Predicciones para la búsqueda de Higgs supersimétricos en el LHC:

variación de los límites en $\tan\beta$ con otros parámetros libres

Isabel García García

Director: Dr. Sven Heinemeyer

Trabajo Fin de Carrera - Licenciado en Física

Universidad de Cantabria

Junio 2012

Índice

Capítulo 1

Introducción

Resumen

Este trabajo se enmarca en el ámbito de la física de partículas y, más concretamente, del *Minimal Supersymmetric Standard Model* (MSSM) – una teoría alternativa al *Standard Model* (SM) que, si bien engloba muchos de los aspectos de éste, pretende resolver algunos de sus problemas.

El SM es, hasta la fecha, la descripción más precisa del comportamiento de las partículas subatómicas y predice la existencia de una partícula aún por descubrir: el bosón de Higgs. El MSSM, por otra parte, predice la existencia de cinco partículas de Higgs, de las cuales tres son neutras: los Higgs h, H y A. Nuestro marco de trabajo es la búsqueda de estos tres Higgs neutros cuando se desintegran a dos leptones τ que se lleva a cabo utilizando datos recogidos por el detector CMS de las colisiones protón-protón que tienen lugar en el LHC – el colisionador de hadrones más grande y potente del mundo que se encuentra situado bajo la ciudad suiza de Ginebra.

Si bien es cierto que no existe todavía ninguna evidencia experimental que respalde el MSSM, sí es posible poner límites en los valores de sus parámetros a través de las observaciones experimentales, i.e. calcular qué valores los distintos parámetros del modelo pueden tomar sin estar en contra de lo que se observa experimentalmente.

Tiene especial interés el cálculo de límites en el parámetro $\tan\beta$ – uno de los más importantes del MSSM – en función de la masa del Higgs A (m_A). Sin embargo, a la hora de calcular dichos límites han de tenerse en cuenta correcciones cuánticas que afectan al acoplamiento entre Higgs neutros y pares de quarks b y leptones τ. Estas correcciones, que se tienen en cuenta a través de las funciones Δ_b y Δ_τ, dan lugar a que los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ se vean afectados por otro parámetro del MSSM: el parámetro μ. A pesar de ello, este efecto del valor de μ no es tenido en cuenta, a día de hoy, a la hora de calcular límites en el parámetro $\tan\beta$.

Este trabajo ha consistido en determinar cuantitativamente la dependencia entre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ y el valor de μ que se produce a través de las correcciones Δ_b y Δ_τ. De esta forma, es posible tener una idea de si su efecto es lo suficientemente apreciable como para que sea absolutamente necesario tenerlas en cuenta o si, por el contrario, es posible despreciarlas.

Organización

El trabajo está organizado como sigue:

- En los capítulos 2 y 3 presentamos un breve resumen de los aspectos teóricos del SM y del MSSM que van a ser relevantes para nosotros.
- En el capítulo 4 hacemos uso de los conceptos vistos anteriormente para definir, ahora de forma precisa, los objetivos de este trabajo. Asimismo, explicamos como procedemos para llevarlos a cabo y las herramientas utilizadas para ello.
- Los capítulos 5 y 6 se ocupan del desarrollo del trabajo propiamente dicho. El primero se centra en hacer un estudio preliminar del sistema que nos ocupa y el segundo del cálculo de los límites en el parámetro $\tan\beta$ y de como se ven afectados por las distintas correcciones.
- Las conclusiones obtenidas se presentan en el capítulo 7.
- Finalmente, algunos Apéndices tratan de aclarar algunos conceptos de importancia secundaria que aparecen a lo largo del trabajo.

Unidades

Como es típico en física de partículas utilizaremos unidades naturales ($\hbar = c = 1$) y expresaremos las masas de las distintas partículas en unidades de energía – en particular en GeV. Además, utilizaremos el convenio de Heaviside-Lorentz, en cual la relación entre la carga del electrón e y la consante de estructura fina α_e es:

$$\alpha_e = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137} \quad \Rightarrow \quad e = |e| = \sqrt{4\pi\alpha_e} \tag{1.1}$$

Igualmente, cabe destacar que los valores de secciones eficaces vendrán dados en pb [1].

Notación

Utilizaremos subíndices griegos para referirnos a las distintas componentes de un cuadrivector (de 0 a 3), mientras que índices latinos se referirán exclusivamente a las componentes espaciales (de 1 a 3). Por ejemplo, para el cuadrivector energía-momento:

$$p^\mu = (E, \mathbf{p}) \quad \rightarrow \quad p^0 = E \qquad p^{1,2,3} = p_{x,y,z}$$

Además, siempre que aparezca un índice repetido se entiende que se realiza una suma sobre todos los posibles valores del mismo, de acuerdo con el siguiente tensor métrico:

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Por ejemplo, sea p^μ el cuadrimomento asociado a una partícula de masa m, entonces:

$$p^\mu p_\mu = g_{\mu\nu} p^\mu p^\nu = p^0 p^0 - p^i p^i = E^2 - |\mathbf{p}|^2 = m^2$$

[1] pb = picobarn; 1 barn= 10^{-28} m^2

Capítulo 2

Standard Model y el Mecanismo de Higgs

2.1 Introducción y fenomenología

La física de partículas se encarga de responder una de las preguntas más fundamentales que ha ocupado a la humanidad a lo largo de su historia: de qué estamos hechos. Esto es, trata de entender cuales son las piezas más elementales que componen todo lo que nos rodea y de explicar como interaccionan. Una respuesta parcialmente satisfactoria a esta pregunta se encuentra en Tabla 2.1, en donde se muestran las partículas fundamentales hasta ahora descubiertas. En dicha tabla vemos que existen seis quarks q y seis leptones, tres de ellos cargados l^- (electrón, muón, tau) y tres de ellos neutros ν_l (los correspondientes neutrinos). Los átomos, por ejemplo, están compuestos por un núcleo de protones y neutrones rodeado de electrones, pero protones y neutrones no son más que estados ligados de quarks – un protón está compuesto por dos quarks u y uno d, mientras que un quark u y dos d forman un neutrón. Además de estas partículas existen también sus correspondientes antipartículas, que representaremos como $\bar{q}$, l^+ y $\bar{\nu}_l$. Los bosones gauge, por otra parte, son las partículas responsables de que se produzcan las distintas interacciones y se conocen como *partículas mediadoras* de fuerza.

Las interacciones que pueden darse entre las distintas partículas son cuatro:

1. fuerza fuerte: afecta a los quarks y el responsable de que se produzca es el gluón g el cual, a su vez, también se ve afectado por la fuerza fuerte.

2. fuerza electromagnética: afecta a todas aquellas partículas con carga eléctrica y su mediador es el fotón γ, el cual no se ve afectado por la fuerza electromagnética ya que carece de carga eléctrica.

3. fuerza débil: afecta tanto a leptones como a quarks y sus partículas mediadoras son los bosones gauge Z y $W^{\pm}$, también susceptibles a este tipo de interacción.

4. fuerza gravitatoria: ocurre entre todas aquellas partículas que tengan masa, pero a nivel subatómico resulta despreciable en comparación con las otras tres, luego no la volveremos a mencionar a partir de ahora.

La teoría que, hasta la fecha, describe con más éxito el comportamiento de todas estas partículas se conoce como *Standard Model* (SM) [2]. El SM describe las interacciones electromagnética y débil como dos manifestaciones de una misma fuerza, la fuerza electrodébil,

Partícula			Spin ($\hbar$)	Carga eléctrica (e)
Quarks:				
u (up)	c (charm)	t (top)	1/2	+2/3
d (down)	s (strange)	b (bottom)	1/2	−1/3
Leptones:				
e^- (electrón)	μ^- (muón)	τ^- (tau)	1/2	−1
ν_e (e-neutrino)	ν_μ (μ-neutrino)	ν_τ (τ-neutrino)	1/2	0
Bosones Gauge:				
γ (fotón)			1	0
Z, $W^\pm$			1	0, ±1
g (gluón)			1	0

Tabla 2.1: Partículas elementales cuya existencia está confirmada junto con el valor de su spin (en unidades de $\hbar$) y carga eléctrica (en unidades de e). Quarks y leptones son fermiones (spin semientero), mientras que las partículas mediadoras de fuerza son bosones (spin entero). Todas estas partículas tienen masas no nulas a excepción del fotón y del gluón. La masa de los neutrinos, por otra parte, es tan pequeña que generalmente se desprecia.

mientras que la interacción fuerte entre quarks viene descrita por *Quantum Cromodynamics* (QCD). Toda la fenomenología del SM es la que se observa en Tabla 2.1 – con excepción del bosón de Higgs H_{SM}, la única partícula del modelo cuya existencia aún no ha sido confirmada.

2.2 Formalismo matemático: QFT + simetrías gauge

La mayoría de teorías en física de partículas, y el SM en particular, se formulan de forma matemática en el marco de *Quantum Field Theory* (QFT), un conjunto de herramientas e ideas que combina mecánica cuántica y relatividad especial haciendo uso del concepto de *campo* [3]. En QFT se trabaja con campos en vez de con estados que representen una única partícula – e.g. hablamos de campo electromagnético en vez de fotón – y dependiendo de como aparezcan en el lagrangiano de nuestra teoría los campos asociados a los distintos tipos de partículas seremos capaces de determinar como éstas interaccionan. Esta relación existente entre los términos que aparecen en el lagrangiano del sistema (campos) y la "vida real" (partículas) es inmediata si hacemos uso de una de las herramientas clave en QFT: los *diagramas de Feynman* – representaciones pictóricas de los distintos procesos de interacción que pueden tener lugar entre partículas que nos permiten traducirlos al lenguaje matemático. El SM, además, explica las interacciones entre partículas basándose en la idea de que todas las interacciones vienen dictadas por principios de simetría – en particular, por lo que se conoce como simetrías *gauge* (= de fase) locales.

Para entender lo que significa todo esto lo mejor es considerar un ejemplo, y el más ilustrativo y simple es el de *Quantum Electrodynamics* (QED), un caso particular de QFT que se encarga de explicar la interacción electromagnética. Tras este ejemplo será más fácil entender como se construye el formalismo matemático del SM.

2.2.1 QED: Invariancia gauge $U(1)$

Si queremos construir una teoría que describa la interacción electromagnética parece razonable empezar considerando el caso más simple, que es el de un sistema formado por una única partícula con carga eléctrica, e.g. el electrón. El comportamiento de un sistema de este tipo (de un fermión con masa) vendrá descrito por el lagrangiano de Dirac:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}_e(x)(i\,\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi_e(x) \qquad (\text{con } \bar{\Psi}_e = \Psi_e^\dagger \gamma_0) \tag{2.1}$$

donde Ψ_e es lo que se conoce como *spinor* de Dirac (un campo con cuatro componentes que representa partículas de spin 1/2), en este caso asociado al electrón, y γ^μ son las matrices de Dirac, cuya forma específica no nos interesa en este momento.

Está claro que (2.1) es invariante bajo transformaciones de la forma:

$$\begin{aligned} &\Psi_e(x) \to \Psi_e'(x) = e^{i\alpha}\Psi_e(x) \\ &\bar{\Psi}_e(x) \to \bar{\Psi}_e'(x) = e^{-i\alpha}\bar{\Psi}_e(x) \qquad\qquad \alpha = \text{const.} \in \Re \end{aligned} \tag{2.2}$$

que son lo que se conoce como transformaciones gauge globales – en particular, transformación gauge global $U(1)$, ya que el grupo $U(1)$ está formado por los números complejos con norma 1 bajo multiplicación, i.e. aquellos números de la forma $e^{i\alpha}$. Esta invariancia gauge global quiere decir que existe alguna corriente conservada, de acuerdo con el *Teorema de Noether*, y en este caso es:

$$j^\mu(x) = -e\bar{\Psi}_e(x)\gamma^\mu\Psi_e(x) \qquad \text{tal que} \qquad \partial_\mu j^\mu(x) = 0 \tag{2.3}$$

que representa la densidad de corriente eléctrica para un electrón de carga $-e$. Decimos, por tanto, que invariancia global $U(1)$ implica conservación de la carga electromagnética.

Sin embargo, ¿qué ocurre si tratamos de generalizar este resultado al caso de invariancia $U(1)$ local, i.e. considerando $\alpha(x) \neq$ const.? En este caso resulta evidente que (2.1) no permanece invariante. De hecho:

$$\mathcal{L}_{Dirac} \to \mathcal{L}'_{Dirac} = \bar{\Psi}_e(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi_e(x) - \bar{\Psi}_e(x)\gamma^\mu\Psi_e(x)\partial_\mu\alpha(x) \neq \mathcal{L}_{Dirac} \tag{2.4}$$

Para conseguir un lagrangiano invariante local $U(1)$ tenemos, por tanto, que librarnos del término adicional en $\mathcal{L}'_{Dirac}$. Para ello, lo que hacemos es introducir un nuevo campo vectorial $A_\mu(x)$, denominado *campo gauge*, que se transforma según:

$$A_\mu(x) \to A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \tag{2.5}$$

y definimos una nueva derivada D_μ como

$$\partial_\mu \to D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu(x) \tag{2.6}$$

Entonces, reemplazando ∂_μ por D_μ en (2.1) construimos el nuevo lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_e(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi_e = \bar{\Psi}_e(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi_e + e\bar{\Psi}_e\gamma^\mu\Psi_e A_\mu \tag{2.7}$$

que sí permanece invariante bajo transformaciones locales $U(1)$.

Además, si queremos interpretar físicamente el nuevo campo gauge como el campo electromagnético, es necesario añadir un término que represente la energía cinética del mismo:

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad \text{con} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{2.8}$$

de modo que finalmente se tiene:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}_e(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi_e + e\bar{\Psi}_e\gamma^\mu\Psi_e A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{2.9}$$

que es precisamente el lagrangiano de QED.

Por tanto, requiriendo invariancia local $U(1)$ en el lagrangiano de Dirac hemos llegado al de QED. La idea importante con la que nos tenemos que quedar es que *el hecho de requerir una simetría gauge local en el lagrangiano de nuestro sistema nos ha conducido a una descripción formal de la interacción correspondiente.*

Finalmente, cabe señalar que este procedimiento es aplicable a todo fermión con una cierta carga eléctrica Q, en cuyo caso, no tendríamos más que remplazar en (2.9) la carga de electrón $-e$ por Q. Nótese que el término que representa el acoplamiento con el campo electromagnético – el segundo sumando en la parte derecha de (2.9) – sólo aparecerá si $Q \neq 0$. Formalmente, se dice que el operador carga eléctrica $\hat{Q}$ es el generador infinitesimal del grupo $U(1)$ – entendiéndose por operador carga eléctrica el que actúa de la forma: $\hat{Q}\Psi_f = Q_f\Psi_f$, siendo Ψ_f el spinor asociado a un fermión f con una cierta carga eléctrica Q_f.

2.2.2 Interacción Electrodébil

Helicidad

Antes de pasar a explicar como el SM describe la interacción electrodébil hemos de comentar un aspecto relevante que afecta tanto a quarks como a leptones y que se conoce con el nombre de *helicidad*. La ecuación que satisfacen aquellos campos asociados a partículas libres (sin considerar interacciones) de spin 1/2 es la ecuación de Dirac:

$$(i\ \gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) = 0 \tag{2.10}$$

Al tratar de encontrar soluciones de la forma $\Psi(x) = u(x)e^{\pm ip\cdot x}$ encontramos que las posibles soluciones son estados propios de lo que se conoce como operador *helicidad*, dado por:

$$\hat{h} \equiv \frac{\hat{\mathbf{p}}\cdot\hat{\mathbf{S}}}{|\hat{\mathbf{p}}|} \tag{2.11}$$

siendo $\hat{\mathbf{p}}$ el operador momento lineal y $\hat{\mathbf{S}}$ el operador de spin.

Puesto que estamos tratando con fermiones de spin 1/2 (luego el spin en una dirección privilegiada puede tomar valores $+1/2$ ó $-1/2$), los estados propios del operador helicidad podrán tener valores propios $+1/2$ ó $-1/2$. La forma de interpretar esto es la siguiente: partículas para las cuales su spin sea paralelo a $\mathbf{p}$ tienen helicidad $+1/2$ y decimos que son estados *right-handed*, mientras que partículas cuyo spin sea antiparalelo a $\mathbf{p}$ tienen helicidad $-1/2$ y decimos que son estados *left-handed*. Esta diferencia entre estados *right-handed* y *left-handed* es importante, ya que no se comportan de igual forma en lo que a la interacción débil se refiere. Es obvio, por otra parte, que estos dos tipos de estados no están desconectados, ya que siempre podemos realizar una transformación de Lorentz a otro sistema de referencia en el cual el momento de la partícula sea igual pero de signo opuesto (mientras que su spin no varía) y por tanto habremos cambiado su helicidad. Nótese que esto no es posible para partículas que carezcan de masa, como los neutrinos.

Por tanto, por cada fermión de los que aparecen en Tabla 2.1 decimos que hay dos grados de libertad fermiónicos con helicidad definida, salvo en el caso de los neutrinos que sólo existen como estados *left-handed*. En particular, si Ψ_f es el campo (spinor de Dirac) que representa a un fermión f, los estados *right-handed* y *left-handed* asociados al mismo vienen dados por:

$$f_R = \frac{1}{2}(\mathbb{1} + \gamma^5)\ \Psi_f \qquad f_L = \frac{1}{2}(\mathbb{1} - \gamma^5)\ \Psi_f \qquad \text{tal que} \qquad \Psi_f = f_R + f_L \tag{2.12}$$

donde γ^5 se construye a partir de las matrices de Dirac como $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

Invariancia gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$

El SM describe las interacciones débil y electromagnética de forma conjunta a través de invariancia gauge local $SU(2)_L \times U(1)_Y$, siendo $SU(2)_L$ (el subíndice L para indicar que sólo afecta a fermiones *left-handed*) el grupo generado por los operadores de *isospin débil* y $U(1)_Y$ el generado por el operador *hipercarga*. En este caso, isospin débil e hipercarga pueden entenderse como las cargas responsables de que la interacción electrodébil ocurra (como cuando decimos que la carga eléctrica es la responsable de la interacción electromagnética). Es importante señalar que aunque la hipercarga Y es una magnitud escalar, como la carga eléctrica Q, el isospin débil $\mathbf{I}$ es un momento angular (igual que el spin ordinario) y es su tercera componente I^3 a lo que realmente llamamos carga de isospin.

Como antes, conseguir invariancia local requiere introducir nuevos campos gauge vectoriales asociados a cada grupo (tantos campos como dimensión tenga el grupo). En este caso, introducimos tres nuevos campos gauge para el grupo $SU(2)_L$ y uno para el $U(1)_Y$:

$$\begin{array}{lcl} SU(2)_L & \rightarrow & W^1_\mu, W^2_\mu, W^3_\mu \\ U(1)_Y & \rightarrow & B_\mu \end{array} \tag{2.13}$$

Entonces, en un intento de reflejar lo que se observa experimentalmente [4], fermiones *left-handed* se agrupan en estados que son dobletes de isospin ($I_L = 1/2$, $I^3_L = \pm 1/2$) mientras que fermiones *right-handed* forman singletes de isospin ($I_R = 0$, $I^3_R = 0$). Así, los pertenecientes a un doblete se acoplarán a los campos W^a_μ asociados al grupo $SU(2)_L$ mientras que los pertenecientes a un singlete no, de igual forma que una partícula sólo puede acoplarse al campo electromagnético si su carga eléctrica es $Q \neq 0$. Por otra parte, la hipercarga de los distintos estados se relaciona con sus cargas eléctrica y de isospin a través de la *relación de Gell-Mann-Nishijima*:

$$Q = I^3 + \frac{Y}{2} \tag{2.14}$$

de forma tal que las dos componentes de un doblete de isospin tendrán el mismo valor de hipercarga Y_L. Además, singletes de isospin tienen hipercarga $Y_R \neq 0$, con lo cual también se acoplan al campo B_μ.

Por ejemplo, tendríamos los dobletes de fermiones *left-handed*:

$$\chi_e = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad \left\{ \begin{array}{lllll} \nu_{eL}: & I^3 = +1/2, & Q = 0, & Y = -1 \\ e_L \;: & I^3 = -1/2, & Q = -1, & Y = -1 \end{array} \right.$$
$$\chi_u = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad \left\{ \begin{array}{lllll} u_L \;: & I^3 = +1/2, & Q = +2/3, & Y = 1/3 \\ d_L \;: & I^3 = -1/2, & Q = -1/3, & Y = 1/3 \end{array} \right.$$

junto con singletes *right-handed*:

$$\psi_e = e_R: \; I^3 = 0, \; Q = -1, \; Y = -2 \qquad \psi_u = \left\{ \begin{array}{llll} u_R: & I^3 = 0, & Q = 2/3, & Y = 4/3 \\ d_R: & I^3 = 0, & Q = -1/3, & Y = -2/3 \end{array} \right.$$

Por otra parte, en este caso hemos de introducir dos nuevas derivadas $D_{L\mu}$ y $D_{R\mu}$, que afecten a dobletes y singletes de isospin respectivamente, que tienen la forma:

$$D_{L\mu} = \partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{Y_L}{2} B_\mu \qquad D_{R\mu} = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y_R}{2} B_\mu \tag{2.15}$$

donde σ^a son las matrices de Pauli y las constantes g_1 y g_2 son a las interacciones de hipercarga e isospin débil lo que la carga del electrón es a la interacción electromagnética. Además, g_1 y g_2 están relacionadas con la última a través de la expresión

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{2.16}$$

Entonces, el lagrangiano más simple que describe la interacción electrodébil entre fermiones y bosones gauge siendo, además, invariante gauge local $SU(2)_L \times U(1)_Y$ toma la forma:

$$\mathcal{L}_{EW}^{(0)} = \sum_f \left(\bar{\chi}_f i\gamma^\mu D_{L\mu} \chi_f + \bar{\psi}_f i\gamma^\mu D_{R\mu} \psi_f \right) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{2.17}$$

donde el subíndice f se refiere a cada doblete χ_f o singlete ψ_f de fermiones y en donde ya hemos introducido los términos asociados a la energía cinética de los campos gauge:

$$\begin{array}{rcl} W_{\mu\nu}^a & = & \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ B_{\mu\nu} & = & \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{array} \tag{2.18}$$

Pero (2.17) describe la interacción entre fermiones y bosones gauge electrodébiles siendo todos ellos partículas sin masa, ya que para dar cuenta de las masas de fermiones y bosones deberían aparecer términos de la forma:

$$-m_f \bar{\Psi}_f \Psi_f \text{ (fermiones)} \qquad + \frac{1}{2} m_B^2 B_\mu B^\mu \text{ (bosones)} \tag{2.19}$$

Sin embargo, introducir este tipo de términos *ad hoc* en el lagrangiano haría que éste ya no fuese invariante bajo transformaciones $SU(2)_L \times U(1)_Y$. ¿Cómo construir, entonces, un lagrangiano que sea compatible con quarks, leptones y bosones gauge masivos, de acuerdo con lo que se observa experimentalmente? Es necesario utilizar algún mecanismo que de lugar a la aparición de términos de masa pero preservando la invariancia $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y, para lograr esto, la manera más aceptada hasta ahora es lo que se conoce como *Mecanismo de Higgs*.

2.2.3 El Mecanismo de Higgs

La manera en que el SM introduce las masas tanto de fermiones como de bosones gauge electrodébiles es lo que se conoce como *Mecanismo de Higgs* [5]. Para el caso de los bosones gauge, este mecanismo esencialmente consiste en añadir a (2.17) la nueva contribución:

$$\mathcal{L}_H = (D_{L\mu}\Phi(x))^\dagger D_L^\mu \Phi(x) - V(|\Phi(x)|) \tag{2.20}$$

que no es más que el lagrangiano asociado a un campo bosónico de spin 0, siendo Φ lo que se conoce como *doblete de Higgs* (doblete de isospin complejo) que toma la forma

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Re\phi^+ + i\Im\phi^+ \\ \Re\phi^0 + i\Im\phi^0 \end{pmatrix} \qquad (Y=1) \tag{2.21}$$

Nótese que al ser Φ un doblete de isospin complejo cuenta con dos componentes, ϕ^+ y ϕ^0, que tendrán, a su vez, parte real y parte imaginaria. Hemos introducido, por tanto, cuatro grados de libertad bosónicos.

Por otra parte, el potencial $V(|\Phi|)$ viene dado por

$$V(|\Phi|) = -\mu_{SM}^2 \Phi^\dagger\Phi + \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi)^2 = -\mu_{SM}^2|\Phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\Phi|^4 \;, \qquad \lambda, \mu_{SM} = \text{const.} \tag{2.22}$$

y resulta que alcanza su valor mínimo para un valor $|\Phi|_0 \neq 0$ (siempre que $\mu_{SM}^2 > 0$), con lo cual decimos que el doblete de Higgs tiene un cierto *valor esperado en el vacío* (vev) Φ_0 no nulo (véase Figura 2.1):

$$\frac{\partial V}{\partial|\Phi|} = 0 \quad \Rightarrow \quad |\Phi|_0^2 = \frac{2\mu_{SM}^2}{\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \text{ (mínimo)} \tag{2.23}$$

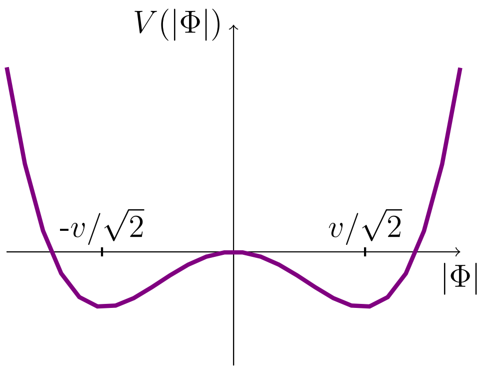

Figura 2.1: Forma del potencial de Higgs $V(|\Phi|)$ cuando $\mu_{SM}^2 > 0$, caso en el cual alcanza su valor mínimo para un valor de $|\Phi|$ distinto de 0.

Entonces, elegimos como vev para el campo de Higgs:

$$|\Phi|_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \qquad \Rightarrow \Phi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

Además, resulta que es posible expandir el doblete de Higgs en torno a ese vev como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{SM}(x) \end{pmatrix} \qquad \text{con} \qquad H_{SM} = \Re H_{SM} \tag{2.25}$$

donde H_{SM} es la componente del campo de Higgs que asociamos con la partícula del mismo nombre. Cuando escribimos el campo de Higgs de esta forma, se dice que estamos trabajando en el *gauge unitario*. Parece, sin embargo, que hay una inconsistencia en escribir el doblete de Higgs como aparece en (2.25): tenemos un único grado de libertad bosónico H_{SM}, ¿qué ha pasado con los otros tres? No hay que alarmarse, responderemos esta pregunta en breve.

Bosones Gauge: masas y acoplamientos con el bosón de Higgs

Ahora, veamos lo que ocurre al introducir (2.25) en (2.20) (con $Y_L = 1$ para el campo de Higgs):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= (D_{L\mu}\Phi)^\dagger D_L^\mu \Phi - V(|\Phi|) \\ &= \frac{1}{2}\left((\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{SM} \end{pmatrix}\right)^\dagger \left((\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{SM} \end{pmatrix}\right) \\ &+ \frac{\mu^2}{2}(v + H_{SM})^2 - \frac{\lambda}{16}(v + H_{SM})^4 \end{aligned} \tag{2.26}$$

El primer término en (2.26) da cuenta de la energía cinética asociada al campo de Higgs, de su interacción con los bosones gauge y de las masas de éstos. Tras las operaciones correspondientes, y obviando el término de la energía cinética del Higgs, puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_{H_I} = \frac{(v + H_{SM})^2}{8} g_2^2 (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) + \frac{(v + H_{SM})^2}{8} \begin{pmatrix} B_\mu & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_1^2 & g_1 g_2 \\ g_1 g_2 & g_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

Ahora, definimos los nuevos campos complejos $W^\pm$ – que son los campos que asociamos a los bosones gauge $W^\pm$ – a partir de los campos W_μ^1 y W_μ^2 como:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm i W_\mu^2) \qquad \text{tal que} \qquad W_\mu^+ W^{-\mu} = \frac{1}{2}(W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \tag{2.28}$$

con lo cual el primer término en (2.27) se transforma en:

$$\mathcal{L}_{HW} = \frac{v^2 g_2^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v g_2^2}{2} H_{SM} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g_2^2}{4} H_{SM}^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \tag{2.29}$$

El primer término en (2.29) puede identificarse con la masa de los bosones cargados $W^\pm$:

$$m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} = \frac{v^2 g_2^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} \quad \Rightarrow \quad m_W = \frac{v g_2}{2} \tag{2.30}$$

mientras que el segundo representa el acoplamiento entre el Higgs y un par de bosones $W^\pm$, siendo la constante de acoplamiento:

$$y_W = \frac{v g_2^2}{2} = g_2 m_W \tag{2.31}$$

En lo que respecta al segundo término en (2.27), lo primero que hemos de hacer, si queremos ver cuales son realmente los estados físicos del sistema, es diagonalizarlo y hallar sus autovalores y autovectores. Estos últimos – en la base (B_μ, W_μ^3) – son

$$A_\mu = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}B_\mu - \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}W_\mu^3 = \cos\theta_W B_\mu - \sin\theta_W W_\mu^3 \tag{2.32}$$

$$Z_\mu = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}B_\mu + \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}W_\mu^3 = \sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \tag{2.33}$$

donde hemos definido

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \qquad \cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \tag{2.34}$$

Estos campos A_μ, Z_μ son los que representan a los dos bosones gauge neutros: el fotón γ y el bosón Z. En la base formada por estos dos estados el segundo término en (2.27) se escribe

$$\mathcal{L}_{H,AZ} = \frac{v^2}{8}(g_1^2+g_2^2)Z_\mu Z^\mu + \frac{v}{4}(g_1^2+g_2^2)H_{SM}Z_\mu Z^\mu + \frac{(g_1^2+g_2^2)}{8}H_{SM}^2 Z_\mu Z^\mu \tag{2.35}$$

en donde el primer término puede ser identificado como la masa del bosón Z:

$$\frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{v^2}{8}(g_1^2+g_2^2)Z_\mu Z^\mu \quad \Rightarrow \quad m_Z = \frac{v\sqrt{g_1^2+g_2^2}}{2} = \frac{vg_2}{2\cos\theta_W} \tag{2.36}$$

mientras que el segundo representa el acoplamiento entre el bosón de Higgs y un par de bosones Z, siendo la constante de acoplamiento:

$$y_Z = \frac{v}{4}(g_1^2+g_2^2) = \frac{g_2 m_Z}{2\cos\theta_W} \tag{2.37}$$

Nótese que no aparece ningún término de masa para el campo A_μ ni ningún término que represente el acoplamiento entre éste y el Higgs H_{SM}. Esto quiere decir que el SM predice una masa nula para el fotón $m_\gamma = 0$ (de acuerdo con lo que se observa experimentalmente) junto con la no existencia de un acoplamiento directo entre la partícula de Higgs y los fotones.

Llegados a este punto, es momento de recapitular. Como ya indicamos, introdujimos en el lagrangiano de nuestro sistema el doblete de Higgs – que inicialmente contaba con 4 grados de libertad bosónicos – y hemos terminado con una única partícula de Higgs neutra, i.e. un único grado de libertad. Sin embargo, esa maniobra ha dado lugar a que tres de los bosones gauge de nuestra teoría tengan masa (los bosones $W^\pm$ y Z). Se dice, por tanto, que *los otros tres grados de libertad bosónicos se han utilizado en generar la masa de los bosones gauge.*

Es preciso hacer hincapié, por otra parte, en la relación que hay entre las masas de los bosones gauge, sus constantes de acoplamiento con el Higgs y el vev de éste:

$$y_W = \frac{2m_W^2}{v}, \quad y_Z = \frac{m_Z^2}{v} \qquad \Rightarrow \qquad m_W = \sqrt{\frac{vy_W}{2}}, \quad m_Z = \sqrt{vy_Z} \tag{2.38}$$

en donde se puede apreciar claramente como el hecho de que los bosones gauge adquieran masa $(m_W, m_Z \neq 0)$ en el marco del SM se debe precisamente a que interaccionan con el bosón de Higgs $(y_W, y_Z \neq 0)$ y a que este último tiene un cierto vev no nulo $(v \neq 0)$.

Por otra parte, combinando (2.30) y (2.36) es inmediato que:

$$\cos\theta_W = \frac{m_W}{m_Z} \tag{2.39}$$

y que:

$$v = \frac{2m_W}{g_2} = \frac{2m_W \sin\theta_W}{e} = \frac{2m_W}{\sqrt{4\pi\alpha}}\sqrt{1-\frac{m_W^2}{m_Z^2}} \approx 250 \text{ GeV} \sim 10^2 \text{ GeV} \tag{2.40}$$

donde hemos tenido en cuenta que $m_W = 80.399 \pm 0.023$ GeV y $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [6]. El orden de magnitud de v es particularmente importante, ya que $v \sim m_W \sim m_Z$ y es lo que se conoce como escala de la interacción electrodébil, i.e. el orden de magnitud de la energía con la que se producen las interacciones de este tipo.

Fermiones: masas y acoplamientos con el bosón de Higgs

La manera de proporcionar masa a los fermiones de manera que el lagrangiano resultante siga siendo invariante gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se realiza, como en el caso de los bosones gauge, a través del mecanismo de Higgs. Por ejemplo, para el caso del electrón y su correspondiente neutrino el término que se añade a (2.17) es:

$$\mathcal{L}_{H,e\nu_e} = -g_e\left\{(\bar{\nu}_{eL}, \bar{e}_L)\ \Phi\ e_R + \bar{e}_R\ \Phi^\dagger\ \begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ e_L\end{pmatrix}\right\} \tag{2.41}$$

de modo que sustituyendo Φ por (2.25) y teniendo en cuenta que $\bar{\Psi}_f\Psi_f = \bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L$ se tiene:

$$\mathcal{L}_{H,e\nu_e} = -\frac{vg_e}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_e\Psi_e - \frac{g_e}{\sqrt{2}}H_{SM}\bar{\Psi}_e\Psi_e \tag{2.42}$$

Entonces, el primer término en (2.42) corresponde a un término de masa para el electrón:

$$-\frac{vg_e}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_e\Psi_e = -m_e\bar{\Psi}_e\Psi_e \qquad \Rightarrow \qquad m_e = \frac{vg_e}{\sqrt{2}} \tag{2.43}$$

mientras que el segundo corresponde al término de acoplamiento entre el bosón de Higgs y un par e^+e^-, siendo la constante de acoplamiento:

$$y_e = \frac{g_e}{\sqrt{2}} \tag{2.44}$$

de modo que combinando ambas expresiones vemos que:

$$m_e = vy_e \tag{2.45}$$

es decir, que el electrón adquiere una cierta masa en el marco del SM gracias a que se acopla a la partícula de Higgs ($y_e \neq 0$) y a que el campo de Higgs tiene un vev no nulo ($v \neq 0$). Nótese que no nos aparece ningún término de masa ni de acoplamiento con el Higgs para el neutrino.

La manera en que el resto de leptones y quarks adquieren masa es totalmente análoga a como hemos descrito para el caso del electrón y, al final, los términos adicionales que aparecen en el lagrangiano son:

$$\mathcal{L}_f = -\sum_{\text{todos } f}\left(m_f\bar{\Psi}_f\Psi_f + y_f H_{SM}\bar{\Psi}_f\Psi_f\right) \tag{2.46}$$

siendo $m_f = vy_f$.

2.3 Problemas del SM

2.3.1 Problema de la Jerarquía

En el SM el cálculo de masas, secciones eficacez, constantes de acoplamiento y otras magnitudes observables se lleva a cabo de forma perturbativa: se realiza el cálculo al orden más bajo (lo que comunmente se denomina *tree-level*) y, posteriormente, se mejora el resultado introduciendo contribuciones de órdenes más altos, a las que nos referimos como *correcciones radiativas*. Sin embargo, cuando se consideran las correcciones a la masa del bosón de Higgs en el marco del SM se obtiene que éstas deberían ser del orden de la escala de energía hasta la cual el SM tiene validez, que es lo que se conoce como escala de Planck:

$$M_{Planck} \sim 10^{19} \text{ GeV} \tag{2.47}$$

Sin embargo, la masa del Higgs fija la escala de la interacción electrodébil, que es del orden de la masa de los bosones mediadores de dicha fuerza:

$$m_Z \sim m_W \sim 10^2 \text{ GeV} \tag{2.48}$$

Esta discrepancia entre la escala electrodébil que observamos (10^2 GeV) y la escala de Planck (10^{19} GeV), que es la escala de energía que el SM predice para la interacción electrodébil, es lo que se conoce como *problema de la jerarquía* [1] y es uno de los principales fallos del SM.

2.3.2 Materia Oscura

Otro de los problemas del SM es que, como ya hemos comentado, toda su fenomenología es la que aparece en Tabla 2.1 junto con el todavía hipotético bosón de Higgs. Esto es: no predice la existencia de ninguna otra partícula. Sin embargo, explicar la presencia de materia oscura en el Universo no es posible si sólo disponemos de la fenomenología que nos proporciona el SM: es necesario que haya alguna partícula nueva [7]. Esta falta de un candidato por parte del SM para explicar la materia oscura es otro de los principales inconvenientes del modelo.

2.3.3 Unificación

De igual forma que hablamos de la constante de estructura fina α_e como la constante que mide como de fuerte es la interacción electromagnética, existen otras tres constantes *gauge* asociadas a las interacciones fuerte, de isospin débil y de hipercarga: α_s, α_2 y α_1 respectivamente. El valor de estas "constantes" de hecho depende de cual sea la energía típica a la que se producen las interacciones entre partículas (actualmente, como ya hemos comentado, es del orden de 10^2 GeV).

Lo ideal sería que existiese una escala de energía para la cual el valor de estas tres constantes fundamentales fuese el mismo, i.e. que se produjese una *unificación* de las tres fuerzas a una escala de energía superior a la que observamos ahora – esto es, cuando la edad del Universo era menor. Sin embargo, este fenómeno no se da en el SM [1] y, por tanto, no es un marco teórico propicio para la construcción de una teoría unificada, que explique todas las interacciones a partir de una única fuerza primordial.

Capítulo 3

Supersymmetry y el *Minimal Supersymmetric Standard Model*

3.1 ¿Qué es *Supersymmetry* y por qué nos interesa?

Como consecuencia de los problemas que plantea el SM han surgido en los últimos tiempos un grupo de teorías alternativas comunmente conocidas como teorías *más allá* del SM. Entre ellas destaca la denominada *Supersymmetry* (SUSY), teoría que se puede construir fácilmente como extensión del SM y es en la que nos vamos a centrar a partir de ahora.

SUSY se basa en la existencia de una transformación de simetría (una transformación que deja invariante la acción del sistema) llamada *supersimetría*, la cual relaciona grados de libertad bosónicos y fermiónicos de forma tal que cada grado de libertad fermiónico en el marco de una teoría supersimétrica tiene asociado un grado de libertad bosónico y viceversa [1]. Nótese que esto no implica asociar un bosón a cada fermión presente en el modelo, si no a cada uno de sus grados de libertad. Por ejemplo, si consideramos un quark q (spin 1/2) éste tiene dos grados de libertad fermiónicos (dos estados de helicidad definida) q_L y q_R, los cuales tienen asociados dos grados de libertad bosónicos $\tilde{q}_L$ y $\tilde{q}_R$ (spin 0) que corresponden a dos partículas distintas, a las que denominamos *compañeras supersimétricas* del quark q.

Para tener una idea de en qué consiste una simetría de este tipo, consideremos el sistema más simple que puede ser descrito por un lagrangiano supersimétrico, que es el caso de un fermión de spin 1/2 con helicidad definida, e.g. *left-handed*, y un bosón de spin 0, ambos sin masa y sin interaccionar. El lagrangiano de un sistema de este tipo estaría formado por el lagrangiano de Klein-Gordon para el bosón sin masa sumado al de Dirac para el fermión sin masa, esto es:

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \partial_\mu \phi^\dagger(x) \partial^\mu \phi(x) + i\ \bar{f}_L(x) \gamma^\mu \partial_\mu f_L(x) \tag{3.1}$$

siendo $\phi(x)$ el campo escalar asociado al bosón y $f_L(x)$ el spinor de Dirac asociado al fermión.

Una transformación infinitesimal de supersimetría sobre los campos que forman nuestro sistema tendría la forma siguiente:

$$\phi(x) \quad \rightarrow \quad \phi'(x) = \phi(x) + \delta_\xi \phi(x) \qquad \text{con} \qquad \delta_\xi \phi(x) \sim \xi\ f_L(x) \tag{3.2}$$

$$f_L(x) \quad \rightarrow \quad f'_L(x) = f_L(x) + \delta_\xi f_L(x) \qquad \text{con} \qquad \delta_\xi f_L(x) \sim \xi\ \phi(x) \tag{3.3}$$

donde ξ es el parámetro que caracteriza la transformación (como el ángulo de rotación cuando hablamos de transformaciones de rotación espaciales). Como vemos, se trata de un tipo de transformación que relaciona el campo escalar con el spinor (el bosón con el fermión) y será una simetría del sistema si deja la acción del mismo invariante.

Partiendo de la base del SM es posible construir teorías supersimétricas, lo cual en cualquier caso implica un aumento en la fenomenología del modelo (en el número de partículas que lo componen) y en el número de parámetros necesarios para una descripción completa del mismo. De hecho, uno de los inconvenientes y a la vez ventajas de las teorías supersimétricas es que introducen tantos parámetros nuevos – que son parámetros libres puesto que SUSY no se ha descubierto y por tanto no hay medidas experimentales que fijen sus valores – que las posibilidades fenomenológicas son inmensas.

El principal motivo existente para considerar SUSY como un buen candidato para reemplazar al SM es que resuelve los principales problemas que éste plantea. En primer lugar, es capaz de solucionar el problema de la jerarquía gracias a que las correcciones a la masa del bosón de Higgs procedentes de las partículas del SM serían iguales pero de signo opuesto a las nuevas correcciones procedentes de sus compañeras supersimétricas. De esta forma, es posible obtener un resultado para la masa del Higgs del orden de 10^2 GeV [1].

Por otra parte, nuevas partículas en el modelo dan lugar a nuevas posibilidades y una de ellas es la de explicar la naturaleza de la materia oscura. A diferencia de lo que ocurre con el SM, las teorías supersimétricas sí presentan candidatos que pueden ser las partículas que forman dicha materia cuya naturaleza aún desconocemos [7].

Finalmente, otro motivo para tomar SUSY en serio es el hecho de que permite la unificación de las tres constantes *gauge* de las que hablamos anteriormente a una escala de energía cercana a M_{Planck}, creando así un marco ideal para la construcción de una teoría unificada [1].

3.2 *Minimal Supersymmetric Standard Model*

La extensión supersimétrica más simple del SM es lo que se conoce como *Minimal Supersymmetric Standard Model* (MSSM). Este nuevo modelo cuenta con todas las partículas del SM que aparecen en Tabla 2.1, a las cuales se les añaden nuevas partículas supersimétricas que surgen como resultado de doblar el número de grados de libertad. El hecho de que aún no se hayan descubierto ninguna de estas nuevas partículas nos indica que sus masas han de ser muy diferentes de las masas de las partículas que ya conocemos – si fuesen similares, ya habrían sido descubiertas. Para incluir este aspecto en el formalismo teórico del MSSM es necesario introducir nuevos parámetros libres relativos a las masas de las distintas partículas supersimétricas, que se conocen como parámetros *soft susy-breaking*.

A continuación, veremos una breve descripción de cada uno de los sectores del MSSM, con sus distintas partículas y los parámetros más relevantes en cada caso.

3.2.1 Higgs y Higgsinos

En el marco del MSSM es necesaria la presencia de dos dobletes de Higgs complejos, a diferencia de uno como ocurre en el SM, que llamaremos H_u y H_d:

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \qquad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

y cada una de sus componentes tendrá asociada un compañero supersimétrico de spin 1/2 al que denominamos *higgsino*. Hay, por tanto, dos higgsinos cargados ($\tilde{H}_u^+$ y $\tilde{H}_d^-$) y dos neutros ($\tilde{H}_u^0$ y $\tilde{H}_d^0$).

Al igual que ocurre en el SM, los dos dobletes de Higgs del MSSM son los encargados de dotar de masa al resto de partículas gracias a que adquieren un cierto vev, que en este caso llamamos v_u y v_d para los dobletes H_u y H_d, siendo el primero el que proporciona masa a los quarks u, c y t y el segundo el que da cuenta de las masas de los quarks d, s, b y de los tres leptones cargados. Estos dos vev no son totalmente independientes – cumplen $\sqrt{v_u^2 + v_d^2} = v \simeq 250$ GeV – y, por tanto, se considera el cociente entre ambos como uno de los parámetros libres del MSSM, al que llamamos $\tan\beta$:

$$\tan\beta \equiv \frac{v_u}{v_d} \tag{3.5}$$

que es uno de los parámetros más importantes en lo que respecta al sector de Higgs.

En el MSSM, entonces, partimos de dos dobletes de Higgs (8 grados de libertad) que toman un cierto vev. Tres de ellos se emplean, de nuevo, en generar las masas de los bosones gauge y los otros cinco dan lugar a cinco bosones de Higgs distintos: 3 neutros (h, H y A) y 2 cargados ($H^\pm$). A orden más bajo en teoría de perturbaciones es posible escribir la masa de estos cinco Higgs en función de la masa de uno de ellos (típicamente m_A) y de $\tan\beta$:

$$\begin{aligned}
A^0 &\rightarrow m_A \\
h^0 &\rightarrow m_h = \frac{1}{\sqrt{2}}\{m_A^2 + m_Z^2 - [(m_A^2 + m_Z^2) - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2(2\beta)]^{1/2}\}^{1/2} \\
H^0 &\rightarrow m_H = \frac{1}{\sqrt{2}}\{m_A^2 + m_Z^2 + [(m_A^2 + m_Z^2) - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2(2\beta)]^{1/2}\}^{1/2} \\
H^\pm &\rightarrow m_{H^\pm} = \sqrt{m_W^2 + m_A^2}
\end{aligned}$$

en donde puede verse como, a orden más bajo, siempre ocurre que $m_h < m_A < m_H$. A partir de ahora nos centraremos exclusivamente en los tres Higgs neutros.

Por otra parte, al igual que ocurre en el SM, en el lagrangiano del MSSM aparecen términos de interacción entre fermiones y bosones de Higgs. Veamos cual es la forma de algunos de estos términos en el caso de los Higgs neutros:

1. acoplamiento con pares de quarks t (es igual para quarks u y c):

$$\mathcal{L}_{t\bar{t}} = -\frac{g_2 m_t}{2m_W}\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\,\bar{t}t\;h - \frac{g_2 m_t}{2m_W}\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\,\bar{t}t\;H + \frac{g_2 m_t}{2m_W}\frac{1}{\tan\beta}\;i\bar{t}\gamma^5 t\;A \tag{3.6}$$

2. acoplamiento con pares de quarks b (es igual para quarks d y s):

$$\mathcal{L}_{b\bar{b}} = \frac{g_2 m_b}{2m_W}\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}\,\bar{b}b\;h - \frac{g_2 m_b}{2m_W}\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\,\bar{b}b\;H + \frac{g_2 m_b}{2m_W}\tan\beta\;i\bar{b}\gamma^5 b\;A \tag{3.7}$$

3. acoplamiento con pares de leptones τ (es igual para leptones e y μ):

$$\mathcal{L}_{\tau\tau} = \frac{g_2 m_\tau}{2m_W}\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}\,\bar{\tau}\tau\; h - \frac{g_2 m_\tau}{2m_W}\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\,\bar{\tau}\tau\; H + \frac{g_2 m_\tau}{2m_W}\tan\beta\; i\bar{\tau}\gamma^5\tau\; A \tag{3.8}$$

donde α se relaciona con m_A y $\tan\beta$ de la siguiente forma:

$$\tan(2\alpha) = \frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2}\tan(2\beta) \tag{3.9}$$

Lo importante que tenemos que notar es que el acoplamiento entre los Higgs neutros del MSSM y los distintos pares de fermiones tiene la misma forma que para el Higgs del SM pero multiplicado por distintos factores que dependen de parámetros supersimétricos. Para el Higgs A, por ejemplo, vemos como el término de acoplamiento con pares de quarks t y b es proporcional a las cantidades

$$h_{At\bar{t}} = \frac{g_2 m_t}{2m_W}\frac{1}{\tan\beta} = y_t\frac{1}{\tan\beta} \qquad\qquad h_{Ab\bar{b}} = \frac{g_2 m_b}{2m_W}\tan\beta = y_b\tan\beta \tag{3.10}$$

lo cual es igual al resultado que obteníamos en el SM pero dividido y multiplicado por $\tan\beta$ respectivamente. Por tanto, ahora no podemos decir que el acoplamiento entre un bosón de Higgs y otra partícula es tanto más fuerte cuanto más masiva sea esta: depende también de los valores que tomen otros parámetros del modelo como $\tan\beta$, además de otros que aparecen al tener en cuenta correcciones radiativas.

Por otra parte, es de especial interés el caso en que $m_A \geq 2m_Z$. En esta situación, conocida como *decoupling limit*, los Higgs A y H son muy similares – están prácticamente degenerados en masa ($m_A \approx m_H$) y sus acoplamientos con el resto de partículas son esencialmente iguales, mientras que el Higgs h presenta propiedades muy similares a las del Higgs predicho por el SM H_{SM}. Buena parte de los resultados que obtenemos en este trabajo se encuentran precisamente en este *decoupling limit*.

Otro parámetro ha destacar en el sector de Higgs es el parámetro μ, que aparece en el potencial del MSSM junto con los dos dobletes de Higgs, de la siguiente forma:

$$|\mu|^2(|H_u^+|^2 + |H_d^-|^2 + |H_u^0|^2 + |H_d^0|^2)$$

Nótese que las dimensiones de μ son, por tanto, dimensiones de masa. De hecho, más adelante veremos que este parámetro μ es el que fija la masa de otro grupo de partículas supersimétricas, los *neutralinos* y *charginos*.

3.2.2 Bosones Gauge y Gauginos

Cada uno de los bosones gauge electrodébiles del SM (B, W^3, W^+, W^-) tiene asociado un compañero supersimétrico de spin 1/2 que denominamos *gaugino* ($\tilde{B}$, $\tilde{W}^3$, $\tilde{W}^+$, $\tilde{W}^-$). Para que el modelo sea consistente con gauginos que tengan masas diferentes a las de los bosones gauge es necesario introducir un par de parámetros que afecten a las masas de los primeros: M_1 y M_2. Asumiendo que se produzca el fenómeno de unificación del que hemos hablado previamente, estos dos parámetros están relacionados a través de la expresión:

$$M_1 = \frac{5}{3}\frac{\sin^2\theta_W}{\cos^2\theta_W}M_2 \approx 0.5M_2 \tag{3.11}$$

3.2.3 Higgsinos + Gauginos $\Rightarrow$ Neutralinos + Charginos

De igual forma que los bosones gauge del SM B y W^3 se mezclan para dar lugar a los estados físicos que corresponden al bosón Z y al fotón γ, los gauginos y higgsinos se mezclan para dar lugar a estados físicos que reciben el nombre de *neutralinos* y *charginos*, los cuales son los autoestados que hacen que la matriz de masa correspondiente tenga forma diagonal.

Concretamente, higgsinos neutros ($\tilde{H}_u^0$,$\tilde{H}_d^0$) se mezclan con gauginos neutros ($\tilde{B}$,$\tilde{W}^3$) para dar lugar a neutralinos. Nos referimos a ellos como $\tilde{\chi}_i^0$ $(i = 1, 2, 3, 4)$ y dependiendo de donde proceda la contribución más importante a un estado neutralino decimos que es de tipo gaugino o de tipo higgsino. Las masas de los neutralinos m_{N_i} (aceptando el convenio $m_{N_i} < m_{N_j}$ si $i < j$) vienen determinadas esencialmente por las masas de los gauginos M_1 y M_2 y por los parámetros μ y $\tan\beta$. En el caso en que $M_1 < M_2 < |\mu|$ las masas de los neutralinos son de la forma [8]:

$$m_{N_1} = M_1 + f_1(\mu, M_1, \tan\beta) \sim M_1 \tag{3.12}$$

$$m_{N_2} = M_2 + f_2(\mu, M_2, \tan\beta) \sim M_2 \tag{3.13}$$

$$m_{N_{3,4}} = |\mu| + f_{3,4}(\mu, M_1, M_2, \tan\beta) \sim |\mu| \tag{3.14}$$

donde las f_i son funciones cuya forma específica es irrelevante para nosotros. Lo importante es que uno de los neutralinos tiene un masa del orden de M_1, otro del orden de M_2 y otros dos del orden de $|\mu|$. Precisamente por esto último, el parámetro μ tiene una especial importancia en el sector de los neutralinos, ya que fija el orden de magnitud de las masas de dos de ellos.

Por otra parte, gauginos cargados ($\tilde{W}^+$,$\tilde{W}^-$) sólo se mezclan con higgsinos cargados ($\tilde{H}_u^+$,$\tilde{H}_d^-$) para dar lugar a cuatro charginos. Nos referimos a ellos como $\tilde{\chi}_i^\pm$ $(i = 1, 2)$ y sus masas m_{C_i} dependen de los parámetros M_2, μ y $\tan\beta$.

3.2.4 Gluones y Gluinos

El gluón g presente en el SM, partícula mediadora de la interacción fuerte, tiene asociado su correspondiente compañero de spin 1/2: el gluino $\tilde{g}$. La masa de este último viene determinada por el parámetro $m_{\tilde{g}}$, otro parámetro libre de gran importancia en el MSSM.

3.2.5 Sfermiones: Squarks y Sleptones

Además de los quarks y leptones ya presentes en el SM tendremos las partículas supersimétricas asociadas a ellos, conocidas como *squarks* y *sleptones* repectivamente. Por ejemplo, por cada quark q tenemos dos grados de libertad fermiónicos q_L y q_R que resultan en dos nuevos grados de libertad bosónicos de spin 0 (sus compañeros supersimétricos) $\tilde{q}_L$ y $\tilde{q}_R$, que no son necesariamente estados físicos (la matriz de masa correspondiente no es diagonal). Los estados físicos se construyen a partir de éstos y los denotaremos como $\tilde{q}_1$ y $\tilde{q}_2$, que son los que realmente tiene sentido asociar con hipotéticas partículas supersimétricas – es decir, que si algún día se descubre algún squark lo que realmente veremos serán partículas cuya masa corresponde a la masa de los estados $\tilde{q}_1$ o $\tilde{q}_2$. Esto ocurre para todos los tipos de quarks que aparecen en

Tabla 2.1. Para los leptones presentes en el SM ocurre lo mismo que acabamos de describir para los quarks, con la diferencia de que cada neutrino ν_l da lugar a una única partícula supersimétrica – el *sneutrino* $\tilde{\nu}_l$ – ya que sólo existe en estado de helicidad *left-handed*. Denotaremos estas nuevas partículas como $\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$ y $\tilde{\nu}_l$.

Como ejemplo ilustrativo podemos considerar el caso del quark t, para el cual introducimos dos campos escalares del spin 0 a los que llamamos *stops*, uno para cada estado de helicidad: $\tilde{t}_L$ y $\tilde{t}_R$. Sin embargo, cuando miramos el lagrangiano del MSSM y buscamos el término que correspondería a la masa de estos stops vemos que no tiene forma diagonal, si no más bien:

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{t}}} = -\begin{pmatrix} \tilde{t}_L^\dagger & \tilde{t}_R^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_t^2 + m_{\tilde{t}_L}^2 + D_{\tilde{u}_L} & m_t X_t \\ m_t X_t & m_t^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + D_{\tilde{u}_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \tag{3.15}$$

donde los parámetros $D_{\tilde{u}_{L,R}}$ que aparecen en (3.15) son función de $\tan\beta$ y otros parámetros del SM y cuya forma específica no nos interesa.

Sin embargo, los estados físicos (construidos como combinación lineal de $\tilde{t}_L$ y $\tilde{t}_R$) serán aquellos en los cuales la matriz anterior sea diagonal y nos referimos a ellos como $\tilde{t}_1$ y $\tilde{t}_2$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{m_{\tilde{t}}} &= -\begin{pmatrix} \tilde{t}_L^\dagger & \tilde{t}_R^\dagger \end{pmatrix} \overbrace{U_{\tilde{t}}^{-1} U_{\tilde{t}}}^{\mathbb{1}} \begin{pmatrix} m_t^2 + m_{\tilde{t}_L}^2 + D_{\tilde{u}_L} & m_t X_t \\ m_t X_t & m_t^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + D_{\tilde{u}_R} \end{pmatrix} \overbrace{U_{\tilde{t}}^{-1} U_{\tilde{t}}}^{\mathbb{1}} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \\ &= -\begin{pmatrix} \tilde{t}_1^\dagger & \tilde{t}_2^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_1}^2 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{t}_2}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} \\ &= -m_{\tilde{t}_1}^2 \tilde{t}_1^\dagger \tilde{t}_1 - m_{\tilde{t}_2}^2 \tilde{t}_2^\dagger \tilde{t}_2 \end{aligned} \tag{3.16}$$

siendo $U_{\tilde{t}}$ la matriz que cambia de la base formada por los estados $(\tilde{t}_L, \tilde{t}_R)$ a la formada por los estados físicos $(\tilde{t}_1, \tilde{t}_2)$.

El parámetro X_t que aparece en (3.15) va a ser importante para nosotros, ya que su valor juega un papel importante a la hora de calcular la sección eficaz de producción de bosones de Higgs neutros en el MSSM. Viene dado por

$$X_t = A_t - \frac{\mu}{\tan\beta} \tag{3.17}$$

siendo A_t un parámetro que se refiere a la intensidad con la que se acoplan los Higgs neutros con los stops. Nótese que las dimensiones de X_t son $[X_t] = [\mu] = \mathrm{GeV}$.

Por último, hay que señalar que el MSSM necesita introducir nuevos parámetros relativos a la masa de estos sfermiones para poder dar cuenta de que sean distintas de las masas de los fermiones del SM – los parámetros *susy-breaking* que ya hemos mencionado. Sin embargo, lo que generalmente se hace, para simplificar el análisis, es considerar que todos estos parámetros que afectan a las masas de los sfermiones son iguales e iguales a un único valor que llamamos M_{SUSY}. Nótese que las cantidades $m_{\tilde{t}_{L,R}}$ que aparecen en (3.15) son precisamente los parámetros *susy-breaking* que afectarían a la masa de los stops, pero nosotros consideraremos que $m_{\tilde{t}_L} = m_{\tilde{t}_R} = M_{SUSY}$ salvo que se indique lo contrario.

Capítulo 4

Intermedio

Este capítulo tiene como objetivo relacionar los conceptos teóricos que se han expuesto previamente con el trabajo que se ha llevado a cabo. En particular, pretende clarificar algunos puntos ya expuestos en la Introducción, entre ellos: cual es la relevancia de este proyecto (porqué hacemos esto en vez de cualquier otra cosa), porqué se ha procedido de una determinada manera y no de otra y, finalmente, aclarar con que herramientas se ha llevado a cabo el trabajo.

4.1 El *Large Hadron Collider* y el detector CMS.

Tras los dos capítulos anteriores, dedicados a explicar los conceptos teóricos más relevantes para este trabajo, parece evidente que las partículas de Higgs – ya sea *el* Higgs del SM o *los* Higgs del MSSM – tienen una importancia capital: sin ellos, no entendemos porqué todas las demás partículas tienen una cierta masa.

Para tratar de responder una pregunta tan fundamental como ésta – con todas las implicaciones que el hecho de obtener una respuesta puede tener en lo que al avance de la ciencia se refiere – se construye el *Large Hadron Collider* (LHC) [9], que es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo. El LHC acelera dos haces de protones a una energía en el centro de masas de 7 TeV (o sea, a 3.5 TeV cada uno) a lo largo de un túnel con forma de toroide de aproximadamente 27 km de diámetro que se encuentra situado a unos 100 m bajo el borde entre Francia y la ciudad suiza de Ginebra.

Los dos haces de protones se cruzan, i.e. colisionan, en cuatro puntos del túnel, en los que se situan distintos detectores encargados de tomar datos resultantes de las colisiones. Uno de los detectores más importantes es el detector CMS (*Compact Muon Solenoid*) [10], construido alrededor de un solenoide magnético capaz de generar un campo de 4 T y con un diseño especialmente adecuado para la detección de muones.

Como ya hemos dicho, este trabajo se enmarca en la búsqueda de bosones de Higgs neutros del MSSM h, H y A que se realiza con datos tomados por el detector CMS. Nótese que hablamos de Higgs neutros en plural ya que, al carecer los tres de carga eléctrica, la única forma de distinguirles a partir de datos tomados por CMS es a través de su masa (detectores más sofisticados podrían utilizar propiedades particulares de cada uno de los Higgs para tratar de diferenciarles, pero no es el caso) y por tanto se realiza una búsqueda conjunta. Lo que hacemos es, por tanto, considerar uno de los Higgs como referencia – en concreto, la masa de uno de ellos – y siempre que uno de los otros dos esté degenerado en masa con éste les consideraremos conjuntamente. Vamos a considerar como referencia m_A, la masa del Higgs A, porque prácticamente siempre (para todos los valores de m_A) alguno de los otros dos Higgs está degenerado con él – de hecho, ya hemos visto anteriormente que en la situación de *decoupling limit* los Higgs A y H son prácticamente indistinguibles. Esta degeneración doble supone que para cada valor de m_A CMS debería detectar, si existiesen estos Higgs neutros, el doble de datos que si no hubiese degeneración. Así, resulta más sencillo confirmar o excluir la existencia de estas partículas para los distintos valores de masa que consideremos.

4.2 Límites en la sección eficaz

Cuando se realiza la búsqueda de una partícula en un colisionador como el LHC lo que esencialmente se busca es distinguir esa partícula determinada entre todos los sucesos a los que la colisión ha dado lugar – de los cuales detectores como CMS recogen información. Al ser las partículas de Higgs partículas inestables – se desintegran rápidamente en otras más ligeras – una búsqueda de los mismos requiere considerar un canal de desintegración determinado, i.e. considerar el caso en que los Higgs neutros den lugar a un estado final concreto. En este caso, consideramos el proceso en que los Higgs neutros del MSSM, formados en una de las colisiones protón-protón (pp), se desintegran a dos leptones τ. Esto es, el proceso:

$$pp \to \phi \to \tau\tau \ , \qquad \phi = h, H, A \tag{4.1}$$

cuyo diagrama de Feynman correspondiente se muestra en Figura 4.1.

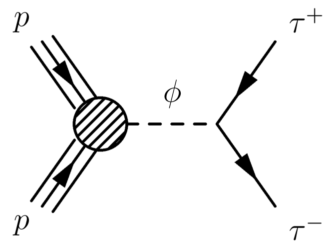

Figura 4.1: Diagrama de Feynman representativo del proceso $pp \to \phi \to \tau\tau$. El círculo sombreado representa la interacción entre protones que da lugar a uno de los Higgs neutros ϕ.

Para llevar a cabo una búsqueda de Higgs neutros en el canal $\tau\tau$ lo que se hace es considerar aquellos datos tomados por el detector CMS en los que se observen dos leptones τ en el estado final y calcular, a partir de esos datos, los *límites en la sección eficaz de producción de bosones de Higgs neutros desintegrándose a dos leptones* τ – i.e. los límites en la sección eficaz del proceso (4.1), a la que nos referimos como Σ_ϕ – en función de la masa m_A. Es decir, se calcula el valor máximo que puede tomar la sección eficaz del proceso (4.1) tal que sea compatible con los datos experimentales y ésto se hace para cada valor de m_A. Por encima de esos valores límites, la existencia de bosones de Higgs neutros está descartada (hay exclusión) ya que, si existiesen, los datos tomados por el detector deberían mostrar una contribución mucho mayor procedente de dichas partículas. Véase Apéndice A para un resumen de como se calculan estos límites en la sección eficaz.

4.3 Límites en el parámetro $\tan\beta$

A partir de estos límites en la sección eficaz del proceso (4.1) es posible obtener límites para uno de los parámetros más importantes del MSSM en lo que al sector de Higgs se refiere: el parámetro $\tan\beta$. Para cada valor límite de Σ_ϕ calculamos el valor que teóricamente le corresponde a $\tan\beta$. Esto se lleva a cabo calculando teóricamente el valor de Σ_ϕ para distintos valores de $\tan\beta$ y comparándolo con el resutado experimental: cuando los dos valores (el simulado teóricamente y el experimental) coincidan, el valor de $\tan\beta$ utilizado en la simulación será el valor límite que dicho parámetro puede tomar. Entonces, valores de $\tan\beta$ por encima de ese valor límite estarán excluidos[1]. Obviamente, esto se realiza para cada valor de m_A, con lo cual lo que obtenemos son límites para $\tan\beta$ en función de dicha masa – hablaremos, por tanto, de *límites en el plano* $m_A - \tan\beta$.

Sin embargo, en el momento en que vamos a calcular los límites para $\tan\beta$ a partir de límites en la sección eficaz un problema se hace evidente: para calcular teóricamente el valor de $\tan\beta$ correspondiente a un valor Σ_ϕ para cada m_A es necesario considerar un cierto *escenario*, i.e. unos valores determinados para el resto de parámetros del modelo que, recordemos, son muchos y son libres. Dependiendo del escenario que consideremos, por tanto, obtendremos un valor de $\tan\beta$ u otro.

Pero, además, hay otro problema adicional. A la hora de calcular la sección eficaz de un proceso en el marco de cualquier QFT se procede de forma perturbativa: se realizan los cálculos a orden más bajo en teoría de perturbaciones y, después, se incluyen las correcciones radiativas. Estas correcciones dependen de otros parámetros del modelo que no están presentes a orden más bajo, i.e. dan lugar a que otros parámetros que inicialmente no estábamos considerando jueguen un papel a través de estas contribuciones. Obviamente, trataremos de tener en cuenta aquellas correcciones que sean más relevantes y obviar aquellas que no lo sean... pero, ¿podemos estar seguros de que la importancia de estas correcciones es independiente del escenario en que nos encontremos? En general, la respuesta es no.

Cuando se realiza una búsqueda de Higgs neutros en el MSSM, hay que tener en cuenta correcciones procedentes del sector de los quarks b que afectan directamente al acoplamiento entre Higgs neutros y pares $b\bar{b}$. El efecto de estas correcciones, que introducimos a través de una función llamada Δ_b [12], sobre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ ha sido objeto de estudio en búsquedas de estos tres Higgs neutros con datos procedentes de Tevatron tomados por los detectores CDF y D$\emptyset$ [13, 14] y también a través de simulaciones antes de la puesta en marcha del LHC [15]. Ahora, vamos a estudiar el efecto de esas correcciones Δ_b sobre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con datos reales de colisiones pp que han tenido lugar en el LHC y recogidos por el detector CMS – en particular, utilizaremos los límites experimentales en Σ_ϕ publicados por la colaboración CMS en [16].

A la hora de estudiar el efecto de estas correcciones Δ_b nos interesará saber como de importantes son, para saber si podemos despreciarlas sin introducir errores apreciables al calcular los límites en el plano $m_A - \tan\beta$. Entonces, podríamos preguntarnos: ¿cuánto afectan estas

[1] Valores máximos de Σ_ϕ se corresponden con valores máximos de $\tan\beta$ porque, como veremos más adelante, la sección eficaz del proceso (4.1) aumenta con $\tan\beta$.

correcciones Δ_b a los límites en el plano $m_A - \tan\beta$? Pero ya hemos comentado que distintos escenarios dan lugar a resultados diferentes... luego la pregunta se transforma en: ¿son las correcciones Δ_b despreciables en todos los escenarios que podamos considerar?, ¿existe algún escenario en el cual sean realmente importantes y debamos, consecuentemente, tenerlas en cuenta? Para responder a estas preguntas trataremos de encontrar aquel escenario en el cual se observe una mayor dependencia entre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ y las correcciones Δ_b. Además, como veremos más adelante, el principal parámetro del que depende Δ_b es μ, luego nuestro primer objetivo va a ser:

Encontrar aquel escenario en el cual observemos la máxima dependencia posible entre el parámetro μ y los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ obtenidos a través del proceso (4.1), cuantificar esa dependencia y comprobar cual es la desviación máxima que se produce en comparación con los resultados que han sido publicados al respecto en [16].

Sin embargo, el problema no acaba aquí. Existen también correcciones en el sector de los leptones τ que afectan al sector de Higgs y que introduciremos, análogamente al caso anterior, a través de una función Δ_τ. Estas nuevas correcciones dependen de μ de forma inversa a como lo hacen las Δ_b y, por tanto, los efectos de ambas tienden a compensarse. ¿Puede ocurrir, entonces, que los efectos de Δ_τ compensen a los de Δ_b y, por tanto, podamos no tener en cuenta ninguna de las dos? Las correcciones Δ_τ son mucho menos importantes que las Δ_b (un orden de magnitud menos, como veremos más adelante) y, por tanto, previsiblemente el efecto de las primeras no será tan grande como el de las segundas. Sin embargo, sí es interesante saber hasta que punto su efecto es importante ya que, dependiendo del escenario en que se esté trabajando, puede ser que reduzcan considerablemente el efecto de las correcciones Δ_b. Nuestro segundo objetivo es, por tanto:

Cuantificar el efecto de las correcciones Δ_τ como oposición a las Δ_b sobre la dependencia entre el parámetro μ y los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ obtenidos a través del proceso (4.1).

Por último, hay que señalar que aunque las correcciones Δ_b han sido previamente objeto de estudio, esto no es así en el caso del las correcciones Δ_τ. De hecho, no existe una expresión analítica para esta última función y lo que hemos hecho es trasladar al sector de los leptones τ la expresión de la función Δ_μ – que tiene exactamente el mismo significado pero que referida a muones – que aparece en [17] y que se obtuvo con el objetivo de estudiar el efecto de estas correcciones supersimétricas sobre el momento magnético anómalo del muón. Esto lo veremos en detalle posteriormente.

4.4 *FeynHiggs* y el escenario m_h^{max}

4.4.1 El código *FeynHiggs*

A la hora de realizar cálculos de secciones eficaces, masas y otras magnitudes que nos interesen utilizamos el programa `FeynHiggs-2.8.5` [18]. Se trata de un programa escrito en código fortran que calcula, de forma diagramática, distintas magnitudes relevantes del MSSM hasta segundo orden en teoría de perturbaciones (*a 2 lazos*). Es decir, considera los diagramas de Feynman relevantes para la magnitud que se quiera determinar hasta segundo orden y calcula su contribución.

Mientras que las correcciones Δ_b ya están incluidas en `FeynHiggs-2.8.5`, i.e. los cálculos se realizan teniendo en cuenta estas correcciones [19], no ocurre lo mismo para las correcciones Δ_τ. Estas últimas, por tanto, hemos tenido que introducirlas *ad hoc* a partir de su expresión analítica. Más adelante veremos esto en detalle.

4.4.2 El escenario m_h^{max}

A la hora de trabajar y hacer cálculos en el MSSM es necesario fijar el escenario en el que vamos a trabajar, i.e. fijar el valor de los parámetros libres del modelo. Para el MSSM existe un escenario especialmente popular: el escenario m_h^{max}, que se define de la siguiente forma [20]:

$$\begin{array}{lll} M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV}, & X_t = 2M_{SUSY}, & A_b = A_t \\ \mu = 200 \text{ GeV}, & M_2 = 200 \text{ GeV}, & m_{\tilde{g}} = 0.8 M_{SUSY} \end{array} \tag{4.2}$$

donde A_b es análogo al parámetro A_t pero referido a quarks b en vez de t. Además, se supone que las masas de los gauginos M_1 y M_2 están relacionadas a través de la expresión (3.11).

El interés de este escenario reside en que, a partir de los datos obtenidos por el colisionador de electrones y positrones LEP, permite la exclusión de valores del parámetro $\tan\beta$ de la forma lo más conservadora posible [21] – esto es, analizando un conjunto de datos experimentales en el marco del escenario m_h^{max} los valores de $\tan\beta$ que, de acuerdo con el MSSM, son incompatibles con el experimento son lo menos restrictivos posible. Desde entones, se ha seguido utilizando de forma muy extendida.

Uno de los parámetros cuyo valor también debemos fijar a la hora de trabajar con `FeynHiggs` es m_t, la masa del quark t. En este caso, hemos tomado $m_t = 172.5$ GeV, que es el valor recomendado a la hora de realizar simulaciones [22].

Capítulo 5

Bosones de Higgs Neutros en el MSSM

Antes de ponernos a calcular los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ a través del proceso $pp \to \phi \to \tau\tau$, tal y como hemos explicado en el capítulo anterior, es necesario que dediquemos algo de tiempo a estudiar en detalle las propiedades del sistema que estamos considerando, ya que un conocimiento más profundo del mismo es esencial para poder llegar a cumplir nuestros objetivos. En este capítulo, por tanto, nos dedicamos a estudiar las propiedades de los tres bosones de Higgs neutros que son objeto de este trabajo: veremos como se comportan sus masas, secciones eficaces de producción y *branching ratios*[1], todo ello incluyendo correcciones radiativas hasta segundo orden en teoría de perturbaciones.

Todos los cálculos se han realizado con `FeynHiggs-2.8.5` y, salvo que se indique lo contrario, en el marco del escenario m_h^{max}.

5.1 Masas

Como ya hemos apuntado en el capítulo anterior, las masas de los tres Higgs neutros van a jugar un papel importante en este trabajo, ya que la posibilidad de que estén degenerados da lugar a que distintos Higgs puedan considerarse conjuntamente. En Figura 5.1 y Figura 5.2 se muestran los resultados que se obtienen – a segundo orden en teoría de perturbaciones – para las masas de los tres bosones de Higgs neutros en función de m_A para $\tan\beta = 5$ y 50.

En figuras 5.1 y 5.2 podemos ver como el Higgs A está prácticamente siempre degenerado en masa con uno de los otros dos, como ya apuntábamos anteriormente. En Figura 5.1 puede apreciarse como $m_h \approx m_A$ cuando $m_A \leq 130$ GeV, mientras que $m_H \approx m_A$ cuando $m_A \geq 130$ GeV (en el *decoupling limit*) – i.e. h y A están aproximadamente degenerados para valores de m_A menores de 130 GeV, mientras que la degeneración se produce entre H y A cuando m_A está por encima de dicho valor. Además, este fenómeno se hace tanto más evidente cuanto mayor es el valor de $\tan\beta$. De hecho, en Figura 5.2 puede verse como el Higgs A está prácticamente siempre degenerado en masa con uno de los otros dos: con h cuando $m_A \leq 130$ GeV y con H cuando $m_A \geq 130$ GeV.

[1] El *branching ratio* de un proceso de desintegración determinado no es más que la probabilidad de que ese proceso tenga lugar.

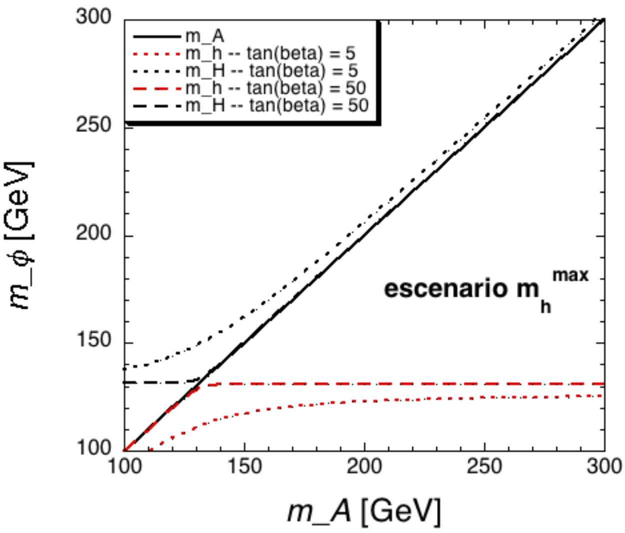

Figura 5.1: Masas de los Higgs neutros del MSSM, a segundo orden, para $\tan\beta = 5, 50$.

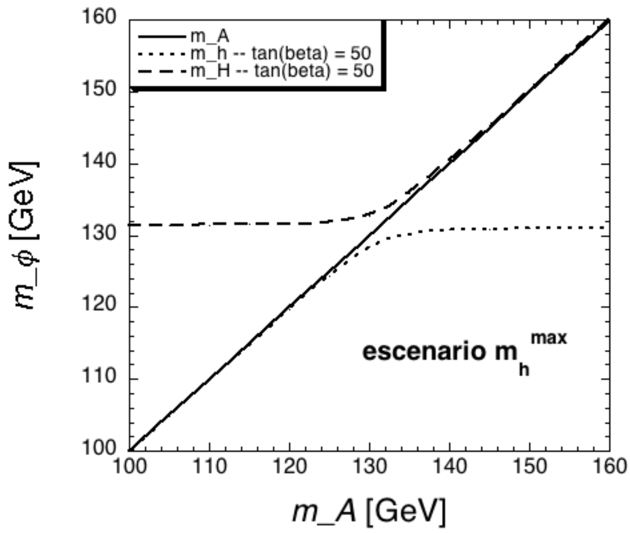

Figura 5.2: Masas de los Higgs neutros del MSSM, a segundo orden, para $\tan\beta = 50$.

Parece, por tanto, que $m_A = 130$ GeV es el valor crítico en el que A pasa de estar aproximadamente degenerado con h a estarlo con H. Pero, en principio, no podríamos hablar de degeneración en el sentido estricto de la palabra, ya que dos de los Higgs nunca van a tener *exactamente* la misma masa. Sin embargo, cualquier partícula con una cierta masa tiene también una cierta anchura Γ, que es una medida de la inestabilidad de la misma: cuanta más anchura, más inestable será la partícula y, por tanto, más rápidamente se desintegrará en otras más ligeras[2]. Es más conveniente, por tanto, pensar en estas partículas inestables como estados a los que les corresponde una determinada masa pero que también tienen una determinada anchura Γ intrínseca al propio estado. Entonces, aunque sí es posible determinar la masa de una partícula con un error experimental menor que su anchura, es difícil resolver experimentalmente (a través de los datos tomados por un detector) dos partículas cuya diferencia de masas sea menor que la suma de sus anchuras. Por tanto, podemos considerar que existe degeneración entre dos Higgs si la diferencia entre sus masas es menor que la suma de sus anchuras.

Como la anchura Γ_ϕ de cada uno de los Higgs depende no sólo de sus masas si no también de otros parámetros como $\tan\beta$, para tener una primera idea de por debajo de qué diferencia de masas hemos de considerar que existe degeneración lo mejor es mirar cual es la anchura de los Higgs cuando $m_A = 130$ GeV. En este punto crítico y para valores de $\tan\beta$ entre 10 y 50 (que es el rango de valores con el que nos vamos a encontrar) la anchura de estas partículas puede llegar a ser del orden de 5 GeV. Por tanto, supondremos que siempre que la diferencia de masa entre dos de los Higgs sea menor de 10 GeV ambas partículas están degeneradas y, por tanto, las consideraremos conjuntamente.

El hecho de que el Higgs A se encuentre prácticamente siempre en degeneración con uno de los otros dos justifica porqué lo tomamos como referencia: al hacer una búsqueda de Higgs neutros lo ideal es trabajar en la situación en la que estemos considerando más Higgs al mismo tiempo y, de esta manera, casi siempre estaremos considerando dos de los Higgs conjuntamente.

[2]Por cada posible canal de desintegración de una partícula se tiene una anchura Γ_i asociada a ese canal. La anchura total de la partícula es la suma de todas esas anchuras parciales: $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$.

5.2 Producción y Desintegración

5.2.1 Producción de bosones de Higgs neutros

Los procesos que dan lugar a la producción de bosones de Higgs neutros en el marco del MSSM y en las condiciones en las que opera el LHC son esencialmente dos: fusión de gluones (*gluon-fusion*) y aniquilación de pares $b\bar{b}$ [23].

En el proceso *gluon-fusion* dos gluones dan lugar a un Higgs neutro a través de un lazo formado por otras partículas, típicamente quarks b y t. En Figura 5.3 se muestra el diagrama de Feynman a orden más bajo para un proceso de este tipo – nótese que el hecho de que el diagrama a orden más bajo ya contenga un lazo se debe a que los gluones no tienen masa y, por tanto, no pueden acoplarse directamente a un bosón de Higgs.

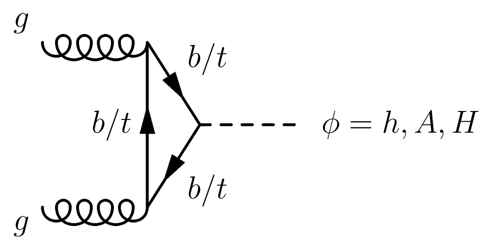

Figura 5.3: Diagrama de Feynman representativo del proceso *gluon-fusion* ($gg \to \phi$), que da lugar a la producción de bosones de Higgs neutros.

En principio, esperamos que este proceso tenga lugar principalmente a través de un lazo de quarks b o t, ya que son los quarks más masivos y, por tanto, los que más fuertemente se acoplan a un bosón de Higgs. Sin embargo, el cociente entre las constantes de acoplamiento del Higgs A con pares de quarks b y t viene dada por (véase (3.10)):

$$\frac{h_{Ab\bar{b}}}{h_{At\bar{t}}} = \frac{m_b}{m_t}\tan^2\beta \approx \frac{4}{173}\tan^2\beta \sim 0.02\tan^2\beta \tag{5.1}$$

de modo que incluso para valores $\tan\beta = 10$ el acoplamiento entre un Higgs neutro y un par de quarks b es $0.02 \cdot 10^2 = 2$ veces más fuerte que con un par de quarks t. Obviamente, para valores de $\tan\beta$ más grandes el efecto es aún más acusado. Por este motivo, presumiblemente el proceso más importante en el caso de producción a través de fusión de gluones será el que tiene lugar a través de un lazo de quarks b.

El otro proceso de producción a tener en cuenta es el de aniquilación de pares de quarks y, de acuerdo con el razonamiento anterior, el proceso principal es el que ocurre por aniquilación de pares de quarks b. Además, la presencia de quarks b en colisiones protón-protón es mucho mayor que la de quarks t – la probabilidad de encontrar quarks b dentro de un protón es mayor que la de encontrar quarks t –, lo cual hace más propicia este tipo de reacción. En Figura 5.4 se muestra el diagrama de Feynman a orden más bajo para un proceso de este tipo.

En figuras 5.5 y 5.6 se muestran las secciones eficaces de producción del Higgs A a partir de los procesos *gluon-fusion* y aniquilación $b\bar{b}$ – a las que nos referimos como $\sigma(gg \to A)$ y $\sigma(b\bar{b} \to A)$ – para distintos valores de $\tan\beta$. Como puede apreciarse, ambas son del mismo orden de magnitud para cada valor de $\tan\beta$, lo cual nos indica que no podemos despreciar uno

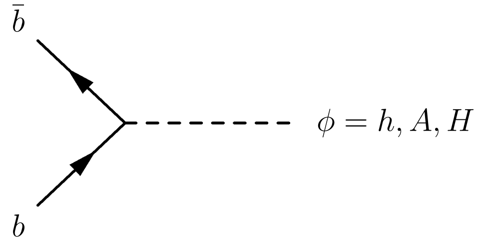

Figura 5.4: Diagrama de Feynman representativo del proceso de aniquilación $b\bar{b}$ ($b\bar{b} \to \phi$), que da lugar a la producción de bosones de Higgs neutros.

de los procesos de producción en detrimento del otro. El aumento repentino en la sección eficaz del proceso $gg \to A$ que se observa en Figura 5.5 cuando $m_A = 2 \cdot m_t \approx 340$ GeV se debe a que, para ese valor de m_A, hay un aumento en la probabilidad de que el proceso *gluon-fusion* se produzca a través de un lazo de quarks t. Además, vemos como esta nueva contribución es tanto menos apreciable cuanto mayor es $\tan\beta$, lo cual está de acuerdo con lo discutido anteriormente. Por otra parte, en estas figuras vemos que el valor de la sección eficaz de producción a partir de cualquiera de los dos procesos aumenta con $\tan\beta$, lo cual se debe a que la constante de acoplamiento entre Higgs neutros y pares de quarks b es proporcional a dicho parámetro (véase (3.10)).

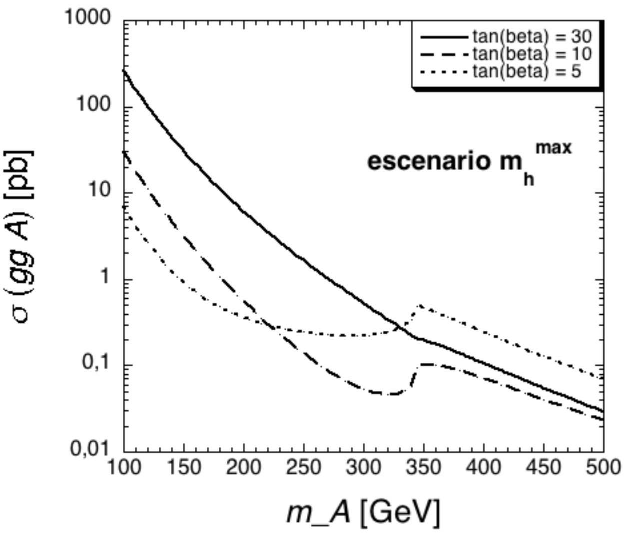

Figura 5.5: Sección eficaz de producción del Higgs A mediante el proceso *gluon-fusion* para distintos valores de $\tan\beta$ en función de m_A.

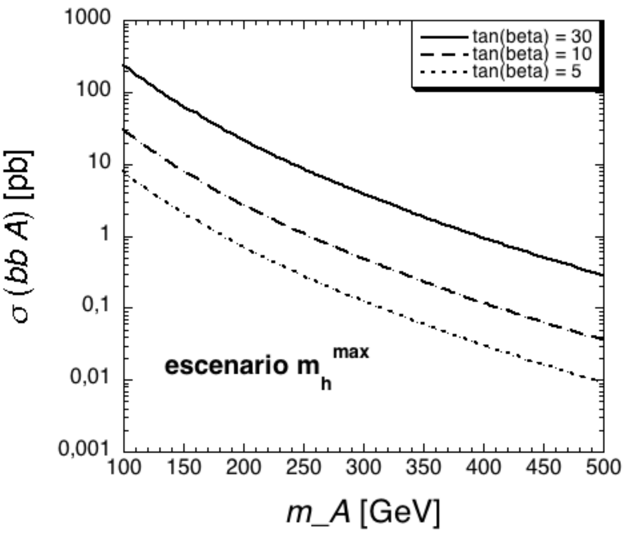

Figura 5.6: Sección eficaz de producción del Higgs A mediante el proceso aniquilación $b\bar{b}$ para distintos valores de $\tan\beta$ en función de m_A.

Teniendo todo esto en cuenta, a partir de ahora vamos a suponer que la sección eficaz de producción de un bosón de Higgs neutro en una colisión pp se produce exclusivamente a través de estos dos procesos: *gluon-fusion* y aniquilación $b\bar{b}$. Esto es, calcularemos la sección eficaz de producción para cada Higgs neutro como:

$$\sigma_\phi \equiv \sigma(gg \to \phi) + \sigma(b\bar{b} \to \phi) \;, \qquad \phi = h, A, H \tag{5.2}$$

Nótese que la sección eficaz de producción de un Higgs neutro, σ_ϕ, no es lo mismo que Σ_ϕ, la sección eficaz del proceso (4.1) completo, en donde ya se tiene en cuenta la posterior desintegración del Higgs a un par de leptones τ.

Correcciones debidas a efectos supersimétricos: Δ_b

Como ya hemos comentado anteriormente, la presencia de nuevas partículas en el MSSM en comparación con el SM, hace que debamos tener en cuenta correcciones adicionales (debidas a partículas supersimétricas) al valor a orden más bajo de las distintas magnitudes que queremos calcular. En el caso de los quarks b, existen correcciones radiativas que afectan al acoplamiento entre estos quarks y los bosones de Higgs neutros – en figuras 5.7 y 5.8 se muestran los diagramas de Feynman representativos de los procesos de corrección más importantes. Estas correcciones pueden tenerse en cuenta introduciendo una nueva función Δ_b en la parte del lagrangiano que describe dicho acoplamiento (véase (3.7)) de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{b\bar{b}} \to \mathcal{L}_{b\bar{b}}^{\Delta_b} = & \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_b}{1+\Delta_b}\left(\frac{\sin\alpha}{\cos\beta} - \Delta_b\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\right)\bar{b}bh \\ & - \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_b}{1+\Delta_b}\left(\frac{\cos\alpha}{\cos\beta} + \Delta_b\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\right)\bar{b}bH \\ & + \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_b}{1+\Delta_b}\tan\beta i\bar{b}\gamma^5 bA \end{aligned} \tag{5.3}$$

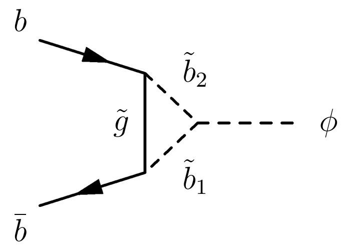

Figura 5.7: Diagrama de Feynman representativo del proceso $b\bar{b} \to \phi$ a través de un lazo formado por un gluino $\tilde{g}$ y dos sbottoms $\tilde{b}_1$ y $\tilde{b}_2$.

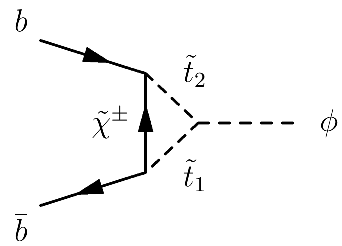

Figura 5.8: Diagrama de Feynman representativo del proceso $b\bar{b} \to \phi$ a través de un lazo formado por un chargino $\tilde{\chi}^{\pm}$ y dos stops $\tilde{t}_1$ y $\tilde{t}_2$.

La forma explícita de Δ_b – en el caso en que $M_{SUSY} \gg m_t$ y $\tan\beta \gg 1$, que será el caso que nos ocupe – puede escribirse, de forma aproximada, como sigue [15]:

$$\Delta_b = \frac{2\alpha_s}{3\pi} m_{\tilde{g}}\mu\tan\beta \cdot I(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2}, m_{\tilde{g}}) + \frac{\alpha_t}{4\pi} A_t\mu\tan\beta \cdot I(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}, \mu) + ... \tag{5.4}$$

donde los puntos suspensivos denotan sumandos que podemos despreciar, con $\alpha_t = h_t^2/4\pi$ (siendo $h_t = m_t/v_u$) y donde la función I viene dada por:

$$I(a,b,c) = \frac{a^2b^2\log\frac{a^2}{b^2} + b^2c^2\log\frac{b^2}{c^2} + c^2a^2\log\frac{c^2}{a^2}}{(a^2-b^2)(b^2-c^2)(a^2-c^2)} \sim \frac{1}{\max(a^2,b^2,c^2)} \tag{5.5}$$

Resulta evidente, por tanto, que el efecto de Δ_b puede ser relevante en lo que respecta a los procesos de producción que hemos considerado anteriormente, ya que ambos implican un acoplamiento directo entre un Higgs neutro y par de quarks b. Teniendo en cuenta que la sección eficaz de cualquiera de los dos procesos – suponiendo que el proceso *gluon-fusion* se produce siempre mediante un lazo de quarks b – es proporcional al cuadrado de la constante de acoplamiento entre el Higgs neutro y un par $b\bar{b}$, la sección eficaz de producción total se ve afectada por estas correcciones de la siguiente forma:

$$\sigma_\phi^{\Delta_b=0} \to \sigma_\phi \propto \left(\frac{g_2}{2m_W}\frac{m_b}{1+\Delta_b}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_\phi = \frac{\sigma_\phi^{\Delta_b=0}}{(1+\Delta_b)^2} \tag{5.6}$$

Observando (5.6) es obvio que resulta de vital importancia saber cual es el orden de magnitud de Δ_b: si $|\Delta_b| \ll 1$ podremos despreciar el efecto de estas correcciones pero, de no ser así, habrá que tenerlas en cuenta. En particular, si $\Delta_b > 0$ el acoplamiento entre Higgs neutros y quarks b se verá debilitado mientras que se reforzará para $\Delta_b < 0$, dando lugar a que la sección eficaz de producción disminuya o aumente respectivamente. Inspeccionando (5.4) parece que puede ser particularmente interesante estudiar el efecto de Δ_b sobre el sector de Higgs a través del parámetro μ, ya que $\Delta_b \propto \mu$ y por tanto es posible controlar el signo de Δ_b a través del de μ.

En primer lugar, es necesario mirar más detenidamente a la expresión (5.4). Teniendo en cuenta que:

1. $A_t = X_t + \mu/\tan\beta$
2. $m_{\tilde{b}_{1,2}} \sim m_{\tilde{t}_{1,2}} \sim M_{SUSY}$
3. suponiendo $|\mu|$, $m_{\tilde{g}} < M_{SUSY}$ (como ocurre, por ejemplo, en el escenario m_h^{max}).

entonces (5.4) puede escribirse como:

$$\begin{aligned}\Delta_b &\approx \frac{2\alpha_s}{3\pi} m_{\tilde{g}} \mu \tan\beta \cdot \frac{1}{\max(M_{SUSY}^2, m_{\tilde{g}}^2)} + \frac{\alpha_t}{4\pi}(X_t + \frac{\mu}{\tan\beta})\mu\tan\beta \cdot \frac{1}{\max(M_{SUSY}^2, \mu^2)} = \\ &= \frac{2\alpha_s}{3\pi}\mu\tan\beta \frac{m_{\tilde{g}}}{M_{SUSY}^2} + \frac{\alpha_t}{4\pi}(X_t\mu\tan\beta + \mu^2)\frac{1}{M_{SUSY}^2} \qquad (5.7)\end{aligned}$$

Nótese que los parámetros que afectan al valor de Δ_b de forma directa son, a parte de μ, esencialmente tres: M_{SUSY}, $m_{\tilde{g}}$ y X_t. Esta función Δ_b es el ejemplo más claro de como otros parámetros supersimétricos – a parte de m_A y $\tan\beta$ – pueden afectar de forma importante al sector de Higgs a través de correcciones radiativas.

En Figura 5.9 se muestra el valor de la función Δ_b en el escenario m_h^{max} para $\tan\beta = 30$. Puede verse como el valor de Δ_b varía de forma apreciable al variar el valor de μ, tomando valores entre -0.4 y 0.4 aproximadamente. En Figura 5.10 se muestra la sección eficaz total de producción del Higgs A para $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ. Como era de esperar según el razonamiento expuesto anteriormente, la sección eficaz de producción decrece con μ: cuanto más positivo (negativo) es μ más pequeña (grande) es σ_A.

5.2.2 Desintegración de bosones de Higgs neutros

Uno de los canales de desintegración más importantes para bosones de Higgs neutros es la desintegración a dos leptones τ, ya que se trata del leptón más masivo y será, por tanto, el que se acople más fuertemente a bosones de Higgs neutros. En Figura 5.11 se muestra el diagrama de Feynman de este proceso al orden más bajo.

Por otra parte, la probabilidad de que una partícula se desintegre a través de un canal determinado, el *branching ratio* (BR), viene dada por el cociente entre la anchura de ese determinado canal de desintegración y el resto de los canales posibles. Para el proceso que estamos considerando:

$$BR(\phi \to \tau\tau) = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}}{\Gamma_\phi} \qquad \text{donde} \quad \Gamma_{\phi\tau\tau} = \Gamma(\phi \to \tau\tau) \qquad (5.8)$$

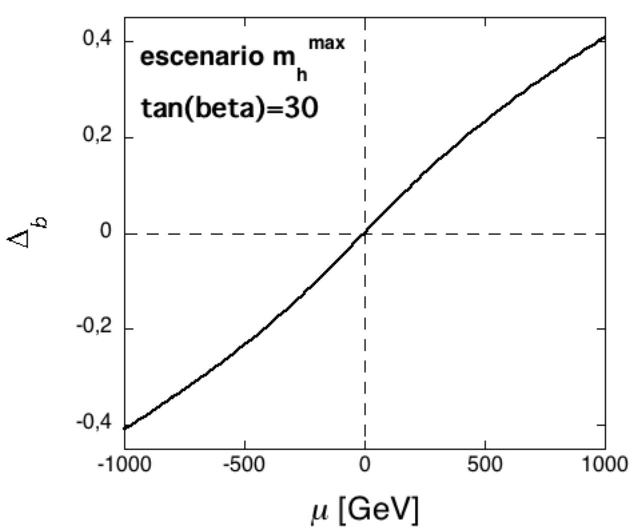

Figura 5.9: Valor de Δ_b en función de μ, en el escenario m_h^{max} y con $\tan\beta = 30$.

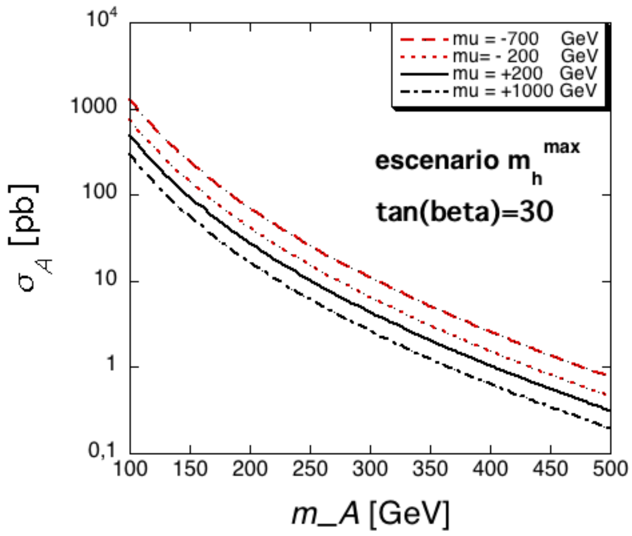

Figura 5.10: Sección eficaz total de producción del Higgs A para $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ.

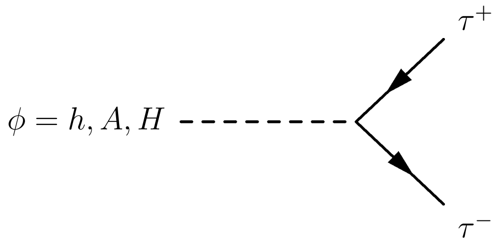

Figura 5.11: Diagrama de Feynman del proceso de desintegración $\phi \to \tau\tau$.

donde $\Gamma_{\phi\tau\tau}$ es proporcional a la constante de acoplamiento correspondiente y siendo Γ_ϕ la suma de las anchuras de desintegración de todos los canales posibles, i.e. la anchura total de ϕ:

$$\Gamma_\phi = \sum_{\text{todos } i} \Gamma_i \tag{5.9}$$

En Figura 5.12 se muestra el BR del proceso $A \to \tau\tau$ para distintos valores de $\tan\beta$. El hecho de que sea mayor para valores de $\tan\beta$ mayores se debe a que, como ya hemos visto, la constante de acoplamiento entre los bosones de Higgs neutros y leptones τ es proporcional a $\tan\beta$ (véase (3.8)) – igual que pasa con quarks b. Además, para valores de $\tan\beta$ bajos, e.g. $\tan\beta = 5$, se observan caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$ para unos valores de m_A concretos, lo cual se debe a la aparición de nuevos canales de desintegración a partículas supersimétricas como neutralinos y charginos – véase Apéndice B para una explicación en detalle. Para valores más altos de $\tan\beta$ esto no se nota tanto precisamente por el hecho de que el canal $\tau\tau$ se ve reforzado.

Por otra parte, puesto que vamos a estudiar el comportamiento de los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ obtenidos a través del proceso (4.1) frente al parámetro μ, es del máximo interés ver y entender como el BR del canal de desintegración que estamos considerando depende de dicho parámetro a través de la función Δ_b, que aparece directamente en (5.9):

$$\Gamma_\phi = \sum_{\text{todos } i} \Gamma_i = \Gamma_{\phi\tau\tau} + \Gamma_{\phi b\bar{b}} + \sum_{i \neq \phi\tau\tau, \phi b\bar{b}} \Gamma_i \tag{5.10}$$

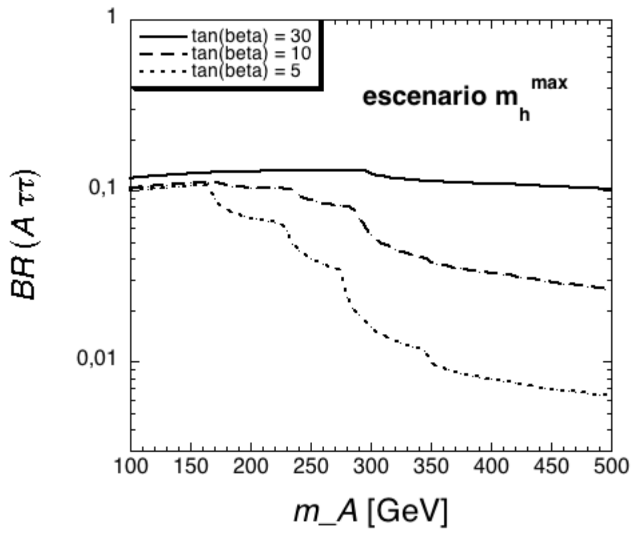

Figura 5.12: $BR(A \to \tau\tau)$ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de $\tan\beta$.

ya que $\Gamma_{\phi b\bar{b}}$ – la anchura del canal de desintegración $\phi \to b\bar{b}$ – es proporcional a la constante de acoplamiento correspondiente, con lo cual:

$$\Gamma_{\phi b\bar{b}} \propto \left(\frac{m_b}{1+\Delta_b}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad \Gamma_{\phi b\bar{b}} = \frac{\Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}}{(1+\Delta_b)^2}$$

luego podemos escribir (5.8) como:

$$BR(\phi \to \tau\tau) = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}}{\Gamma_{\phi\tau\tau} + \Gamma_{\phi b\bar{b}} + \sum_{i \neq \phi\tau\tau, \phi b\bar{b}} \Gamma_i} = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}}{\Gamma_{\phi\tau\tau} + \Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}\left(\frac{1}{1+\Delta_b}\right)^2 + \sum_{i \neq \phi\tau\tau, \phi b\bar{b}} \Gamma_i} \tag{5.11}$$

Inspeccionando (5.11) vemos que, en efecto, Δ_b afecta directamente al $BR(\phi \to \tau\tau)$, si bien el efecto es inverso al que tiene sobre la sección eficaz de producción σ_ϕ: cuanto más grande y positivo es μ mayor es $BR(A \to \tau\tau)$, mientras que cuanto más grande y negativo es μ menor es $BR(A \to \tau\tau)$. En Figura 5.13 se muestra el $BR(A \to \tau\tau)$ para $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ, donde puede apreciarse el efecto que se acaba de discutir.

Otro motivo por el cual vemos que el $BR(A \to \tau\tau)$ aumenta tanto al pasar de $\mu = +200$ GeV a $\mu = +1000$ GeV es que este parámetro también juega un papel importante en el sector de los neutralinos/charginos, tanto en lo que se refiere a sus masas como a las constantes de acoplamiento entre éstos y los Higgs neutros. En particular, al aumentar $|\mu|$ aumentan las masas de estas partículas supersimétricas, dando lugar a que posibles canales de desintegración alternativos al $A \to \tau\tau$ aparezcan más tarde (para valores más altos de m_A) o que, directamente, no sean posibles. Por ejemplo, en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 30$ y $\mu = +1000$ GeV la masa del tercer neutralino más ligero es $m_{N_3} \simeq 1003$ GeV, con lo cual no es posible que un bosón de Higgs con masa en el rango 100-500 GeV se desintegre en un par $\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_3^0$. Por el contrario, para $\mu = +200$ GeV se tiene $m_{N_3} \simeq 211$ GeV y por tanto tal canal de desintegración sí es posible y aparecerá para $m_A \approx 2 \cdot m_{N_3} \simeq 422$ GeV. Este efecto del parámetro μ sobre las masas de los neutralinos y charginos da lugar que el $BR(A \to \tau\tau)$ sea más alto para valores mayores de $|\mu|$ de lo que sería si estas partículas no existiesen.

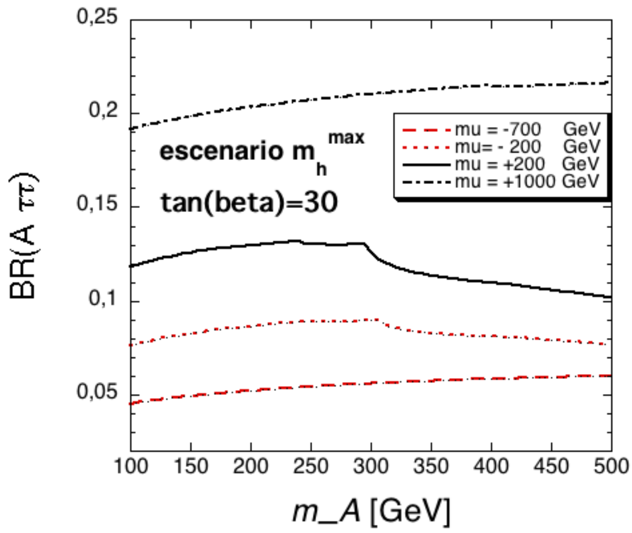

Figura 5.13: $BR(A \to \tau\tau)$ en el escenario m_h^{max} para $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ.

Otro parámetro que afecta al $BR(A \to \tau\tau)$ – y por tanto a los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ – a través del canal de los neutralinos/charginos es M_2, parámetro que juega un papel importante a la hora de determinar las masas de estas partículas supersimétricas. En el escenario m_h^{max} se tiene $M_2 = 200$ GeV, pero puede ser interesante ver como un aumento en M_2 afecta a los límites para $\tan\beta$. En Figura 5.14 se muestra el $BR(A \to \tau\tau)$ para $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ con $M_2 = 1000$ GeV. En esta figura puede apreciarse claramente como el valor del BR es, en general, mayor que en el caso $M_2 = 200$ GeV (véase Figura 5.13). Esto se debe a que un aumento en M_2 supone un aumento en las masas de neutralinos y charginos y, en consecuencia, canales de desintegración alternativos al $A \to \tau\tau$ que están presentes para $M_2 = 200$ GeV dejan de estarlo para $M_2 = 1000$ GeV. Puesto que el efecto sobre el $BR(A \to \tau\tau)$ de variar este parámetro es apreciable, más adelante veremos como afecta a los límites para $\tan\beta$.

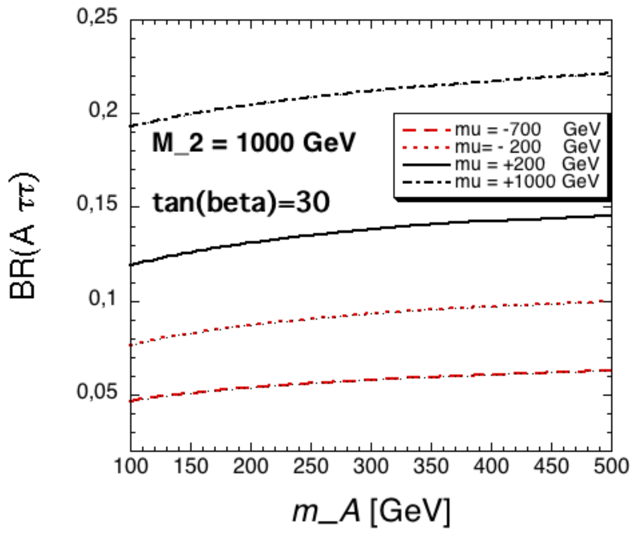

Figura 5.14: $BR(A \to \tau\tau)$ en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 30$, $M_2 = 1000$ GeV y distintos valores de μ.

Correcciones debidas a efectos supersimétricos: Δ_τ

Análogamente a lo que ocurre en el caso de los quarks b, existen también correcciones radiativas que afectan al acoplamiento entre Higgs neutros y leptones τ. Estas correcciones pueden tenerse en cuenta introduciendo una nueva función Δ_τ en la parte del lagrangiano que describe dicho acoplamiento (véase (3.8)) de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\tau\tau} \to \mathcal{L}_{\tau\tau}^{\Delta_\tau} = & \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_\tau}{1+\Delta_\tau}\left(\frac{\sin\alpha}{\cos\beta} - \Delta_\tau\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}\right)\bar{\tau}\tau h \\ & - \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_\tau}{1+\Delta_\tau}\left(\frac{\cos\alpha}{\cos\beta} + \Delta_\tau\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\right)\bar{\tau}\tau H \\ & + \frac{g_2}{2m_W}\frac{m_\tau}{1+\Delta_\tau}\tan\beta \; i\bar{\tau}\gamma^5\tau A \end{aligned} \qquad (5.12)$$

Por tanto, esta corrección afecta a la anchura de desintegración de un Higgs neutro en dos leptones τ de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\Gamma_{\phi\tau\tau} \propto \left(\frac{g_2}{2m_W}\frac{m_\tau}{1+\Delta_\tau}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad \Gamma_{\phi\tau\tau} = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}}{(1+\Delta_\tau)^2} \qquad (5.13)$$

con lo cual:

$$BR(\phi \to \tau\tau) = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}\left(\frac{1}{1+\Delta_\tau}\right)^2}{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}\left(\frac{1}{1+\Delta_\tau}\right)^2 + \Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}\left(\frac{1}{1+\Delta_b}\right)^2 + \sum_{i\neq\phi\tau\tau,\phi b\bar{b}}\Gamma_i} \qquad (5.14)$$

Por tanto, podemos considerar que la expresión final del $BR(\phi \to \tau\tau)$ que tiene en cuenta tanto las correcciones Δ_b como las Δ_τ toma la forma:

$$BR(\phi \to \tau\tau) = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}}{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} + \Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}\left(\frac{1+\Delta_\tau}{1+\Delta_b}\right)^2 + (1+\Delta_\tau)^2\sum_{i\neq\phi\tau\tau,\phi b\bar{b}}\Gamma_i} \qquad (5.15)$$

A diferencia de lo que ocurre con Δ_b, no ha sido calculada una expresión analítica para Δ_τ. Sin embargo, correcciones de este tipo en el caso del muón se han tenido en cuenta en el estudio del momento magnético anómalo del mismo y sí existe una expresión para Δ_μ [17]. Lo que hemos hecho es utilizar esa expresión y trasladarla al sector τ, obteniéndose así:

$$\begin{aligned}\Delta_\tau = & - \ \mu \ \tan\beta \ \frac{\alpha}{4\pi\sin^2_W} \ M_2 \ \{I(m_{C_1}, m_{C_2}, m_{\tilde{\nu}_\tau}) + \frac{1}{2}I(m_{C_1}, m_{C_2}, m_{\tilde{\tau}^L})\} \\ & - \ \mu \ \tan\beta \ \frac{\alpha}{4\pi\cos^2_W} \ M_1 \ \{I(\mu, M_1, m_{\tilde{\tau}^R}) - \frac{1}{2}I(\mu, M_1, m_{\tilde{\tau}^L}) - I(M_1, m_{\tilde{\tau}^L}, m_{\tilde{\tau}^R})\} \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde m_{C_1} y m_{C_2} son las masas de los dos charginos (con $m_{C_1} < m_{C_2}$) y

$$m_{\tilde{\nu}_\tau} = m^2_{\tilde{\tau}_L} - \frac{m_Z^2}{2} \qquad m_{\tilde{\tau}^L} = m^2_{\tilde{\tau}_L} - m_Z^2(\sin^2_W - \frac{1}{2}) \qquad m_{\tilde{\tau}^R} = m^2_{\tilde{\tau}_R} + m_Z^2\sin^2_W$$

siendo $m_{\tilde{\tau}_{L,R}}$ los parámetros *susy-breaking* que afectan al leptón τ pero, como ya hemos comentado anteriormente, nosotros tomaremos $m_{\tilde{\tau}_L} = m_{\tilde{\tau}_R} = M_{SUSY}$.

Nótese que $\Delta_\tau \propto -\mu$, luego si $\mu > 0$ ($\mu < 0$) entonces $\Delta_\tau < 0$ ($\Delta_\tau > 0$) y el acoplamiento entre un Higgs neutro y un par de leptones τ se verá fortalecido (debilitado). El efecto de estas correcciones Δ_τ sobre la sección eficaz total del proceso (4.1) va a ser, por tanto, opuesto al efecto de Δ_b – con las correspondientes consecuencias sobre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$.

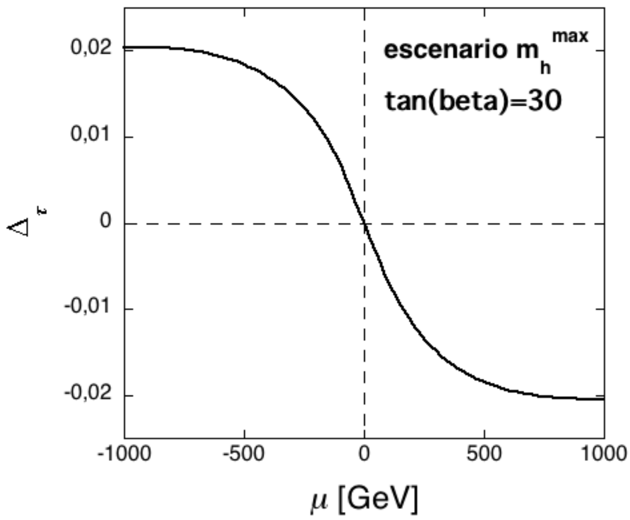

Figura 5.15: Valor de Δ_τ en función del parámetro μ. Los cálculos se han llevado a cabo en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 30$.

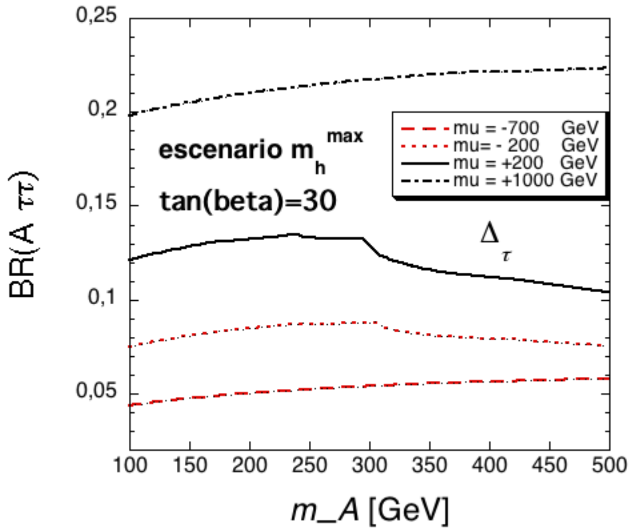

Figura 5.16: BR del proceso $A \to \tau\tau$ en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 30$ y distintos valores de μ teniendo en cuenta las correcciones Δ_τ.

En Figura 5.15 se muestra el valor de Δ_τ en función del parámetro μ. Como ya sabíamos, su signo es opuesto al de μ y varía desde aproximadamente 0.02 hasta -0.02 al pasar de $\mu = -1000$ a $+1000$ GeV. Comparando esta figura con Figura 5.9 podemos ver como, en efecto, las correcciones Δ_τ con mucho menos importantes que las Δ_b, siendo las primeras un orden de magnitud menores que las segundas. Tiene sentido, por tanto, considerar el efecto de Δ_τ como una perturbación a las correcciones Δ_b. Comparando figuras 5.16 y 5.12 puede verse como el efecto de introducir las correcciones Δ_τ es el que esperábamos: para $\mu > 0$ el BR del proceso $A \to \tau\tau$ se ve incrementando mientras que se debilita para $\mu < 0$.

Finalmente, hay que señalar que la forma en la que calculamos el valor del $BR(\phi \to \tau\tau)$ teniendo en cuenta las correcciones Δ_τ es la siguiente:

$$BR(\phi \to \tau\tau) = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} \frac{1}{(1+\Delta_\tau)^2}}{\Gamma_\phi - \Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} + \Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} \frac{1}{(1+\Delta_\tau)^2}} = \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}}{(1+\Delta_\tau)^2(\Gamma_\phi - \Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}) + \Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}} \tag{5.17}$$

donde las anchuras Γ_ϕ y $\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}$ podemos calcularlas directamente con `FeynHiggs-2.8.5` y la función Δ_τ la calculamos a través de la expresión (5.16).

5.2.3 Proceso completo

Finalmente, vamos a considerar como afectan las correcciones Δ_b y Δ_τ de las que hemos hablado a la sección eficaz completa del proceso $pp \to \phi \to \tau\tau$, que viene dada por:

$$\Sigma_\phi = \sigma_\phi \cdot BR(\phi \to \tau\tau) \ , \qquad \phi = h, H, A \tag{5.18}$$

Combinando (5.6) y (5.11), las correcciones Δ_b afectan a Σ_ϕ de la siguiente forma:

$$\Sigma_\phi^{\Delta_\tau=0} = \sigma_\phi^{\Delta_b=0} \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}}{(1+\Delta_b)^2\Gamma_{\phi\tau\tau} + \Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0} + (1+\Delta_b)^2 \sum_{i\neq\phi\tau\tau,\phi b\bar{b}} \Gamma_i} \tag{5.19}$$

Si, además, tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ, entonces combinando (5.6) y (5.15) tenemos:

$$\Sigma_\phi^{\Delta_\tau\neq0} = \sigma_\phi^{\Delta_b=0} \frac{\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}}{(1+\Delta_b)^2\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} + (1+\Delta_\tau)^2\Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0} + (1+\Delta_\tau)^2(1+\Delta_b)^2 \sum_{i\neq\phi\tau\tau,\phi b\bar{b}} \Gamma_i} \tag{5.20}$$

en donde podemos ver como, en efecto, estas correcciones Δ_τ pueden jugar también un papel importante a la hora de determinar el valor de Σ_ϕ.

En particular, es especialmente interesante el hecho de que el factor $(1+\Delta_\tau)^2$ aparece en el denominador de $\Sigma_\phi^{\Delta_\tau\neq0}$ multiplicando a la cantidad $\Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}$, mientras que $(1+\Delta_b)^2$ multiplica a la anchura $\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0}$ – ya que $\Gamma_{\phi\tau\tau}^{\Delta_\tau=0} < \Gamma_{\phi b\bar{b}}^{\Delta_b=0}$. Entonces, aunque $|\Delta_\tau| < |\Delta_b|$ en aproximadamente un orden de magnitud, la forma en que Δ_τ aparece en (5.20) nos indica que el efecto de estas correcciones sobre la sección eficaz del proceso (4.1) puede ser apreciable comparado con el de las correcciones Δ_b.

Capítulo 6

Límites en el plano $m_A - \tan\beta$

6.1 Condiciones en que se llevan a cabo los cálculos

En base a lo que hemos visto en el capítulo anterior en lo que respecta a las propiedades de los tres Higgs neutros del MSSM, podemos establecer las condiciones en las que vamos a trabajar a partir de ahora. A la hora de calcular los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ utilizando `FeynHiggs-2.8.5` hay varios puntos importantes a tener en cuenta:

1. Suponemos que los únicos procesos de producción para bosones de Higgs neutros en el MSSM son aniquilación $b\bar{b}$ y *gluon-fusion*. Así, calculamos la sección eficaz de producción para cada uno de los Higgs como:

$$\sigma_\phi \equiv \sigma(b\bar{b} \to \phi) + \sigma(gg \to \phi) \ , \quad \phi = h, H, A \tag{6.1}$$

   y la sección eficaz total correspondiente al proceso completo $pp \to \phi \to \tau\tau$ como:

$$\Sigma_\phi \equiv \sigma_\phi \cdot BR(\phi \to \tau\tau) \ , \quad \phi = h, A, H \tag{6.2}$$

2. De acuerdo con las consideraciones expuestas previamente en lo que se refiere a la anchura de los tres bosones de Higgs neutros, siempre que las masas de dos de ellos difieran en menos de 10 GeV los consideraremos como uno solo, i.e. supondremos que están degenerados. Para simular este efecto lo que hacemos es calcular la sección eficaz conjunta de los tres Higgs neutros de la siguiente forma:

$$\Sigma_{total} = \Sigma_A + \Sigma_h \cdot \theta(10 \text{ GeV} - |m_A - m_h|) + \Sigma_H \cdot \theta(10 \text{ GeV} - |m_A - m_H|) \tag{6.3}$$

   Es decir, a la cantidad Σ_A le sumamos la sección eficaz correspondiente a aquel bosón de Higgs que se encuentre a una distancia del A de menos de 10 GeV. Cabe señalar que suponer que la posibilidad de distinguir dos Higgs depende únicamente de sus anchuras tiene sentido, ya que la resolución del detector CMS, i.e. el error con el que puede determinar la masa de una partícula, es menor de 5 GeV – por ejemplo, la precisión con la que se puede resolver la masa del quark t es de 2.5 GeV [22].

3. A la hora de realizar los diferentes cálculos fijamos el parámetro m_t (masa del quark t) a 172.5 GeV. Tendremos en cuenta las implicaciones de que el error en el valor de m_t sea de 2.5 GeV.

6.2 Comparación con CMS PAS HIG-11-029

En primer lugar, para asegurarnos de la validez del procedimiento que vamos a seguir es conveniente comparar los resultados que obtenemos con otros ya existentes. En particular, nos vamos a fijar en los resultados publicados por la colaboración CMS en [16], referencia a la que llamaremos CMS PAS HIG-11-029. Con este objetivo, lo que hemos hecho es calcular los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ a partir de los límites en la sección eficaz Σ_{total} obtenidos por la colaboración CMS que se muestran en Tabla 4 de [16] y compararlos con los límites para $\tan\beta$ que aparecen en esa misma tabla. Como en [16] llevamos a cabo el cálculo de los límites en el escenario m_h^{max}.

Los resultados obtenidos para los límites en $\tan\beta$, así como los proporcionados por la colaboración CMS y el error relativo existente entre ambos, se muestran en Tabla 6.1. En Figura 6.1 se han representado gráficamente esos mismos resultados: todos los valores de $\tan\beta$ por encima de la curva que aparece en dicha figura son valores excluidos, i.e. incompatibles con las observaciones experimentales.

m_A [GeV]	$\Sigma_{limite}^{(\mathrm{CMS})}$ [pb]	$\tan\beta^{(\mathrm{CMS})}$	$\tan\beta$	ϵ [%]
100	15.1	10.9	11.0	0.9
120	6.60	10.6	10.8	1.9
130	4.58	8.4	10.1	20.2
140	2.85	9.4	9.2	2.1
160	1.18	7.8	7.6	2.6
180	0.63	7.4	7.3	1.4
200	0.43	7.8	7.6	2.6
250	0.42	12.6	12.3	2.4
300	0.41	19.2	18.8	2.1
350	0.38	27.4	26.5	3.3
400	0.34	35.4	34.7	2.0
450	0.28	42.6	42.9	0.7
500	0.21	49.7	49.4	0.6

Tabla 6.1: Límites en la sección eficaz del proceso (4.1) y en $\tan\beta$ tal como aparecen en [16] (columnas 2 y 3) junto con los obtenidos para $\tan\beta$ a partir de los valores $\Sigma_{limite}^{(\mathrm{CMS})}$ utilizando FeynHiggs-2.8.5 (columna 4). En la última columna se muestra el error relativo entre $\tan\beta$ y $\tan\beta^{(\mathrm{CMS})}$.

Como puede verse en Tabla 6.1, hemos calculado nuestros límites para el parámetro $\tan\beta$ con una precisión de 0.1. Para realizar una estimación de la precisión con la que tiene sentido realizar los cálculos para cada valor de la sección eficaz límite hemos calculado el cambio en $\tan\beta$ que supone variar m_t entre 170.0 y 175.0 GeV. Típicamente, el efecto sobre $\tan\beta$ de esta variación en m_t es de 0.1 ó 0.2. En consecuencia, hemos decidido que calcular los límites para $\tan\beta$ con una precisión mayor de 0.1 carece de sentido. Otra cuestión es como afectaría el error en los valores de $\Sigma_{limite}^{(\mathrm{CMS})}$ al error en el valor de $\tan\beta$ correspondiente. Si la precisión en los valores límite de la sección eficaz se corresponde con la última cifra significativa ésto da lugar a variaciones de $\tan\beta$ de entre 0.1 y 0.5 respecto a los valores que hemos obtenido. En cualquier caso, calcular los valores de $\tan\beta$ con una precisión de 0.1 parece lo más razonable.

De hecho, puesto que la única fuente de error que nosotros introducimos a la hora de hacer los cálculos para $\tan\beta$ procede de la imprecisión en la masa del quark t, vamos a considerar a partir de ahora que el error en los límites de $\tan\beta$ es aproximadamente 0.1.

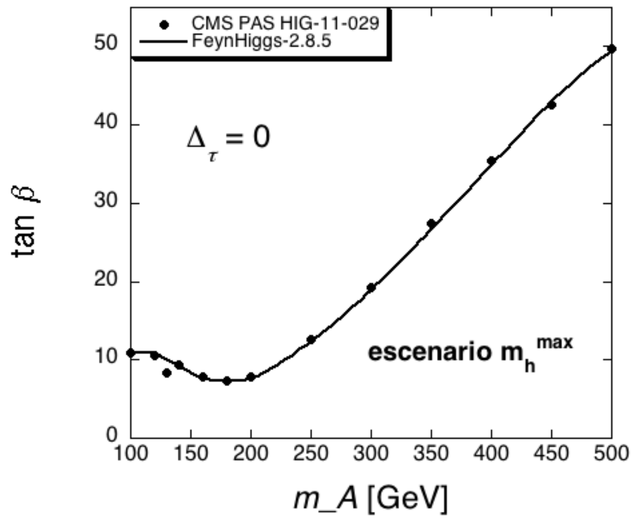

Figura 6.1: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ calculados utilizando FeynHiggs-2.8.5 a partir de los datos que aparecen en Tabla 4 en [16] (línea continua), junto con los que se muestran en esa misma tabla y que han sido calculados por la colaboración CMS (puntos).

Como puede apreciarse tanto en los datos que se muestran en Tabla 6.1 como en Figura 6.1 la discrepancia existente entre los límites para $\tan\beta$ calculados utilizando `FeynHiggs-2.8.5` y los obtenidos por la colaboración CMS son pequeños – típicamente no más grandes del 3% y compatibles si suponemos un error de 0.1 – excepto para el caso $m_A = 130$ GeV, donde se tiene $\epsilon \approx 20\%$. El hecho de que se produzca una discrepancia tan grande para este valor de m_A no resulta extraño: como hemos visto anteriormente A pasa de estar degenerado en masa con h a estarlo con H para un valor de m_A en torno a los 130 GeV. En consecuencia, el valor de la sección eficaz Σ_{total} que calculamos para obtener el límite en $\tan\beta$ es muy sensible – para masas en torno a 130 GeV – a cual sea el valor de la diferencia de masa por debajo del cual consideramos que dos Higgs están degenerados. En concreto, para $m_A = 130$ GeV y $\tan\beta = 8.4$ se tiene $m_h \simeq 118.6$ GeV y $m_H \simeq 141.7$ GeV – luego, según nuestro criterio, no habría degeneración y entonces $\Sigma_{total} = \Sigma_A$ – mientras que para $\tan\beta = 10.1$ se tiene $m_h \simeq 120.5$ GeV y $m_H \simeq 139.9$ GeV – de modo que los tres Higgs estarían degenerados y entonces $\Sigma_{total} = \Sigma_A + \Sigma_h + \Sigma_H$. Nótese que si hubieramos decidido que hay degeneración siempre que la diferencia de masas sea menor que 12 GeV en vez de 10 GeV la sección eficaz total que estamos considerando sería mayor para valores de $\tan\beta$ más pequeños y, por tanto, el límite en dicho parámetro sería más bajo. Si realizamos el cálculo para $m_A = 130$ GeV suponiendo que hay degeneración por debajo de 12 GeV entonces obtenemos un límite $\tan\beta = 8.5$ para $m_A = 130$ GeV – que es mucho más próximo al 8.4 obtenido por la colaboración CMS. Parece, por tanto, que esta gran discrepancia del 20% se debe a estas consideraciones sobre degeneración. En cualquier caso, nosotros vamos a seguir considerando que hay degeneración siempre que la distancia sea menor de 10 GeV, de acuerdo con el razonamiento que se ha expuesto previamente.

Puesto que existe un acuerdo razonablemente bueno entre nuestros resultados para los límites en $\tan\beta$ y los que aparecen en [16], tiene sentido pensar que el método que estamos utilizando y las condiciones bajo las que estamos llevando a cabo los cálculos son las apropiadas. Por tanto, utilizaremos este procedimiento a lo largo de todo nuestro análisis.

6.3 Límites para $\tan\beta$ en función de μ

Los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ que pueden verse en Figura 6.1 han sido calculados en el marco del escenario m_h^{max} pero, como ya hemos comentado, es de especial interés tener una idea de como estos límites se ven afectados al variar alguno de los parámetros respecto a ese escenario de referencia. En particular, nos interesa estudiar la dependencia de esos límites con el parámetro μ a través de las correcciones Δ_b y Δ_τ. Para ello, procederemos como se describe a continuación.

En primer lugar, veremos como dependen los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ del parámetro μ dentro del escenario m_h^{max} y sin tener en cuenta las correcciones Δ_τ, lo cual nos permitirá tener una idea del orden de magnitud del efecto de las correcciones Δ_b. Después, en este mismo escenario, introduciremos las correcciones Δ_τ como una corrección al efecto de la función Δ_b que ya hemos tenido en cuenta.

Posteriormente, pasamos a analizar como dependen los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con μ al variar aquellos parámetros que aparecen directamente en la expresión de Δ_b, esto es: M_{SUSY}, $m_{\tilde{g}}$ y X_t. Esto, que hacemos sin tener en cuenta las correcciones Δ_τ, nos permitirá cumplir nuestro primer objetivo, que consiste en encontrar aquel escenario en el que la dependencia entre los límites para $\tan\beta$ y el parámetro μ sea lo más acusada posible.

Por último, en el marco de este nuevo escenario, cuantificamos la dependencia entre los límites para $\tan\beta$ y el valor de μ, así como el efecto que tiene introducir las correcciones Δ_τ.

Todos los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ que aparecen en esta sección se han calculado a partir de los límites experimentales en la sección eficaz del proceso (4.1) que aparecen en [16] – o en la columna 2 en Tabla 6.1. Además, variaremos el parámetro μ en un entorno del valor que toma en el escenario m_h^{max}, i.e. +200 GeV, siempre que el valor elegido no de lugar resultados sin sentido físico (e.g. masas negativas para algunas partículas).

6.3.1 Escenario m_h^{max}

Para tener una primera idea de como afecta el valor de μ a los límites en $\tan\beta$ parece lógico empezar en el escenario m_h^{max} – según aparece definido en (4.2) – teniendo en cuenta únicamente las correcciones Δ_b.

En Figura 6.2 se muestran los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ para distintos valores de μ. En esta figura observamos que los límites para $\tan\beta$ crecen con μ: los límites para $\mu = +200$ GeV son más altos que los obtenidos para $\mu = -200$ GeV y éstos, a su vez, más altos que los que se obtienen para $\mu = -700$ GeV. Esto se entiende teniendo en cuenta el efecto de Δ_b sobre la sección eficaz de producción σ_ϕ: para valores positivos (negativos) de μ, Δ_b también toma valores positivos (negativos), lo cual resulta en una disminución (aumento) de la sección eficaz de producción de bosones de Higgs neutros en comparación con el caso $\Delta_b = 0$ y, a su vez, da lugar a que los límites para $\tan\beta$ sean mayores (menores).

Siguiendo este razonamiento, los límites para el caso $\mu = +1000$ GeV deberían encontrarse por encima de los que se obtienen para $\mu = +200$ GeV. Sin embargo, ocurre justamente lo contrario. Esto se entiende inmediatamente si nos fijamos en como afecta Δ_b al $BR(\phi \to \tau\tau)$ (véase Figura 5.13): el BR de un Higgs neutro a dos leptones τ aumenta drásticamente al pasar de $\mu = +200$ GeV a $+1000$ GeV, tanto que este efecto sobre el BR supera a la disminución en la sección eficaz de producción σ_ϕ. Como consecuencia, la sección eficaz total del proceso (4.1) aumenta y, por tanto, los límites en $\tan\beta$ son menores.

En resumen, lo que ocurre es que el efecto del parámetro μ sobre la sección eficaz de producción compite con el que tiene sobre el $BR(\phi \to \tau\tau)$ a través de la función Δ_b: el primero (disminución de σ_ϕ al aumentar μ) hace que los límites para $\tan\beta$ aumenten con μ, pero el segundo (aumento de $BR(\phi \to \tau\tau)$ al aumentar μ) hace que los límites disminuyan con μ.

En Figura 6.3 se muestran, por otran parte, estos mismos límites en el plano $m_A - \tan\beta$ para distintos valores de μ pero ahora teniendo en cuenta las correcciones Δ_τ. En este caso, vemos como la dependencia entre los límites para $\tan\beta$ y μ es menor, como cabía esperar teniendo en cuenta que el efecto de Δ_τ sobre Σ_ϕ es opuesto al de Δ_b.

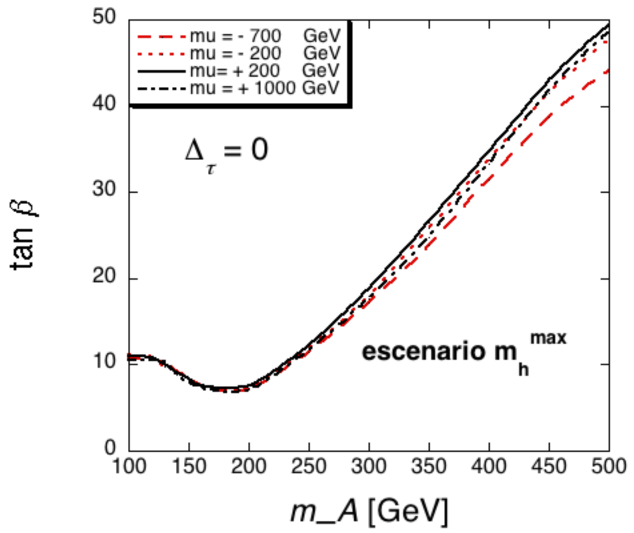

Figura 6.2: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de μ sin considerar las correcciones Δ_τ.

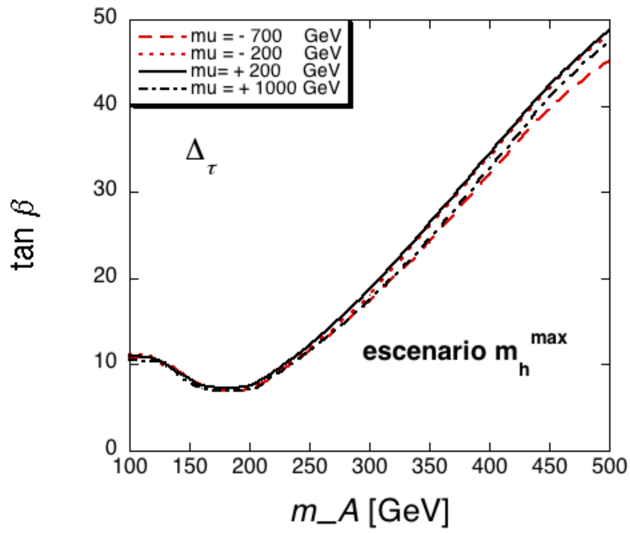

Figura 6.3: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de μ considerando las correcciones Δ_τ.

En Tabla 6.2 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV – que es cuando el efecto de considerar diferentes valores de μ se hace más apreciable – teniendo y sin tener en cuenta las correcciones Δ_τ. Utilizaremos estos resultados para compararlos con los límites obtenidos en otros escenario semejantes. Además, a partir de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ cuando no tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ se da entre $\mu = +200$ GeV y $\mu = -700$ GeV y es:

$$\{\tan\beta\,{}^{\mu=+200\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-700\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{m_h^{max}} = 5.3 \tag{6.4}$$

mientras que si tenemos en cuenta estas nuevas correcciones la variación en los límites para $\tan\beta$ se ve reducida de forma apreciable:

$$\{\tan\beta\,{}^{\mu=+200\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-700\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}}\}^{\Delta_\tau\neq0}_{m_h^{max}} = 3.5 \tag{6.5}$$

μ [GeV]	$\tan\beta\,{}^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\ \text{GeV}}$	$\tan\beta\,{}^{\Delta_\tau\neq0}_{m_A=500\ \text{GeV}}$
-700	44.1	45.2
-500	44.8	46.0
-300	46.0	46.9
-200	47.6	48.3
$+200$	49.4	48.7
$+1000$	48.6	47.4

Tabla 6.2: Límites en $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario m_h^{max} para distintos valores de μ. Valores de μ menores de -700 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

6.3.2 Variación de otros parámetros libres: M_{SUSY}, $m_{\tilde{g}}$, X_t y M_2

Variación de M_{SUSY}

Otro de los parámetros que afectan directamente al valor de Δ_b es M_{SUSY}, como se puede apreciar en (5.4). Puesto que $\Delta_b \propto M_{SUSY}^{-2}$ cabe pensar que variaciones en dicho parámetro tendrán un gran efecto en el valor de Δ_b. Además, como $|\Delta_b|$ toma un valor más grande cuanto menor es M_{SUSY}, es lógico pensar que en un escenario con un valor pequeño de M_{SUSY} la función Δ_b será especialmente sensible a cambios en el parámetro μ – con las consecuencias que esto tiene sobre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$.

Hemos calculado, por tanto, el valor de Δ_b en función de μ para distintos valores de M_{SUSY}. Los resultados obtenidos se muestran en Figura 6.4, en donde puede apreciarse como la variación de Δ_b con μ es tanto más acusada cuanto menor es M_{SUSY}. De hecho, para $M_{SUSY} = 500$ GeV llegamos hasta $\Delta_b \approx 0.7$ cuando $\mu = +1000$ GeV.

De acuerdo con esto, y con el objetivo de encontrar un escenario en el que los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ se vean profundamente afectados al variar μ, hemos calculado los límites para $\tan\beta$ para distintos valores de μ en el escenario m_h^{max} pero con $M_{SUSY} = 500$ GeV[1]. Como ya indicamos previamente, ahora no tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ. Los resultados obtenidos se muestran en Figura 6.5, en donde puede apreciarse como los límites para $\tan\beta$ dependen mucho más fuertemente del valor de μ que en el caso $M_{SUSY} = 1000$ GeV (véase Figura 6.2).

En Tabla 6.3 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV, que es cuando el efecto de considerar diferentes valores de μ se hace más apreciable. A partir

[1]Nótese que aunque estemos tomando $M_{SUSY} = 500$ GeV las relaciones entre los parámetros M_{SUSY}, $m_{\tilde{g}}$ y X_t se mantienen como aparecen en (4.2).

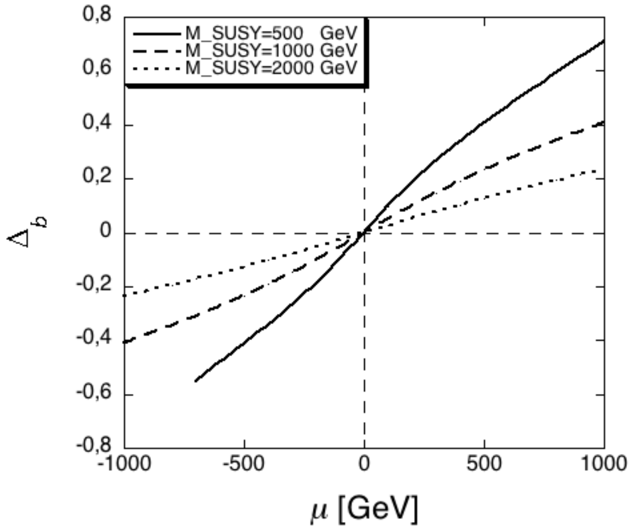

Figura 6.4: Valor de Δ_b en función del parámetro μ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de M_{SUSY} (500, 1000 y 2000 GeV).

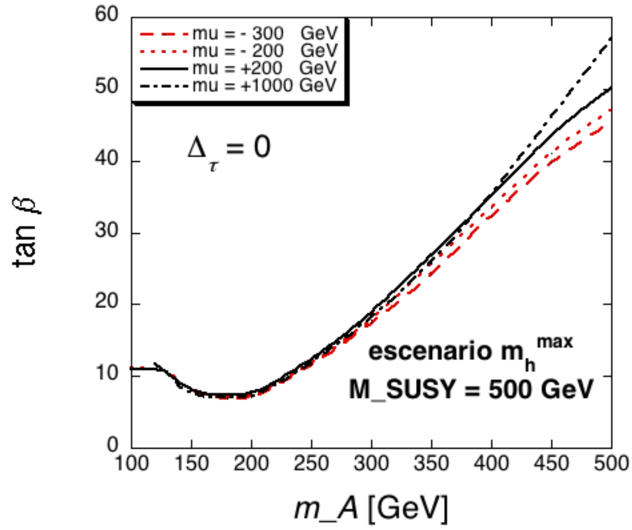

Figura 6.5: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario m_h^{max} con $M_{SUSY} = 500$ GeV para distintos valores de μ.

de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ se da entre $\mu = +1000$ GeV y $\mu = -300$ GeV y es:

$$\{\tan\beta\,^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,^{\mu=-300\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{M_{SUSY}=500\text{ GeV}} = 11.7 \tag{6.6}$$

que es mucho mayor que la que observábamos en el escenario m_h^{max} con $M_{SUSY} = 1000$ GeV, que según los datos en Tabla 6.2 entre esos dos mismos valores de μ es:

$$\{\tan\beta\,^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,^{\mu=-300\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{m_h^{max}} = 2.6 \tag{6.7}$$

μ [GeV]	$\tan\beta^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\text{ GeV}}$
-300	45.3
-200	47.0
$+200$	50.1
$+1000$	57.0

Tabla 6.3: Límites para $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario m_h^{max} con $M_{SUSY} = 500$ GeV para distintos valores de μ. Valores de μ menores de -300 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

En un escenario más realista consideraríamos parámetros *susy-breaking* distintos para las diferentes partículas supersimétricas, en vez de tomarlos todos iguales a M_{SUSY} lo cual, por otra parte, complicaría el análisis. Más adelante, en la sección 6.4.1 veremos cual es el efecto de variar esos parámetros en los sectores *stop* y *sbottom* de forma independiente.

Variación de $m_{\tilde{g}}$

Puesto que la masa del gluino $m_{\tilde{g}}$ aparece de forma directa en (5.4) es interesante ver como Δ_b se ve afectado al variar dicho parámetro y como afecta a los límites en el plano $m_A - \tan\beta$.

Hemos calculado, por tanto, el valor de Δ_b en función de μ para distintos valores de $m_{\tilde{g}}$. Los resultados obtenidos se muestran en Figura 6.6, en donde puede apreciarse como la variación de Δ_b con μ es tanto más acusada cuanto mayor es $m_{\tilde{g}}$. Sin embargo, aunque el valor de $|\Delta_b|$ aumenta apreciablemente al pasar de $m_{\tilde{g}} = 200$ a 800 GeV (de 0.25 a 0.40 aproximadamente), el cambio es mucho menor al pasar de 800 a 2000 GeV (de 0.40 a 0.45 aproximadamente).

De acuerdo con esto, y con el objetivo de encontrar un escenario en el que los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ se vean profundamente afectados al variar μ, hemos calculado los límites para $\tan\beta$ para distintos valores de μ en el escenario m_h^{max} pero con $m_{\tilde{g}} = 2000$ GeV. Como ya indicamos previamente, ahora no tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ. Los resultados obtenidos se muestran en Figura 6.7, en donde puede apreciarse como la dependencia de los límites para $\tan\beta$ no es muy diferente a la que observábamos en el caso $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV (véase Figura 6.2) – como cabía esperar de acuerdo con el cambio relativamente pequeño que se observa en los valores de Δ_b al pasar de uno a otro caso.

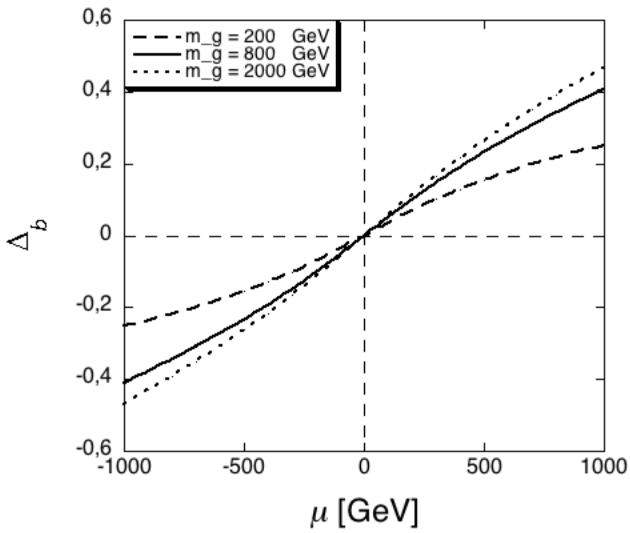

Figura 6.6: Valor de Δ_b en función del parámetro μ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de $m_{\tilde{g}}$ (200, 800 y 2000 GeV.)

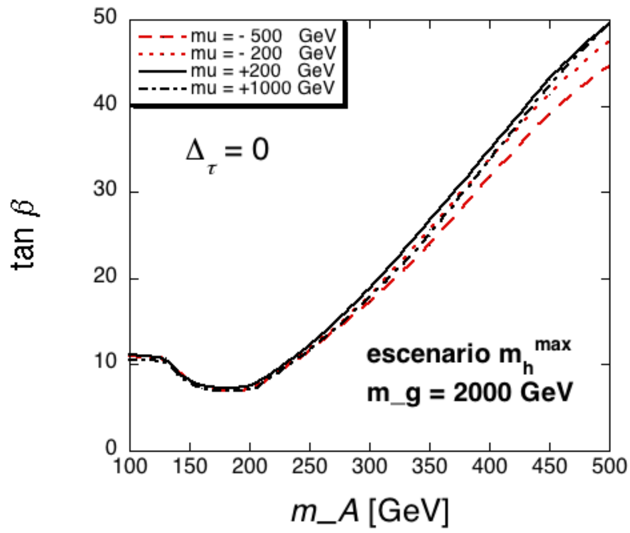

Figura 6.7: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario m_h^{max} con $m_{\tilde{g}} = 2000$ GeV para distintos valores de μ.

En Tabla 6.4 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV, que es cuando el efecto de considerar diferentes valores de μ se hace más apreciable. A partir de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ se da entre $\mu = +1000$ y -500 GeV y es:

$$\{\tan\beta\,^{\mu=+1000\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}} - \tan\beta\,^{\mu=-500\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{m_{\tilde{g}}=2000\ \text{GeV}} = 4.9 \tag{6.8}$$

que es sólo ligeramente superior la que observábamos en el escenario m_h^{max} con $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV, que según los datos en Tabla 6.2 entre esos dos mismos valores de μ es:

$$\{\tan\beta\,^{\mu=+1000\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}} - \tan\beta\,^{\mu=-500\ \text{GeV}}_{m_A=500\ \text{GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{m_h^{max}} = 3.8 \tag{6.9}$$

μ [GeV]	$\tan\beta^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\ \mathrm{GeV}}$
-500	44.6
-300	45.8
-200	47.4
$+200$	49.6
$+1000$	49.5

Tabla 6.4: Límites para $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario m_h^{max} con $m_{\tilde{g}} = 2000$ GeV para distintos valores de μ. Valores de μ menores de -500 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

Podemos afirmar, por tanto, que los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ que obtenemos a través del proceso $pp \to \phi \to \tau\tau$ no son especialmente sensibles a cambios en el parámetro $m_{\tilde{g}}$. De hecho, si comparamos los resultados obtenidos en el escenario m_h^{max} con $\mu = +200$ GeV y los obtenidos en este caso para ese mismo valor de μ observamos una variación muy pequeña:

$$\{\tan\beta\,{}^{m_{\tilde{g}}=2000\ \mathrm{GeV}}_{m_h^{max}} - \tan\beta\,{}^{m_{\tilde{g}}=200\ \mathrm{GeV}}_{m_h^{max}}\}^{\mu=+200\mathrm{GeV}}_{m_A=500\ \mathrm{GeV}} = 49.6 - 49.4 = 0.2 \qquad (6.10)$$

que es un valor ciertamente despreciable si consideramos que el error con el que determinamos el parámetro $\tan\beta$ es $\mathcal{O}(0.1)$. En realidad, si comparamos los resultados que se muestran en tablas 6.2 y 6.4 vemos que el efecto de pasar de $m_{\tilde{g}} = 800$ a 2000 GeV es prácticamente despreciable para todos los valores de μ que hemos considerado.

Variación de X_t

Ya que el parámetro X_t aparece también de forma directa en (5.4) hemos calculado el valor de Δ_b en función de μ para distintos valores de X_t. Los resultados obtenidos se muestran en Figura 6.8, en donde puede apreciarse como la variación de Δ_b con μ es tanto más acusada cuanto mayor es X_t – en particular cuando $X_t = 2000$ GeV, que es precisamente el valor que toma este parámetro en el escenario m_h^{max}. Para los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con $X_t = 2000$ GeV véase Figura 6.2.

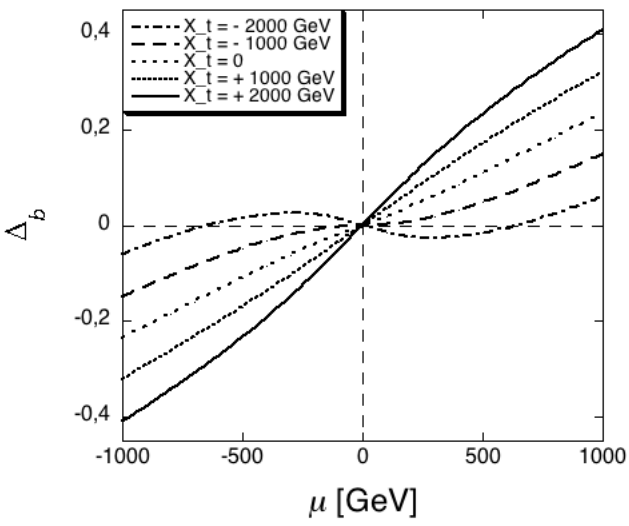

Figura 6.8: Valor de Δ_b en función del parámetro μ en el escenario m_h^{max} para distintos valores de X_t (-2000, -1000, 0, 1000 y 2000 GeV.)

Variación de M_2

Aunque no se trate de un parámetro propiamente del sector de Higgs y no aparezca de forma directa en la expresión de Δ_b, hemos visto que M_2 puede jugar un papel importante a la hora de calcular los límites en el plano $m_A - \tan\beta$, ya que al aumentar su valor aumenta el BR de Higgs neutros desintegrándose a dos leptones τ a causa de la desaparición de otros canales de desintegración que involucran neutralinos o charginos (véase Figura 5.14). En Figura 6.9 se muestran los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con $M_2 = 1000$ GeV y con el resto de parámetros según el escenario m_h^{max}. Como cabía esperar, el aumento en el BR da lugar a que los límites para $\tan\beta$ sean en general más bajos que los que se obtienen con $M_2 = 200$ GeV (véase Figura 6.2).

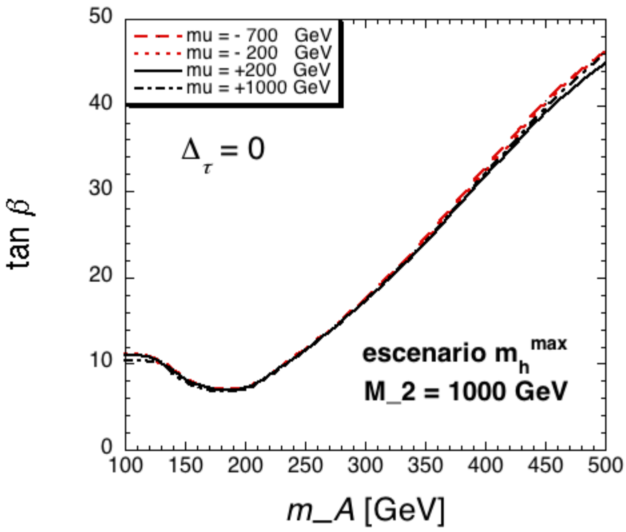

Figura 6.9: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario m_h^{max} con $M_2 = 1000$ GeV para distintos valores de μ.

En Tabla 6.5 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV, que es cuando el efecto de considerar diferentes valores de μ se hace más apreciable. A partir de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ se da entre $\mu = +200$ y -700 GeV y es:

$$\{\tan\beta\,^{\mu=-700\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,^{\mu=200\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\}^{\Delta_\tau=0}_{M_2=1000\text{ GeV}} = 1.3 \tag{6.11}$$

que es bastante menor que la diferencia máxima que observábamos en el escenario m_h^{max} y en cualquiera de los escenarios que hemos considerado anteriormente.

μ [GeV]	$\tan\beta^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\text{ GeV}}$
-700	46.2
-200	46.1
$+200$	44.9
$+1000$	45.9

Tabla 6.5: Límites para $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario m_h^{max} con $M_2 = 1000$ GeV para distintos valores de μ. Valores de μ menores de -700 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

Otro aspecto que llama la atención es que la tendencia en como dependen los límites para $\tan\beta$ del parámetro μ se ve invertida respecto a casos anteriores: ahora, los límites en $\tan\beta$ para valores negativos de μ están por encima de los límites para valores positivos de μ. Esto puede explicarse si el efecto de suprimir los canales de desintegración de Higgs neutros a neutralinos y charginos – lo cual ocurre al pasar de $M_2 = 200$ a 1000 GeV – depende del signo de μ. Es decir, si la fuerza con la que se acoplan los Higgs a estas partículas supersimétricas es mayor para valores de $\mu > 0$ que para $\mu < 0$ entonces el efecto de suprimir estos canales será más evidente (el BR del proceso de desintegración a dos leptones τ aumentará más) en el primer caso que en el segundo. En consecuencia, los límites para $\tan\beta$ disminuirán más drásticamente para el caso $\mu > 0$, pudiéndose llegar a la situación en que queden por debajo de los límites para $\mu < 0$. Parece ser que esto es precisamente lo que ocurre, como se puede ver en más detalle en Apéndice C.

6.4 Máxima dependencia con μ

Después de haber estudiado la dependencia de la función Δ_b con los parámetros que más afectan a su valor y de la repercusión que esto tiene en los límites para el parámetro $\tan\beta$, estamos en condiciones de buscar un escenario en el que se observe una dependencia significativa entre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ y el parámetro μ.

Como puede apreciarse en Figura 6.5, escenarios con un valor bajo de M_{SUSY} resultan en una alta dependencia entre los límites para $\tan\beta$ y μ. Análogamente, valores altos de $m_{\tilde{g}}$ y X_t también contribuyen a ese mismo efecto. Hemos elegido, en consecuencia, un escenario con $M_{SUSY} = 500$ GeV y con los valores más altos posibles de $m_{\tilde{g}}$ y X_t compatibles con ese valor de M_{SUSY}, que resultan ser $m_{\tilde{g}} = 1200$ GeV y $X_t = 1000$ GeV. Nótese que para un valor dado de M_{SUSY} no todos los valores de $m_{\tilde{g}}$ y X_t son válidos, ya que si son demasiado altos pueden dar lugar a resultados sin sentido físico – e.g. masas negativas para algunas partículas. Nos referiremos a este nuevo escenario como escenario Δ_{MAX}:

$$\Delta_{MAX}: \ M_{SUSY} = 500 \text{ GeV}, \quad X_t = 1000 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{g}} = 1200 \text{ GeV} \tag{6.12}$$

y el resto de parámetros como en el escenario m_h^{max}.

Los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ para este nuevo escenario Δ_{MAX} y sin tener en cuenta las correcciones tipo Δ_τ se muestran en Figura 6.10, en donde puede apreciarse como los límites dependen del parámetro μ mucho más fuertemente que en cualquiera de los escenarios considerados anteriormente. En Figura 6.11, por otra parte, se han tenido en cuenta las correcciones Δ_τ y, como cabía esperar, la dependencia de los límites para $\tan\beta$ con μ se ve considerablemente atenuada.

En Tabla 6.6 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV, que es cuando el efecto de considerar diferentes valores de μ se hace más apreciable. A partir de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ se da entre $\mu = +1000$ y -300 GeV y es:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000 \text{ GeV}}_{m_A=500 \text{ GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-300 \text{ GeV}}_{m_A=500 \text{ GeV}}\right\}^{\Delta_\tau=0}_{\Delta_{MAX}} = 15.4 \tag{6.13}$$

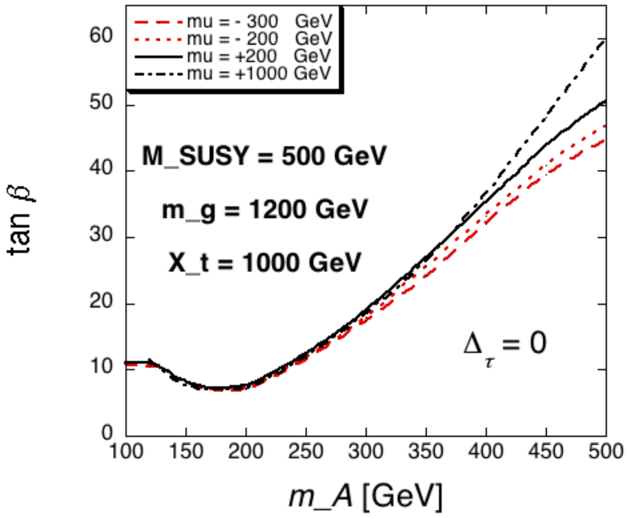

Figura 6.10: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario Δ_{MAX} para distintos valores de μ sin considerar las correcciones Δ_τ.

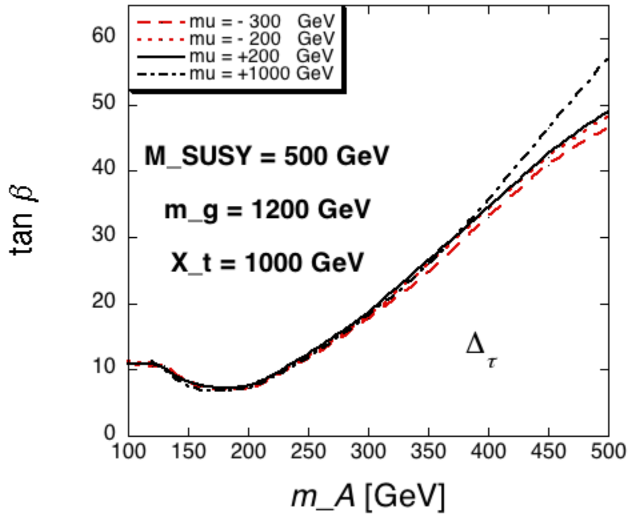

Figura 6.11: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ en el escenario Δ_{MAX} para distintos valores de μ considerando las correcciones Δ_τ.

que es mucho mayor que la que observábamos en cualquiera de los escenarios considerados anteriormente. Al tener en cuenta las correcciones introducidas a través de la función Δ_τ tenemos:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-300\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\right\}^{\Delta_\tau\neq 0}_{\Delta_{MAX}} = 10.6 \tag{6.14}$$

esto es, la variación de los límites para $\tan\beta$ ha disminuido considerablemente – en casi 5 unidades.

μ [GeV]	$\tan\beta\,{}^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\text{ GeV}}$	$\tan\beta\,{}^{\Delta_\tau\neq 0}_{m_A=500\text{ GeV}}$
-300	44.7	46.5
-200	46.6	48.2
$+200$	50.6	49.0
$+1000$	60.1	57.1

Tabla 6.6: Límites para $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario Δ_{MAX} para distintos valores de μ. Valores de μ menores de -300 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

Por otra parte, nos interesa conocer como se desvían nuestros resultados de los que aparecen publicados en [16]. En figuras 6.12 y 6.13 podemos ver la máxima desviación que obtenemos respecto de los resultados publicados en [16], que ocurre para el caso del escenario Δ_{MAX} con $\mu = +1000$ GeV (también se muestran, para comparar, los límites con $\mu = -300$ GeV).

La diferencia máxima que se observa entre nuestros resultados y los que aparecen publicados en [16] es, por tanto:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{\Delta_{MAX}} - \tan\beta\,{}^{(\text{CMS})}\right\}^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\text{ GeV}} = 60.1 - 49.7 = 10.4 \tag{6.15}$$

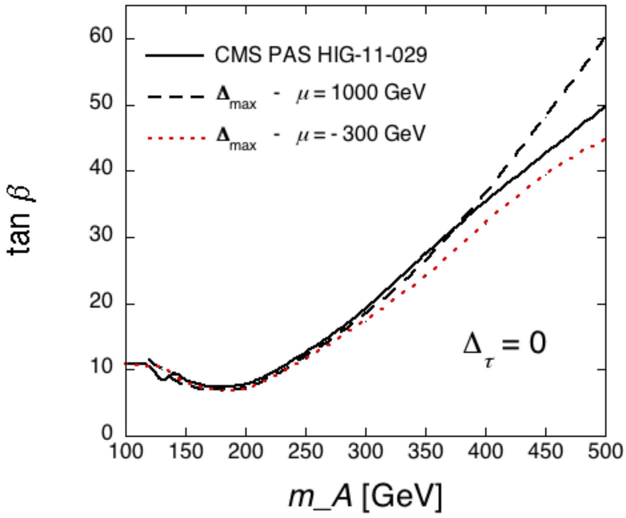

Figura 6.12: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ obtenidos por la colaboración CMS (línea continua) junto con los obtenidos en el escenario Δ_{MAX} con $\mu = +1000$ GeV. No se tienen en cuenta las correcciones Δ_τ.

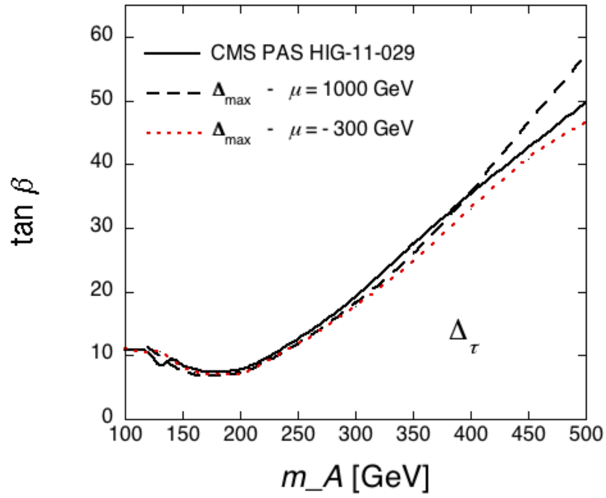

Figura 6.13: Límites en el plano $m_A - \tan\beta$ obtenidos por la colaboración CMS (línea continua) junto con los obtenidos en el escenario Δ_{MAX} con $\mu = +1000$ GeV. Se tienen en cuenta las correcciones Δ_τ.

y si tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{\Delta_{MAX}} - \tan\beta\,{}^{(\text{CMS})}\right\}^{\Delta_\tau\neq 0}_{m_A=500\text{ GeV}} = 57.1 - 49.7 = 7.4 \tag{6.16}$$

que, sin duda, son desviaciones apreciables, si bien se ven bastante reducidas al introducir las correcciones Δ_τ.

6.4.1 Pequeñas desviaciones

Anteriormente se ha comentado que, por conveniencia a la hora de realizar los cálculos, todos los parámetros *susy-breaking* de las partículas supersimétricas se toman iguales a un valor que llamamos M_{SUSY} – sin embargo, esto no tendría porqué ser así en la realidad. Para ver como afecta a los límites en $\tan\beta$ el hecho de no considerar todos los parámetros *susy-breaking* relativos a squarks y sleptones iguales a M_{SUSY} hemos variado ligeramente sus valores en los sectores *stop* y *sbottom* – que son los que más influencia tienen sobre el proceso que estamos considerando – respecto del valor $M_{SUSY} = 500$ GeV. En particular, hemos considerado los siguiente valores:

$$m_{\tilde{t}_L} = m_{\tilde{b}_L} = 550\text{ GeV}, \qquad m_{\tilde{t}_R} = 500\text{ GeV}, \qquad m_{\tilde{b}_R} = 450\text{ GeV} \tag{6.17}$$

En Tabla 6.7 se muestran los límites en $\tan\beta$ para distintos valores de μ cuando $m_A = 500$ GeV en el escenario Δ_{MAX} y con los valores de las masas en los sectores *stop* y *sbottom* dados en (6.17) – nos referimos a este nuevo escenario como escenario Δ'_{MAX}. A partir de estos resultados podemos ver que la diferencia máxima que se observa en los límites para $\tan\beta$ se da entre $\mu = +1000$ y -300 GeV y es:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-300\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\right\}^{\Delta_\tau=0}_{\Delta'_{MAX}} = 16.2 \tag{6.18}$$

que es mayor en casi una unidad en comparación con el resultado en que obteníamos al hacer el cálculo tomando todas las masas iguales a M_{SUSY}.

Vemos, por tanto, como pequeñas diferencias en los parámetros *susy-breaking* que afectan a las masas de las partículas supersimétricas pueden dar lugar a cambios no despreciables en los límites para el parámetro $\tan\beta$ – al menos cuando no consideramos las correcciones Δ_τ. Sin embargo, cuando tenemos estas últimas en cuenta:

$$\left\{\tan\beta\,{}^{\mu=+1000\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}} - \tan\beta\,{}^{\mu=-300\text{ GeV}}_{m_A=500\text{ GeV}}\right\}^{\Delta_\tau\neq 0}_{\Delta'_{MAX}} = 10.8 \tag{6.19}$$

que es mayor en tan solo 0.2 en comparación con el resultado obtenido en el escenario Δ_{MAX}, luego podríamos decir que el efecto de variar los parámetros *susy-breaking* en los sectores stop y sbottom es despreciable si tenemos en cuenta las correcciones Δ_τ.

μ [GeV]	$\tan\beta^{\Delta_\tau=0}_{m_A=500\text{ GeV}}$	$\tan\beta^{\Delta_\tau\neq 0}_{m_A=500\text{ GeV}}$
-300	44.8	46.9
-200	46.7	48.4
$+200$	50.5	48.9
$+1000$	61.0	57.7

Tabla 6.7: Límites para $\tan\beta$ cuando $m_A = 500$ GeV para distintos valores de μ en el escenario Δ'_{MAX}. Valores de μ menores de -300 GeV en este escenario dan lugar a resultados sin sentido físico.

Capítulo 7

Conclusiones

Hemos analizado la dependencia de los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con el parámetro μ que tiene lugar a través de las correcciones Δ_b y Δ_τ. Dichos límites se han calculado a partir de los límites en la sección eficaz del proceso $pp \to \phi \to \tau\tau$ obtenidos por la colaboración CMS [16].

En particular, hemos estudiado la variación de los límites en $\tan\beta$ al variar μ para distintos valores de otros parámetros del modelo, principalmente M_{SUSY}, $m_{\tilde{g}}$ y X_t, lo cual nos ha permitido evaluar la importania de las correcciones Δ_b y Δ_τ a la hora de calcular dichos límites.

7.1 Correcciones Δ_b

Como hemos podido comprobar en la sección anterior, el efecto de variar el parámetro μ sobre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ que tiene lugar a través de la función Δ_b es ciertamente apreciable. Ya en el escenario m_h^{max}, el más popular y comunmente utilizado para el cálculo de estos límites, vimos que es posible llegar a una diferencia (cuando $m_A = 500$ GeV) de $\Delta\tan\beta = 5.3$ dependiendo de si tenemos $\mu = +200$ GeV ó -700 GeV. Además, hemos visto que es posible llegar a una diferencia de hasta $\Delta\tan\beta = 15.4$ – en el escenario Δ_{MAX} definido por nosotros mismos – dependiendo de si $\mu = +1000$ GeV ó -300 GeV. Estos resultados ponen de manifiesto la fuerte dependencia existente entre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ y el parámetro μ que tiene lugar a través de las correcciones Δ_b. En consecuencia, podemos concluir que, en general, este tipo de correcciones radiativas han de tenerse en cuenta a la hora de cálcular límites en el parámetro $\tan\beta$.

Dicho esto, hay unos cuantos aspectos que debemos tener en cuenta. En primer lugar, también hemos comprobado que el factor más importante a la hora de determinar como dependen los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ del valor de μ es el valor de M_{SUSY}. Por tanto, cuando se produzca (si se produce) el descubrimiento de partículas supersimétricas – teniendo especial interés el caso de los squarks $\tilde{t}_{1,2}$ y $\tilde{b}_{1,2}$ – que fije el orden de magnitud de M_{SUSY} será el momento en el que se pueda hacer un análisis más detallado de la importancia del parámetro μ a la hora de obtener límites para $\tan\beta$: si M_{SUSY} tiene un valor pequeño, e.g. $\mathcal{O}(500$ GeV), el valor de μ será ciertamente importante – de acuerdo con los resultados que hemos obtenido. Si, por otra parte, estuviese un orden de magnitud por encima, e.g. $\mathcal{O}(3000$ GeV), el efecto de μ sería prácticamente despreciable y sería posible, por tanto, calcular límites para $\tan\beta$ en función de m_A independientemente del valor de μ – no nos haría falta saber cual es su valor real.

Sin embargo, pese a la importancia del valor de M_{SUSY} en la dependencia entre los límites en $\tan\beta$ y μ, hemos visto que el valor del parámetro M_2 también puede jugar un papel relevante pese a no aparecer de forma directa en la expresión de Δ_b. En particular, hemos visto como al pasar de $M_2 = 200$ GeV a 1000 GeV la diferencia máxima a la que se puede llegar en los límites para $\tan\beta$ pasa de $\Delta\tan\beta = 5.3$ a 1.3 y, además, se invierte el comportamiento de los límites en lo que respecta al signo de μ. Podemos concluir, por tanto, que futuras medidas experimentales que nos indiquen cual es el valor verdadero del parámetro M_2 serán de gran importancia a la hora de determinar como afecta el parámetro μ a los límites en $\tan\beta$: si M_2 resulta ser lo suficientemente grande, e.g. $\mathcal{O}(1000)$ GeV, la dependencia de los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ con μ se verá tan reducida que no sería necesario tener en cuenta las correcciones Δ_b.

Finalmente, también hemos podido comprobar que considerar que no todos los parámetros *susy-breaking* que afectan a las masas de squarks y sleptones han de tener un valor igual a M_{SUSY} puede afectar a los límites en el plano $m_A - \tan\beta$. Este efecto podrá tenerse en cuenta una vez que se descubran (si esto ocurre) los squarks $\tilde{t}_{1,2}$ y $\tilde{b}_{1,2}$, que fijen los valores de los parámetros $m_{\tilde{t}_{L,R}}$ y $m_{\tilde{b}_{L,R}}$.

7.2 Correcciones Δ_τ

Hemos visto también que el efecto de introducir las correcciones Δ_τ en nuestro análisis reduce apreciablemente la dependencia entre los límites en el plano $m_A - \tan\beta$ y el parámetro μ. Si bien el efecto de estas nuevas correcciones es pequeño – no llegan a compensar el efecto que producen las correcciones Δ_b – ciertamente no es despreciable. Por ejemplo, el hecho de tenerlas en cuenta en el marco del escenario m_h^{max} nos permite pasar de una diferencia máxima $\Delta\tan\beta = 5.3$ a 3.5 cuando pasamos de $\mu = +200$ GeV a -700 GeV. Por otra parte, en el caso extremo del escenario Δ_{MAX} hemos visto que tener en cuenta las correcciones Δ_τ reduce la diferencia máxima en los límites para $\tan\beta$ de $\Delta\tan\beta = 15.4$ a 10.6.

Una vez más, sin embargo, la necesidad de tener en cuenta o no las correcciones Δ_τ qudará claro una vez que conozcamos el orden de magnitud del parámetro M_{SUSY}. Si éste resulta ser tan grande que ni siquiera las correcciones Δ_b son apreciables, no tendrá sentido considerar las Δ_τ. Sin embargo, para valores $M_{SUSY} \sim 1000$ GeV – como ocurre en el escenario m_h^{max} – ya se produce una reducción apreciable en la dependencia entre los límites para $\tan\beta$ y μ.

Podemos concluir, por tanto, que es relevante introducir las correcciones radiativas procedentes del sector de los leptones τ a través de la función Δ_τ a la hora de calcular límites en el plano $m_A - \tan\beta$, algo que no tienen en cuenta actualmente los programas que se utilizan para realizar este tipo de cálculos.

Apéndice A

Cómo calcular límites en la sección eficaz

Datos, fondo y señal

Cuando se realiza la búsqueda de una partícula en un colisionador como el LHC – en el que dos haces de protones se hacen colisionar – lo que esencialmente se busca es distinguir esa partícula determinada entre todos los sucesos a los que la colisión ha dado lugar. Al ser el bosón de Higgs una partícula inestable – se desintegra rápidamente en otras partículas más ligeras – una búsqueda del mismo requiere considerar un canal de desintegración determinado, i.e. considerar el caso en que haya dado lugar a un estado final concreto. En este caso, consideramos la desintegración de un bosón de Higgs neutro a dos leptones τ.

Para ser capaces de distinguir un bosón de Higgs entre un conjunto de datos relativos a colisiones que han tenido lugar en el LHC y que han sido posteriormente recogidos por uno de los detectores – CMS en este caso –, hay dos conceptos clave a tener en cuenta:

- Señal (S): los sucesos de señal son aquellos que dan lugar al estado final que se está considerando ($\tau\tau$) y que se han generado a causa de la partícula que se está buscando (ϕ, bosones de Higgs neutros).
- Fondo (B, *background*): los sucesos de fondo son aquellos que dan lugar al estado final que se está considerando pero que se han generado a causa de otras partículas distintas a la que se está buscando.

Por tanto, lo que nos interesa es ser capaces de distinguir, entre un conjunto de datos experimentales, los sucesos S de los B – lo que se suele llamar *extraer* la señal. En lineas generales, esto se lleva a cabo de la siguiente forma: se simulan los sucesos de fondo y de señal (utilizando técnicas de Monte Carlo) de acuerdo con el modelo teórico que estemos considerando y se compara esta simulación con los datos reales, para ver si éstos se ajustan más a la hipótesis de que sólo exista el fondo (B) o de existan la señal y el fondo ($S + B$).

Antes de hacer esta comparación entre datos y simulación se realiza siempre un proceso previo de selección que permite eliminar sucesos de fondo de los datos que estamos considerando. Para ello, lo que se hace es aprovechar las características de S que no están presentes en sucesos B y requerir que todos los sucesos que estamos considerando presenten esas características – de esta forma, habrá menos sucesos de fondo a la hora de hacer la comparación entre simulación y datos, lo cual nos permitirá ver más claramente con que hipótesis éstos son compatibles.

Confidence Levels

La compatibilidad de los datos con la hipótesis de que la señal que estamos considerando exista se mide a través de un parámetro llamado CL_S (*Confidence Level Signal*) [11] que toma valores entre 0 y 1, de forma tal que cuanto más pequeño sea el valor de CL_S menos compatible son los datos con dicha hipótesis. En particular, si $CL_S < 0.05$ entonces se considera que la señal está excluida con un *nivel de confianza* del 95%.

Límites en la sección eficaz

Para calcular los límites en la sección eficaz de un canal de desintegración concreto en función de la masa del bosón de Higgs lo que se hace es simular varias señales S_i, cada una con un valor de la masa del Higgs distinta. Entonces, para cada señal S_i se comparan los datos con la simulación y se calcula la sección eficaz que la señal debería tener para que la comparación diera lugar a $CL_{S_i} = 0.05$. De este modo, ese valor de la sección eficaz es el valor máximo que puede alcanzar sin ser incompatible con los datos experimentales – por encima de ese valor, el proceso de señal está excluido con un nivel de confianza del 95%.

Este proceso se repite para todas las señales y así se obtiene un conjunto de límites en la sección eficaz para unos valores determinados de la masa del Higgs. Finalmente, el límite para un masa que se encuentre entre algunos de esos valores se calcula como la interpolación entre los dos más cercanos.

Apéndice B

Caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$

Las caídas que observamos en el BR del proceso $A \to \tau\tau$ en Figura 5.12 se deben a la aparición de nuevos canales de desintegración posibles (alternativos al $\tau\tau$) a medida que aumenta m_A: al haber más opciones, la probabilidad de desintegración a un par de leptones τ será menor. Puesto que el acoplamiento entre Higgs neutros y leptones τ se ve fortalecido para valores altos de $\tan\beta$, es lógico que las caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$ sean más apreciables para valores bajos de dicho parámetro, e.g. para $\tan\beta = 5$. En un intento de entender a fondo lo que está ocurriendo, el objetivo de esta sección es tratar de identificar qué nuevo canal de desintegración causa cada una estas caídas.

Lo primero que debemos hacer es tener una idea de cuales son las masas de las partículas en las que el Higgs A – con una masa entre 100 y 500 GeV – puede desintegrarse. En particular, nos va a interesar el sector de los neutralinos y charginos, ya que las masas de estas partículas supersimétricas, como ya hemos comentado, dependen principalmente de los parámetros μ y M_2 y, por tanto, tienen esos mismos órdenes de magnitud, i.e. $\mathcal{O}(10^2$ GeV). En concreto, sabemos que dos de los neutralinos tienen masas del orden de M_1 y M_2, mientras que los otros dos tienen una masa del orden de $|\mu|$. Para los charginos, por otra parte, sus masas son del orden de M_2 y de $|\mu|$. Son los candidatos perfectos, por tanto, para afectar al $BR(A \to \tau\tau)$ cuando consideramos m_A desde 100 hasta 500 GeV.

En figuras B.1 y B.2 se muestran las masas de los cuatro neutralinos y los dos charginos respectivamente, calculadas en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 5$. En estas dos figuras podemos apreciar lo que se acaba de comentar respecto a los valores de las masas: en la primera, vemos como $m_{N_1} \sim M_1 \approx 100$ GeV, $m_{N_2} \sim M_2 = 200$ GeV y $m_{N_3} \sim m_{N_4} \sim |\mu|$; en la segunda, se observa como $m_{C_1} \sim M_2 = 200$ GeV y $m_{C_2} \sim |\mu|$.

Ahora, pasamos a analizar cada una de las caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$ para $\tan\beta = 5$ (véanse figuras B.3 y 5.12):

1. la primera caída se observa en $m_A \approx 170$ GeV. La masa del neutralino más ligero es $m_{N_1} \approx 83.3$ GeV para $\tan\beta = 5$. Por tanto:

$$2 \cdot m_{N_1} \approx 166.6 \text{ GeV} \approx 170 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta primera caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

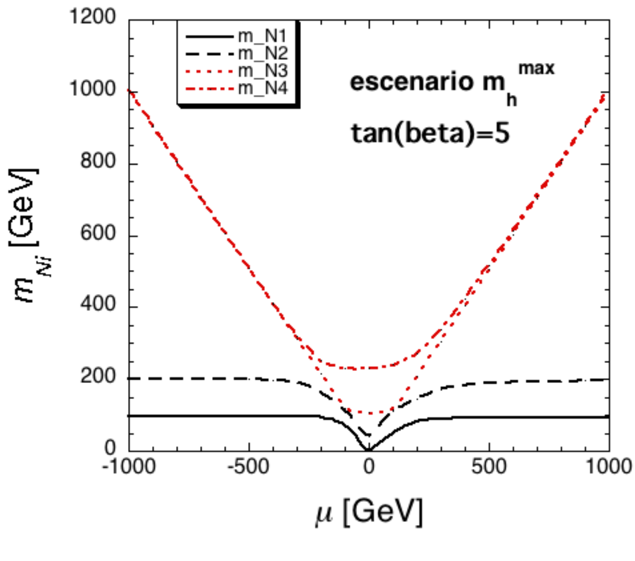

Figura B.1: Masas de los neutralinos en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 5$ en función de μ.

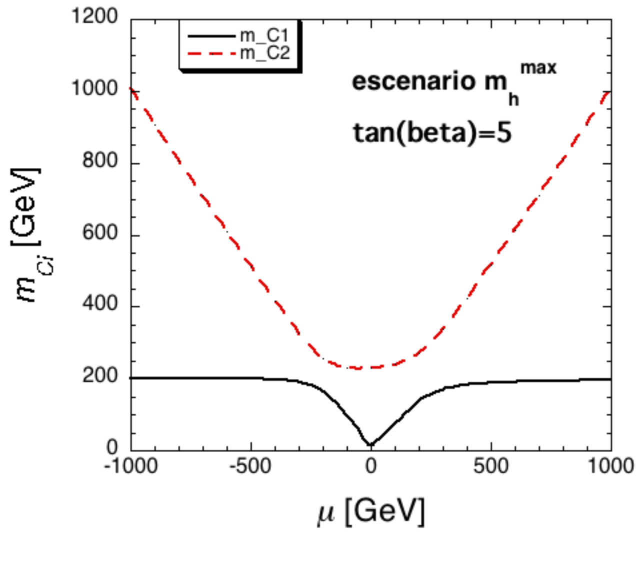

Figura B.2: Masas de los charginos en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 5$ en función de μ.

2. la segunda caída se observa en $m_A \approx 230$ GeV. Las masas de los dos neutralinos más ligeros son $m_{N_1} \approx 83.3$ GeV y $m_{N_2} \approx 146.2$ GeV para $\tan\beta = 5$. Por tanto:

$$m_{N_1} + m_{N_2} \approx 229.5 \text{ GeV} \approx 230 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta segunda caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$.

3. la tercera caída se observa en $m_A \approx 280$ GeV. La masa del chargino más ligero es $m_{C_1} \approx 138.0$ GeV para $\tan\beta = 5$. Por tanto:

$$2 \cdot m_{C_1} \approx 276.0 \text{ GeV} \approx 280 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta tercera caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

4. la cuarta caída se observa en $m_A \approx 350$ GeV. La masa del quark top es $m_t = 172.5$ GeV (estamos forzando ese valor con FeynHiggs-2.8.5). Por tanto:

$$2 \cdot m_t = 345 \text{ GeV} \approx 350 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta cuarta caída se debe a la aparición del canal $A \to t\bar{t}$.

En Figura B.3 puede verse como los canales de desintegración considerados aparecen precisamente en aquellos valores de m_A en que el $BR(A \to \tau\tau)$ se ve debilitado.

Para el caso $\tan\beta = 30$, los canales de desintegración alternativos que dan lugar a caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$ son los siguientes (véase Figura 5.12):

1. la primera caída se observa en $m_A \approx 177$ GeV. La masa del neutralino más ligero es $m_{N_1} \approx 88.4$ GeV para $\tan\beta = 30$. Por tanto:

$$2 \cdot m_{N_1} \approx 176.8 \text{ GeV} \approx 177 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta primera caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$.

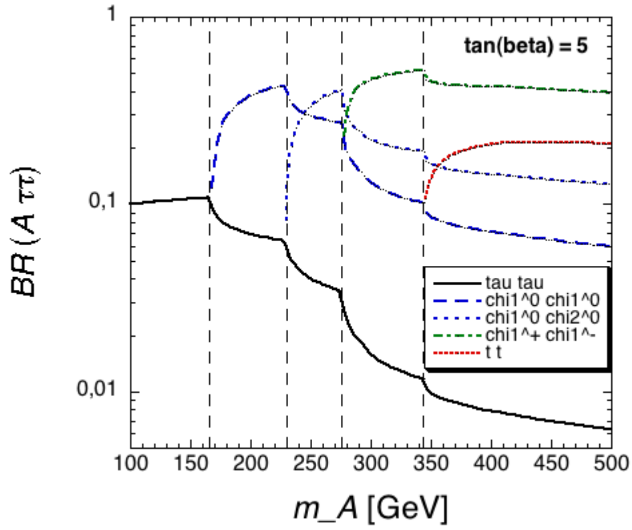

Figura B.3: BR de distintos canales de desintegración del Higgs A en el escenario m_h^{max} con $\tan\beta = 5$. Las caídas en el $BR(A \to \tau\tau)$ (en línea continua negra) coinciden con la aparición de nuevos canales.

2. la segunda caída se observa en $m_A \approx 240$ GeV. Las masas de los dos neutralinos más ligeros son $m_{N_1} \approx 88.4$ GeV y $m_{N_2} \approx 152.1$ GeV para $\tan\beta = 30$. Por tanto:

$$m_{N_1} + m_{N_2} \approx 240.5 \text{ GeV} \approx 240 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta segunda caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$.

3. la tercera caída se observa en $m_A \approx 300$ GeV. Las masas del chargino más ligero y del segundo neutralino más ligero son $m_{C_1} \approx 148.7$ GeV y $m_{N_2} \approx 152.1$ GeV para $\tan\beta = 30$. Por tanto:

$$2 \cdot m_{C_1} \approx 297.4 \text{ GeV} \approx 300 \text{ GeV}$$

$$2 \cdot m_{N_2} \approx 304.2 \text{ GeV} \approx 300 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta tercera caída se debe a la aparición de los canales $A \to \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ y $A \to \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$.

4. la cuarta caída se observa en $m_A \approx 420$ GeV. La masa del tercer neutralino más ligero es $m_{N_3} \approx 210.5$ GeV para $\tan\beta = 30$. Por tanto:

$$2 \cdot m_{\chi_3^0} \approx 421.0 \text{ GeV} \approx 420 \text{ GeV}$$

$\Rightarrow$ Esta cuarta caída se debe a la aparición del canal $A \to \tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_3^0$

5. el canal de desintegración $A \to t\bar{t}$ también se encuentra presente en este caso, pero el acoplamiento entre un Higgs neutro y un par de quarks t se ve reducido a medida que aumenta $\tan\beta$. Por tanto, el efecto de la presencia de estos últimos se ve considerablemente reducido en comparación con lo que ocurre para valores de $\tan\beta$ más pequeños.

Apéndice C

Efecto del signo de μ sobre el acoplamiento entre Higgs neutros y neutralinos

Esta sección tiene como objetivo estudiar cual es el efecto de cambiar el signo del parámetro μ – i.e. de pasar de $\mu > 0$ a $\mu < 0$ – sobre el acoplamiento entre bosones de Higgs neutros y el sector de los neutralinos. Para ello, vamos a considerar el BR del canal de desintegración $A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, que viene dado por:

$$BR(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0) = \frac{\Gamma_{A\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0}}{\Gamma_A} \tag{C.1}$$

donde la anchura del proceso $A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ puede escribirse, de forma aproximada, como:

$$\Gamma_{A\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0} = |g(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)|^2 \cdot \lambda(m_A, m_{N_1}) \tag{C.2}$$

siendo $g(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)$ una constante que mide la fuerza del acoplamiento entre el Higgs A y un par de neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ y $\lambda(m_A, m_{N_1})$ una función que sólo depende de las masas.

Entonces, si encontramos dos configuraciones a y b de los parámetros del MSSM que den lugar a un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ con la misma masa, podremos medir en cual de las dos el acoplamiento entre un Higgs A y un par $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ es más fuerte a través de la siguiente cantidad:

$$R_{a/b} \equiv \sqrt{\frac{\{BR(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0) \cdot \Gamma_A\}_a}{\{BR(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0) \cdot \Gamma_A\}_b}} = \frac{|g(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)|_a}{|g(A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0)|_b} \tag{C.3}$$

En particular, como nos interesa estudiar como depende la fuerza de ese acoplamiento del signo de μ, hemos elegido las siguientes configuraciones:

- Configuración a: escenario m_h^{max} con $\mu = +200$ GeV.
- Configuración b: escenario m_h^{max} con $\mu = -200$ GeV.

las cuales dan lugar a una masa del neutralino más ligero $m_{N_1} \approx 90$ GeV para $\tan\beta = 5, 10, 30$.

En Figura C.1 se muestra el cociente entre constantes de acoplamiento del canal $A \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ entre las configuraciones a y b para $\tan\beta = 5, 10, 30$. Como esperábamos, $R_{a/b}$ tiende a un valor aproximadamente constante cuando nos alejamos un poco del valor de m_A en que este canal de desintegración aparece – lo cual ocurre alrededor de $m_A = 2 \cdot m_{N_1} \sim 200$ GeV. Como podemos ver, el valor al que tiende dicho cociente depende de $\tan\beta$ pero en todos los casos se tiene $R_{a/b} > 1$. Esto nos indica que el acoplamiento entre el Higgs neutro A y un par de neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ es más fuerte cuando $\mu > 0$ que cuando $\mu < 0$.

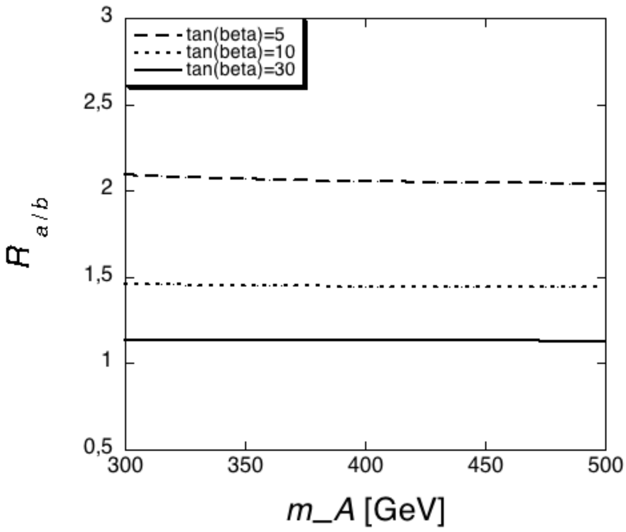

Figura C.1: Resultados obtenidos para $R_{a/b}$ – que representa el cociente entre las constantes de acoplamiento del Higgs A con un par $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ para las configuraciones a y b – para $\tan\beta = 5, 10, 30$.

Por otra parte, en Tabla C.1 se muestran los resultados obtenidos para $R_{a/b}$ para los distintos valores de $\tan\beta$ considerados. Como podemos ver en dicha tabla, la cantidad $R_{a/b}$ es mayor cuanto menor es el valor de $\tan\beta$, lo cual nos indica que esta diferencia en la fuerza del acoplamiento cuando $\mu > 0$ y $\mu < 0$ es más acusada para valores más pequeños de $\tan\beta$.

$\tan\beta$	$R_{a/b}$
5	2.06 ± 0.02
10	1.450 ± 0.005
30	1.133 ± 0.001

Tabla C.1: Resultados obtenidos para el cociente $R_{a/b}$ para distintos valores del parámetro $\tan\beta$ a partir de los resultados que se muestran en Figura C.1.

Referencias

[1] Ian J. R. Aitchison, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, arXiv: hep-ph/0505105.

[2] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984).

[3] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Westview Press (1995).

[4] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, R.P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. 105 (1957) 1413-1414.

[5] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Phys. Rev. 145 (1966) 1156-1163.

[6] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), JP G 37, 075021 (2010): `http://pdg.lbl.gov/2011/tables/rpp2011-sum-gauge-higgs-bosons.pdf` (a Febrero de 2012).

[7] F.D. Steffen, *Dark Matter Candidates - Axions, Neutralinos, Gravitinos and Axinos*, Eur. Phys. J. C59 (2009) 557-588.

[8] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv: hep-ph/9709356.

[9] Página web del LHC: `http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/lhc-en.html` (a Febrero de 2012).

[10] Página web del detector CMS: `http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/CMS-en.html` (a Febrero de 2012).

[11] E. Gross, A. Klier, *Higgs Statistics for Pedestrians*, arXiv:hep-ex/0211058.

[12] M. Carena, D. García, U. Nierste, C.E.M. Wagner, *Effective Lagrangian for the $\bar{t}bH^+$ interaction in the MSSM and charged Higgs phenomenology*, Nucl. Phys. B577 (2000) 88-120.

[13] Colaboración CDF, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons decaying to tau pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$*, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 011802.

[14] Colaboración D∅, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons decaying to tau pairs produced in association with b quarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$*, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 121801.

[15] S. Gennai, S. Heinemeyer, A. Kalinowski, R. Kinnunen, S. Lehti, *Search for Heavy Neutral MSSM Higgs Bosons with CMS: Reach and Higgs-Mass Precision*, Eur. Phys. J. C52 (2007) 383-395.

[16] Colaboración CMS, *Search for Neutral Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, CMS PAS HIG-11-029 (documento público del grupo CMS).

[17] S. Marchetti, S. Mertens, U. Nierste, D. Stockinger, *Tanβ-enhanced supersymmetric corrections to the anomalous magnetic moment of the muon*, Phys. Rev. D79 (2009) 013010.

[18] Código `FeynHiggs`: arXiv: hep-ph/0611326, arXiv: hep-ph/0212020, arXiv: hep-ph/9812472, arXiv: hep-ph/9812320.

[19] Correcciones Δ_b en el código `FeynHiggs`: arXiv: hep-ph/0907.5408, arXiv: hep-ph/0808.0087.

[20] M. Carena, S. Heinemeyer, C.E.M. Wagner, G. Weiglein, *Suggestions for Benchmark Scenarios for MSSM Higgs Boson Searches at Hadron Colliders*, Eur. Phys. J. C26 (2003) 601-607.

[21] Grupos ALEPH, DELPHI, OPAL y LEP para la búsqueda de bosones de Higgs, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*, Eur. Phys. J. C47 (2006) 547-587.

[22] LHC Higgs Cross Section Working Group,
`https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SMInputParameter`
(a Marzo de 2012).

[23] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv: hep-ph/1101.0593.