



**Facultad  
de  
Ciencias**

**Predicción de la masa del Higgs en el modelo  
supersimétrico**  
(Predictions for Higgs masses on supersymmetric  
model)

Trabajo de Fin de Grado  
para acceder al

**GRADO EN FÍSICA**

Autor: Javier Díaz García

Director: Dr. Sven Heynemeyer

Julio 2014

# Índice

Capítulo 1: Introducción.....	3
Capítulo 2: El modelo standard.....	5
2.1-Construcción del modelo standard.....	6
2.2-El modelo electrodébil.....	6
2.3-El mecanismo de Brout-Englert-Higgs.....	8
2.3.1-Masas de los leptones.....	12
2.3.2-Masas de los Quarks.....	13
2.4-Problemas del Modelo Standard.....	15
Capítulo 3: Supersimetría y el MSSM.....	16
3.1-¿Qué es la Supersimetría?.....	16
3.2-El MSSM.....	18
3.3-Sectores en el MSSM.....	18
3.3.1-Higgs (y Higgsinos).....	18
3.3.1.1-Dependencia de las masas de los bosones de Higgs con parámetros del MSSM.....	20
3.3.2-Gauginos y Higgsinos.....	20
3.3.3-Squarks.....	22
Capítulo 4: Masa del Higgs ligero.....	24
4.1-Correcciones radiativas.....	24
4.2-Resultados en las medidas experimentales de $M_H^{\text{exp}}$ y comparación con los valores esperados para $M_h$ .....	26
Capítulo 5: Análisis.....	28
5.1-El programa FeynHiggs.....	28
5.2-Escenarios del sector de Higgs en el MSSM.....	28
5.2.1-Escenario $m_h^{\text{max}}$ .....	29
5.2.2-Escenario $m_h^{\text{mod}}$ .....	29
5.2.3-Escenario $light-\tilde{t}$ .....	30
5.2.4-Escenario $\tau-phobic$ .....	31
5.2.5-Escenario $light-\tilde{\tau}$ .....	31
Capítulo 6: Resultados.....	32
6.1-Zona de exclusión.....	32
6.2-Resultados en el espacio de parámetros $M_{H^\pm} - \tan \beta$ .....	35
Capítulo 7: Conclusiones.....	45
Bibliografía.....	47

# Capítulo 1: Introducción

Hoy por hoy, la fenomenología de la física de partículas supone uno de los sectores más importantes en la investigación en física fundamental. En la base de esta investigación se encuentra el Modelo Standard. Este ha conseguido describir tres de las cuatro interacciones fundamentales entre partículas con la mayor precisión hasta ahora vista en la historia de la ciencia.

A fin de comprobar las predicciones hechas por el Modelo Standard, los aceleradores de partículas tales como el LHC realizan colisiones para producir nuevas partículas como el bosón de Higgs, predicho por esta teoría, y cuyo hallazgo fue dado a conocer el 4 de julio de 2012 por el LHC, completando de este modo el cuadro completo de partículas del modelo standard (Fig 1.1 Izquierda).

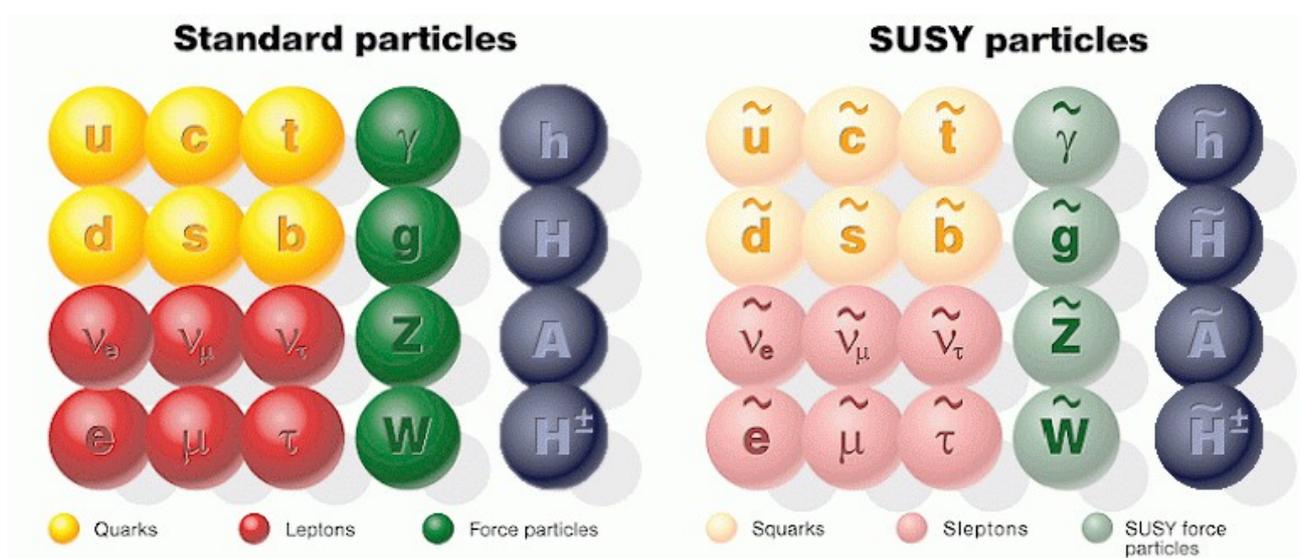


Fig 1.1: A la izquierda tenemos las partículas correspondientes al modelo Standard junto con los cinco bosones de Higgs del modelo supersimétrico. A la derecha, las partículas supercompañeras (supersimétricas) de las anteriores; squarks, sleptones, y gauginos (en verde); a la derecha, en azul, podemos ver las partículas supercompañeras de los cinco bosones de Higgs del MSSM, los Higgsinos.

Sin embargo existen pequeñas discrepancias entre el bosón propuesto por el Modelo Standard y el bosón encontrado en el LHC que hacen a los físicos preguntarse qué hay más allá de esta teoría. No podemos obviar además el hecho de que el Modelo Standard, aunque preciso, no da una descripción completa de la materia, ya que esta teoría no incluye la interacción gravitatoria, ni posee candidato para la materia oscura (entre otros problemas).

Con la intención de solventar estos problemas que plantea en el Modelo Standard se han propuesto multitud de teorías, entre las más aceptadas actualmente se encuentran las teorías supersimétricas, o SUSY. Estas teorías postulan la existencia

de una serie de partículas supercompañeras cuyo spin difiere en  $1/2$  de las del Modelo Standard —por ejemplo, el quark top, con spin  $1/2$  tiene por supercompañera al squark top, con spin 0. Sin embargo, estas partículas deben poseer una masa mucho mayor que las de las partículas ordinarias gracias a un mecanismo de ruptura de simetría aún desconocido. Dentro de este marco se sitúa el Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM, que es la extensión supersimétrica mínima del Modelo Standard (Fig 1.1 Derecha). El MSSM predice la existencia de no uno, sino cinco bosones de Higgs; tres de ellos neutros:  $h$ ,  $H$ ,  $A$ ; y dos cargados:  $H^\pm$ . El más ligero de todos ellos,  $h$ , posee unas propiedades muy similares al bosón de Higgs del Modelo Standard, y por tanto, al descubierto en el LHC. Sin embargo, a diferencia del bosón de Higgs del Modelo Standard, la masa del bosón ligero,  $M_h$ , no es un parámetro libre en el MSSM; la masa de este bosón resulta de una predicción que depende de parámetros libres de este modelo.

Debido a que el mecanismo de ruptura de simetría es aún desconocido, el modelo ha de ajustarse mediante una serie de parámetros que dependiendo de su valor pueden determinar las propiedades de las partículas. En este estudio en concreto, uno de los parámetros más relevantes será  $A_t$ , el cual determina la magnitud del acoplamiento entre Higgs ligero,  $h$ , y los squark top.

Hasta ahora este parámetro complejo se ha tomado en la mayoría de análisis fenomenológicos con fase nula, dentro de los reales. Sin embargo, no hay motivo a priori para descartar la posibilidad de que pueda tener una fase no nula. Por tanto este trabajo se centrará en observar cómo varía la predicción de  $M_h$  en diversos escenarios de parámetros o benchmarks al variar la fase compleja de  $A_t$ .

En función de si se observa o no variación en el espacio de parámetros para cada uno de los benchmark, se podrá tomar la decisión acerca de si son o no escenarios útiles para los físicos experimentales en la búsqueda de Higgs más pesados, y para establecer las diferencias entre el higgs ligero del MSSM,  $h$ , y el Higgs del Modelo Standard,  $H$ .

## Capítulo 2: El modelo standard

El Modelo Standard consigue explicar la inmensa mayoría de datos obtenidos hasta la fecha en los colisionadores de partículas. Dada la precisión con que lo hace suele decirse que es, hasta la fecha, el mayor logro de la ciencia.

Según este modelo, cada una de las fuerzas que actúan sobre las partículas se debe al intercambio de cuantos, o partículas mediadoras llamados bosones gauge. Las fuerzas fundamentales de la naturaleza son la nuclear fuerte, nuclear débil, electromagnetismo y gravedad. De las cuales, el Modelo Standard consigue explicar los mecanismos entre las tres primeras:

1. **Fuerza fuerte:** El modelo Standard afirma que los protones y neutrones no son constituyentes fundamentales de la materia, sino que están constituidos por otras partículas llamadas Quarks. Estas partículas poseen un tipo de carga llamado *carga de color*, cuyo modelo de interacción está recogido en la Cromodinámica Cuántica, QCD. Las partículas mediadoras en esta interacción son los gluones; estos bosones no poseen masa, pero sí carga de color, por lo que interaccionan entre ellos y por tanto el alcance de esta fuerza es muy limitado y aumenta con la distancia. Esto puede asemejarse al comportamiento de un muelle, el gluón, que une dos masas, los quarks.
2. **Fuerza débil:** Es la fuerza que media en las interacciones entre leptones, tales como el electrón, el muón, y el tau, así como sus neutrinos asociados; y también entre los quarks. Esta fuerza está mediada por los bosones W y Z, que poseen una masa comparable a la de los núcleos de hierro, lo cual explica que el alcance de esta fuerza sea tan limitado. Un punto controvertido en lo referente al modelo standard es que esta fuerza solo se manifiesta entre los leptones levógiros, y no así en los de helicidad dextrógira.
3. **Fuerza electromagnética:** La teoría de Maxwell queda incluida en el modelo standard mediante la electrodinámica cuántica, QED. Esta gobierna las interacciones electromagnéticas entre las partículas por medio del intercambio de fotones. Los fotones son bosones sin carga ni masa, y por tanto no interaccionan entre ellos; es por ello que el alcance de esta fuerza es infinito. Las predicciones de esta teoría se han confirmado experimentalmente hasta una parte en 10 millones, haciéndola así la teoría más precisa de la historia.
4. **Gravedad:** Es la fuerza que afecta a todas las partículas con masa. A nivel subatómico resulta despreciable en comparación con el resto, y aún no hay una teoría subatómica que haya dado con su mecanismo. Esta fuerza no está descrita en el Modelo Standard.

## 2.1-Construcción del modelo standard

El modelo standard agrupa dos teorías de vital importancia: el modelo electrodébil, y la cromodinámica cuántica, dentro de un marco en que la teoría posee consistencia interna.

La base matemática para la construcción de este modelo se encuentra en la teoría cuántica de campos, que hace uso de los grupos de simetría y el teorema de Noether para así describir las cantidades conservadas en cada interacción. De este modo, cada tipo de interacción se encaja dentro de un determinado grupo de simetría que, mediante el uso de las teorías gauge locales, hace invariante el Lagrangiano de interacción bajo las transformaciones del grupo elegido.

## 2.2-El modelo electrodébil

el modelo electrodébil fue desarrollado en los años 60 por Glashow, Salam, y Weinberg. En este modelo, el Lagrangiano de Dirac se escribe de forma que pueda ser invariante bajo transformaciones de simetría interna bajo el grupo SU(2). Sin embargo, la interacción débil, como ya se ha comentado antes, solo actúa sobre los fermiones levógiros mediante los bosones  $W^\pm$ ; mientras que el bosón  $Z^0$  afecta tanto a dextrógiros como a levógiros.

La helicidad de una partícula se describe mediante:

$$\hat{h} = \frac{\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{S}}}{|\hat{\mathbf{p}}|} \quad (2.2.1)$$

Donde  $\mathbf{p}$  es el operador momento lineal y  $\mathbf{S}$  es el operador spin.

El concepto de helicidad se puede entender como su nombre indica: un “movimiento de hélice” en un sentido u otro dependiendo de la dirección del spin y del movimiento. Así, por ejemplo, una partícula de spin positiva con momento positivo puede verse como dextrógira, y si su momento fuese negativo, esta sería levógira.

De este modo, se pueden describir los campos fermiónicos levógiros como dobletes:

$$\begin{aligned} \psi_e &= \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}; \quad \psi_\mu = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}; \quad \psi_\tau = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \\ \chi_u &= \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}; \quad \chi_c = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}; \quad \chi_t = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Mientras que los campos dextrógiros se describen mediante singletes de SU(2):

$$\begin{aligned} \psi_e = e_R; \psi_\mu = \mu_R; \psi_\tau = \tau_R \\ u_R; d_R; c_R; s_R; t_R; b_R \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Al actuar la fuerza débil y la electromagnética sobre los mismos campos fermiónicos, estas no pueden separarse, y han de acomodarse en el grupo mínimo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Donde SU(2) conserva el isospín débil, T, y U(1) se asocia a la conservación de la hipercarga débil, Y con el operador carga, Q:

$$Q = T^3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.2.4)$$

Para conservar estas invarianzas, deberemos introducir nuevos campos vectoriales en relación a la dimensión de cada grupo de simetría:

$$\begin{aligned} SU(2)_L &\rightarrow W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3 \\ U(1)_Y &\rightarrow B_\mu \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

Así, deberemos introducir dos nuevas derivadas que afecten a los dobletes y singletes respectivamente:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\sigma^j}{2} W_\mu^j + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu \quad (2.2.6)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu \quad (2.2.6')$$

Siendo  $\sigma$  las matrices de Pauli, y  $g_1, g_2$  las constantes de acoplamiento de SU(2) y U(1) respectivamente, las cuales se relacionan con la carga eléctrica:

$$e = \frac{g_1 \cdot g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (2.2.7)$$

Los campos  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$  pueden rotarse para obtener dos nuevos campos  $A_\mu$  y  $Z_\mu$  :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.2.8)$$

Siendo  $\theta_W$  el ángulo de mezcla débil (Weak Mixing Angle). De este modo se obtienen los campos vectoriales correspondientes a los bosones  $Z^0$  y el electromagnético,  $A_\mu$  (fotón).

Sin embargo, en este modelo las partículas carecen de masa. Introducir los campos necesarios para dotar de masa a las partículas ad hoc, impide que el Lagrangiano sea invariante bajo transformaciones locales de grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Por tanto es necesario introducir otro mecanismo que provoque una ruptura de simetría llamado mecanismo de Brout-Englert-Higgs.

### 2.3-El mecanismo de Brout-Englert-Higgs

Como ya se ha dicho, introducir términos para las masas de los bosones W y Z ad hoc en el lagrangiano electrodébil hace que este deje de ser invariante bajo transformaciones  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Por lo tanto, añadimos un nuevo lagrangiano:

$$L = L_{EW} + L_H$$

Este nuevo término va a permitir que  $L_{EW}$  conserve la invarianza bajo el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , e introducir los términos de masa para los bosones W y Z

$$L_H = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi) \quad (2.3.1)$$

Este nuevo Lagrangiano está asociado a un nuevo campo escalar de spin 0,  $\phi$ . El cual viene representado por un doblete complejo mínimo llamado doblete de Higgs\*.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.3.2)$$

---

\*Existen trabajos en que se discuten sistemas de ruptura de simetría para grupos más generales  $SO(N)$  y  $SU(N)$  [2].

Para este Lagrangiano, el potencial asociado, viene dado por:

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.3.3)$$

Como podemos comprobar, (2.3.1) es invariante bajo la transformación

$$\phi \rightarrow -\phi$$

Y los valores esperados para el vacío (vev), pueden ser obtenidos al minimizar el potencial, obteniendo:

$$\phi_0 (\mu^2 + \lambda \phi_0^2) = 0 \quad (2.3.4)$$

Podemos comprobar que para este término  $V(\phi)$ , si queremos que el potencial esté cerrado, debemos exigir  $\lambda > 0$ . Del mismo modo, si exigimos  $\mu^2 > 0$  tendremos un único estado de vacío en  $\phi_0 = 0$ . Sin embargo, para  $\mu^2 < 0$  tendremos una gama infinita de valores extremales en el potencial.

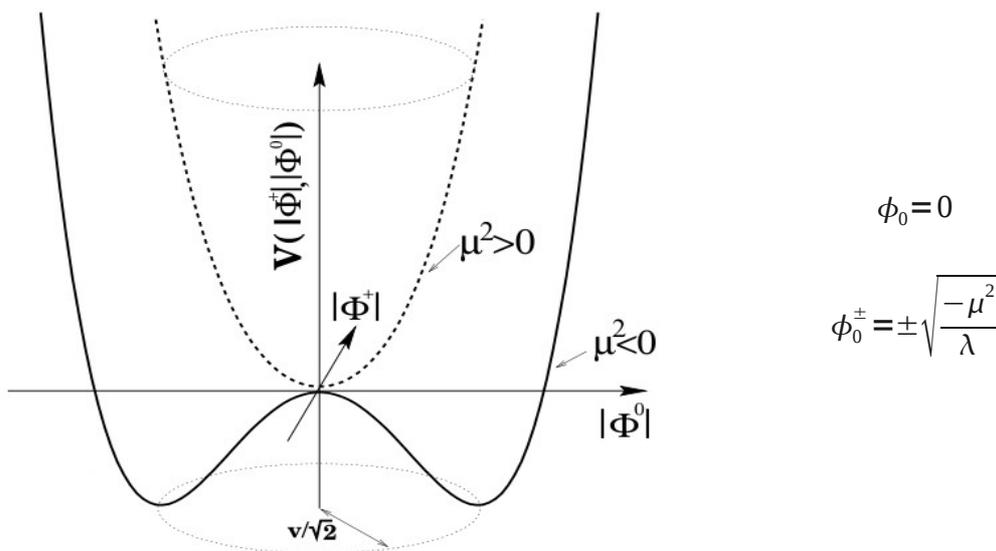


Figura 2.1: Representación del potencial de Higgs en función de sus parámetros fundamentales.

Debido a que el Lagrangiano es invariante bajo la transformación  $\phi \rightarrow -\phi$ , la elección de  $\phi^+$  ó  $\phi^-$  es irrelevante. Sin embargo, una vez hemos tomado nuestra elección, la simetría es espontáneamente rota, pudiendo elegir de este modo un vev para el campo de Higgs de tipo:

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Siendo:

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

La ruptura espontánea de simetría debida a la elección arbitraria de un vev, debe ser tal que nos conserve el sub-grupo  $U(1)_{em}$ . De este modo, el bosón gauge electromagnético, el fotón, permanecerá sin masa. Así, el vacío permanecerá invariante bajo cualquier transformación en  $U(1)$ :

$$e^{i\alpha\hat{Q}}\langle\phi\rangle \approx (1+i\alpha\hat{Q})\langle\phi\rangle = \langle\phi\rangle$$

Por tanto, el operador carga, aniquila el vacío:

$$\hat{Q}\langle\phi\rangle = \left(T^3 + \frac{1}{2}Y\right)\langle\phi\rangle = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0$$

Esto es, la carga eléctrica del vacío es nula.

Podemos ahora analizar el espectro de la parte rota de la teoría. A fin de conservar la invarianza  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , debemos introducir la derivada covariante. Al ser  $\phi$  un doblete de  $SU(2)_L$ , esta derivada será la que afecta a los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  en el modelo electrodébil.

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\sigma^j}{2} W_\mu^j + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu \quad (2.3.5)$$

podemos transformar el campo de Higgs mediante el gauge unitario de modo que:

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\frac{\sigma^a \chi_a}{2v}} \phi = \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.3.6)$$

Donde  $\chi$  y  $H$  son campos escalares sin masa. Llegados a este punto cabe aclarar algunas cosas. El doblete de Higgs nos proporciona cuatro grados de libertad. Al romperse espontáneamente la simetría en  $SU(2)$ , el teorema de Nambu-Goldstone establece que cuando se rompe una simetría de forma exacta, aparece una partícula escalar (bosón de Goldstone) sin masa por cada generador de la simetría rota. En nuestro caso,  $SU(2)$  posee tres generadores, luego se formarán tres bosones de Goldstone. Cada uno de los grados de libertad de estos bosones es, mediante el llamado gauge unitario, transferido a los bosones vectoriales ( $W^\pm, Z^0$ ) que adquieren masa. El grado de libertad sobrante correspondiente a  $\phi=0$  es el que proporciona masa al propio bosón de Higgs.

Introduciendo (2.3.5) y (2.3.6) en el Lagrangiano (2.3.1), obtenemos:

$$\begin{aligned} L_H &= D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi) \Rightarrow \\ \Rightarrow L_H &= \left| \left( \partial_\mu + i g_2 \frac{\sigma^a}{2} W_{a\mu} + i \frac{g_1}{2} Y B_\mu \right) \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 - \mu^2 \frac{(v+H)^2}{2} - \lambda \frac{(v+H)^4}{4} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

De este modo, la primera parte de (2.3.7) puede reescribirse en función de los campos vectoriales  $W^\pm$  y  $Z^0$  haciendo uso de la definición de estos campos a partir de los originales (apartado 2.2):

$$\begin{aligned} & \left| \left( \partial_\mu + i g_1 \frac{\sigma^a}{2} W_{a\mu} + i \frac{g_2}{2} Y B_\mu \right) \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 = \\ & = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{g_1^2}{4} (v+H)^2 \left( W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right) \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

Encontramos de este modo, que los términos cuadráticos, correspondientes a la masa, para W y Z resultan ser:

$$\frac{g_2^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g_2^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu$$

Podemos por tanto comparar las masas de W y Z:

$$M_W = \frac{g_2 v}{2} \quad M_Z = \frac{g_2 v}{2 \cos \theta_W} = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (2.3.9)$$

De este modo hemos conseguido dotar de masa a los bosones W y Z, sin que aparezca en ningún término cuadrático de  $A_\mu$ , permaneciendo el fotón sin masa en nuestra teoría.

El segundo término en (2.3.7) representa el campo escalar H exclusivamente

$$-\mu^2 \frac{(v+H)^2}{2} - \lambda \frac{(v+H)^4}{4} = -\frac{1}{2}(-2\mu^2)H^2 + \frac{1}{4}v^2\mu^2 \left( \frac{4}{v^2}H^3 + \frac{1}{v^4}H^4 - 1 \right) \quad (2.3.10)$$

Donde podemos identificar el término de masa del Higgs:

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \quad (2.3.11)$$

### 2.3.1-Masas de los leptones

Por ahora solo hemos aportado masas a los bosones gauge W y Z. Sin embargo en esta teoría, los fermiones continúan sin poseer un mecanismo que les proporcione masa debido a que :

$$M_\psi \bar{\psi} \psi = M_\psi (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \quad (2.3.12)$$

Mezcla componentes levóginas y dextróginas, que como ya dijimos en el apartado 2.2,

rompe la invarianza gauge.

La forma de dotar de masa a los leptones es conocida como Acoplamiento Yukawa para leptones con el Higgs (2.3.6) (con  $\psi=l$ ):

$$\begin{aligned}
 L_{Yuk}^l &= -G_l [\bar{l}_R (\phi^\dagger l_L) + (\bar{l}_L \phi) l_R] = \\
 &-G_l \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \left[ \bar{l}_R \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_L \quad \bar{l}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} l_R \right] = \\
 &\frac{-G_l v}{\sqrt{2}} \bar{l} l - \frac{G_l v}{\sqrt{2}} \bar{l} l H
 \end{aligned} \tag{2.3.13}$$

Siendo  $G_l$  La constante de acoplamiento Yukawa.

De este modo, podemos identificar la masa de los leptones

$$M_l = G_l \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Este procedimiento dota de masa a los leptones, pero sin embargo, no predice la masa de los mismos debido a que la constante de Yukawa posee un valor arbitrario.

### 2.3.2-Masas de los Quarks

De modo similar a como se ha procedido para los leptones, utilizamos el mecanismo de Yukawa para calcular las masas de los quarks tipo up ( $U_i=u,c,t$ ) y tipo down ( $D_i=d,s,b$ ). En esta ocasi3n, necesitaremos un doblete de Higgs en que  $Y=-1$ , siendo su conjugado

$$\tilde{\phi} = i \sigma_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} \tag{2.3.14}$$

e introduci3ndolo en el Lagrangiano de Yukawa para los quarks, como

$$L_{Yuk}^q = - \left[ G_{ij}^U \overline{q_{RU_i}} (\tilde{\phi}^\dagger q_{L_j}) + G_{ij}^D \overline{q_{RD_i}} (\phi^\dagger q_{L_j}) \right] \quad (2.3.15)$$

Donde  $G_{ij}^{UD}$  son las constantes de acoplamiento de Yukawa para cada tipo de quark, y R, L los singletes y tripletes dextrógiros y Levógiros respectivamente de los quarks.

A partir de los vev de los dobletes  $\phi$  y su conjugado, podemos obtener los términos de masa para los quarks tipo up ( $q'_{R,L}{}^U = u', c', t'$ )

$$\overline{(u', c', t')}_R M^U \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_L + h.c. \quad (2.3.16)$$

y los down ( $q'_{R,L}{}^D = d', s', b'$ )

$$\overline{(d', s', b')}_R M^D \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L + h.c. \quad (2.3.17)$$

siendo las matrices de masa

$$M_{ij}^{U,D} = \frac{v}{\sqrt{2}} G_{ij}^{U,D}$$

los estados (q') son combinaciones de los (q) dados por las transformaciones unitarias

$$\begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L,R} = U_{L,R} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} U_{L,R}^{-1} ; \quad \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{L,R} = D_{L,R} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} D_{L,R}^{-1}$$

Estas matrices  $U_{L,R}$  diagonalizan las matrices  $M^{U,D}$  de modo

$$U_R^{-1} M^U U_L = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad D_R^{-1} M^D D_L = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}$$

Pudiendo así obtener las masas de cada uno de los quarks. Cabe destacar que al igual que sucede con los leptones, los valores de la masa dependen de una constante de Yukawa, cuyo valor ha de ser determinado experimentalmente.

## 2.4-Problemas del Modelo Standard

A pesar de las muchas virtudes del modelo standard, este resulta ser una teoría, no solo incompleta, sino también con defectos importantes. A continuación se detallan algunos de ellos.

Gravedad: Es la cuarta fuerza fundamental de la naturaleza, pero no forma parte del modelo Standard. Los intentos de acoplar la gravedad al Modelo Standard han resultado en teorías con gran cantidad de infinitos no renormalizables y han tenido que ser por tanto desechadas.

Jerarquía: En el Modelo Standard la masa del Higgs recibe correcciones cuánticas. Resultando que estas correcciones resultan ser mucho mayores que la propia masa predicha por la teoría. Las correcciones son del orden de la energía de Plank  $10^{19}$  GeV, que es el límite en que la teoría tiene validez. Sin embargo al fijar la masa del Higgs la escala de interacción electrodébil, sabemos que es del orden de la masa de los bosones W y Z  $10^2$  GeV.

Materia oscura y energía oscura: el 96% de la energía del universo conocido no está compuesto por materia ordinaria (bariónica), que supone solo un 4%, sino por energía oscura que supone un 72%, y energía oscura que es un 24% del total. La fenomenología del modelo standard se limita a las partículas que forman esta última parte, y es por tanto imposible hacer la predicción de existencia de materia oscura dentro de este marco.

## Capítulo 3: Supersimetría y el MSSM

El Modelo Standard, adolece de ciertas carencias. Entre ellas la imposición de ciertas cantidades ad hoc, como las masas de las partículas, la carga, etc. Estas cantidades han de ser encontradas mediante la experimentación. En la búsqueda de una teoría que prediga estas cantidades, por ejemplo, en función de constantes matemáticas; y una unificación entre la teoría cuántica y la gravedad, se han realizado muchos intentos. Desde la utilización de fibrados a fin de añadir dimensiones extra (Teoría Kaluza-Klein y posteriormente supergravedad), hasta cuantizar el espacio-tiempo de Einstein. Todos estos intentos han resultado en teorías no renormalizables, esto es, teorías que devuelven valores infinitos para algunos cálculos de cantidades que se saben finitas. Con lo que por el momento las observaciones no apoyan este tipo de teorías.

Sin embargo, uno de los cambios más importantes que se han sugerido en el paradigma cuántico es la idea de supersimetría.

### 3.1-¿Qué es la Supersimetría?

En la actualidad, la supersimetría es una idea muy extendida en gran variedad de ámbitos de la física teórica. Esta ha resultado ser un marco de trabajo muy útil a la hora de cancelar infinitos en la QFT con una gran elegancia matemática. Esta cancelación es debida a que en el marco supersimétrico, bosones y fermiones pueden ser emparejados de modo que cada partícula del Modelo Standard posea una compañera supersimétrica cuyo spín difiere en  $1/2\hbar$  del de la partícula original. De este modo, por ejemplo, a un fotón de spín 0, le correspondería un fotino de spín  $1/2$ ; a un electrón, le corresponderían dos selectrones de spín 0, uno por cada grado de libertad (el sufijo “-ino” se usa para los fermiones, mientras que el prefijo “s” para los bosones indica escalar, y no super).

Al poder juntar bosones y fermiones dentro del mismo multiplete, existe la posibilidad de poder cancelar cantidades del “conjunto bosónico” con otras del “conjunto fermiónico”. Esto resolvería el problema de jerarquía dado en el Modelo Standard al calcular la masa del Higgs. Así mismo, estas teorías permiten obtener predicciones acerca de las masas algunas de las partículas de Higgs, a diferencia del Modelo Standard.

El problema actual reside en que aún no se ha encontrado ninguna de esas partículas supersimétricas debido a su gran masa. La explicación para esta disparidad entre la masa de las partículas del Modelo Standard y sus compañeras supersimétricas, se debe a algún mecanismo de ruptura de simetría por el momento desconocido. Hay diversas propuestas acerca de cual puede ser este mecanismo, pero por el momento ninguno ha conseguido destacar entre los otros. Debido a este mecanismo, la masa de

estas partículas supercompañeras debe ser mucho mayor que la de la partícula original. Actualmente se postula que esta “masa extra”  $M_{SUSY} \approx O(1000\text{GeV})$ .

Una evidencia positiva a favor de la supersimetría es la unificación de las tres fuerzas de la física de partículas —unificación gauge— a altas energías,  $M_{GUT} = 2 \cdot 10^{16} \text{ GeV}$ . Para cada grupo de simetría existe una constante de acoplamiento. Para lograr una unificación es necesario que haya un único grupo de simetría, y por tanto una única constante de acoplamiento.

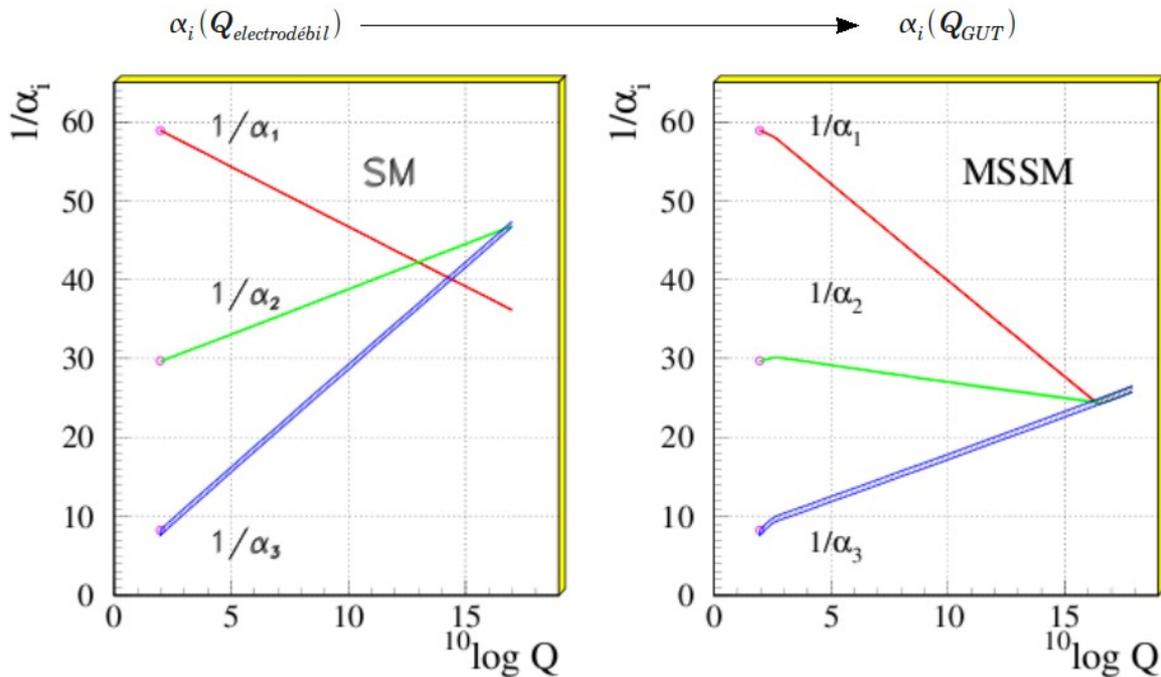


Figura 3.1: Unificación de las constantes de acoplamiento  $\alpha_1$  (electromagnética),  $\alpha_2$  (débil),  $\alpha_3$  (fuerte) en el Modelo Standard y el MSSM.

Usando RGE's (Ecuaciones que conectan parámetros a diferentes escalas energéticas), se hacen evolucionar las constantes de acoplamiento desde la escala electrodébil a la escala GUT. Puede observarse en la imagen de la izquierda que el Modelo Standard predice el acoplamiento entre la fuerza débil y el electromagnetismo a una escala  $Q \sim 10^{13} \text{ GeV}$ . Sin embargo, no predice un acoplamiento entre las tres fuerzas. Del mismo modo, en la figura de la derecha, puede observarse que las tres fuerzas se unifican en torno a un valor  $Q \sim 10^{16} \text{ GeV}$ . Este hecho resulta más esclarecedor aún debido a que el MSSM no había sido diseñado con ese fin.

## 3.2-El MSSM

A fin de introducir la supersimetría en el Modelo Standard, se hace uso de campos supersimétricos, al igual que en el Modelo Standard se introducían campos fermiónicos o bosónicos. La introducción de estos campos en un número mínimo da lugar al Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), en el cual, como ya se ha mencionado, a cada grado de libertad (partícula) del Modelo Standard, se le asocia un grado de libertad supercompañero en el MSSM. Al ser un mecanismo desconocido, los parámetros referentes al mismo no están fijados, quedando así 105 parámetros además de los del Modelo Standard.

El MSSM fue propuesto inicialmente a fin de solventar los problemas que el Modelo Standard planteaba, y complementar las carencias del mismo. Entre estos destacan:

1. Problema de jerarquía: las correcciones a la masa del Higgs en el Modelo Standard la hacen divergente. Este problema quedaría solventado en el MSSM al ser las correcciones a la masa iguales pero de signo opuesto a las del Modelo Standard, lo cual se verá en detalle en el capítulo 4.
2. Unificación gauge: a través de la cual las fuerzas que contempla el modelo standard no quedan unificadas a energías muy altas, mientras que sí lo hacen en el MSSM (Imagen 3.1).
3. Materia oscura fría: El Modelo Standard queda limitado por su baja fenomenología y no da ningún candidato como partícula de materia oscura fría. Este hecho podría quedar solventado en el MSSM gracias a la estabilidad del más ligero de los neutralinos, del cual hablaremos en (2.3.4). Esta partícula posee las ventajas de ser estable, e interactuar mediante la fuerza débil y la gravedad con otras partículas.

## 3.3-Sectores en el MSSM

El MSSM posee varios sectores que nos son de interés particular en nuestro estudio. A continuación se muestran los mismos, donde se pueden observar similitudes y diferencias con los sectores del Modelo Standard.

### 3.3.1-Higgs (y Higgsinos)

En el marco del MSSM, necesitaremos al menos de dos dobletes de Higgs para proporcionar masa a todas las partículas del modelo. Esto se debe a que con un único doblete de Higgs obtendríamos una única supercompañera de este, el Higgsino, lo cual provoca un problema denominado anomalía gauge. Esta anomalía invalida la simetría gauge y provoca una inconsistencia en la teoría que quedaría solventada con un

segundo doblete de Higgs.

Otro motivo añadido incluir un segundo doblete se debe al acoplamiento Yukawa del Higgs con los quarks; en el Modelo Standard, el quark d se acopla con el campo de Higgs,  $H (Y=-1/2)$ , mientras que el quark u se acopla al complejo conjugado del campo de Higgs,  $H^* (Y=1/2)$ , lo cual no está permitido en SUSY.

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_u^+ \\ v_u + (\phi_d + i\chi_u)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (3.3.1)$$

$$H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_d + (\phi_d - i\chi_d)/\sqrt{2} \\ -\phi_d^- \end{pmatrix}$$

Cada uno de estos dos dobletes se encargará de proporcionar masa a un tipo de quark. De este modo  $H_u$  proporciona masa a los quark tipo up, charm, y top; y  $H_d$  proporciona masa a los quark tipo down, strange, y bottom, y a los tres leptones cargados.

Así mismo, cada componente tendrá asociada un estado supersimétrico de spín  $\frac{1}{2}$  llamado Higgsino. Tendremos por tanto dos componentes de Higgsinos cargados ( $\tilde{H}_u^+$ ,  $\tilde{H}_d^-$ ) y dos neutros ( $\tilde{H}_u^0$ ,  $\tilde{H}_d^0$ ), de lo que hablaremos más en el apartado 3.3.2.

Como se puede observar, existen dos vev:  $v_u$  y  $v_d$ . Estos dos valores para el vacío se relacionan con la masa del bosón  $Z^0$  mediante la expresión:

$$M_Z^2 = \frac{1}{2} (g_1^2 + g_2^2) (v_u^2 + v_d^2) \quad (3.3.2)$$

La relación entre estos dos VEV se suele expresar como:

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \quad (3.3.3)$$

Estos dos dobletes nos proporcionarán ocho grados de libertad, que al romperse la simetría electrodébil, tres de ellos serán los bosones de Nambu-Goldston  $G^0$ ,  $G^\pm$ , que serán los modos longitudinales de los bosones vectoriales masivos  $Z^0$ , y  $W^\pm$ . Los restantes grados de libertad, al igual que en caso del modelo standard, consistirán en dos campos escalares neutros CP-par  $h^0$ ,  $H^0$ , un campo escalar neutro CP-impar  $A^0$ , y dos campos cargados, uno conjugado del otro,  $H^\pm$ .

### 3.3.1.1-Dependencia de las masas de los bosones de Higgs con parámetros del MSSM

Dentro del MSSM, las masas de los Higgs mencionados no son independientes. En el nivel árbol, estas masas dependen de dos parámetros como el ya mencionado  $\tan\beta$ , y de la masa  $M_A$

$$\{m_h^2, m_{H^\pm}^2\} = \frac{1}{2} \left( M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4 M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right) \quad (3.3.1.1)$$

Las masas de los dos Higgs cargados puede expresarse

$$m_{H^\pm}^2 = M_A^2 + \cos^2 \theta_W M_Z^2 = M_A^2 + M_W^2 \quad (3.3.1.2)$$

Debido a que estos parámetros no están fijados —aunque se den zonas de exclusión para los mismos (Apartado 6.1) [6]—, los resultados para  $m_h$  se obtienen para el plano  $M_A - \tan\beta$ . De este modo podemos observar la dependencia de la masa del Higgs ligero en función de estos parámetros.

Estas relaciones se dan de forma exacta a mínimo orden, esto es, sin correcciones radiativas (Solo sus propagadores).

Gracias a las relaciones existentes entre  $M_A$  y  $M_{H^\pm}$  es posible representar los valores de  $m_h$  tanto en el plano  $M_A - \tan\beta$  como en el plano  $M_{H^\pm} - \tan\beta$ .

### 3.3.2-Gauginos y Higgsinos

Cada uno de los bosones gauge del Modelo Standard ( $B$ ,  $W^3$ ,  $W^+$ ,  $W^-$ ) tiene asociado un compañero supersimétrico ( $\tilde{B}$ ,  $\tilde{W}^3$ ,  $\tilde{W}^+$ ,  $\tilde{W}^-$ ). Para que los gauginos posean masas diferentes a las de sus compañeros en un modelo consistente, se hace necesario introducir dos nuevos parámetros de masa:  $M_1$  y  $M_2$ . Asumiendo que se produzca el fenómeno de unificación que hemos mencionado anteriormente, estos dos parámetros se relacionan mediante la siguiente expresión:

$$M_1 = \frac{5 \sin^2 \theta_W}{3 \cos^2 \theta_W} M_2 \approx 0.5 M_2 \quad (3.3.2.1)$$

De la misma manera en que los bosones gauge del Modelo Standard  $B$  y  $W^3$  se mezclan para dar lugar a los estados correspondientes al bosón  $Z^0$  y el fotón,  $\gamma$ . Los Gauginos y Higgsinos se mezclan para dar lugar a los estados correspondientes a Charginos y Neutralinos.

Los higgsinos neutros ( $\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ ) se mezclan con los gauginos neutros ( $\tilde{B}, \tilde{W}^3$ ) para dar lugar a los neutralinos,  $\tilde{\chi}_i^0$ . Las masas de estos vendrán determinadas por las masas de los gauginos,  $M_1$  y  $M_2$ , y por los parámetros  $\mu$  y  $\tan\beta$ .

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \tilde{B} & \tilde{W}^3 & \tilde{H}_u^0 & \tilde{H}_d^0 \end{pmatrix}}_{\substack{\text{Gauginos} \\ \text{y Higgsinos}}} \rightarrow \underbrace{\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^0 & \tilde{\chi}_2^0 & \tilde{\chi}_3^0 & \tilde{\chi}_4^0 \end{pmatrix}}_{\text{Neutralinos}}$$

Dependiendo de dónde proceda la mayor contribución a un cierto estado  $\tilde{\chi}_i^0$ , diremos que este es de tipo Gaugino o Higgsino. El neutralino más ligero,  $\tilde{\chi}_1^0$ , es estable, y es la partícula candidata a materia oscura fría.

Por su parte, las masas de los Neutralinos se obtienen de diagonalizar la matriz de masa

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \sin\theta_w \cos\beta & -M_Z \sin\theta_w \sin\beta \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\theta_w \cos\beta & -M_Z \cos\theta_w \sin\beta \\ -M_Z \sin\theta_w \cos\beta & -M_Z \cos\theta_w \cos\beta & 0 & -\mu \\ -M_Z \sin\theta_w \sin\beta & -M_Z \cos\theta_w \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Donde  $M_1$  y  $M_2$  se relacionan mediante la ecuación (2.3.2.1), y  $\mu$  es el *Higgs mixing parameter*.

De forma similar, los Charginos resultan de la mezcla entre los Higgsinos cargados y los gauginos cargados

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \tilde{W}^\pm & \tilde{H}_u^\pm \end{pmatrix}}_{\text{Gauginos y Higgsinos}} \rightarrow \underbrace{\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^\pm & \tilde{\chi}_2^\pm \end{pmatrix}}_{\text{Charginos}}$$

De los que su matriz de masa se representa:

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} \sin \beta M_W \\ \sqrt{2} \cos \beta M_W & \mu \end{pmatrix}$$

### 3.3.3-Squarks

Dentro de las correcciones a la masa del Higgs en el MSSM debidas a los acoplamientos con otras partículas, destacan las provocadas por los squarks top. Esto se debe a que los valores para la constante de acoplamiento del Higgs con estos squarks son muy grandes, lo que provoca las mayores correcciones a su masa.

De similar manera a como se trabaja en el Modelo Standard, podremos hallar un Lagrangiano para la masa del squark top. Para ello introduciremos dos campos escalares de spin 0, uno para cada estado de helicidad del top. De modo que la matriz de masas para estos dos estados tiene la forma:

$$L_{m_t} = - \begin{pmatrix} \tilde{t}_L^\dagger & \tilde{t}_R^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_t^2 + m_{\tilde{t}_L}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta (I_3^t - Q_t s_W^2) & m_t X_t^* \\ m_t X_t & m_t^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta Q_t s_w^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \quad (3.3.3.1)$$

Donde  $m_t$  es la masa del quark top;  $m_{\tilde{t}_L}$  y  $m_{\tilde{t}_R}$  las masas de los squark levógiro y dextrógiro respectivamente;  $Q_t$  representa la carga; y  $I_3^t$  el isospín.

Al ser esta matriz no diagonal, los estados L y R carecerán de sentido físico. Por tanto habremos de diagonalizar esta matriz para otros dos estados  $\tilde{t}_1$  y  $\tilde{t}_2$  que serán los que se encontrarían de hallarse un squark top en algún experimento.

$$\begin{aligned}
L_{m_t} &= \\
&= -(\tilde{t}_L^\dagger \quad \tilde{t}_R^\dagger) U_{\tilde{t}}^{-1} U_{\tilde{t}} \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}}^2 + m_{\tilde{t}_L}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta (I_3^t - Q_t s_W^2) & m_t X_t^* \\ m_t X_t & m_{\tilde{t}}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta Q_t s_W^2 \end{pmatrix} U_{\tilde{t}}^{-1} U_{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \\
&= -(\tilde{t}_1^\dagger \quad \tilde{t}_2^\dagger) \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_1}^2 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{t}_2}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = -m_{\tilde{t}_1} \tilde{t}_1^\dagger \tilde{t}_1 - m_{\tilde{t}_2} \tilde{t}_2^\dagger \tilde{t}_2. \\
\Rightarrow m_{\tilde{t}_{1,2}} &= m_t^2 + \frac{1}{2} \left[ m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + I_3^t M_Z^2 \cos 2\beta \mp \sqrt{\left[ m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta (I_3^t - 2Q_t s_W^2) \right]^2 + 4 m_t^2 |X_t|^2} \right]
\end{aligned} \tag{2.3.3.2}$$

Siendo  $U_{\tilde{t}}$  la matriz de cambio de base para  $(t_L, t_R)$  a  $(t_1, t_2)$ .

El parámetro  $A_t$  posee gran relevancia en este proyecto, el cual se relaciona con el parámetro  $X_t$  mediante la ecuación:

$$X_t = A_t - \frac{\mu}{\tan \beta} \tag{3.3.3.3}$$

Este parámetro,  $A_t$ , es el parámetro fundamental a la hora de calcular el acoplamiento entre los Higgs y los squark top.

El asterisco en  $X_t$  denota conjugación compleja. Habitualmente se utiliza únicamente la parte real de este parámetro. Sin embargo, nosotros nos centraremos en observar la variación de los *benchmarks* (ver apartado 4.2) al considerar una fase compleja no nula en el parámetro  $A_t$ , el cual se refiere a la intensidad con que los Higgs neutros se acoplan a los squarks top. El cual, al ser un parámetro complejo, puede escribirse del siguiente modo:

$$A_t = |A_t| e^{i\varphi_{A_t}} \tag{3.3.3.4}$$

Los parámetros  $m_{\tilde{t}_L}$ , y  $m_{\tilde{t}_R}$ , son parámetros reales que dan cuenta en el MSSM de las diferentes masas de los squarks respecto de los quarks del Modelo Standard. Esto es, son parámetros “*Soft SUSY-Breaking*”. Por otra parte,  $\mu$ , es el *Higgs mixing parameter*, del cual veremos más adelante que fija la masa de *Neutralinos* y *Charginos*. Este puede ser un parámetro complejo, pero para nuestro estudio tomaremos  $\varphi_\mu = 0$ .

# Capítulo 4: Masa del Higgs ligero

## 4.1-Correcciones radiativas

En mecánica cuántica de campos, las partículas interactúan unas con otras intercambiando otras partículas (bosones). Por ejemplo, si tenemos un electrón y un positrón viajando el uno hacia el otro, ambos interactuarán intercambiando, por ejemplo, un fotón (interacción electromagnética); o intercambiando un bosón Z (interacción débil). Este bosón actuará como mensajero entre las dos partículas. Sin embargo, la existencia de este tipo de interacciones viola un principio básico: la conservación de la energía.

En teoría cuántica, la energía está sujeta a relaciones de incertidumbre. Del mismo modo que el momento y la posición de una partícula no pueden conocerse simultáneamente, tampoco es posible con la energía y el tiempo.

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \frac{\hbar}{2} \tag{4.1}$$

Esta relación de incertidumbre nos permite tener ciertas variaciones de energía durante un tiempo inversamente proporcional a la misma. De tal manera que la energía inicial y final en la interacción se conserva.

En el caso de tener una única partícula como el bosón de Higgs propagándose, su masa en reposo vendrá dada por su propagador.

$$\frac{H}{\text{-----}} \quad H \quad \longrightarrow \quad i(p^2 - m_H^2)^{-1} \tag{4.2}$$

Siendo  $p_\mu$  el cuadrimomento ( $p_\mu p^\mu = p^2$ ). De este modo podemos interpretar la masa de una partícula como un polo en dicho propagador.

Sin embargo, debido al principio de incertidumbre, el Higgs puede desintegrarse momentáneamente en un par partícula antipartícula que volverá a interactuar para dar de nuevo un bosón de Higgs.

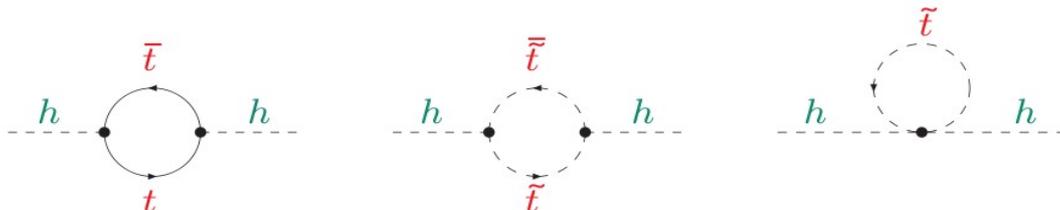


Figura 4.1: auto-energía del higgs ligero, h, con el bucle quark-antiquark top (a), bucle

squark-antisquark top (b), y con un bucle squark top(c).

Estos efectos son conocidos como *loop corrections* o correcciones radiativas, las cuales nos dejan con un propagador del tipo:

$$i(p^2 - M_h^2 + \Sigma_h^t)^{-1} \quad (4.3)$$

para la Figura 4.1 (a) Donde el término  $\Sigma_h^t$  representa las correcciones radiativas a la masa dada por el bucle formado por el fermión (en este caso un par quark top y su antipartícula).

Debido a la equivalencia masa-energía, podemos interpretar estas variaciones en la energía del propagador como correcciones a la masa de la partícula.

El valor de estas correcciones vendrá determinado tanto por la masa de las partículas virtuales generadas, como por la probabilidad de que esto suceda.

En el caso del Modelo Standard, estas correcciones resultan ser cuadráticamente divergentes, ya que es necesario integrar sobre todos los posibles valores para el momento,  $k$ .

$$\Sigma_H^t \sim N_t \lambda_t^2 \int d^4 k \left( \frac{1}{k^2 - m_t^2} + \frac{2m_t^2}{(k^2 - m_t^2)^2} \right) \quad (4.4)$$

Estas correcciones que aquí hemos definido para el quark top se definen de igual modo para cualquier otro, pero la corrección proveniente del quark top es mayor debido a su acoplamiento Yukawa.

Sin embargo, el MSSM, al permitir asociar bosones y fermiones, evita dichas divergencias cancelando ciertos infinitos, de modo que las contribuciones del tipo a las de Fig .1 (b) y (c) nos dan una corrección:

$$\Sigma_H^{\tilde{t}} \sim N_{\tilde{t}} \lambda_{\tilde{t}}^2 \int d^4 k \left( \frac{1}{k^2 - m_{\tilde{t}_L}^2} + \frac{1}{k^2 - m_{\tilde{t}_R}^2} \right) + \text{Términos no cuadráticos} \quad (4.5)$$

De este modo, tendremos que la corrección total a la masa del Higgs en el MSSM es

$$\Sigma_h^{MSSM} = \Sigma_h^t + \Sigma_h^{\tilde{t}}$$

En nuestro caso, la mayor corrección para la masa del Higgs, esto es  $\Sigma_h^{MSSM}$ , vendrá dada por el bucle stop-anti-stop, cuyo parámetro de mezcla es  $X_t$ .

## 4.2-Resultados en las medidas experimentales de $M_H^{\text{exp}}$ y comparación con los valores esperados para $M_h$

El descubrimiento de un nuevo estado de masa  $M_H^{\text{exp}} \simeq 125.6 \text{ GeV}$ , anunciado en Julio de 2012, ha marcado un hito en la física y abre una nueva era para la física de partículas.

Los experimentos CMS y ATLAS informaron de un exceso alrededor de 125-126 GeV en los canales de dos fotones,  $\gamma\gamma$ , así como en el canal  $ZZ^*$ ; estos resultados se vieron apoyados por datos en el canal  $WW^*$ . La combinación de la sensibilidad en cada uno de estos experimentos ha llevado a una fiabilidad de  $\sim 7\sigma$  [13, 14].

La determinación de la masa a partir de los canales principales,  $\gamma\gamma$  y  $ZZ^*$ , llevó a

$$M_H^{\text{exp, ATLAS}} = 125.5 \pm 0.2(\text{estad.}) \begin{matrix} +0.5 \\ -0.6 \end{matrix} (\text{sist.}) \text{ GeV}$$

$$M_H^{\text{exp, CMS}} = 125.8 \pm 0.5(\text{estad.}) \pm 0.2(\text{sist.}) \text{ GeV}$$

lo cual lleva a un valor medio preliminar de:

$$M_H^{\text{exp}} = 125.6 \pm 0.35 \text{ GeV}.$$

Este nuevo estado, dentro de las incertidumbres teóricas y experimentales se comporta dentro de lo esperado para el bosón de Higgs del Modelo Standard. Sin embargo, existen desviaciones de los valores centrales esperados por el Modelo Standard, sobre todo en el decaimiento  $\gamma\gamma$ .

A través del análisis de los canales  $ZZ^*$  y  $WW^*$ , los experimentos ATLAS y CMS investigan el spin de esta partícula, viéndose favorecida la hipótesis de spin 0 a un nivel  $2\sigma$  por encima de la hipótesis spin 2.

A la hora de comparar estos resultados con las predicciones del MSSM, el estado más apropiado parece ser el del Higgs ligero,  $h$ . Cuyas propiedades, tanto la masa como el spin resultan ser idénticos a los del Modelo Standard, y sus acoplamientos [Apartado 2.3] son muy similares a las del Higgs del Modelo Standard.

El cálculo en el MSSM de  $M_h$ ,

$$M_h^{\text{MSSM}} = M_h^{\text{tree}} + M_h^{(1)} + M_h^{(2)} + \underbrace{M_h^{(3)} + \dots}_{\sim 3 \text{ GeV}} = 125.6 \pm 3.1 \text{ GeV} \quad (4.2.1)$$

Los valores de  $M_h^{(1)}$  se desprenden de las correcciones a un bucle, tal como se muestra en la figura 4.1. y la incertidumbre resulta de las correcciones radiativas de valor desconocido (mayor número de bucles). Todos estos valores en  $M_h^{(1)}$ ,  $M_h^{(2)}$ ,  $M_h^{(3)}$ , ... dependen de los valores de los parámetros en el MSSM.

A un bucle,  $M_h^{(1)}$ , la corrección principal,  $M_h^{((1),lead)}$ , es de la siguiente forma en función de los parámetros del MSSM:

$$\left(M_h^{((1),lead)}\right)^2 = \frac{3g_2 m_t^4}{8\pi^2 M_W^2} \left[ \log\left(\frac{M_S^2}{m_t^2}\right) + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12 M_S^2}\right) \right] \quad (4.2.2)$$

siendo  $g_2$  la constante de acoplamiento del grupo de simetría SU(2),  $M_W$  la masa de los bosones W (definida por la ecuación 2.3.9), y

$$M_S = \frac{1}{2}(m_{t1}^2 + m_{t2}^2)$$

el valor medio entre los estados de masa de los squark top descritos en el apartado 3.3.3.

Estas correcciones a  $M_h$  poseen una forma simétrica gracias a los términos  $X_t^2$  y  $X_t^4$  que aparecen en la ecuación. Al ser las correcciones de mayor orden, determinarán la dependencia de  $M_h$  en función de  $X_t$  como se verá más adelante. Sin embargo, el término  $M_h^{(2)}$  de la ecuación 4.2.1 introduce términos que provocan una asimetría entre los valores de  $M_h$  y  $X_t$  (Ver apartado 5 y las figuras 5.1 y 6.13).

A partir de la comparación de  $M_h$  con  $M_H^{\text{exp}}$  podremos deducir límites en los parámetros que intervienen en la masa del Higgs ligero en el MSSM. De este modo, en el siguiente capítulo, mostraremos las zonas permitidas por la relación (3.1.1) en diversos escenarios o benchmark.

# Capítulo 5: Análisis

## 5.1-El programa FeynHiggs

A la hora de realizar los cálculos de las masas en los planos  $M_A - \tan \beta$  y

$M_{H^\pm} - \tan \beta$  se ha utilizado el programa FeynHiggs [4]. Este programa, desarrollado en el IFCA, se trata de un código Fortran que calcula, de forma diagramática, las cantidades relevantes en el MSSM hasta segundo orden en teoría de perturbaciones (2-loop).

En nuestro caso, el programa calculará las contribuciones más relevantes para la masa del Higgs ligero,  $h$ , en función de los parámetros  $M_A$  ó  $M_{H^\pm}$ ,  $\tan \beta$ , y  $A_t$ . Considerando este último con una fase compleja, pero con módulo constante.

## 5.2-Escenarios del sector de Higgs en el MSSM

Los escenarios en los que se estudia la fenomenología se componen de una serie de parámetros que revelan un cierto tipo de comportamiento en las partículas a estudio. En nuestro caso, el bosón de Higgs ligero,  $h$ . Partiendo de estos resultados estudiaremos el efecto de la variación de la fase compleja,  $\varphi_{A_t}$  en estos escenarios, lo cual supondrá la mayor parte de este trabajo.

En lo que sigue vamos a dar las definiciones de los escenarios o *benchmarks* que se han utilizado en la realización de este proyecto [6]. Para estas definiciones se ha utilizado un cierto espacio de parámetros cuyas definiciones se dan a continuación:

- $m_t$ : Masa del quark top.
- $M_{SUSY}$ : Masa soft SUSY breaking para los squarks top y bottom. Está relacionada en la ecuación (3.3.3.1) con los parámetros  $m_{\tilde{t}_L}$ ,  $m_{\tilde{t}_R}$
- $\mu$ : Higgs mixing parámetro. Fija la masa de los neutralinos y los charginos.
- $M_2$ : Junto con  $M_1$  son las masas de los gauginos. Se relacionana mediante la ecuación (3.3.2.1)
- $A_t$ : da una medida de la intensidad en el acoplamiento de los bosones de Higgs neutros con los squark top. Está en relación con  $X_t$  mediante la ecuación (3.3.3.3)
- $A_b$ : acoplamiento de los Higgs con los squarks bottom.
- $A_\tau$ : acoplamiento de los Higgs con los leptones  $\tau$ .
- $m_{\tilde{g}}$ : masa del gluino.
- $M_{\tilde{b}}$ : Parámetro soft susy breaking para los sleptones.

### 5.2.1-Escenario $m_h^{max}$

Este escenario fue concebido originalmente de manera que el valor de  $X_t$  maximizara los valores de  $M_h$  para valores altos de  $M_A$  con un valor de  $\tan\beta$  dado. Los parámetros para este escenario quedan definidos como sigue:

$$m_h^{max}$$

$$\begin{aligned} m_t &= 173.2 \text{ GeV}; \quad M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV} \\ \mu &= 200 \text{ GeV}; \quad M_2 = 200 \text{ GeV}; \quad X_t = 2 M_{SUSY} \\ A_b &= A_\tau = A_t; \quad m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}; \quad M_{\tilde{t}_3} = 1000 \text{ GeV} \end{aligned}$$

### 5.2.2-Escenario $m_h^{mod}$

Debido a que el escenario  $m_h^{max}$  fue concebido para maximizar el valor  $M_h$ , el valor de la masa del higgs ligero,  $h$ , solamente concuerda con la masa de la partícula encontrada en el LHC en un estrecho segmento del plano  $M_A - \tan\beta$  (Apartado 6.1). Una forma conveniente de modificar este escenario, es reducir el parámetro de mezcla  $X_t$  del sector stop, del modo a como puede apreciarse en el siguiente gráfico:

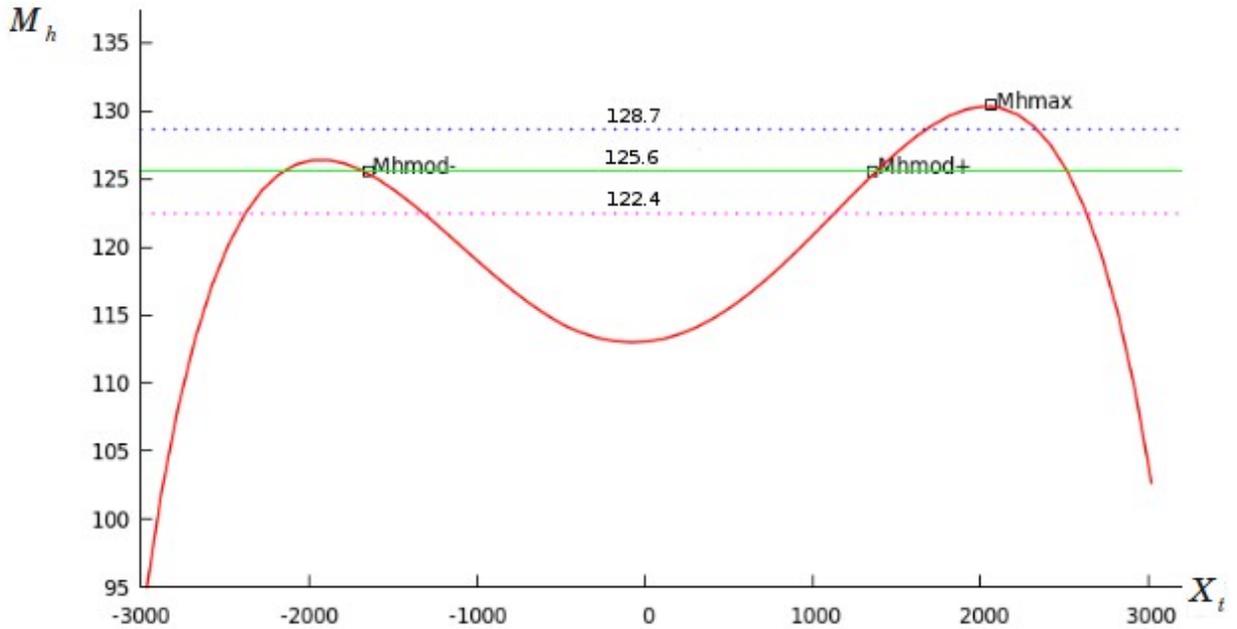


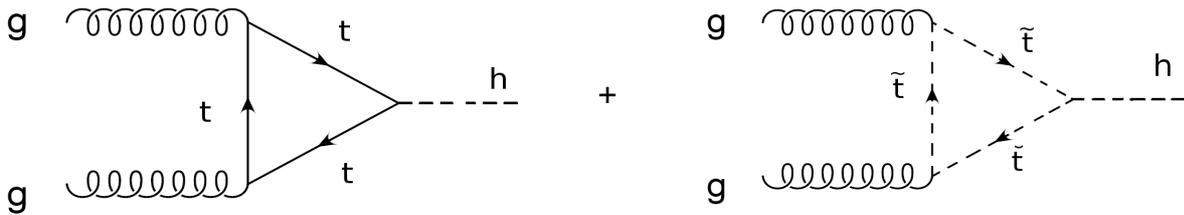
Fig 5.1: tomando  $M_{H^\pm} = 500 \text{ GeV}$  y  $\tan\beta = 10$  y el resto de parámetros como en el escenario  $m_h^{max}$ , podemos representar la variación de los valores de  $M_h$  frente al parámetro  $X_t$ . Se aprecia que el escenario  $m_h^{max}$  se construye en el máximo absoluto del gráfico, mientras que  $m_h^{mod}$  se toma a partir de variaciones del anterior.

Es posible definir dos variantes de este escenario. Los escenarios  $m_h^{mod+}$  y  $m_h^{mod-}$  que difieren entre ellos en el signo y valor absoluto de  $X_t$ .

$m_h^{mod+}$ :	$m_h^{mod-}$ :
$m_t = 173.2 \text{ GeV}$	$m_t = 173.2 \text{ GeV}$
$M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV}$	$M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV}$
$\mu = 200 \text{ GeV}$	$\mu = 200 \text{ GeV}$
$M_2 = 200 \text{ GeV}$	$M_2 = 200 \text{ GeV}$
$X_t = 1.5 M_{SUSY}$	$X_t = -1.9 M_{SUSY}$
$A_b = A_\tau = A_t$	$A_b = A_\tau = A_t$
$m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}$	$m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}$
$M_{\tilde{t}_3} = 1000 \text{ GeV}$	$M_{\tilde{t}_3} = 1000 \text{ GeV}$

### 5.2.3-Escenario *light* - $\tilde{t}$

El valor medido para el Higgs  $h$  de alrededor de 125.5 GeV solo puede ser obtenido en el MSSM para contribuciones radiativas relativamente grandes en el sector top-stop. Esto solo es posible si el valor del parámetro de mezcla  $X_t$  en el sector stop es más grande que la masa promedio del quark stop. Dicho valor en  $|X_t|$  junto con un valor relativamente bajo para  $M_{SUSY}$  nos conduce a un valor pequeño en la masa del estado  $\tilde{t}_1$ . Este hecho en particular, puede llevar a una modificación relevante en el proceso de fusión de gluones:  $g g \rightarrow h$ .



La contribución de los stop ligeros al proceso  $g g \rightarrow h$  puede ser parametrizado en función de las masas de los estados  $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$ , y el parámetro de mezcla  $A_t$  y debido a esto, se utilizaremos un escenario *light stop* como sigue:

*light* -  $\tilde{t}$  :

$$\begin{aligned}
 m_t &= 173.2 \text{ GeV} ; M_{SUSY} = 500 \text{ GeV} \\
 \mu &= 350 \text{ GeV} ; M_2 = 350 \text{ GeV} ; X_t = 2.0 M_{SUSY} \\
 A_b &= A_\tau = A_t ; m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV} ; M_{\tilde{t}_3} = 1000 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

### 5.2.4-Escenario $\tau$ -*phobic*

A parte de las correcciones radiativas ya mencionadas, correcciones de tipo propagador debidas a las mezclas entre los dos Higgs CP-par, h, y H, pueden tener un impacto considerable. En este escenario se estudia un acoplamiento reducido del Higgs a los quarks bottom y los leptones  $\tau$

$$g_{hbb} \ll g_{Hbb}^{SM}; \quad g_{h\tau\tau} \ll g_{H\tau\tau}^{SM}$$

Con esta finalidad, utilizaremos también un escenario con los siguientes parámetros:

*$\tau$ -phobic Higgs:*

$$\begin{aligned} m_t &= 173.2 \text{ GeV}; \quad M_{SUSY} = 1500 \text{ GeV} \\ \mu &= 2000 \text{ GeV}; \quad M_2 = 200 \text{ GeV}; \quad X_t = 2.45 M_{SUSY} \\ A_b &= A_\tau = A_t; \quad m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}; \quad M_{\tilde{l}_3} = 500 \text{ GeV} \end{aligned}$$

### 5.2.5-Escenario *light*- $\tilde{\tau}$

Mientras que el escenario light-stop puede llevar a una gran modificación en la escala de fusión de gluones, conlleva también un efecto muy pequeño en la desintegración del Higgs en fotones  $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ . De modo similar a las modificaciones realizadas para el escenario light stop, es posible obtener modificaciones para un escenario en que el Higgs decae a un par de fotones.

El valor actual encontrado en el LHC para la desintegración del Higgs en dos fotones resulta ser algo mayor del predicho para el Higgs del Modelo Standard según los resultados recogidos en ATLAS [13]. Esto añade una motivación para investigar la fenomenología de un escenario con un decaimiento  $\gamma\gamma$  incrementado.

*Light- $\tilde{\tau}$*

$$\begin{aligned} m_t &= 173.2 \text{ GeV}; \quad M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV} \\ \mu &= 500 \text{ GeV}; \quad M_2 = 200 \text{ GeV}; \quad X_t = 1.6 M_{SUSY} \\ A_b &= A_t; \quad A_\tau = 0; \quad m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}; \quad M_{\tilde{l}_3} = 250 \text{ GeV} \end{aligned}$$

# Capítulo 6: Resultados

## 6.1-Zona de exclusión

En nuestro análisis se ha utilizado la zona de exclusión para la masa del Higgs en los planos  $M_A - \tan\beta$  y  $M_{H^\pm} - \tan\beta$  realizadas por el LEP y el LHC [6]. Estas zonas de exclusión, con un análisis pormenorizado de los escenarios pueden encontrarse en la referencia [6]. Todas estas zonas de exclusión se han tomado para el caso  $\varphi_{At} = 0$ .

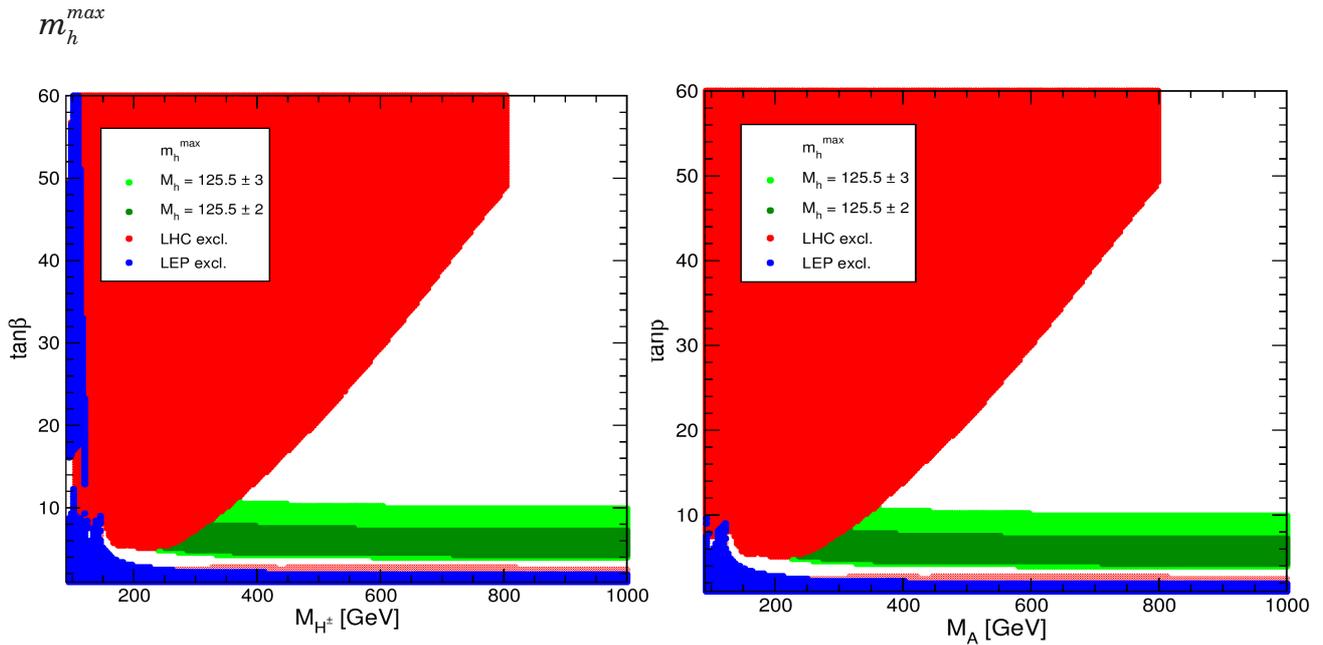


Figura 6.1: planos  $M_A - \tan\beta$  (izquierda) y  $M_{H^\pm} - \tan\beta$  (derecha) en el escenario  $m_h^{max}$  con las regiones de exclusión para el Higgs. Estas regiones han sido excluidas gracias a las búsquedas tanto por el LEP (azul), como por el LHC (rojo). La zona punteada roja (abajo) ha sido excluida por el LHC en la búsqueda del Higgs del Modelo Standard. Las dos franjas verdes corresponden a los parámetros para los cuales  $M_h = 125.5 \pm 2(3) \text{ GeV}$ .

El corte en esta región para  $M_A, M_{H^\pm} > 800 \text{ GeV}$  (que se corresponden a valores de  $\tan\beta \sim 50$  en el plano), se debe al hecho de que no se hayan publicado resultados experimentales con esos valores todavía.

$m_h^{mod\pm}$

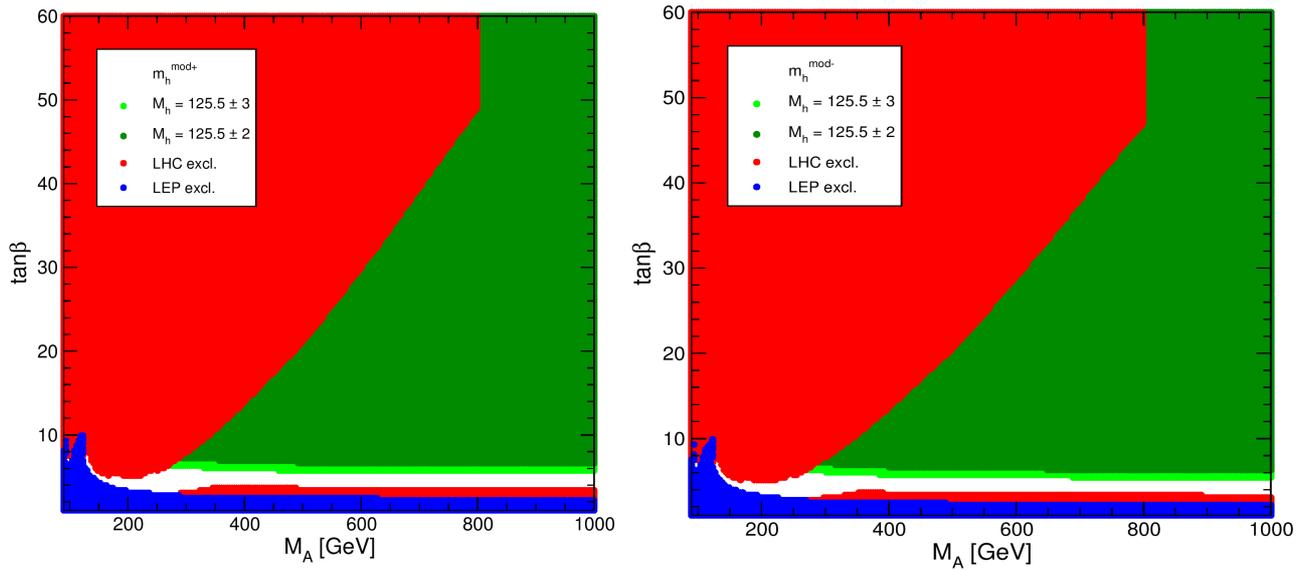


Figura 6.2: plano  $M_A - \tan\beta$  en los escenarios  $m_h^{mod+}$  (izquierda) y  $m_h^{mod-}$  (derecha). Las areas coloreadas muestran las exclusiones realizadas por el LEP (azul), y el LHC (rojo). La region verde muestra las regiones en que  $M_h = 125.5 \pm 2(3) GeV$ .

Light- $\tilde{t}$

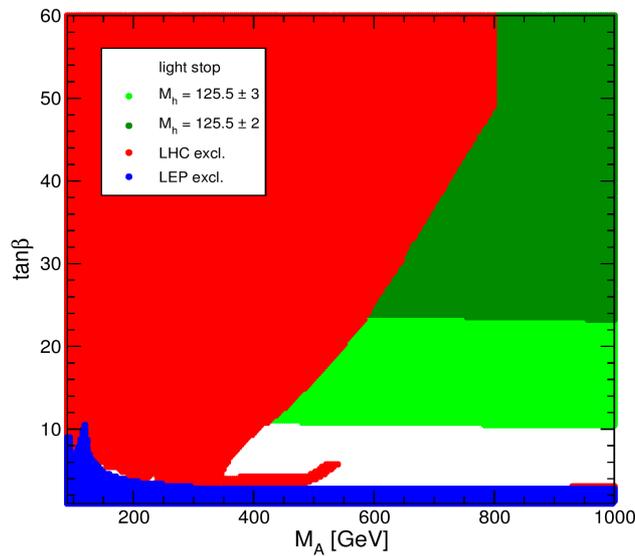


Figura 6.3: plano  $M_A - \tan\beta$  en el escenario light-stop. A la izquierda tenemos las regiones de exclusión con el mismo código de colores que en las figuras [6.1] y [6.2].

*Light*– $\tilde{\tau}$

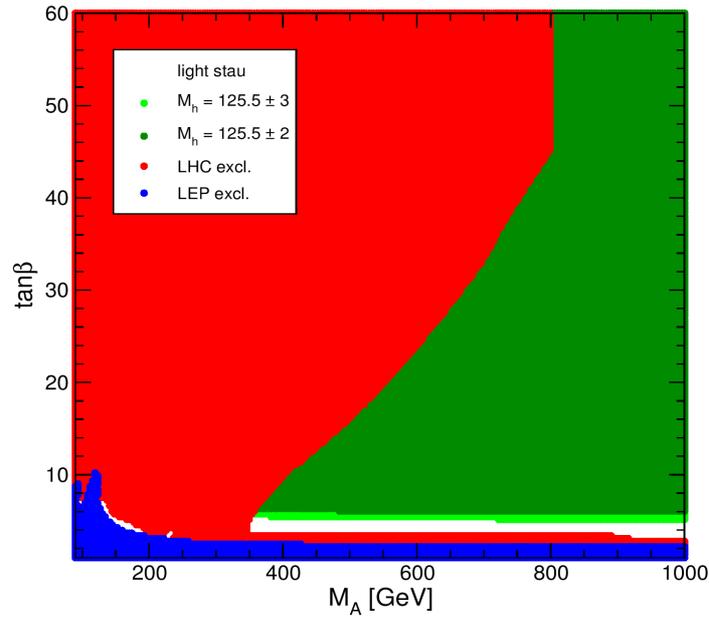


Figura 6.4: plano de exclusión  $M_A$ – $\tan\beta$  para el escenario *light*– $\tilde{\tau}$ . El código de colores es el mismo que el utilizado para figuras anteriores.

$\tau$ –*phobic*

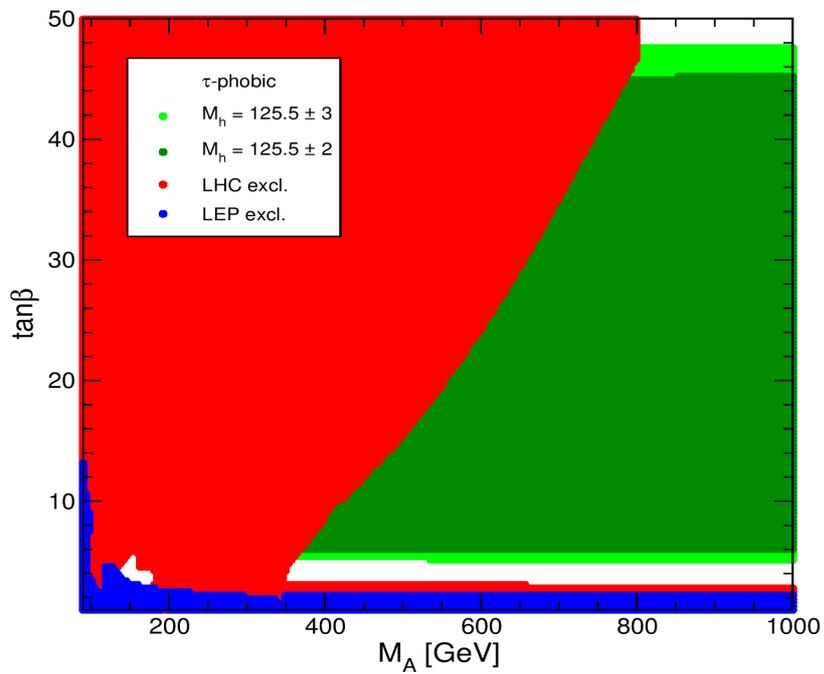


Figura 6.5: plano  $M_A$ – $\tan\beta$  para el escenario  $\tau$ –*phobic Higgs*. El código de color es el mismo que en figuras anteriores.

## 6.2-Resultados en el espacio de parámetros $M_{H^\pm} - \tan \beta$

A continuación se muestran las curvas de nivel que reflejan los posibles valores de la masa del Higgs ligero,  $h$ , en los diferentes escenarios. Los gráficos han sido obtenidos a partir de una imagen 3-D en el espacio de parámetros. Se ha proyectado el gradiente con las líneas de nivel que nos han parecido más pertinentes en cada caso.

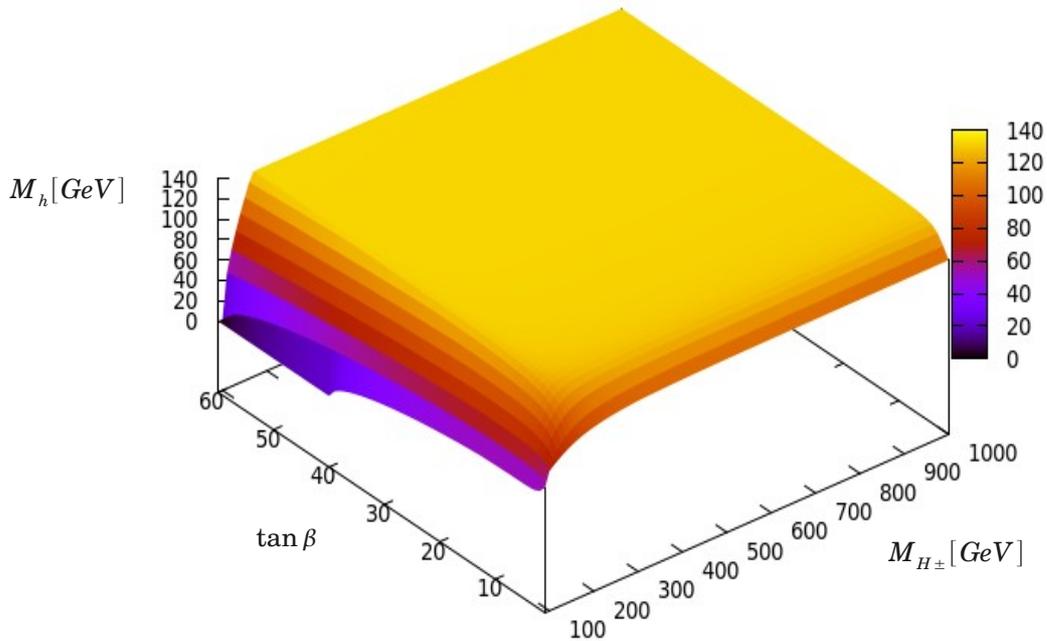


Figura 6.6: La superficie coloreada muestra el conjunto de valores obtenidos por FeynHiggs para un escenario (En este caso el  $m_h^{max}$ ) en función de  $M_{H^\pm}$  y  $\tan \beta$ .

La escala de colores de la superficie nos servirá como referencia a la hora de representar los resultados en el plano, donde resulta más sencillo su análisis que en una imagen 3-D.

A continuación realizaremos un análisis de los resultados para  $M_h$  en los escenarios definidos en el apartado 5.2. Para cada escenario se muestran los valores obtenidos para  $M_h$  con  $\varphi=0$  y  $\varphi=\pi/2$  en el plano  $M_{H^\pm} - \tan \beta$ .

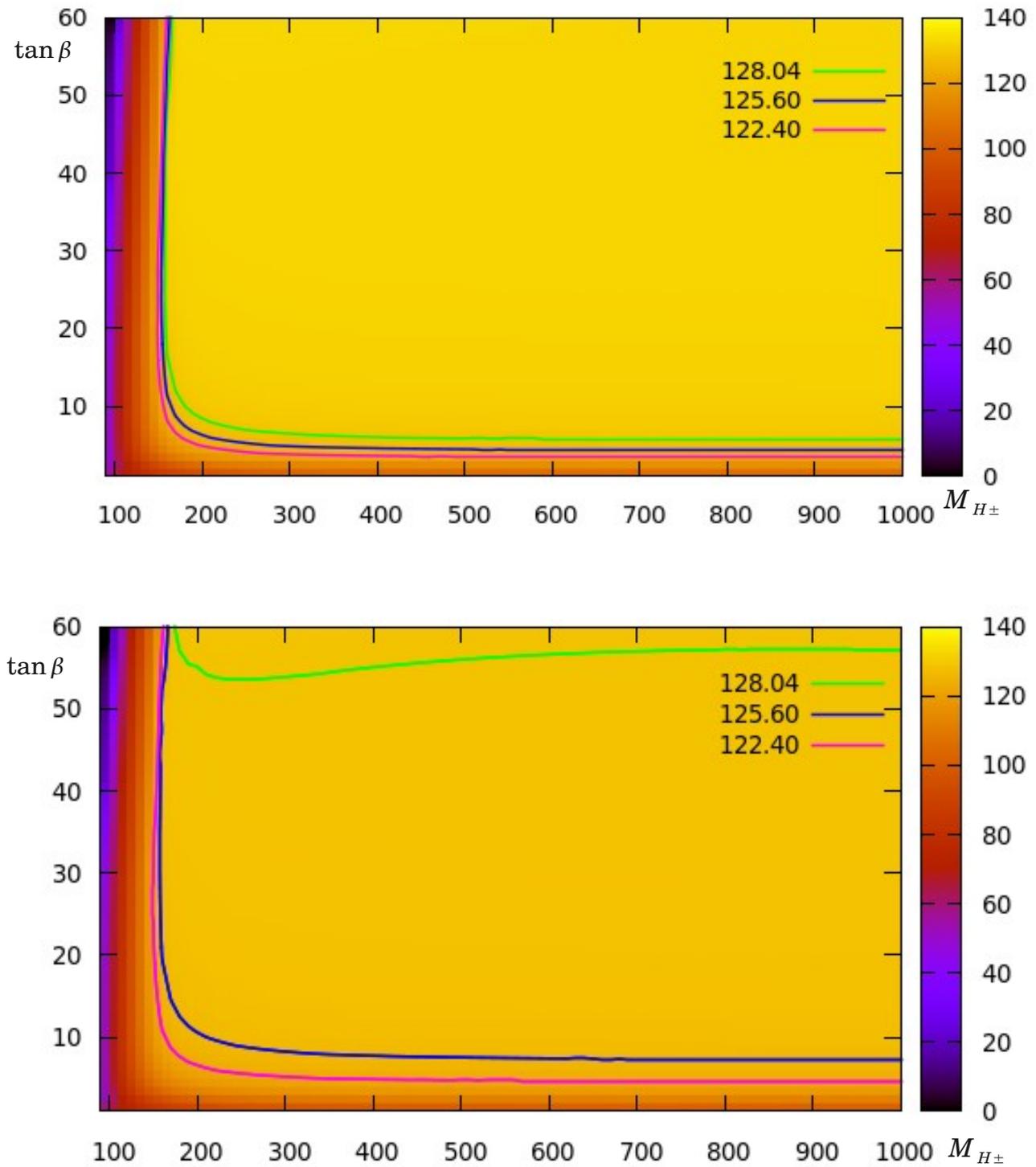
$m_h^{max}$ 

Figura 6.7: En el escenario  $m_h^{max}$ , arriba los cálculos de  $M_h$  para  $\varphi_{At}=0$ . Abajo, para  $\varphi_{At}=\pi/2$ . Las líneas de distintos colores indican los valores para una masa del Higgs ligero constante en este escenario.

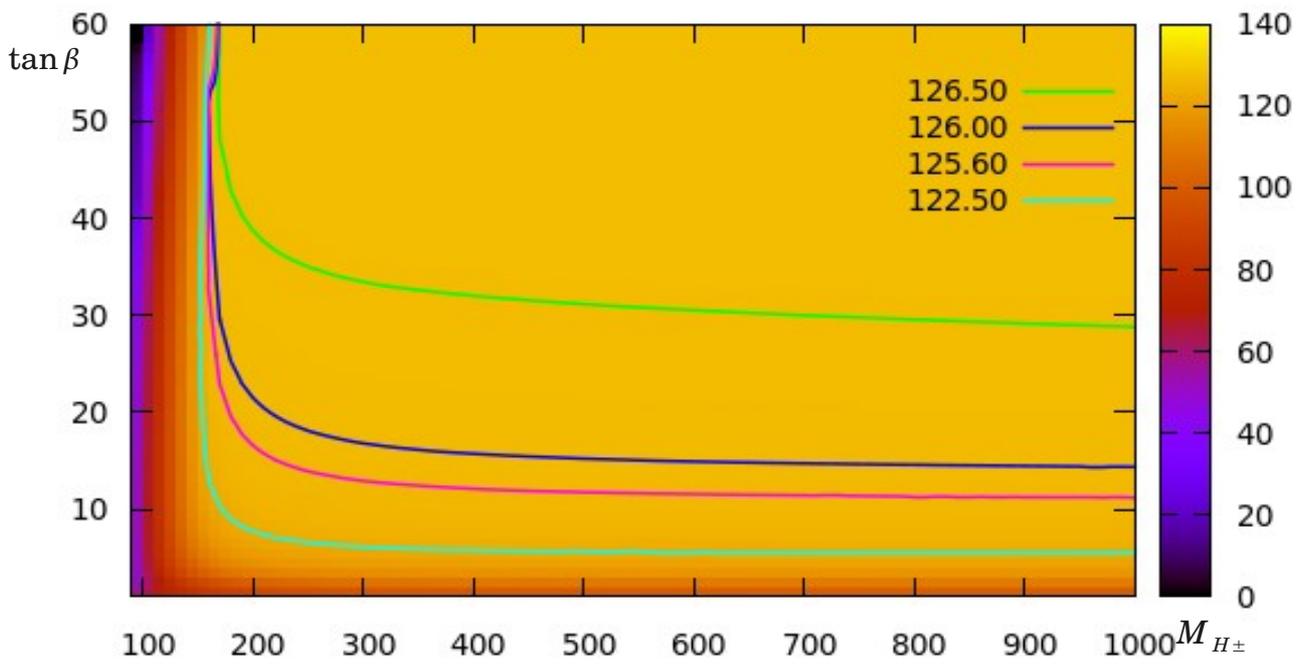
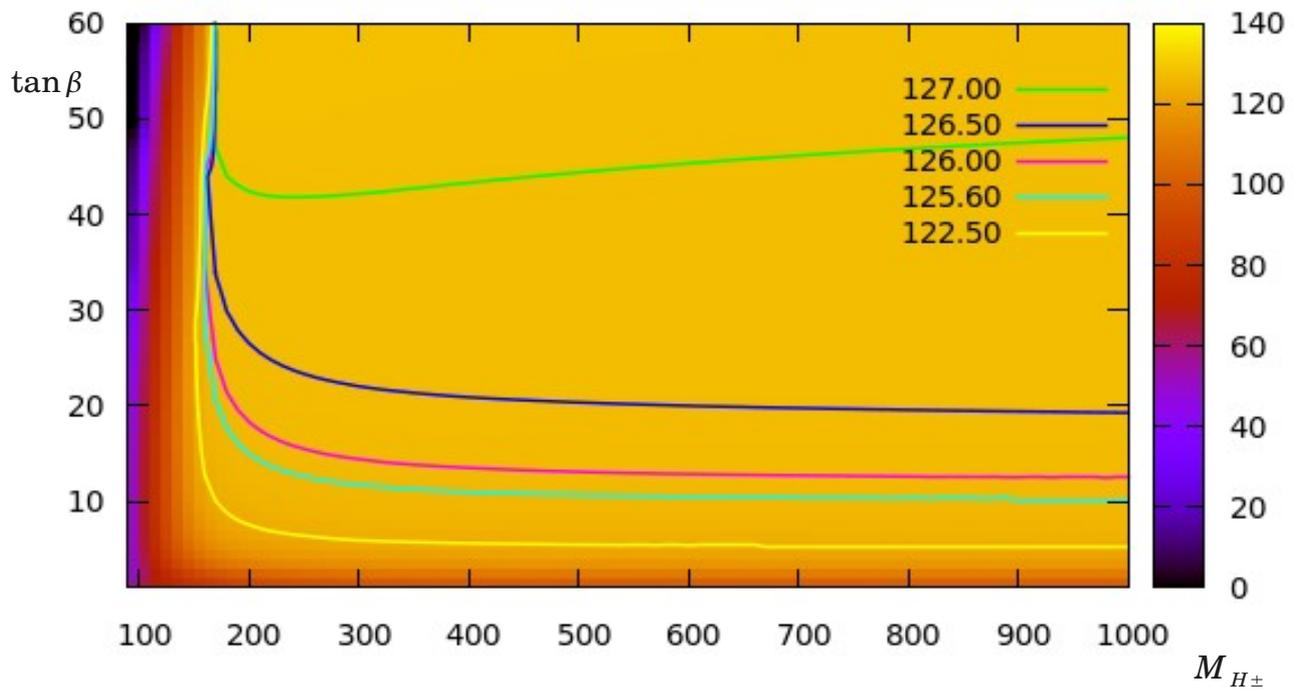
$m_h^{mod-}$ 

Figura 6.8: en este escenario  $m_h^{mod-}$ , arriba en los cálculos para  $\varphi_{At}=0$  y abajo para un valor de la fase  $\varphi_{At}=\pi/2$ , Al igual que antes, las líneas de colores representan valores diferentes de  $M_h$  constantes en este escenario.

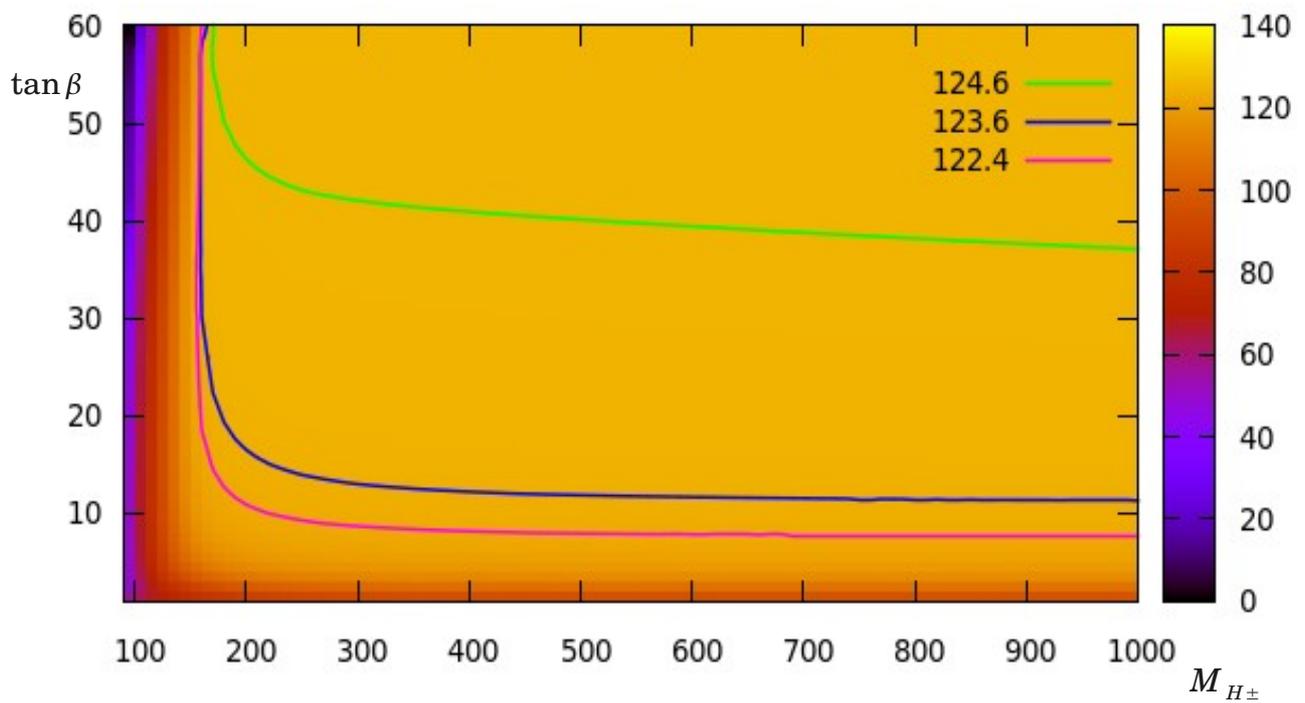
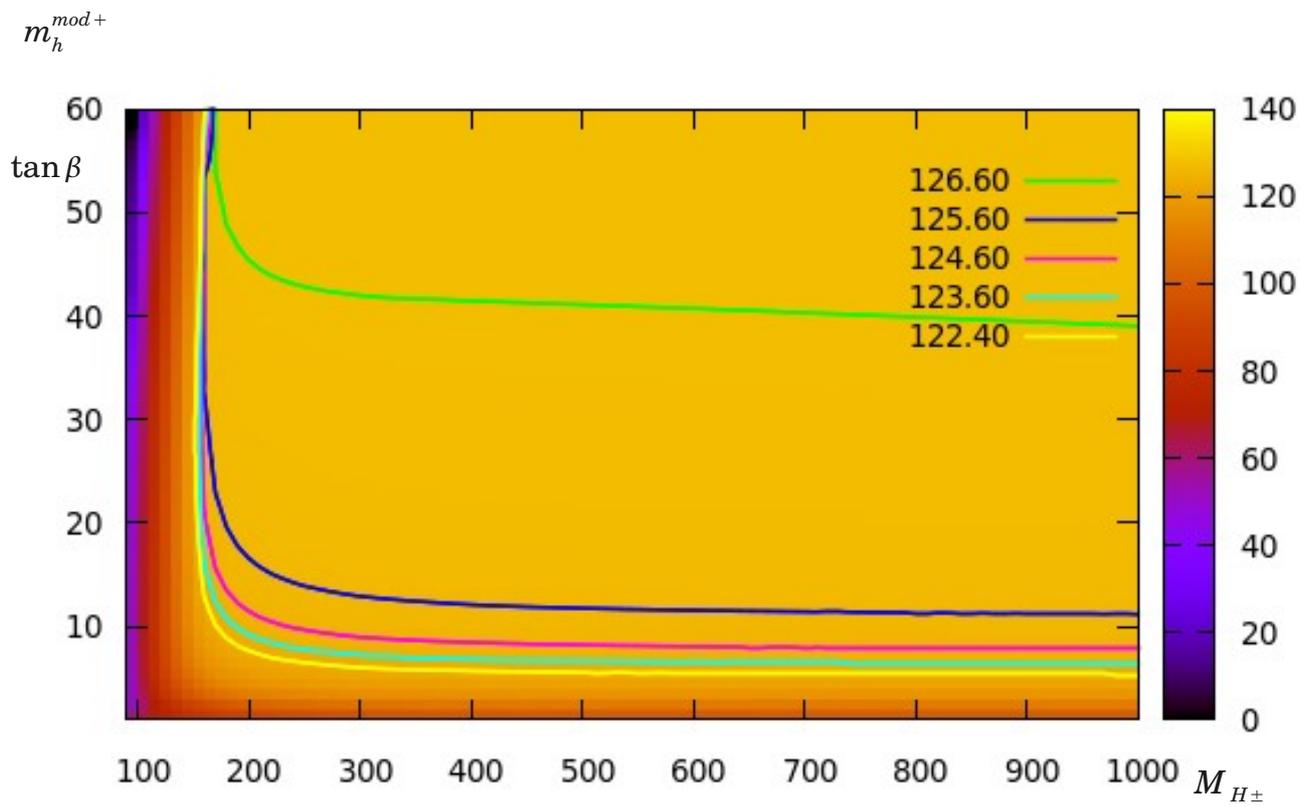


Figura 6.9: en el escenario  $m_h^{mod+}$  podemos ver arriba en los cálculos de  $M_h$  para  $\varphi_{At}=0$ . Abajo para un valor de la fase  $\varphi_{At}=\pi/2$ .

*Light*– $\tilde{t}$

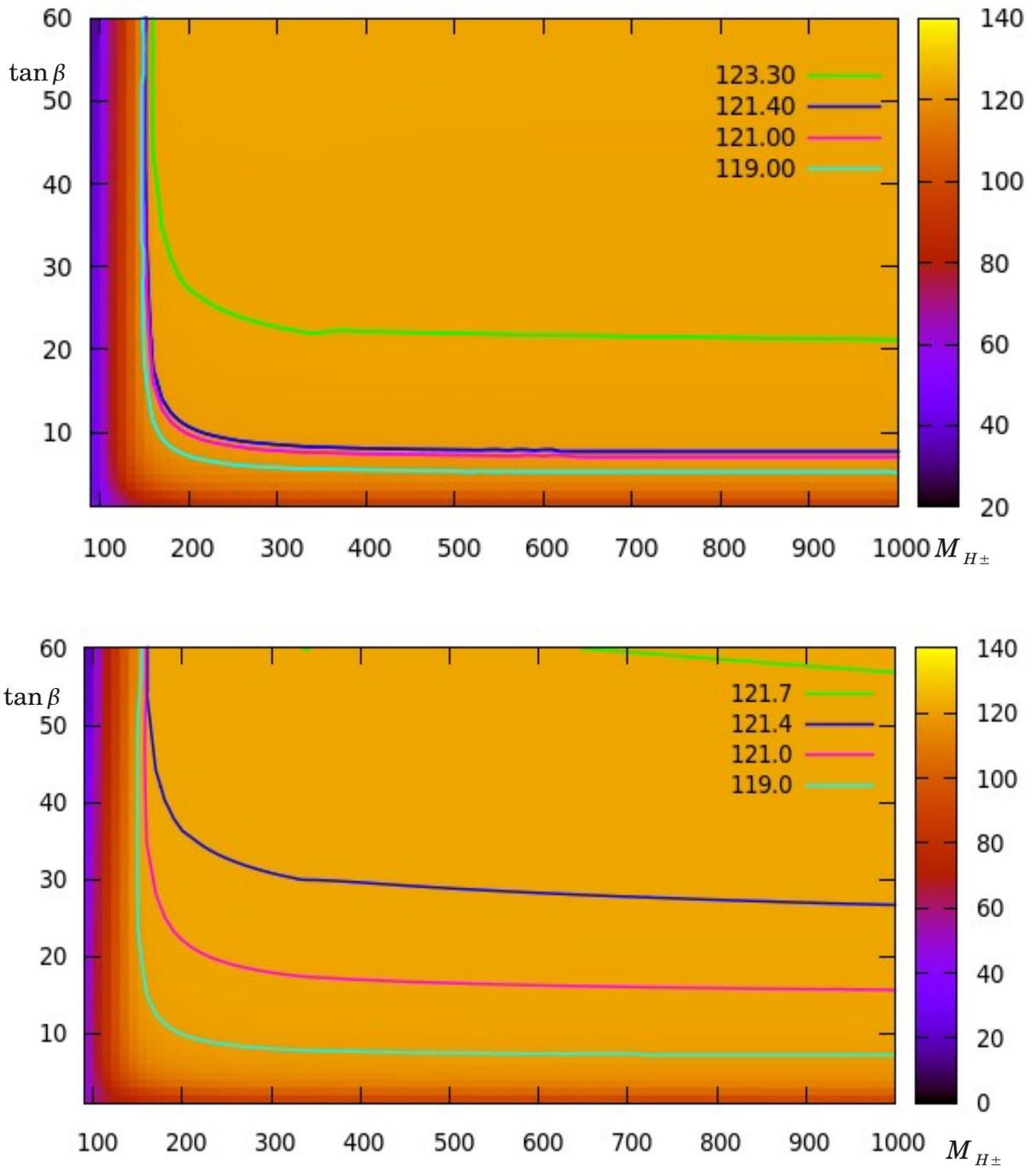


Figura 6.10: Al igual que en escenarios anteriores, podemos ver en el escenario *light*– $\tilde{t}$  arriba los cálculos para  $M_h$  con  $\varphi_{At}=0$ . Abajo para un valor de la fase  $\varphi_{At}=\pi/2$ . Los diferentes colores muestran las líneas de nivel con  $M_h$  constante.

$\tau$ -*phobic*

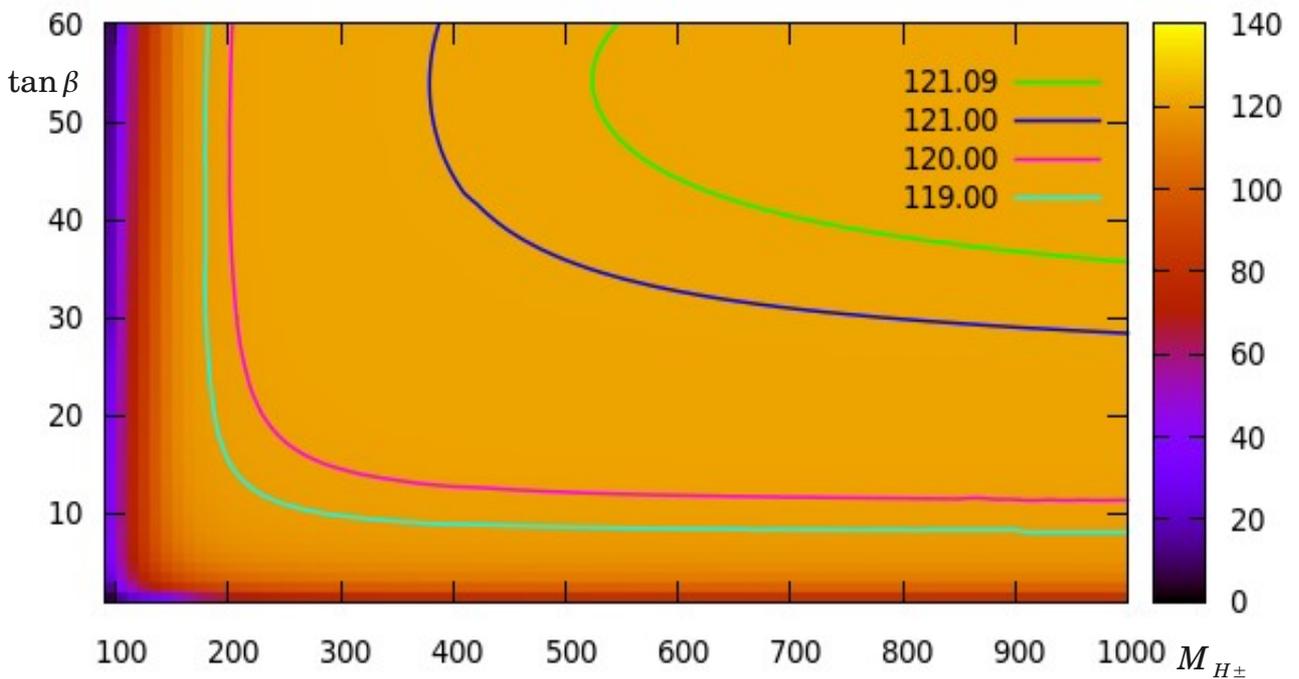
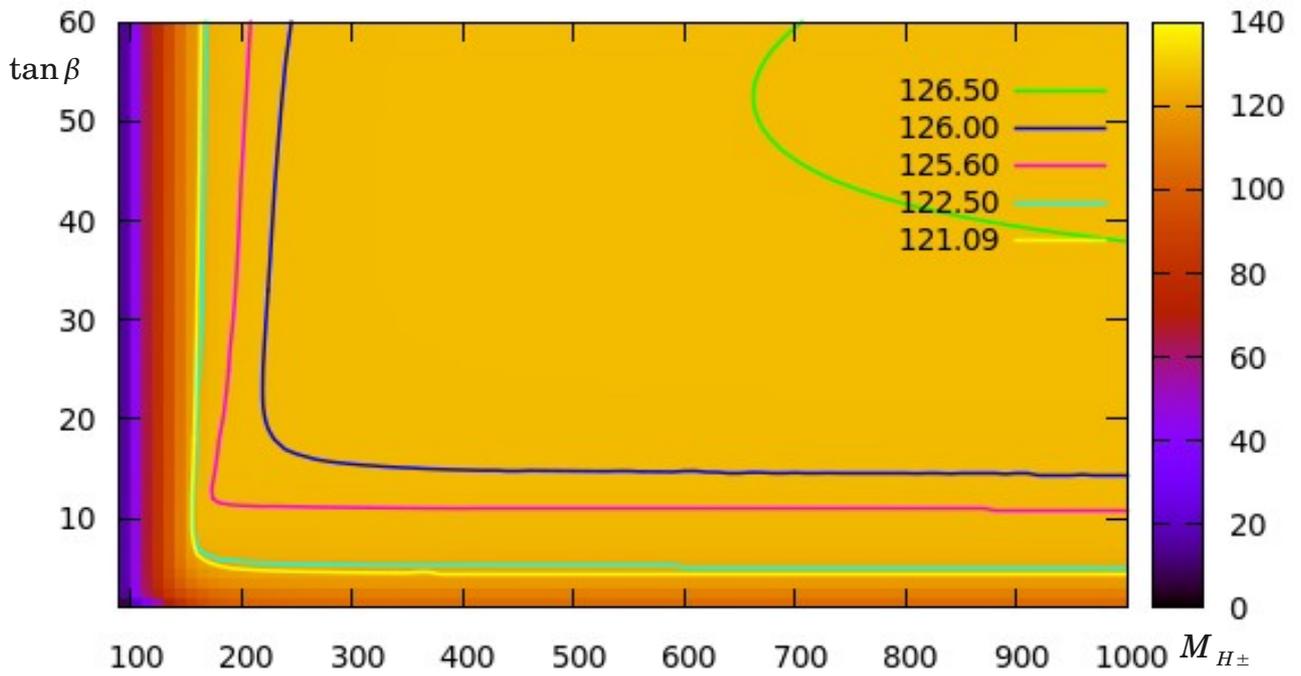


Figura 6.11: Los valores de  $M_h$  el escenario  $\tau$ -*phobic* se pueden ver arriba los cálculos para  $\varphi_{A_t} = 0$ . Abajo para un valor de la fase  $\varphi_{A_t} = \pi/2$ .

*Light*– $\tilde{\tau}$

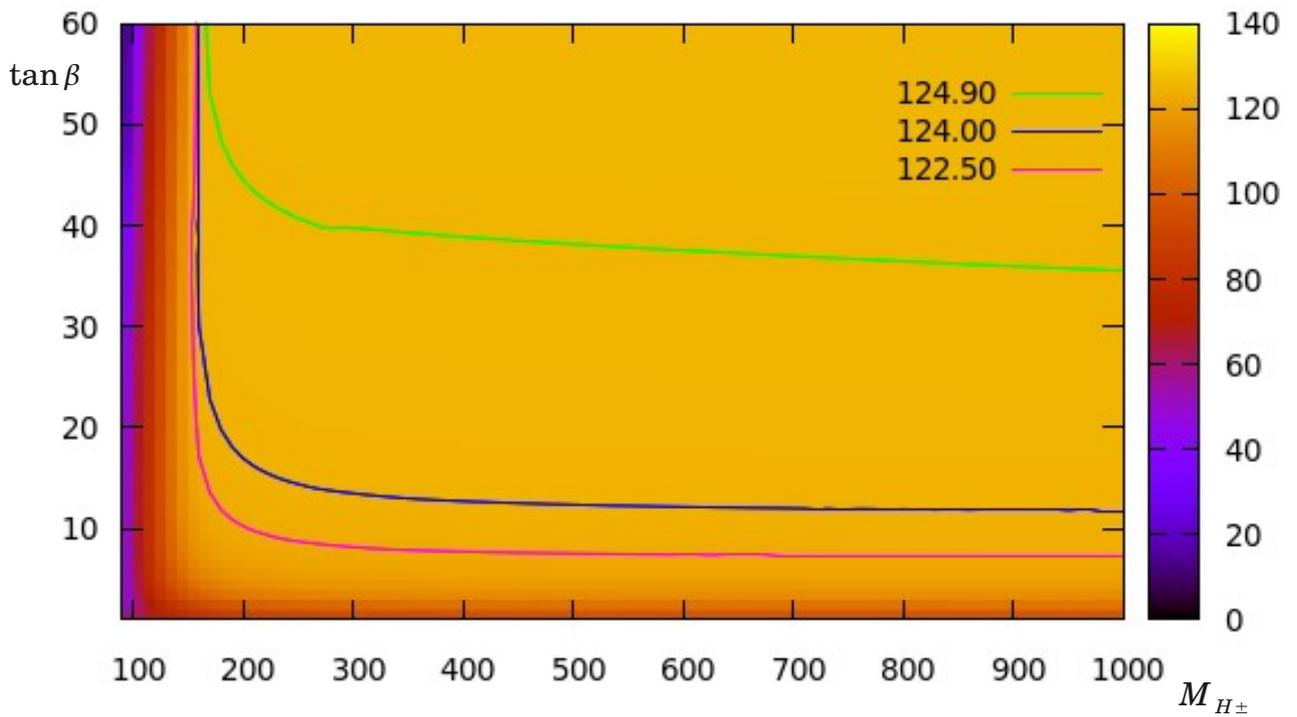
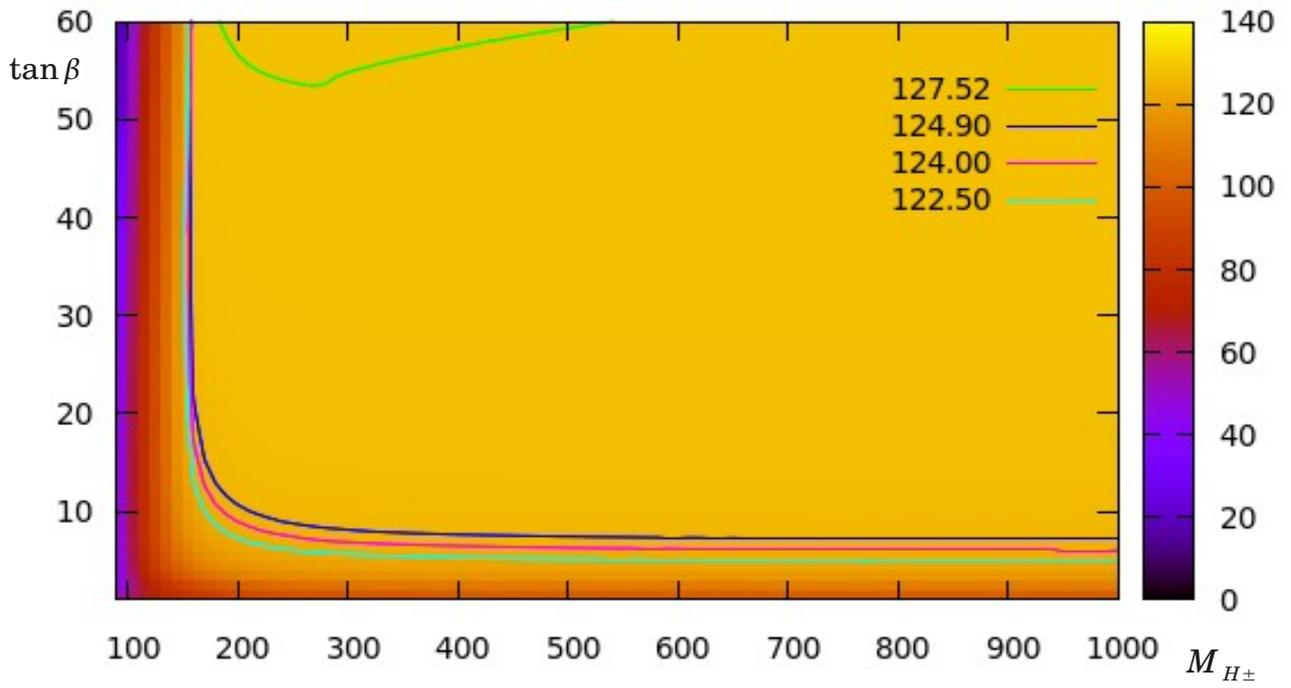


Figura 6.12: en el escenario *light*– $\tilde{\tau}$  se muestran arriba en los cálculos de  $M_h$  para  $\varphi_{A_t}=0$ . Abajo para un valor de la fase  $\varphi_{A_t}=\pi/2$ .

Como ya se comentó en el apartado 3.3.3, existe una estrecha relación entre los parámetros  $A_t$  y  $X_t$  a la hora de medir los acoplamientos de los Higgs con los squark top dado por la ecuación:

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

Dado que  $\mu/\tan \beta \ll A_t$  esta relación nos permite referirnos indistintamente a  $X_t$  o  $A_t$  en términos prácticos.

Tomando los parámetros del escenario  $m_h^{max}$  podemos representar la dependencia entre  $M_h$  y  $X_t$  en el plano complejo para este escenario. De igual modo puede hacerse para cualquiera de los escenarios presentados anteriormente con similares resultados, obteniendo una figura de iguales características. Por tanto esta representación servirá de ahora en adelante para completar el análisis.

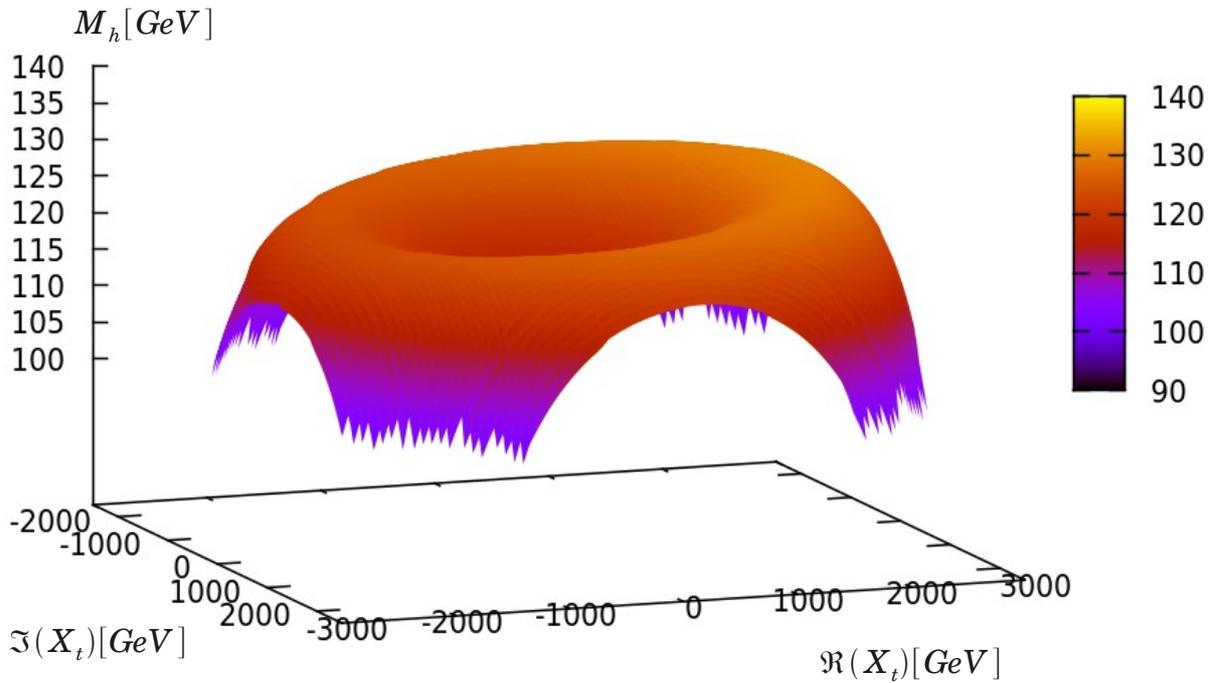


Figura 6.13: variación de  $M_h$  en función de los valores de  $X_t$  en el plano complejo. Un corte vertical en  $\Im(X_t)=0$  nos proporciona el gráfico de la figura 5.1. El resto de parámetros se han tomado al igual que para representar la figura 5.1,  $\tan \beta=10$ ,  $M_{H^\pm}=500\text{GeV}$

En el escenario  $m_h^{max}$  (Fig 6.7) arriba, podemos observar el escenario para una fase compleja nula ( $\varphi_{A_t}=0$ ) puede verse que el área para una masa del Higgs  $M_h=125.6 \pm 3.1 \text{ GeV}$  corresponde a una franja muy estrecha en el espacio de parámetros.

En este escenario los valores permitidos rondan (Teniendo en cuenta los límites experimentales)  $\tan\beta \approx 5$  y  $M_{H^\pm} > 250 \text{ GeV}$ . Al variar la fase compleja (abajo) y tomar  $\varphi_{At} = \pi/2$  observamos un incremento en el área permitida para  $\tan\beta$ , permitiendo valores entre 5 y 55 si tenemos en cuenta las zonas de exclusión del apartado 6.1.

El motivo de este incremento puede intuirse si observamos la figura 6.13. En ella veremos que al variar la fase compleja del parámetro  $X_t$  pero no su módulo, nos movemos alrededor del pozo, teniendo así una región de valores maximales para  $|X_t| = 2000 \text{ GeV}$  tomando el valor máximo en  $\varphi_{At} = 0$ , y el mínimo en  $\varphi_{At} = \pi$ . Por tanto, un cambio en la fase de  $\pi/2$  supone una disminución en el valor experimental esperado para  $M_h$ . Al disminuir este valor, los valores para  $M_{H^\pm}$  y  $\tan\beta$ , alcanzan una región mayor en el escenario.

En el escenario  $m_h^{mod-}$  (fig 6.8), arriba vemos los resultados para una fase compleja nula el rango válido para los parámetros  $\tan\beta$  y  $M_{H^\pm}$  es mayor que en el escenario  $m_h^{max}$  debido a la diferente dependencia en  $X_t$ . Al tomar  $\varphi_{At} = \pi/2$  puede observarse un ligero incremento en el rango de parámetros permitido para  $M_h$  con respecto al escenario con fase nula.

De igual modo, en el escenario  $m_h^{mod+}$  (fig 6.9) se observa una disminución en el rango de valores permitidos entre tomar la fase nula (arriba), y tomar  $\pi/2$  (abajo). Si se observan las figuras 5.1 y 6.13, se puede ver que para cada uno de estos escenarios, el gradiente  $\partial_{X_t} M_h$  se comporta de forma distinta en cada uno de ellos.

Debido a la incertidumbre experimental y teórica en la predicción de  $M_h$ , se da un gran aumento en el área válida del espacio de parámetros al variar la fase de  $A_t$ . Sin embargo, experimentos futuros y nuevos cálculos teóricos en la corrección de la masa del Higgs, permitirán reducir este rango de error sensiblemente. Un rango hipotético de valores  $M_h = 125.6 \pm 1 \text{ GeV}$  reduciría al comparar los escenarios con  $\varphi_{At} = 0$  y  $\varphi_{At} = \pi/2$  la franja de valores válidos para  $\tan\beta$  hasta situarlo aproximadamente entre 5 y 20, lo cual concordaría con las estimaciones más habituales entre los teóricos a la hora de ensayar escenarios en el MSSM.

El escenario *light- $\tilde{t}$*  nos muestra una disminución en el rango de parámetros. Si bien para  $\varphi_{At} = 0$  los valores experimentales para  $M_h$  estaban en el rango inferior de valores permitidos, al tomar  $\varphi_{At} = \pi/2$  vemos que el rango de parámetros ya no está permitido. Este hecho en si no nos dice nada acerca de la propia fenomenología del Higgs en el MSSM, tan solo si el escenario en sí permite una fase compleja o no. Siendo que este escenario no permite una fase compleja en los acoplamientos.

Del mismo modo, en el escenario  *$\tau$ -phobic*, Fig 6.11, al tomar la fase nula, el rango

de parámetros permitido abarca todo el área de estudio. Sin embargo, al variar la fase, este rango deja de ser válido debido a que los valores máximos calculados para  $M_h$  no alcanzan los valores mínimos experimentales para el rango válido actual en  $M_h$ .

De igual modo, el escenario *Light*– $\tilde{\tau}$  muestra un rango permitido de parámetros que abarca desde  $\tan\beta \approx 5$  hasta  $\tan\beta < 60$  con fase nula. En el gráfico inferior, se ve una disminución en los valores de  $M_h$  al variar  $\varphi_{At}$ , aunque a diferencia del anterior, los valores permitidos para los parámetros son aproximadamente iguales que con fase nula, pero teniendo en cuenta que los valores permitidos de  $M_h$  se sitúan en el rango inferior de la medida experimental. Así, una hipotética reducción en la incertidumbre del valor de  $M_h$ , daría lugar a una acotación en los valores de  $\tan\beta > 10$ .

En general, la figura 6.13, aunque realizada con los parámetros del escenario  $m_h^{max}$ , nos da una buena idea acerca del comportamiento del resto de escenarios al variar la fase compleja, observándose que  $M_h(\varphi_{At}=0) > M_h(\varphi_{At}=\pi/2)$ .

En la figura se puede observar que existe una zona alrededor del origen con valores máximos para  $M_h$  respecto a su entorno más próximo. Esto podría interpretarse como el hecho de que la masa del Higgs ligero depende en buena medida del valor del módulo de  $X_t$ , y no del hecho de que este sea real o imaginario. Ahora bien, la simetría de este gráfico con respecto al plano  $\Im(X_t)=0$  nos dice que para un valor dado de  $X_t$  en el plano complejo, tendremos una masa igual para el Higgs ligero que tomando su conjugado,  $X_t^\dagger$ . Vemos por tanto que  $M_h$  tiene una dependencia en valor absoluto y signo para  $\Re(X_t)$ , pero solo en módulo para  $\Im(X_t)$

$M_h = M_h(\Re(X_t), |\Im(X_t)|)$ . Este efecto no es visible a partir de la ecuación (4.2.2), que nos da la corrección a 1-loop, mientras que la asimetría se debe a un efecto a 2-loop [9, 12 Eq (27)].

## Capítulo 7: Conclusiones

Es materia conocida que el Modelo Standard, aunque fiable, no permite una descripción completa de la naturaleza (ver apartado 2.4). Sin embargo, al incluir la supersimetría en el Modelo standard, obtenemos modelos como el MSSM. Al incluir este modelo tanto las partículas originales del Modelo Standard, como nuevas partículas supercompañeras de las anteriores obtenemos un marco mucho más amplio en el que hacer predicciones. Y por tanto parece tener el potencial para darnos una visión completa de las fuerzas fundamentales y las partículas que componen nuestro universo.

Como ya dijimos en el apartado 3.3.1, el MSSM exige la existencia de cinco bosones de Higgs, de los cuales, el más ligero,  $h$  podría ser interpretado como el descubierto en el LHC en 2012. Tanto sus propiedades como el rango de masa predicho por esta teoría parece estar en consonancia con los datos experimentales, con lo que no hay motivo alguno para descartarlo, sino todo lo contrario.

De hecho, a diferencia del Modelo Standard, el MSSM provee predicciones para la masa del Higgs ligero,  $M_h$ , en función de sus parámetros; particularmente de los relacionados con el sector top/stop.

Sin embargo, al no haber un formalismo matemático aceptado por la comunidad científica para explicar la ruptura de simetría (Soft SUSY Breaking), se han de tomar gran número de parámetros libres. Cada conjunto de parámetros especificado forma un punto en un espacio que llamamos «Escenario», o «Benchmark». Estos escenarios se ajustan basándose en las observaciones realizadas en los colisionadores.

Es esta búsqueda de los valores de los parámetros en el MSSM la que nos ha llevado a tratar de ajustarlos a partir del análisis y comparación con otros valores ya conocidos, como la masa del Higgs ligero,  $M_h$ . En nuestro caso particular, la comparación de los valores para  $\tan\beta$  (siendo  $\tan\beta$  el cociente entre los dos estados de vacío vistos en el apartado 3.3.1) y  $M_{H^\pm}$  (la masa de los bosones de Higgs cargados) con  $M_h$  y su relación con el parámetro  $A_t$  (Coeficiente de acoplamiento del Higgs ligero con los squark top visto en el apartado 3.3.3). Definiendo diferentes escenarios o benchmark para el estudio de estas dependencias (apartados 5.2 en adelante), pueden obtenerse ciertas conclusiones acerca de las dependencias entre estos parámetros que a priori pudieran parecer libres.

Hasta ahora el estudio de estas dependencias se había hecho dentro del marco de los valores reales para  $A_t$ , pero no parece haber motivos para descartar que este parámetro pudiera tomar valores complejos. Concretamente este estudio se ha basado en la comparación entre los resultados para  $M_h$  con  $\varphi_{A_t}=0$  (valores reales), y con fase  $\varphi_{A_t}=\pi/2$  (valores imaginarios puros).

A la vista de los resultados, se observa en general y en mayor o menor medida la relación:

$$M_h(\varphi_{A_t}=0) > M_h(\varphi_{A_t}=\pi/2) > M_h(\varphi_{A_t}=\pi)$$

Esto supone un incremento en el área válida al evolucionar la fase del parámetro  $X_t$  en algunos escenarios como son el  $m_h^{max}$ , el  $m_h^{mod+}$ , y el *light*- $\tilde{\tau}$ . La utilización de estos escenarios puede abrir la puerta a búsquedas del Higgs que aún no se han llevado a cabo.

Sin embargo, a pesar de las buenas expectativas teóricas que plantea el marco de otorgar al parámetro  $A_t$  una fase compleja, se hace imperativo que las medidas experimentales de  $M_h$  junto con otras medidas experimentales referentes a los parámetros del MSSM den una pista clara acerca del posible valor de  $\varphi_{A_t}$ .

La confirmación o refutación de este planteamiento teórico por los físicos experimentales, puede abrir nuevas vías de investigación acerca del mecanismo *soft susy breaking*. En combinación con las restricciones encontradas en los escenarios, puede ayudar en la búsqueda de una explicación matemática satisfactoria acerca de la ruptura de simetría y simplificar la comprensión de las teorías supersimétricas.

## Bibliografía

- [1] F. Mandl, G. Shaw, “Quantum field Theory”. Willey & Sons.
- [2] S.F.Novaes “Standard Model: An Introduction” Instituto de física teórica Universidade Estadual Paulista, Brazil.
- [3] Adrian Singer “Abc of SUSY” arXiv:hep-ph/0905.4630v1
- [4] Página web de FeynHiggs, <http://www.feynhiggs.de>
- [5] Stephen P. Martin “A Supersymmetry Primer ” arXiv:/hep-ph/9709356
- [6] M. Carena, S. Heinemeyer, C.E.M. Wagner, G. Weiglein “MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios after the Discovery of a Higgs-like Particle ” arxiv.org/abs/1302.7033v1. European Physics Journal C73 (2013) 2552
- [7] Jorge C. Romao “The Minimal Supersymmetric Standard Model” Departamento de física, Instituto superior técnico A. Rovisco Pais.
- [8] M. Frank, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak, G. Weiglein<sup>5</sup> “The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach ” arXiv.org/abs/hep-ph/0611326v2. JHEP 0702 (2007) 047
- [9] M.Carena, H.E. Haber S. Heinemeyer, W. Hollik, C.E.M. Wagner and G. Wiglem “Reconciling the Two-Loop Diagrammatic and Effective Field Theory Computations of the Mass of the Lightest CP-Even higgs Boson in the MSSM” arxiv:hep-ph/0001002v3. Nucl.Phys. B580 (2000) 29-57
- [10] Roger Penrose, “El camino a la realidad”. Editorial Debate
- [11] Lawrence M. Krauss, James B. Dent, “A Higgs–Saw Mechanism as a Source for Dark Energy” arXiv:hep-ph/1306.3239v1. Phys.Rev.Lett. 111 (2013) 061802
- [12] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein “The Mass of the Lightest MSSM Higgs Boson: A Compact Analytical Expression at the Two-Loop Level” Phys.Lett. B455 (1999) 179-191
- [13] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/HiggsPublicResults>
- [14] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>