Universidad de Cantabria

Facultad de Ciencias

Fenomenología de la Extensión del Singlete Real de Higgs del Modelo Estándar

Fenomenology of the Higgs Real Singlet Extension of the Standard Model

Trabajo de Fin de Grado para acceder al

Grado en Física

Autor: Alain Verduras Schaeidt

Director: Jónatan Piedra Gómez

Codirector: Sven Heinemeyer

Junio 2022

Agradecimientos

Me gustaría dar las gracias en primer lugar a mi tutor Sven Heinemeyer, dado que con su dedicación, ayuda y disponibilidad ha hecho posible este trabajo. Tambien me gustaría agradecer a mi director Jónatan Piedra por sus ayuda y sus correcciones..

Dar las gracias a Tania Robens por aportar los datos, de las restricciones teóricas y experimentales, necesarios para realizar este trabajo. A Kateryna Radchenko por su ayuda con las comprobaciones de los resultados de las incertidumbres relativas. Y a Steven Paasch y Cheng Li por las numerosas horas que han dedicado a enseñarme y ayudarme a usar los programas *SARAH* y *MadGraph5_aMC@NLO* necesarios para el cálculo de la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$.

Por último, dar las gracias a todas las personas que me han apoyado durante el grado, sin su ayuda y compañía esto no hubiera sido posible.

Acknowledgements

I would like to thank first of all my tutor Sven Heinemeyer, whose dedication, help and availability made this work possible. I would also like to thank my director Jónatan Piedra for his help and corrections.

Thanks to Tania Robens for providing the data, both theoretical and experimental constraints, necessary to carry out this work. To Kateryna Radchenko for her help with the checks of the relative uncertainty results. And to Steven Paasch and Cheng Li for the many hours they have spent teaching me and helping me to use the programs *SARAH* and *MadGraph5_aMC@NLO* necessary for the calculation of the cross section of the $e^+e^- \to hhZ$ process.

Finally, I would like to thank all the people who have supported me during the degree, without their help and company this would not have been possible.

Resumen

Este trabajo tiene como objetivo analizar una extensión sencilla del Modelo Estándar, el cual añade un nuevo campo de Higgs real al modelo, denomina Extensión del Singlete Real de Higgs del Modelo Estándar. En este análisis se han tenido en cuenta las restricciones teóricas y experimentales dadas por búsquedas directas del bosón de Higgs. En la primera parte del TFG se establece el nuevo bosón de Higgs como más pesado que el medido por el LHC, se estudian las incertidumbres experimentales de las constantes de acoplamiento del nuevo bosón con partículas del Modelo Estándar en el colisionador e^+e^- ILC250, y se estudian los acoplamientos triple Higgs del nuevo modelo. En la segunda parte se establece la masa del nuevo bosón de Higgs menor que 60 GeV y se estudia la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ y su dependencia con los acoplamientos triple Higgs del nuevo modelo.

Palabras clave: Modelo Estándar, Extensión del Singlete, acoplamientos triple Higgs e incertidumbre relativa de los acoplamientos.

Abstract

This work aims to analyse a simple extension of the Standard Model, which adds a new real Higgs field to the model, called the Higgs Singlet Extension of the Standard Model. Theoretical and experimental constraints given by direct searches for the Higgs boson have been taken into account in this analysis. In the first part of the TFG the new Higgs boson is established as heavier than that measured at the LHC, the experimental uncertainties of the coupling constants of the new boson with Standard Model particles at the e^+e^- ILC250 collider are studied, and the triple Higgs couplings of the new model are studied. In the second part we establish the mass of the new Higgs boson smaller than 60 GeV and study the cross section of the $e^+e^- \to hhZ$ process and its dependence on the Higgs triple couplings of the new model.

Key words: Standard Model, Singlet Extension, triple Higgs couplings and couplings relative uncertainity.

Índice

1 Introducción **4**

1.1 Partículas e interacciones 4

1.2 Más allá del Modelo Estándar 7

2 El modelo **8**

2.1 QED 8

2.2 QCD 9

2.3 Electrodébil 9

2.4 Mecanismo de Higgs 10

2.5 Fallos del Modelo Estándar 12

3 *Singlet extension* **14**

3.1 Potencial y acoplamientos 14

3.2 Acoplamientos 15

3.3 Procesos de estudio 15

3.4 *Cross section*, *decay rate* y *branching ratio* 17

3.5 Parámetros 18

4 ILC **19**

5 Análisis y resultados **21**

5.1 Estudio de los acoplamientos 21

5.1.1 Parámetros permitidos 22

5.1.2 *Branching ratio* y *cross section* 23

5.1.3 Errores relativos de las constantes de acoplamiento 24

5.1.4 Precisión del ángulo de mezcla 29

5.1.5 Acoplamientos triple Higgs 33

5.2 Estudio de la *cross section* 37

5.2.1 Parámetros permitidos 37

5.2.2 Acoplamientos triple Higgs 39

5.2.3 *Cross section* 41

6 Conclusiones **45**

1 Introducción

El Modelo Estándar [1] o en inglés *Standard Model* (SM) se ha establecido en la comunidad científica como una de las teorías más precisas de la historia gracias a sus éxitos experimentales. Fue desarrollado entre 1970 y 1973 y ha logrado un gran número de éxitos como la medición del gluon en 1979 [2], la medición de los bosones W [3] y Z [4] en 1983 o el descubrimiento más famoso hasta la fecha, la confirmación de la existencia del bosón de Higgs en el LHC en 2012 [5]. Aparte de mediciones directas de partículas también se han medido muchas de sus propiedades con gran precisión. El SM es una teoría relativista de campos cuánticos que incluye la cromodinámica cuántica y la teoría electrodébil y que describe la estructura fundamental de la materia bariónica[1] del universo. El hecho de que sea una teoría relativista implica que cumple las ecuaciones de la relatividad especial de Einstein [6] y que por tanto la teoría funciona para velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Las teorías cuánticas de campos [7] aplican la mecánica cuántica a los campos continuos clásicos, cuantizándolos. Las excitaciones de estos campos cuánticos serían lo que se conoce como partículas elementales y se representan mediante funciones de onda [8] complejas. Por ejemplo, el fotón es la excitación del campo electromagnético y a su vez el electrón es la excitación de un campo denominado campo electrónico.

1.1 Partículas e interacciones

El SM describe de qué se compone la materia bariónica y cómo interactúan sus componentes. Según el SM el universo está formado por partículas elementales denominadas fermiones [8], como el electrón o los quarks, los cuales interactúan mediante el intercambio de otras partículas denominadas bosones [8], como por ejemplo el fotón. En la Figura 1 se observan todas las partículas del SM.

Los bosones tienen *spin* entero y cumplen la estadística de Bose-Einstein. Existen dos tipos de bosones, bosones *gauge* y bosones escalares. Los bosones *gauge* son bosones vectoriales con *spin*-1 mientras que los bosones escalares tienen *spin*-0. Cada interacción tiene uno o varios bosones *gauge* asociados.

La interacción electromagnética es la responsable de todos los fenómenos descritos en el electromagnetismo clásico y afecta a las partículas con carga eléctrica. El bosón *gauge* responsable de esta interacción es el fotón, que no tiene masa ni carga eléctrica y no interactúa consigo mismo. Esta falta de masa y de auto interacción hace que sea una partícula estable, que no se desintegre y que por tanto la interacción electromagnética tenga un rango de alcance infinito, aunque es muy poco intensa respecto al resto de interacciones.

La interacción débil es la responsable de por ejemplo la desintegración beta (emisión de un electrón

[1] La matéria bariónica es la que esta formada por quarks y leptones y es la que constituye el mundo que conocemos, la tierra, el sol y demás. Esta materia es solo un 5 % del universo.

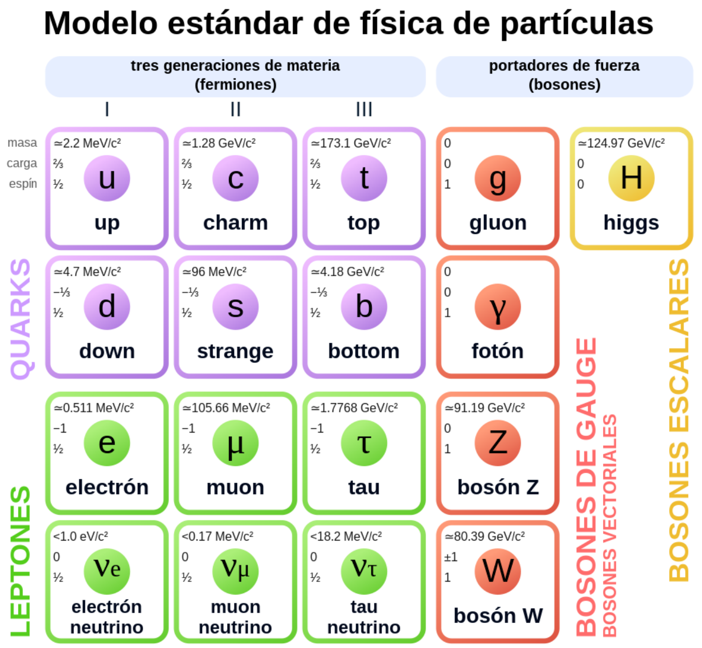

Figura 1: Las partículas elementales del SM. [9]

o positrón) y tiene tres bosones *gauge* mediadores, dos cargados y uno neutro. Los bosones cargados se denominan W^+ y W^- y el bosón neutro se denomina bosón Z^0. Estos bosones, a diferencia del resto de bosones gauge, tienen masa y además son muy masivos, 80 o 90 veces mas, respecto a los protones y electrones como se observa en la Tabla 1. Esto hace que no sean partículas estables y por tanto se desintegran en otras partículas más estables en muy poco tiempo[2] haciendo así que la interacción nuclear débil sea una interacción de corto alcance. El bosón W tarda

La interacción nuclear fuerte es la encargada de que los núcleos atómicos se mantengan unidos así como es la culpable de que haya protones y neutrones, indirectamente, proporciona la mayor parte de la masa de todo e interactúa con partículas que tengan carga de color. El color es una propiedad intrínseca de las partículas que es equivalente a la carga eléctrica para la interacción electromagnética. El bosón gauge encargado de esta interacción denomina gluón (g), este no tiene masa, ni carga eléctrica, pero sí que tiene carga de color. El color es la carga de la interacción fuerte y existen tres colores (azul, rojo, verde) y tres anti-colores. Al tener carga de color los gluones interactúan consigo mismos y sufren un fenómeno denominado como confinamiento de color [8], por el cual las partículas con carga de color no pueden estar libres si no que se agrupan en sistemas de carga de color neutra. Esto hace que la interacción fuerte sea de muy corto alcance.

Los fermiones son los componentes básicos de la materia, tienen *spin* semientero y cumplen la es-

[2]Tienen una vida media del orden de 10^{-25} s esto permite que puedan recorrer una distancia aproximada de 10^{-17} m.

tadística de Fermi-Dirac. Se dividen en dos grupos, los quarks que interactúan mediante todas las interacciones y los leptones, que no interactúan mediante la interacción nuclear fuerte. Ademas, dentro de los leptones están los neutrinos (ν) que tampoco interactuan mediante la interacción electromagnética. Los quarks y los leptones se dividen en tres generaciones, las diferentes generaciones tienen los mismos números cuánticos y por tanto interactúan igual, pero tienen distinta masa. Cuanto mayor es la generación mayor es la masa de la partícula respecto a la partícula análoga de la generación anterior. Una pregunta pertinente es si puede haber más de tres generaciones. El numero de generaciones afecta a la expresión de los parámetros del SM y todas las medidas experimentales coinciden con un SM con tres generaciones de partículas como se observa en [10]. En la Tabla 1 se observan los leptones y los quarks divididos en tres columnas, cada una hace referencia a una generación.

	Partícula	m/GeV	Partícula	m/GeV	Partícula	m/GeV
quarks	up	$2.16 \cdot 10^{-3}$	charm	1.27	top	172.7
	down	$4.67 \cdot 10^{-3}$	strange	$9.34 \cdot 10^{-2}$	bottom	4.18
Leptones	electrón	$5.1 \cdot 10^{-4}$	muón	0.105	tau	1.78
	ν_{el}	$< 0.46 \cdot 10^{-6}$	ν_{mu}	$< 0.19 \cdot 10^{-3}$	ν_{ta}	$< 18.2 \cdot 10^{-3}$
Bosones	$W^{\pm}$	80.4	Z^0	91.2	Higgs	125.3
	fotón	0	gluón	0		
Bariones	Protón	0.938	Neutrón	0.939		

Tabla 1: Masas de las partículas elementales y de los bariones que constituyen la matería (protones y neutrones) [11]. Los leptones y los quarks estan divididos en tres columnas, cada una hace referencia a una generación.

Los quarks tienen carga de color y se ha observado que no hay partículas de color no neutro libres en la naturaleza, por tanto, no se encuentran quarks libres. Son los componentes de los protones y neutrones los cuales sí que tienen carga de color neutra. Además, tienen carga eléctrica fraccionaria pero siempre se agrupan de manera que la carga eléctrica sea entera y la de color neutra. Los leptones en cambio no tienen carga de color y están formados por los electrones, muones, taus y los neutrinos electrónicos, muónicos y tauónicos. Según el SM todos los leptones salvo los neutrinos tendrían masa debido al campo de Higgs, pero los experimentos muestran que los neutrinos sí que tienen masa [12], una masa muy pequeña pero distinta de 0. Este es uno de los grandes fallos del SM. Otra limitación a mencionar es que el SM obvia completamente la existencia de la gravedad o que predice una cantidad similar de materia-antimateria pero experimentalmente se observa mucha más materia que antimateria.

1.2 Más allá del Modelo Estándar

Debido a estos y a otros fallos del SM se sabe que no es la teoría final. y se han desarrollado numerosas teorías que parten del SM y añaden nueva física al modelo para solucionarlos. Estas teorías se conocen como teorías mas allá del Modelo Estándar o en inglés *Beyond Standard Model* (BSM). La teoría BSM más estudiada hasta la fecha se conoce como Supersimetría o sus siglas en inglés SUSY [13]. Esta teoría establece que cada fermión tiene una partícula compañera, pero bosónica y que cada bosón tiene una partícula compañera, pero fermiónica. En este trabajo se va a estudiar una teoría BSM más sencilla que SUSY, que únicamente modifica el sector Higgs del SM añadiendo un singlete real al doblete complejo del modelo, y en consecuencia añadiendo un nuevo bosón de Higgs. Esta teoría se denomina Extensión del Singlete de Higgs del Modelo Estándar o en inglés *Higgs Singlet Extension of the Standard Model* (HxSM) [14].

Esta teoría BSM es muy sencilla, dado que tiene muy pocos cambios respecto al SM. Sirve como primera aproximación para estudiar teorías BSM más complejas, al igual que el pozo de potencial infinito sirve de primera aproximación para facilitar el estudio de potenciales más complejos. Por tanto, el objetivo de analizar esta teoría es facilitar futuros análisis de teorías más complejas con singletes de Higgs reales en ellas. Este sencillo modelo podría mejorar uno de los problemas del SM, la asimetría materia-antimateria. El SM predice una cantidad muy similar de materia y antimateria, pero experimentalmente se observa que la cantidad de materia es muy superior a la de antimateria. Si el nuevo bosón de Higgs tuviese una masa mayor que el medido por el LHC y los acoplamientos triples Higgs de la nueva teoría fuesen mayores que los del SM, este problema se podría reducir debido a un *strong first order phase transition* en el universo joven.

En este trabajo se van a analizar dos regiones de masa, una en la que el nuevo bosón de Higgs es más pesado que el medido por el LHC y otra en la que es más ligero. Para realizar el análisis se van a tener en cuenta las restricciones dadas por la teoría y por las búsquedas directas del bosón de Higgs. El primer objetivo de analizar el rango de masas mayores es estudiar las incertidumbres relativas de los acoplamientos del nuevo bosón con partículas del SM en el colisionador e^+e^- ILC250 [15] y determinar si se podría diferenciar este modelo del SM en dicho colisionador. Y el segundo objetivo del análisis en este rango de masas es determinar si algún acoplamiento triple Higgs es mayor que en el SM y si este modelo podría mejorar el problema de la asimetría materia-antimateria. En el análisis de la región de masas menores a 60 GeV se va a calcular la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ y se va a estudiar la dependencia de esta sección eficaz con los acoplamientos triple Higgs del nuevo modelo. Los objetivos de este análisis son evaluar si este proceso tiene una *cross section* suficiente para ser observado y evaluar la importancia de los acoplamientos triple Higgs del nuevo modelo para comprobar si se podrían llegar a medir mediante este proceso.

2 El modelo

En el SM los campos y sus interacciones se definen matemáticamente mediante el uso de lagrangianos [8] y transformaciones de simetría [16]. Las diferentes interacciones se definen mediante la invariancia del lagrangiano del campo responsable ante alguna transformación de simetría. Esta simetría del lagrangiano, según el teorema de Noether [17] desarrollado por Emmy Noether, lleva a una ley física de conservación. Por ejemplo la simetría ante transformaciones de traslación en el lagrangiano(la física no depende el punto del espacio) lleva a la ley de conservación del momento lineal. La invariancia ante transformaciones de rotación (la física no depende de la orientación de los ejes de rotación) lleva la conservación del momento angular. Por ultimo, la invariancia ante transformaciones temporales del lagrangiano (la física no depende del momento temporal) lleva a la conservación de la energía.

2.1 QED

La teoría cuántica de campos que describe la interacción electromagnética es la Electrodinámica Cuántica o Quantum Electrodynamics (QED) [7]. En la expresión 1 se observa el lagrangiano de QED donde ψ es un *spinor*[3] de Dirac y representa los fermiones que estarían interactuando, por ejemplo, un electrón. γ^μ son las matrices de Dirac[4], ∂_μ son las derivadas parciales, m es la masa del fermión, A_μ es el campo y $F_{\mu\nu}$ es el tensor[5] de campo electromagnético [8] y se define como $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ $(\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$. Los tensores de campo tienen en su interior las componentes espaciales y temporales de los campos y estan definidos en un espacio de cuatro dimensiones con una temporal y tres espaciales, por esa razón los indices van de 0 a 3.

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

El primer término del lagrangiano corresponde a la ecuación de Dirac la cual describe la dinámica de los fermiones. El segundo termino es el termino describe la interacción entre el campo y los fermiones. Y por último el tercer termino representa la energía cinética del campo.

El primer y tercer termino se introducen en el lagrangiano manualmente pero cuando haces que este primer lagrangiano sea invariante ante transformaciones del grupo de simetría U(1) [16] aparece automáticamente el termino de campo (el segundo termino). Las transformaciones del grupo U(1) corresponden con las rotaciones unidimensionales en el plano complejo. Esta simetría en el lagrangiano, siguiendo el teorema de Noether, nos lleva a la conservación de la carga eléctrica.

[3]Un *spinor* de Dirac esta compuesto por cuatro funciones de onda complejas, que son las cuatro componentes del *spinor* y representa las partículas que estan interactuando.

[4]Las matrices de Dirac o matrices gamma son cuatro matrices tres por tres que se utilizan para definir la ecuación de Dirac y se pueden observan en [8]

[5]Los tensores son herramientas matemáticas empleadas para describir fenómenos físicos que dependen del observador. Se definen de tal forma que conociendo la relación entre las bases en las que los observadores describen su realidad se pueden obtener las observaciones de uno a partir de las del otro.

2.2 QCD

La Cromodinámica Cuántica o Quantum Chromodynamics [7] es la teoría cuántica de campos que describe la interacción nuclear fuerte. El lagrangiano de QCD [18] se describe en la expresión 2 en la cual q es el campo de quark y representa a las partículas que están interactuando, g es la constante de acoplamiento del campo, λ_a son las 8 matrices de Gell-Mann (una para cada tipo de gluon), A_μ^a es el campo y $G_{\mu\nu}^a$ son los 8 tensores de campo gluónico, uno para cada tipo gluon.

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q + g\bar{q}\gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} q A_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \tag{2}$$

Los tres términos del lagrangiano tienen la misma función que los tres términos del lagrangiano de QED solo que en QED únicamente hay un bosón mediador, el fotón, y ahora hay ocho, que son los ocho tipos de gluón. Estos ocho términos de campo aparecen automáticamente en el lagrangiano al hacer que este sea invariante ante las transformaciones del grupo de simetría SU(3) el cual tiene ocho dimensiones.

La interacción fuerte no diferencia el color de los quarks, es decir, la interacción no depende del color del quark. Ademas teniendo en cuenta el teorema de Noeteher debido a las simetrías del lagrangiano la carga de color se conserva en las interacciones.

2.3 Electrodébil

Originalmente la interacción débil tenía su propia teoría, pero más adelante se unifico con el electromagnetismo dando lugar a un único modelo conjunto denominado modelo electrodébil o electroweak (EW) y por tanto a un único lagrangiano que se observa en la expresión 3. Esta vez se han utilizado las derivadas covariantes para escribir el lagrangiano para simplificar la expresión, las definiciones de estas derivadas se observan en la expresión 4. Debido a que solo los fermiones con helicidad[6] tipo left-handed interactúan mediante la interacción débil estos se agrupan en dobletes con isospín débil distinto de 0 mientras que los right-handed se agrupan en singletes de isospín débil-0. En este caso el isospín débil es el equivalente a la carga eléctrica para el campo electromagnético.

La interacción débil no distingue entre las dos partículas de este doblete compuesto por un leptón y un neutrino, es decir, es invariante ante transformaciones en el espacio bidimensional de isospín débil. Además, al igual que en QED y QCD debe ser invariante ante cambios de fase compleja dado que la realidad física es real y no puede depender de fases complejas. Por tanto, se tienen tres dimensiones en las que se tiene invariancia ante transformaciones. Esto corresponde con el grupo de simetría SU(2) que es de dimensión 3. Al hacer que el lagrangiano sea invariante ante este grupo de transformaciones de dimensión tres aparecen automáticamente tres términos de campo $(W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$. Se puede describir la interacción débil y la electromagnética mediante un solo modelo denominado

[6] La helicidad es la proyección del momento lineal de una partícula sobre el *spin* dibidido entre el producto de sus modulos. Los fermiones tienen dos estados de helicidad posibles $h = 1$, momento y *spin* apuntan en el mismo sentido (right-handed) y $h = -1$, momento y *spin* apuntan en sentido opuesto (left-handed).

modelo electrodébil aplicando el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

$$\mathcal{L}_{EW} = \sum_f (\bar{\chi}_f i\gamma^\mu D_{L\mu}\chi_f + \bar{\psi}_f i\gamma^\mu D_{R\mu}\psi_f) - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{3}$$

En el lagrangiano de la expresión 3, χ_f son los dobletes de fermiones, ψ_f son los singletes de fermiones y los subíndices L y R hacen referencia al estado de helicidad. El tercer término representa la energía cinética de los tres campos de la interacción débil y el ultimo término la energía cinética del campo electromagnético.

$$D_{L\mu} = \partial_\mu - ig_2\frac{\sigma^a}{2}W^a_\mu + ig_1\frac{Y_L}{2}B_\mu \qquad\qquad D_{R\mu} = \partial_\mu + ig_1\frac{Y_R}{2}B_\mu \tag{4}$$

Los términos de campo están comprimidos en las derivadas covariantes siendo W^a_μ los tres campos de interacción débil y B_μ el campo electromagnético. En las definiciones de estas derivadas se observa cómo las partículas right-handed no interactúan con los campos W^a_μ. Es importante remarcar que en este lagrangiano no se observa ningún termino de masa, lo cual claramente no coincide las medidas experimentales [4], [3]. Esto se solucionó años más tarde mediante la introducción del mecanismo de Higgs, solución que fue merecedora de un premio Nobel.

Es importante remarcar que el campo B_μ no representa al fotón ni el campo W^3_μ al bosón Z^0. los campos W^3_μ y B_μ se mezclan dando lugar a los bosones A, el fotón, que no tiene masa y el bosón Z^0 el cual adquiere masa mediante el mecanismo de Higgs. Esta mezcla se observa en la expresión 5 y el ángulo θ_W se denomina angulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg [8].

$$\begin{aligned} A_\mu &= \sin\theta_W W^3_\mu + \cos\theta_W B_\mu \\ Z^0_\mu &= \cos\theta_W W^3_\mu - \sin\theta_W B_\mu \end{aligned} \tag{5}$$

2.4 Mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs fue desarrollado en los años 60 por vários grupos independientemente: Peter Higgs [19], F. Englert y R. Brout [20], G.S. Guralnik, C.R. Hagen y T.W.B. Kibble [21]. Esta teoría fue desarrollada con el objetivo de dotar de masa tres bosones masivos de la interacción débil, dado que los términos de masa no son invariantes antes transformaciones *gauge*, y entonces no se pueden introducir en el lagrangiano. Este mecanismo introduce un campo escalar ϕ que al acoplarse con los términos de campo da lugar a términos de masa. Pero este campo escalar también se acopla con los campos fermiónicos haciendo así que estas partículas también tengan masa.

El mecanismo añade un nuevo termino 6 al lagrangiano electrodébil 3. En este nuevo lagarangiano se observa $\phi(x)$ que es el doblete de Higgs y se observa en la Expresión 7 y también se observa $V(|\phi(x)|)$ que es el potencial de Higgs y se define como la Expresión 8

$$\mathcal{L}_H = (D_{L\mu}\phi(x))^\dagger D_L^\mu \phi(x) - V(\phi(x)) \tag{6}$$

El doblete de Higgs, Expresión 7, es un doblete complejo por tanto tiene dos componentes y cuatro grados de libertad bosónicos.

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_R^+(x) + \phi_i^+(x)i \\ \phi_R^0(x) + \phi_i^0(x)i \end{pmatrix} \tag{7}$$

La representación gráfica en dos dimensiones del potencial de la Expresión 8 se observa en la figura 2. La representación tridimensional de este potencial es una revolución del potencial sobre e eje vertical. Esta representación solamente se da para valores del parámetro $\mu^2 > 0$.

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{8}$$

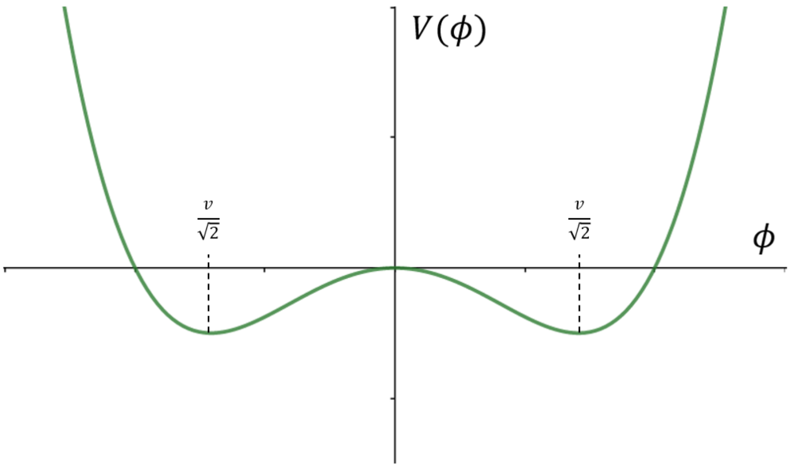

Figura 2: Representación gráfica del potencial de Higgs.

En la Figura 2 se observa cómo el valor mínimo del potencial corresponde a un valor de ϕ distinto de cero. Es decir, el doblete de Higgs tiene un valor esperado en el vacío o *Vacum Expectation Value* (vev) no nulo. Esta característica es la que permite que el mecanismo de Higgs funcione, si este valor fuese nulo las partículas no tendrían masa. Se puede calcular el valor de este mínimo como se observa en la Expresión 9.

$$\frac{\partial V}{\partial|\phi|} = 0 \quad \rightarrow \quad |\phi|_0 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{9}$$

Una vez calculado el vev se puede expandir el doblete de Higgs en torno a este punto y reescribirlo en función del vev obteniendo así la expresión 10. En esta expresión v es el vev y $H_{SM}(x)$ es el campo escalar cuya excitación que corresponde con la partícula conocida como bosón de Higgs. Si se compara el nuevo doblete 10 con el anterior 7 se puede observar que faltan tres grados de libertad bosónicos, estos grados de libertad no han desaparecido si no que se han utilizado para dotar de masa a los bosones W^+, W^- y Z^0.

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{SM}(x) \end{pmatrix} \tag{10}$$

Este nuevo término que se introduce en el lagrangiano electrodébil produce una ruptura espontánea de la simetría[7] $SU(2)_L \times U(1)_Y$ del modelo dando así masa a los bosones débiles y a los fermiones (salvo a los neutrinos). Esta ruptura de simetría hace en primer lugar que los bosones W^+ y W^- al acoplarse con el campo de Higgs adquieran masa utilizando dos de los tres grados de libertad faltantes. El último grado de libertad restante es el que dota de masa al bosón Z^0.

2.5 Fallos del Modelo Estándar

Aunque el SM es una de las teoría más precisas que ha habido en la historia de la física se sabe que no es la teoría final porque tiene varios problemas teoricos y experimentales. Por eso se trabaja en desarrollar teoría que solucionen estos problemas.

Incompletitud. Existen cuatro interacciones fundamentales, la electromagnética, la débil, la fuerte y la gravitatoria. La interacción gravitatoria es una de las mas populares pero aun no existe una teoría cuántica de campos que pueda explicar la gravedad. El SM no ez capaz de contener la gravedad.

Materia y energía oscura. El SM solo ez capaz de explicar el comportamiento de la materia bariónica y según la cosmología [22] esta materia seria solo un 4 % de la energía del universo. El otro 94 % estaría compuesto de materia oscura y energía oscura y el SM no tiene explicación para esto.

Asimetría materia-antimateria. El SM predice que la cantidad de materia y antimateria deberia ser[8] casi la misma. En cambio experimentalmente se observa que la cantidad de materia es muchísimo mayor que la de anti-materia.

Masa de los neutrinos. Como ya se ha explicado anteriormente el campo de Higgs no se acopla con los neutrinos y por tanto segun el SM estos no deberian tener masa. En cambio experimentalmente [12] se observa que los neutrinos si que tienen masa.

[7] Una ruptura espontanea de simetría ocurre cuando un sistema definido mediante un lagrangiano bajo una cierta simetría cae en un estado de minima energía o nulo que no cumple dicha simetría.

[8] Esta pequeña diferencia en la teoría es debida a la violación de la simetría CP. Esta simetría establece que al cambiar las partículas por anti-partículas y cambiar el signo de las coordenadas espaciales de un proceso las características del mismo no debe verse afectado

Problema de la jerarquía. A la hora de calcular teóricamente la masa del bosón de Higgs mediante el SM se deben introducir correcciones cuanticas [23]. El problema es que estas correcciones son del orden de la escala de Planck 10^{19} GeV pero la masa experimental es del orden de 10^2 GeV.

Momento magnético del muon. Recientemente se han realizado medidas de precisión del momento magnetico g-2 del muón. Estas medidas [24] han concluido una discrepancia entre el valor teórico y el experimental de $\sim 4.2\sigma$. Esto no se llega a considerar descubrimiento dado que se necesitan cinco sigmas[9] de discrepancia pero es un gran indicio.

[9] La sigma es un parámetro que representa la diferencia entre el valor teórico de una variable y el valor experimental.

3 *Singlet extension*

El *real scalar singlet extension of the SM (HxSM)* añade un singlete real al mecanismo de Higgs y pertenece a un grupo de teorias denominadas 'teorias más allá del Modelo Standard' o *Beyond Standard Model (BSM)*. Estas teorías parten del SM y añaden diferentes elementos para solucionar distintos problemas que tiene el SM. Por ejemplo la teoría BSM mas estudiada es la teoría supersimetría o en ingles $SUSY$ [13]. Esta teoría establece que cada fermión tiene una partícula compañera pero bosónica y que cada bosón tiene una partícula compañera pero fermiónica.

El modelo a estudiar es sencillo dado que únicamente modifica el mecanismo de Higgs añadiendo un singlete real, por tanto añade un único grado de libertad bosónico y en consecuencia un nuevo bosón de Higgs. El modelo no establece si este nuevo bosón de Higgs es mas ligero o mas pesado que el descubierto en 2012 por el LHC con una masa de $m_H^{SM} = 125.09$ GeV [5]. Por tanto, se deben estudiar ambas posibilidades.

3.1 Potencial y acoplamientos

El modelo añade un singlete real y modifica el lagrangiano y el potencial de Higgs. Se ha seguido la notación de [14] y el modelo se describe en detalle en [25-28]. En primer lugar se modifica el lagrangiano 6, añadiendo un nuevo termino ($\partial^\mu S \partial_\mu S$) cómo se observa en la Expresión 11. En esta expresión también se observa como el potencial depende de este singlete real S.

$$\mathcal{L}_{\text{HxSM}} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \partial^\mu S \partial_\mu S - V(\phi, S) \tag{11}$$

El potencial de Higgs que se observa en la Expresión 8 se modifica como se observa en la Expresión 12. En esta nueva expresión λ_1, λ_2 y λ_3 son las constantes de acoplamiento.

$$\begin{aligned} V(\phi, S) &= -m^2 \phi^\dagger \phi - \mu^2 S^2 + (\phi^\dagger \phi \;\; S^2) \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{\lambda_3}{2} \\ \frac{\lambda_3}{2} & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^\dagger \phi \\ S^2 \end{pmatrix} \\ &= -m^2 \phi^\dagger \phi - \mu^2 S^2 + \lambda_1 (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_2 S^4 + \lambda_3 \phi^\dagger \phi S^2 \end{aligned} \tag{12}$$

Los campos de Higgs (el doblete complejo y el singlete real) se observan en la Expresión 13.

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \qquad S = \frac{h' + x}{\sqrt{2}} \tag{13}$$

Ambos campos $(h', \bar{h})$ se acoplan mediante un angulo de mezcla (α) dando lugar a los dos autoestados de masa (h, H) que se observarían en la naturaleza, uno el Higgs SM y el otro Higgs adicional. Esta mezcla de ambos campos se define mediante la matriz de mezcla de la Expresión 14.La masa del autoestado h es siempre menor que la masa del autoestado H por definición. Por tanto, a partir de ahora se va a hacer referencia al bosón h como bosón de Higgs ligero y al bosón H com bosón de

Higgs pesado. Es importante definir lo que se conoce como desacoplamiento. Esta situación se da cuando se tiene un α tal que los auntoestados de masa no sean una mezcla sino que cada uno sea exactamente iguales a uno de los campos. Por ejemplo, para $\alpha = \pi/2$ se tiene que $h = -h'$ y que $H = \bar{h}$.

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{h} \\ h' \end{pmatrix} \tag{14}$$

Por ultimo en las Expresiones 15, 16 y 17 se observan las nuevas constantes de acoplamiento en función del vev SM, del vev del nuevo campo, del angulo de mezcla y de la masa de ambos bosones.

$$\lambda_1 = \frac{m_h^2}{2v^2}\cos^2\alpha + \frac{m_H^2}{2v^2}\sin^2\alpha \tag{15}$$

$$\lambda_2 = \frac{m_h^2}{2x^2}\sin^2\alpha + \frac{m_H^2}{2x^2}\cos^2\alpha \tag{16}$$

$$\lambda_3 = \frac{(m_H^2 - m_h^2)}{2vx}\sin(2\alpha) \tag{17}$$

3.2 Acoplamientos

Las constantes de acoplamiento o acoplamientos son el principal objeto de estudio de este trabajo. En el SM originalmente las partículas no tenían masa hasta que se introdujo el campo de Higgs, el cual se acopla con los campos del resto de partículas dándoles masa. Los acoplamientos son constantes que miden la intensidad con la que el bosón de Higgs se acopla a cada una de las partículas y la masa de dicha partícula es directamente proporcional a la constante de acoplamiento con el bosón de Higgs. Por tanto, cada partícula tiene su propia constante de acoplamiento con el bosón de Higgs.

Ademas como esta constante mide la intensidad con la que se acopla el bosón de Higgs con cada partícula la probabilidad de que el bosón de Higgs se desintegre en un par de partículas concreto también esta relacionado con la constante de acoplamiento. Esto hace que midiendo los decaimientos del Higgs en otras partículas se puedan estudiar estas constantes de acoplamiento y por tanto se puede estudiar experimentalmente la existencia de nuevos bosones de Higgs o nueva física relacionada con el bosón de Higgs porque esto afectaría a los acoplamientos. Los acoplamientos que se van a estudiar en este trabajo son los acoplamientos triple Higgs. Estos acoplamientos miden la intensidad con la que se acoplan tres bosones de Higgs. En el SM este acoplamiento es el denominado como λ.

3.3 Procesos de estudio

Como se ha dicho previamente el estudio se ha dividido en dos análisis diferentes en regiones de masa diferentes. En la primera se ha establecido el bosón de Higgs ligero como el medido por el LHC en 2012 y se ha hecho un estudio para el rango de masas del bosón pesado de $m_H \in [130, 160]$G eV.

Se han tomado estos limites porque la energía de centro de masas[10] a la que se va a trabajar es de 250 GeV por tanto para poder producir dos bosones de Higgs pesados la masa máxima de estos por conservación[11] de energía debe ser 160 Gev. Se ha estudiado el canal de producción $e^+e^- \to ZH$ dado que es mucho mas preciso que los canales de desintegración. Tambien se han estudiado los canales de desintegración mas importantes para el rango de masas de estudio. Los canales escogidos son los siguientes: quark bottom ($b\bar{b}$), quark charm ($c\bar{c}$), tau ($\tau^+\tau^-$), gluón ($g\bar{g}$) y bosón (W^+W^-). En la Figura 3 se observa el *branching ratio*[12] de cada canal de desintegración del bosón de Higgs. Se observa como los canales escogidos son los mas significativos en el rango de masas escogido menos el ZZ que no se ha utilizado. Esto es porque el acoplamiento g_Z se va a estudiar mediante el canal de producción que es mucho mas preciso.

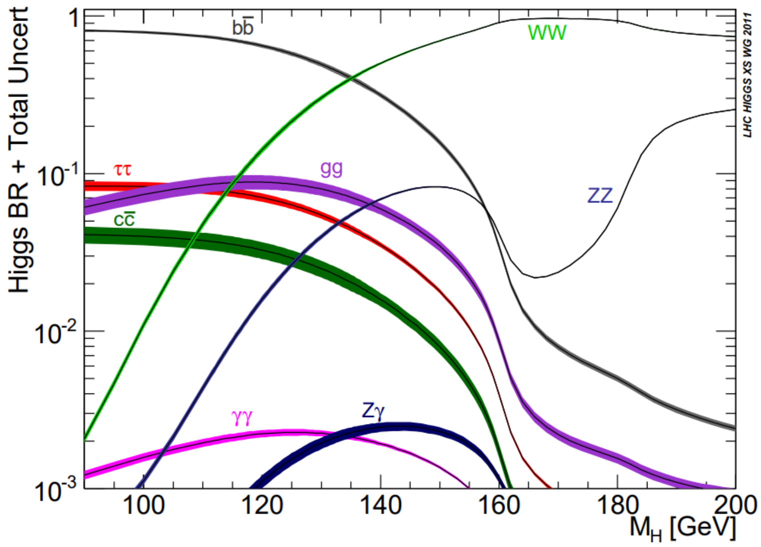

Figura 3: Valores del *branching ratio* del bosón Higgs para diferentes canales de desintegración para el SM en función de la masa del bosón de Higgs. [29]

En la segunda parte se ha establecido el bosón de Higgs pesado como el medido por el LHC en 2012 y se ha hecho un estudio de la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ y de los acoplamientos triple Higgs para el rango de masas $m_h \in [10, 60]$ GeV. En este caso se ha establecido el limite de 60GeV para que un bosón de Higgs pesado con la masa medida por LHC ($m_H = 125.09$ GeV) se pueda desintegrar en dos bosones de Higgs ligeros, $2m_h < m_H \to m_h < 62.5$ GeV.

[10] La energía de centro de masas es la energía a la que colisionan las partículas en el colisionador y por tanto la energía de la que se dispone para generar las nuevas partículas.

[11] La energía inicial debe ser igual a la energía final por tanto la suma de las masas de los productos finales no puede ser mayor que la energía de centro de masas.

[12] El *branching ratio* mide la importancia de un canal de desintegración respecto a los demás.

3.4 *Cross section*, *decay rate* y *branching ratio*

Hay valores del SM que se han medido con gran precisión y por tanto las teorías BSM deben reproducirlos. Por ejemplo los *decay rates* o la *cross section* del bosón de Higgs. Debido a la matriz de mezcla 14 los acoplamientos del bosón h son suprimidos por un factor $\cos\alpha$ y los del bosón H por un factor $\sin\alpha$ y esto puede afectar a su vez a los *decay rates* o la *cross section*. De esta manera se cumple la norma de la Expresión 18, la cual asegura que las constantes de acoplamiento de los bosones de Higgs neutros (h_i) de las teorías BSM que contienen dobletes y singletes concuerden con los valores experimentales del SM.

$$\sum (g_{h_i}^{\mathrm{BSM}})^2 = (g_{H_{\mathrm{SM}}}^{\mathrm{SM}})^2 \tag{18}$$

Ahora que se conoce cómo se modifican las contantes de acoplamiento se puede calcular cómo afecta esto a la *cross section*, *decay rate* y *branching ratio*. El *decay rate* de una partícula es la probabilidad de decaer de dicha partícula en otras por unidad de tiempo. El *branching ratio* de un proceso de desintegración se define como el *decay rate* de ese proceso entre el *decay rate* total y da una idea de la probabilidad de que una partícula se desintegre mediante ese canal concreto de desintegración. Por último, la *cross section* es la probabilidad de que se de un proceso concreto.

Para ver cómo afecta esta supresión al *decay rate*, la propabilidad de decaer en ciertas partículas por unidad de tiempo, se puede utilizar la regla de oro de Fermi [8]. Esta regla establece que el *decay rate* de una partícula en otras es proporcional al cuadrado del elemento de matriz del proceso. Este elemento de matriz es proporcional a la constante de acoplamiento del bosón de Higgs con las particulas en las que decae y esta constante de acoplamiento es igual que la del SM pero suprimida por la matriz de mezcla. Por tanto el *decay rate* en HxSM a partículas SM es igual al de SM pero suprimido por el cuadrado la matriz de mezcla como se observa en la Expresión19.

$$\begin{gathered}
\Gamma_{h\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}} \propto \langle|M_{h\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}}|\rangle^2 \propto (g_h^{\mathrm{HxSM}})^2 \propto (g_h^{\mathrm{SM}})^2 \cdot \cos^2\alpha \to \\
\Gamma_{h\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}} = \Gamma_{h\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{SM}} \cdot \cos^2\alpha \\
\\
\Gamma_{H\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}} \propto \langle|M_{H\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}}|\rangle^2 \propto (g_H^{\mathrm{HxSM}})^2 \propto (g_H^{\mathrm{SM}})^2 \cdot \sin^2\alpha \to \\
\Gamma_{H\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{HxSM}} = \Gamma_{H\to\mathrm{SM}}^{\mathrm{SM}} \cdot \sin^2\alpha
\end{gathered} \tag{19}$$

A la hora de calcular el *decay rate* del bosón de Higgs pesado se debe tener en cuenta el decaimiento a dos bosones de Higgs ligeros, aunque este canal de desintegración no esta permitido en todas las regiones de masa. Por tanto el *decay rate* del bosón de Higgs pesado quedaria como se observa en la Expresión 20. Mientras que, dado que el bosón de higgs ligero no se puede desintegrar en bosones de Higgs pesados no tiene que tener esto en cuenta y el *decay rate* total del bosón de Higgs ligero es igual al parcial.

$$\Gamma^{\text{HxSM}}_{H_{\text{tot}}} = \Gamma^{\text{HxSM}}_{H\to\text{SM}} + \Gamma_{H\to hh} = \Gamma^{\text{SM}}_{H_{\text{SM}}} \cdot \sin^2\alpha + \Gamma_{H\to hh} \tag{20}$$

Una vez obtenida una expresión para el *decay rate* es sencillo demostrar a partir de la definición de *branching ratio* que para el bosón de Higgs ligero y para el pesado unicamente en las regiones de masa donde $H \to hh$ no esta permitido, es igual para HxSM que para SM. Para un canal concreto de desintegración i del bosón de Higgs ligero se tiene 21.

$$BR^{\text{HxSM}}_{h_i} = \frac{\Gamma^{\text{HxSM}}_{h_i}}{\Gamma^{\text{HxSM}}_{h_{\text{tot}}}} = \frac{\Gamma^{\text{SM}}_{h_i}\cos^2\alpha}{\Gamma^{\text{SM}}_{h_{\text{tot}}}\cos^2\alpha} = BR^{\text{SM}}_{h_i} \tag{21}$$

En la Expresión 22 se observa el *branching ratio* del bosón de Higgs pesado en el caso de que se este trabajando en una región de masa en la que el decaimiento $H \to hh$ este permitido. En el caso de que se este en una región de masa en la que dicho decaimiento no este permitido el término $\Gamma_{H\to hh}$ tendería a 0 y la Expresión 22 sería equivalente a la Expresión 21 pero con el seno en vez de el coseno.

$$BR^{\text{HxSM}}_{H_i} = \frac{\Gamma^{\text{HxSM}}_{H_i}}{\Gamma^{\text{HxSM}}_{H_{\text{tot}}}} = \frac{\Gamma^{\text{SM}}_{H_i}\sin^2\alpha}{\Gamma^{\text{SM}}_{H_{\text{tot}}} \cdot \sin^2\alpha + \Gamma_{H\to hh}} \tag{22}$$

Calcular la *cross section* del proceso de la Figura 5 es sencillo porque este proceso también se da en el SM. La *cross section* de este proceso es proporcional al elemento de matriz al cuadrado y como el bosón de Higgs solo aparece en un vértice la *cross section* es proporcional a la constante de acoplamiento al cuadrado. Por tanto esta se ve suprimida por la matriz de mezcla al cuadrado como se observa en la Expresión 23.

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \to Zh) &= \sigma_{\text{SM}}(e^+e^- \to Zh_{\text{SM}}) \cdot \cos^2\alpha \\ \sigma(e^+e^- \to ZH) &= \sigma_{\text{SM}}(e^+e^- \to ZH_{\text{SM}}) \cdot \sin^2\alpha \end{aligned} \tag{23}$$

3.5 Parámetros

A nivel del lagrangiano 11 si se introduce el potencial 12 se observan 7 parámetros libres: m, μ, λ_1, λ_2, λ_3, v y x. Debido a las condiciones de minimización del potencial 12 los parámetros m, μ se pueden expresar en función del reto de parámetros dejando cinco parámetros libres. Este proceso se explica mas en detalle en [27].

Para realizar este trabajo se ha utilizado la parametrización del modelo de [14]. Esta consiste en parametrizar el modelo en función de m_h, m_H, α, v, $\tan\beta \equiv \frac{v}{x}$. El vev del doblete completo v se puede fijar al valor experimental del SM $v \approx 246$ GeV y la masa de uno de los dos bosones de Higgs también se puede fijar al valor del SM $m_{h/H} = 125$ GeV. Por tanto, unicamente quedan los tres parámetros libres de 24.

$$m_{H/h},\ \alpha,\ \tan\beta. \tag{24}$$

4 ILC

El *International Linear Collider* (ILC) [15] es un colisionador de electrones y positrones lineal que se quiere construir en Japón, cuyo esquema se puede observar en la Figura 4. El ILC iniciaría su funcionamiento a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 250$ GeV, esta energía está pensada para optimizar el estudio del bosón de Higgs dado que tiene una masa de $m_H = 125$ GeV. Otra razón importante para empezar a esta energía de centro de masas es que la *cross section* del proceso de producción $e^+e^- \rightarrow ZH$ segun el SM tiene el máximo para una energía de centro de masas de 250GeV Este trabajo se realiza en el marco del primer encendido del ILC por tanto se trabaja para una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 250$ GeV.

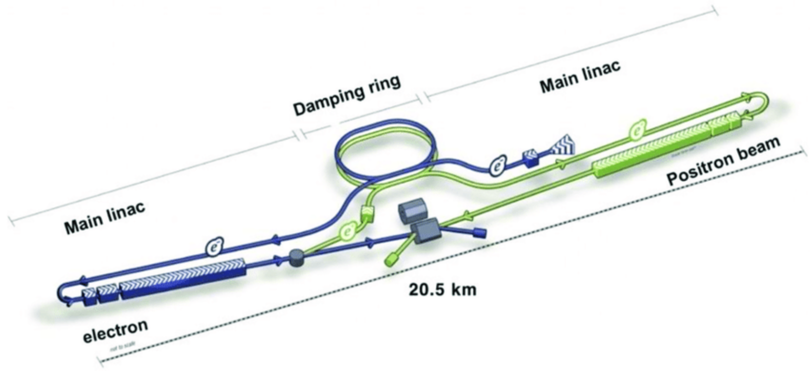

Figura 4: Esquema del ILC [30]. En verde se ilustra el circuito de positrones, y en azul el circuito correspondiente a los electrones.

El ILC está diseñado para estudiar el bosón de Higgs y sus características en gran detalle. Este estudio ya se está realizando en el Large Hadron Collider en el CERN, para poner a prueba el SM. El problema es que el LHC está llegando a su máxima potencia y aun no es capaz de medir con precisión varias características del Bosón de Higgs. El ILC con menor energía de centro de masas podría conseguir resultados más precisos y la razón principal es que el LHC colisiona protones y el ILC electrones y positrones.

Los protones no son partículas fundamentales sino que están formadas por quarks y gluones y a las energías que funciona el LHC ($\sqrt{s} = 13.6$ TeV) las partículas que colisionan son los quarks y gluones individualmente y no el conjunto que forma el protón. Cada uno de los quarks y gluones que forman el protón tiene parte de la energía que se le ha dado el protón y es imposible saber que energía poseen los quarks o gluones que han colisionado, por tanto, no se puede aplicar conservación de energía en el eje de colisión.

Otro problema de que los protones no sean partículas fundamentales es que el resto de los componentes del protón que no forman parte de la colisión principal pueden colisionar, decaer o desviarse.

Además están las colisiones simultaneas de otros protones. Todo esto es medido por los detectores generando ruido que aumenta el error de las medidas. El ILC elimina estas problemáticas colisionando partículas fundamentales como son los electrones y los positrones. Por tanto, se tienen colisiones más precisas y mucho más limpias porque únicamente hay una colisión.

Donde hoy en día esta ubicado el LHC previamente estaba LEP[31]. LEP fue un colisionador circular de electrones y positrones y la principal razón de su desmantelación fue la raidación sincrotron. Las particulas cargadas en trayectorias circulares emiten fotones perdiendo energía, la energía que pierden es inversamente proporcional a la masa que posee la partícula, por esa razón el electrón emite mucha mas radiación sincrotrón que el protón y por eso se remplazo LEP por LHC. La energía de centro de masas máxima a la que llego a funcionar LEP fue de $\approx$ 200GeV, por tanto, no se llego al máximo de la *cross section* de producción del Higgs a 250GeV. el ILC soluciona el problema de la radiación sincrotrón haciendo un colisionador lineal.

5 Análisis y resultados

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos en el estudio de la fenomenología del modelo HxSM. Los resultados se han dividido en dos partes. En la primera se ha establecido el bosón de Higgs ligero como el medido por el LHC en 2012 y se ha hecho un estudio de la incertidumbre relativa de las constantes de acoplamiento del bosón de Higgs pesado para el rango de masas $m_H \in [130, 160]$ GeV, la incertidumbre del ángulo de mezcla y los acoplamientos triple Higgs. En la segunda parte se ha fijado el bosón de Higgs pesado como el medido por el LHC y se ha hecho u estudio sobre la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ y los acoplamientos triple Higgs.

5.1 Estudio de los acoplamientos

La primera parte del trabajo tiene dos objetivos principales, calcular la incertidumbre relativa de las constantes de acoplamiento del bosón de Higgs nuevo con diferentes partículas y calcular las constantes de acoplamiento triple Higgs con el error esperado.

Para estudiar estos acoplamientos se va a utilizar el proceso de producción del bosón de Higgs $e^+e^- \to ZH$ cuyo diagrama de Feynman [32] se observa en la Figura 5. Los diagramas de Feynman son representaciones gráficas de las interacciones entre partículas. Pero no son simples esquemas, con las reglas de Feynman se pueden realizar cálculos de las probabilidades del proceso. Son herramientas muy potentes que simplifican los cálculos y la visualización de las interacciones.

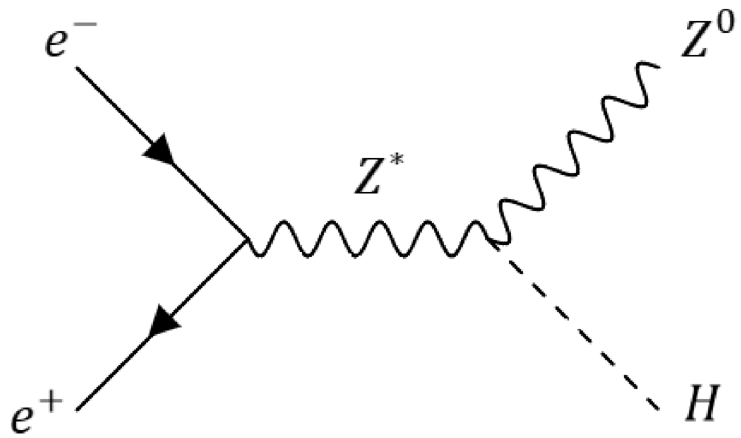

Figura 5: Diagrama de Feynman del proceso de producción $e^+e^- \to ZH$.

En este estudio se observan dos partes. Primero el proceso de producción del Higgs ($e^+e^- \to ZH$) mediante el cual se va a estudiar el acoplamiento del Higgs con el bosón Z. Y segundo la desintegración del bosón de Higgs en un par partícula antipartícula ($H \to x\bar{x}$). Para el proceso de desintegración se han estudiado diferentes pares de partícula antipartícula: quark bottom ($b\bar{b}$), quark charm ($c\bar{c}$), tau ($\tau^+\tau^-$), gluon ($g\bar{g}$) y bosón (W^+W^-). El método empleado para calcular estos acoplamientos se explica en detalle en [33-35]. Para realizar dichos cálculos es necesario calcular el *branching ratio* de cada proceso de desintegración $\text{BR}(H \to x\bar{x})$ y la *cross section* del proceso de producción para el nuevo modelo.

Para estudiar los acoplamientos triple Higgs se utiliza el proceso de decaimiento del bosón H en un par hh para el acoplamiento λ_{Hhh} y en un par HH para el acoplamiento λ_{HHH}. Aunque el método para calcular estos acoplamientos es distinto a los anteriores. En este caso se han obtenido las Ecuaciones 25. Este desarrollo se detalla en el Apéndice A.

$$\begin{aligned}
\lambda_{hhh} &= \frac{1}{2v}[2\lambda_1 v\cos^3\alpha - 2\lambda_2 x\sin^3\alpha + \lambda_3(v\cos\alpha\sin^2\alpha - x\sin\alpha\cos^2\alpha)] \\
\lambda_{Hhh} &= \frac{1}{2v}[6\lambda_1 v\sin\alpha\cos^2\alpha + 6\lambda_2 x\cos\alpha\sin^2\alpha + \lambda_3(x\cos^3\alpha + v\sin^3\alpha - 2v\cos^2\alpha\sin\alpha \\
&\quad - 2x\sin^2\alpha\cos\alpha)] \\
\lambda_{HHh} &= \frac{1}{2v}[6\lambda_1 v\cos\alpha\sin^2\alpha - 6\lambda_2 x\sin\alpha\cos^2\alpha + \lambda_3(2x\cos^2\alpha\sin\alpha + 2v\cos\alpha\sin^2\alpha \\
&\quad - x\sin^3\alpha + v\cos^3\alpha)] \\
\lambda_{HHH} &= \frac{1}{2v}[2\lambda_1 v\sin^3\alpha + 2\lambda_2 x\cos^3\alpha + \lambda_3(x\cos\alpha\sin^2\alpha + v\sin\alpha\cos^2\alpha)] \qquad (25)
\end{aligned}$$

5.1.1 Parámetros permitidos

Para esta primera parte se ha fijado la masa del bosón de Higgs ligero en $m_h = 125.09$ GeV, el valor dado por el LHC y se ha explorado un rango de masas para el bosón de Higgs pesado de $m_H \in [130, 160]$ GeV. Por tanto, se tienen tres parámetros libres m_H, $\sin\alpha$ y $\tan\beta$.

En la Figura 6 se observan los valores que puede tomar el $\sin\alpha$ en el rango de masas de interés. Las restricciones vienen dadas por la teoría, pero sobre todo por las medidas realizadas por LEP y LHC. Las restricciones[13] en los parámetros libres han sido calculadas mediante los códigos *HiggsBounds*[14] [36] y *HiggsSignal*[15] [37]. En la gráfica de la izquierda, en la Figura 6, se observa en verde los permitidos por las restricciones obtenidas a partir de búsquedas del bosón de Higgs de LEP y Tevatron mientras que en azul se observan los valores permitidos por búsqueda directas en el LHC y Tevatron. En la gráfica de la derecha se observa la combinación de ambas restricciones y por tanto los valores máximos permitidos por esta gráfica son los que se han utilizado en el análisis.

[13] Agradecemos T. Robens por aportarnos los datos permitidos por las restricciones.

[14] *HiggsBounds* es un código de computadora que prueba las predicciones teóricas de modelos con sectores arbitrarios de Higgs contra los límites de exclusión obtenidos de las búsquedas de Higgs en LEP y Tevatron.

[15] *HiggsSignal* es un código de computadora que prueba las predicciones teóricas de modelos con sectores arbitrarios de Higgs contra los límites de exclusión obtenidos de las búsquedas de Higgs en LHC y Tevatron.

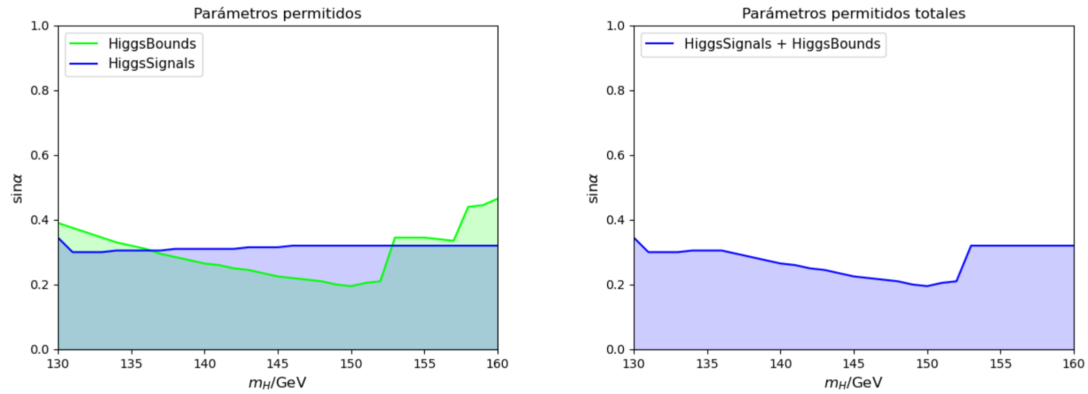

Figura 6: Valores excluidos por búsquedas directas (*HiggsSignal*) y por todas las restricciones(*HiggsBounds*) del seno del ángulo de mezcla $\sin\alpha$ (izquierda), combinación de los valores excluidos por ambas restricciones (derecha) para un rango de masas de $m_H \in [130, 160]$ GeV siendo la masa del bosón de Higgs ligero $m_h = 125$ GeV.

5.1.2 *Branching ratio* y *cross section*

Antes de calcular la incertidumbre esperada para las constantes de acoplamiento se debe calcular la *cross section* de producción y los *Branching Ratios* (BR) de cada canal de desintegración.

En primer lugar, para calcular la *cross section* se ha utilizado la expresión 23 y los resultados obtenidos se observan en la Figura 7. En esta figura se observa como la *cross section* decae con la masa hasta que se hace 0 para aproximadamente $m_H \approx 159$ GeV. Esto cuadra con lo esperado dado que la energía del centro de masas es de $\sqrt{s} = 250$ GeV y la masa del bosón Z es de $m_Z = 91.2$ GeV. Por tanto, por la conservación de energía, para que se de este proceso el bosón de Higgs pesado debe tener una masa máxima de $m_H = 158.8$ GeV. El pequeño crecimiento que se observa en torno a 152.5 GeV es debido a las restricciones introducidas por el factor $\sin^2\alpha$ que proviene de la Figura 6b .

Ahora para calcular los BR se ha utilizado la expresión 21 y los resultados se observan en la Figura 8. En dicha figura se observa como todos los BR de los distintos canales decaen con la masa menos el canal de desintegración W^+W^- el cual crece de una manera muy significativa. Esto es debido a que la masa del bosón W es de 80.4 GeV por tanto hasta una masa del bosón de Higgs pesado de $m_H = 160.8$ GeV este canal de desintegración no está permitido por la conservación de energía (on-shell[16] [7]) y esto hace que el BR crezca a medida que la masa se acerca a este límite en el cual si se puede dar la desintegración. El resto de los BR disminuyen porque la suma de todas es constante (debido a la definición de BR 21) , por tanto, si una crece el resto deben de decrecer. La razón de que sea mayor que el resto es que la constante de acoplamiento del bosón de Higgs con el bosón W en el SM es mucho mayor que en el resto de los canales que aquí se tienen en cuenta [11]. El canal

[16] Un canal de desintegración se denomina *on-shell* cuando está permitido por la conservación de energía.

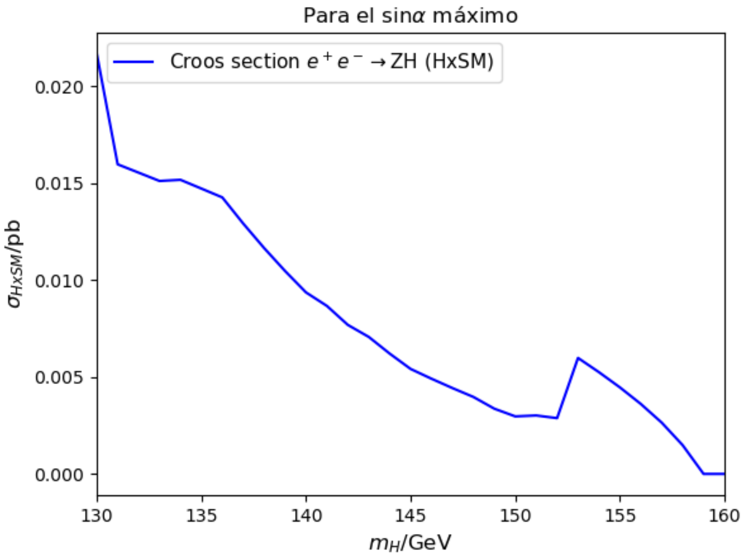

Figura 7: Cross Section del bosón de Higgs pesado para un rango de masas de $m_H \in [130, 160]$ GeV.

WW no es el único que crece, el canal de desintegración ZZ también crece y por la misma razón que el WW. En esta representación no se ha tenido en cuenta porque el acoplamiento g_Z se va a medir mediante el canal de producción $e^+e^- \to ZH$, que es más preciso que los canales de desintegración.

5.1.3 Errores relativos de las constantes de acoplamiento

Una vez obtenidos los BR y la *cross section* ya se pueden calcular los errores relativos de las constantes de acoplamiento. Para calcular estos errores se utilizan las expresiones 26 para el caso de los canales de desintegración tipo $(H \to xx)$ y 27 para el caso del canal de producción $(e^+e^- \to ZH)$. Estas expresiones se han obtenido de [38].

Se han realizado los cálculos en dos situaciones, el mejor y el peor caso. El mejor caso corresponde con el valor de $\sin\alpha$ más alejado del SM permitido por las restricciones de la Figura 6. Se puede definir el peor caso como el límite en el cual el error es tal que no se puede distinguir el valor de los parámetros del modelo HxSM del valor del SM. Dado que estos acoplamientos para el SM son nulos porque no existen dos bosones de Higgs en el SM el valor límite es 0, además, dentro del rango de 2σ se tiene un nivel de confianza de $\sim 95\,\%$ por tanto el peor caso se define de tal manera que el valor más menos dos veces el error se llegue al límite del SM. Este caso se define como $g_x - 2\Delta g_x = 0$ o $2\Delta g_x = g_x$. Tomando este límite se puede calcular el límite del ángulo de mezcla α a partir del cual debido al error no se podría diferenciar el modelo HxSM del SM.

Para calcular las incertidumbres relativas mediante los canales de desintegración se utiliza la Expre-

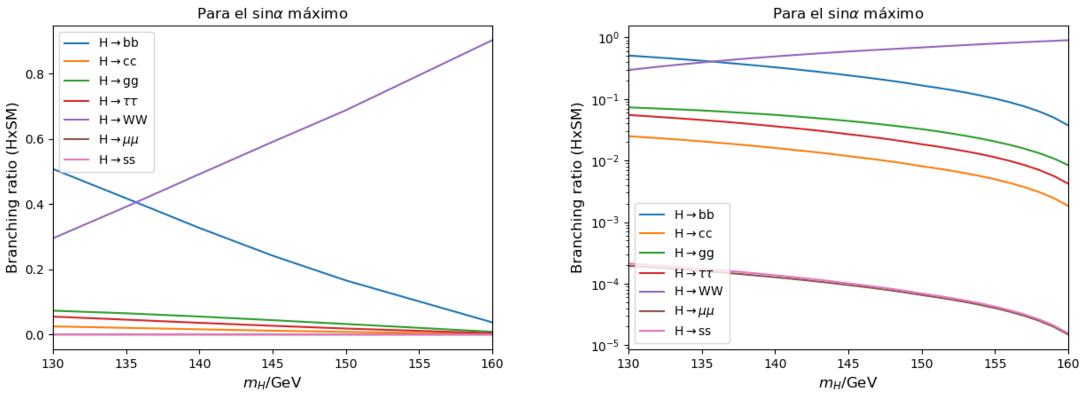

Figura 8: Branching ratios para los procesos de decaimiento principales ($H \to xx$) para el bosón de Higgs pesado en un rango de masas de $m_H \in [130, 160]$ GeV en escala decimal (izquierda) y en escala logarítmica (derecha).

sión 26

$$\frac{\left(\frac{\Delta g_x}{g_x}\right)_H}{\left(\frac{\Delta g_x}{g_x}\right)_{h_{SM}}} = \sqrt{\frac{D + f_x}{1 + f_x}} \sqrt{\frac{\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})}{\sigma(e^+e^- \to ZH)}} \sqrt{\frac{BR(h_{SM} \to xx)}{BR(H \to xx)} \frac{1 - BR(h_{SM} \to xx)}{1 - BR(H \to xx)}} \tag{26}$$

f_x es el número de sucesos de señal partido del número de sucesos de fondo que se esperan para ese proceso en el ILC250[17] ($f_x = \frac{N_S}{N_B}$),$\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})$ y $BR(h_{SM} \to xx)$ son los valores de la *cross section* y del *braching ratio* dados respectivamente por el SM para dicho proceso. Por último, el parámetro D se define en la Expresión 28 y es el número de sucesos de señal partido del número de sucesos de fondo relativo a los valores del SM.

Para el caso del canal de producción la expresión que se utiliza para el cálculo de la incertidumbre relativa es diferente y se observa en la Expresión 27. Esta expresión es mucho más simple que la de los canales de desintegración y únicamente depende de las *cross sections*.

$$\frac{\left(\frac{\Delta g_Z}{g_Z}\right)_H}{\left(\frac{\Delta g_Z}{g_Z}\right)_{h_{SM}}} = \sqrt{\frac{\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})}{\sigma(e^+e^- \to ZH)}} \tag{27}$$

No existe un análisis experimental para este parámetro, pero se puede realizar una aproximación. Como el número de eventos de señal N_S es proporcional a la sección eficaz y esta para el caso del bosón ligero es proporcional al coseno cuadrado se cancelan todos los términos menos el coseno y se puede realizar la aproximación de la expresión 28.

[17]ILC250 hace referencia al acelerador lineal internacional ILC funcionando a una energía de centro de masas de 250 GeV

$$D = \frac{\left(\frac{N_S}{N_B}\right)_{H_{SM}}}{\left(\frac{N_S}{N_B}\right)_h} \quad \rightarrow \quad (N_S)_h \propto \sigma_h \propto \cos^2\alpha \quad \rightarrow \quad D \propto \frac{1}{\cos^2\alpha} \tag{28}$$

Los valores de f_x [39], $BR(h_{SM} \rightarrow xx)$ [40] y $\left(\frac{\Delta g_x}{g_x}\right)_{h_{SM}}$ [41] que se han utilizado para realizar los cálculos para el bosón de Higgs del SM en el ILC250 se observan la tabla 2.

Canal desintegración	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$g\bar{g}$	$\tau^+\tau^-$	W^+W^-	Producción ZH
Branching Ratio	0.582	0.029	0.082	0.063	0.214	
$\frac{\Delta g_x}{g_x}$ (%)	1.04	1.79	1.60	1.16	0.65	0.66
f_x	1/0.89	1/4.7	1/13	1/0.44	1/0.96	1/2.0

Tabla 2: Datos del bosón de Higgs SM para el colisionador ILC250.

Mejor caso

En la Figura 9 se observan los resultados para los canales de desintegración en el mejor caso teniendo en cuenta las restricciones de la Figura 6. El mejor caso se define como aquel en el que el ángulo de mezcla empleado para los cálculos es el más alejado del desacoplamiento permitido por las restricciones. El error relativo de todos los canales crece con la masa hasta $m_H \approx 152$ GeV que decrece hasta $m_H \approx 153$ que vuelven a crecer. Esto es debido al termino $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)^{-\frac{1}{2}}$ el cual hace que se observe en la Figura 9 la forma invertida de la Figura 7. Los dos canales de desintegración más precisos son el WW y el bb, el error relativo para estos dos canales es menos del 30 % en el rango de masas de $m_H \in [130, 156.5]$ GeV. El siguiente canal de desintegración más preciso es el $\tau\tau$ el cual tiene un error menor del 30 % hasta una masa de $m_H \approx 146$ GeV. Por último, los canales cc y gg son los que tienen mayor incertidumbre relativa superando el 30 % para una masa de $m_H \approx 137$ GeV.

En la Figura 9 se observa una línea discontinua que representa el valor del error relativo a partir de la cual a 2σ (teniendo en cuenta dos veces el error) no se puede distinguir el valor de la constante de acoplamiento dado por el modelo HxSM del valor dado por el SM. Dado que estos resultados son para el mejor caso posible para las regiones de masa en las cuales la gráfica este por encima de este límite no se podrá distinguir experimentalmente el acoplamiento entre HxSM y SM. Para el canal cc la gráfica corta el límite para $m_H = 142.5$ GeV, para el canal gg en $m_H = 144.2$ GeV y se observa una pequeña ventana permitida en torno a $m_H = 153$ GeV, para el canal $\tau\tau$ se tiene una región limite en $m_H \in [150.0, 152.0]$ GeV y luego lo sobrepasa en $m_H = 156.5$ GeV. Por ultimo los canales bb y WW no superan el límite en ningún punto del rango de masas de interés y por tanto son los canales de desintegración óptimos para realizar medidas.

En la Figura 10 se observa el resultado para el canal de producción. El error relativo de la constante de acoplamiento tiene la misma forma que en los canales de desintegración, pero con unos valores

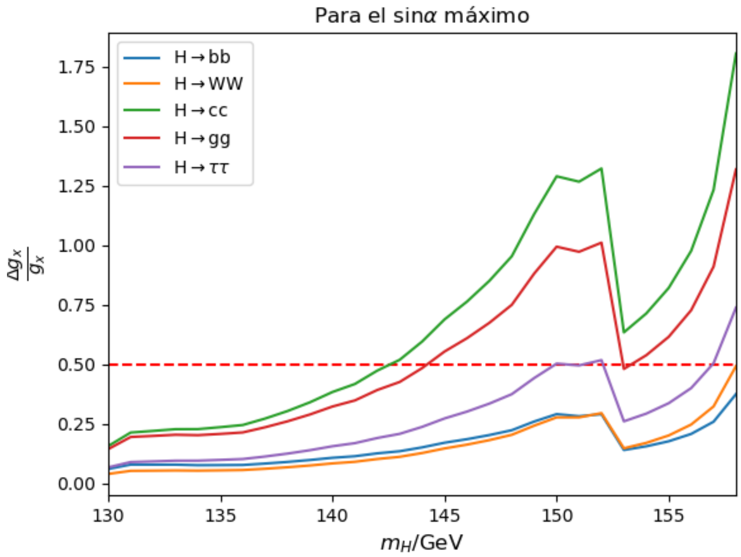

Figura 9: Incertidumbres relativas de las constantes de acoplamiento para los principales canales de desintegración en el mejor caso para un rango de masas de $m_H \in [130, 160]$ GeV. La línea discontinua representa el definido como peor caso $2\Delta g_x = g_x$.

mucho menores que oscilan entre el 2 % y el 8 %. Por tanto, las medidas realizadas mediante el canal de producción son mucho más precisas que las de los canales de desintegración.

Peor caso

Para calcular el ángulo de mezcla máximo a partir del cual no se puede diferenciar entre HxSM y SM en el caso de que $2\Delta g_x = g_x$ se debe despejar el ángulo de mezcla de la Expresión 26 para los canales de desintegración y de la Expresión 27 para el canal de producción. En el caso de la Expresión 26 se ha obtenido una ecuación de segundo grado y por tanto dos posibles expresiones, se han estudiado ambas y una carecía de sentido físico dado que se obtenían resultados complejos. La solución empleada para realizar los cálculos se observa en la Expresión 30. Para el peor caso el parámetro G es 0.5.

$$G = \left(\frac{\Delta g_x}{g_x}\right)_H \tag{29}$$

$$k = \sqrt{\frac{1}{1+f_x}}\sqrt{\frac{\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})}{\sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH)}}\sqrt{\frac{BR(h \to xx)}{BR(H \to xx)}}\frac{1 - BR(h_{SM} \to xx)}{1 - BR(H \to xx)}\left(\frac{\Delta g_x}{g_x}\right)_{h_{SM}}$$

$$\alpha = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{k^2(f_x + \sqrt{f_x^2 + \frac{4G^2}{k^2}})}{2G^2}}\right) \tag{30}$$

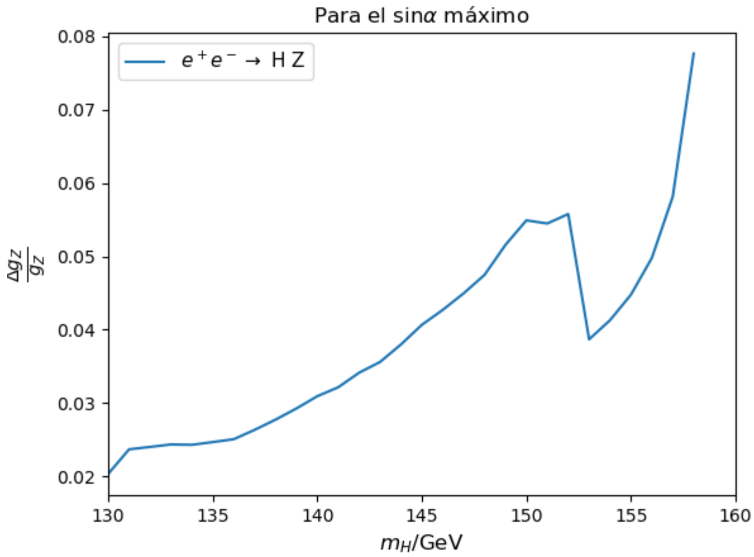

Figura 10: Incertidumbre relativa de la constante de acoplamiento para el proceso de producción $(e^+e^- \to ZH)$ en el mejor caso para un rango de masas de $m_H \in [130, 160]$ GeV.

Para el caso del canal de producción se ha despejado la Expresión 27 obteniendo la Expresión 31.

$$\alpha = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})}{\sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH)}}\left(\frac{g_Z}{\Delta g_Z}\right)_H\left(\frac{\Delta g_Z}{g_Z}\right)_{h_{SM}}\right) \tag{31}$$

En la Figura 11 se observan los resultados obtenidos para loa canales de desintegración en el peor caso junto con los limites experimentales y teóricos. En este caso las líneas de la figura muestran el valor mínimo que debería tener el ángulo de acoplamiento para poder distinguir el valor del HxSM del valor del SM de las constantes de acoplamiento de cada canal de desintegración en el definido como peor caso $(2\Delta g_x = g_x)$. Por tanto, todos los valores de alpha por debajo de las lineal de cada canal de desintegración darían como resultado en el peor caso que no se pudiese distinguir los acoplamientos de dicho canal entre HxSM y SM. Además, se observa en azul la región permitida por las restricciones teóricas y experimentales, por tanto, todo valor de α fuera de este límite no se puede dar.

En la figura se observa como el ángulo de mezcla para los canales de desintegración cc y gg a partir de las masas de $m_H = 142.5$ GeV y $m_H = 144.2$ respectivamente no se puede medir. Para los canales de desintegración de bb y de WW el ángulo de mezcla se puede medir para todo el rango de masas y por último para el canal de desintegración $\tau\tau$ se puede medir el ángulo de mezcla en los intervalos de masas $m_H \in [130, 150]$ GeV y $m_H \in [152.5, 157]$ GeV.

Si se observan las gráficas 9 y 11 se puede observar que los valores de la masa para los cuales en el mejor caso las gráficas cortan el límite de diferenciación y en el peor caso las gráficas cortan el límite experimental son los mismos. Esto era de esperar dado que estos puntos son aquellos en los cuales para el valor máxima del ángulo de mezcla permitido por las restricciones se tiene el límite para el cual no se pueden diferenciar las constantes de acoplamiento del HxSM del SM.

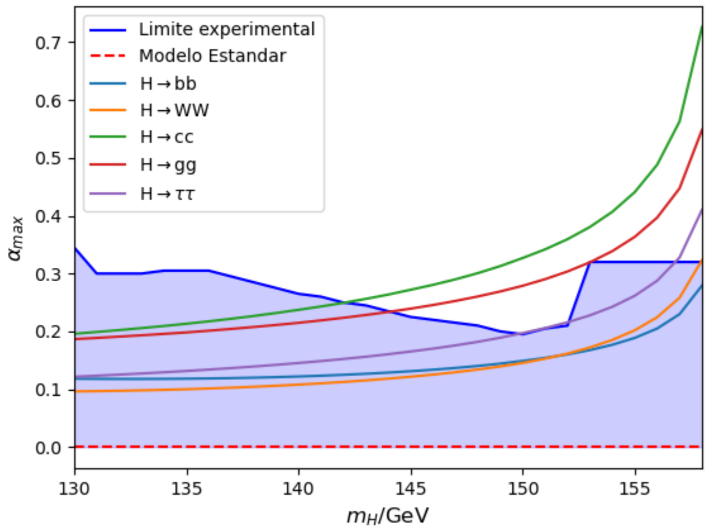

Figura 11: Valores máximos del ángulo de mezcla α para los principales canales de desintegración en el peor caso junto con los limites experimentales y el límite del desacoplamiento.

Para el caso del ángulo de mezcla medido mediante el canal de producción los resultados obtenidos para el peor caso se observan en la Figura 12. Tal y como se esperaba debido a la gran precisión de la contante de acoplamiento relativa obtenida para este canal de producción el límite del ángulo de mezcla es muy pequeño y esto permite poder distinguirlo del SM con mayor precisión. Ni si quiera se acerca a los limites experimentales. Los valores del ángulo de mezcla que no permitirían resolver el acoplamiento g_Z son muy pequeños y por tanto muy cercanos al SM.

5.1.4 Precisión del ángulo de mezcla

Una vez obtenida la incertidumbre de las constantes de acoplamiento se puede propagar esta incertidumbre para calcular la precisión con la que el ILC250 podría medir el ángulo de mezcla. Se van a evaluar las incertidumbres para dos situaciones: la definida como mejor caso, se tiene el ángulo de mezcla máximo permitido por las restricciones y el definido como peor caso, los acoplamientos más dos veces su error no se pueden distinguir de los acoplamientos del SM $2\Delta g \geq g$.

Mejor caso

El mejor escenario posible para medir este modelo en el ILC250 seria que el ángulo de mezcla fuese el más alejado permitido por las restricciones del desacoplamiento. Para obtener una expresión para realizar este cálculo se ha realizado propagación de errores de la Expresión 30 como se observa en

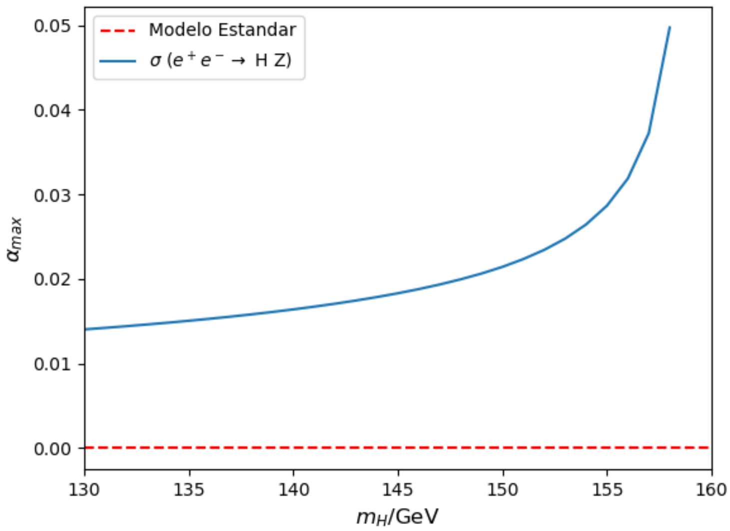

Figura 12: Valores máximos del ángulo de mezcla α para el canal de producción ($e^+e^- \to ZH$) en el peor caso junto con el límite del modelo estándar.

la Figura 13. Para calcular la incertidumbre del ángulo de acoplamiento (α) para los canales de producción se parte de la relación entre la constante de acoplamiento del modelo HxSM (g_x) y la del SM (g_x^{SM}) que se observa en la Expresión 32.

$$g_x = g_x^{SM} \cdot \sin\alpha \to \alpha = \sin^{-1}\left(\frac{g_x}{g_x^{SM}}\right) \tag{32}$$

Una vez se ha obtenido la relación entre el ángulo y la constante de acoplamiento se puede propagar el error de esta como se observa en la Expresión 33.

$$\Delta\alpha = \left|\frac{\partial\alpha}{\partial g_x}\right| |\Delta g_x| = \frac{\Delta g_x}{g_x^{SM}\sqrt{1 - \frac{g_x^2}{(g_x^{SM})^2}}} \tag{33}$$

Ahora se puede simplificar la Expresión 33 utilizando el parámetro G, que se define en la Expresión 30, como se observa en el primer paso de la Expresión 34. Por último, si se utiliza la Expresión 32 para eliminar la dependencia con g_x^{SM} se obtiene la Expresión 34 que es la que se ha utilizado para calcular la incertidumbre de α.

$$\Delta\alpha = \frac{G \cdot g}{g_x^{SM}\sqrt{1 - \frac{g_x^2}{(g_x^{SM})^2}}}$$

$$\Delta\alpha = \frac{G \cdot \sin\alpha}{\sqrt{1 - \sin^2\alpha}} \tag{34}$$

Los resultados obtenidos para el mejor caso para los canales de desintegración se observan en la Figura 13.

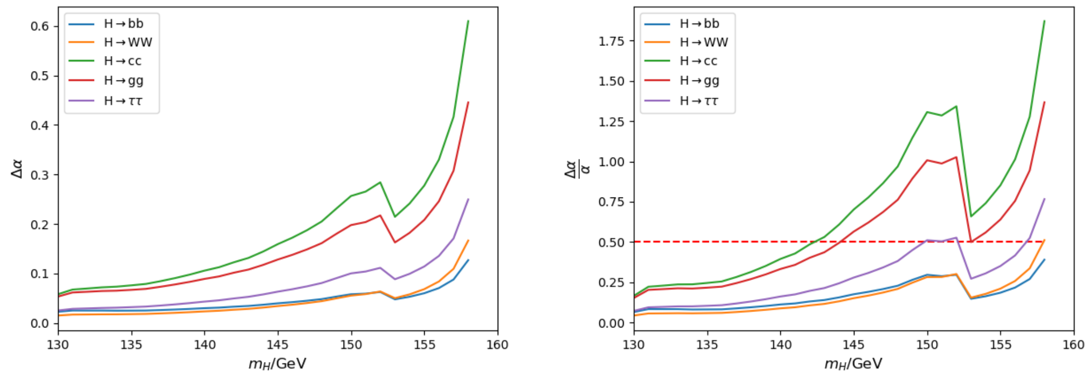

Figura 13: Valores de la incertidumbre del ángulo de mezcla α para los principales canales de desintegración en el mejor caso (izquierda). Valores de la incertidumbre relativa del ángulo de mezcla α para los principales canales de desintegración en el mejor caso (derecha).

En la Figura 13 se observa la incertidumbre del ángulo a la izquierda y la incertidumbre relativa a la derecha. La incertidumbre relativa ayuda a apreciar cómo afecta la incertidumbre al valor del ángulo empleado. En este caso el límite del SM es el límite del desacoplamiento, es decir, $sin(\alpha) = 0 \to \alpha = 0$. Por tanto, el límite que se tiene en la incertidumbre relativa a partir del cual no se puede distinguir el modelo HxSM del SM es 0.5. En la Figura 13 se puede apreciar como para los canales de desintegración WW y bb el ángulo de mezcla del HxSM se puede distinguir del SM en todo el rango de masas y el error es menos del 25 % hasta los $\sim$ 156 GeV. Para el canal de desintegración$\tau\tau$ se tiene una región entre $m_H \in [149.8, 152.1]$ GeV en la cual no se puede distinguir el valor del ángulo HxSM del valor SM y tampoco se puede distinguir para masas superiores a $m_H = 156.7$ GeV. Para el canal cc no se pueden diferenciar ambos modelos a partir de $m_H = 142.3$ GeV y para el canal gg a partir de $m_H = 144.0$ GeV.

Todos estos valores coinciden casi a la perfección con los limites dados por el cálculo de la incertidumbre relativa de las constantes de acoplamiento en a Figura 9, de echo ambas figuras son muy similares. Los valores se separan entre sí en torno a $\sim$ 0.2 GeV.

Para calcular la incertidumbre del ángulo de mezcla calculado a partir del canal de producción se ha hecho propagación de errores con la Expresión 31 y se ha obtenido la Expresión 35. Los resultados obtenidos para el mejor caso se observan en la Figura 14.

$$
c = \sqrt{\frac{\sigma(e^+e^- \to Zh_{SM})}{\sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH)}} \left(\frac{\Delta g_Z}{g_Z}\right)_{h_{SM}}
$$
$$
\Delta\alpha = \frac{c}{\sqrt{1-\frac{c^2}{g^2}}} \tag{35}
$$

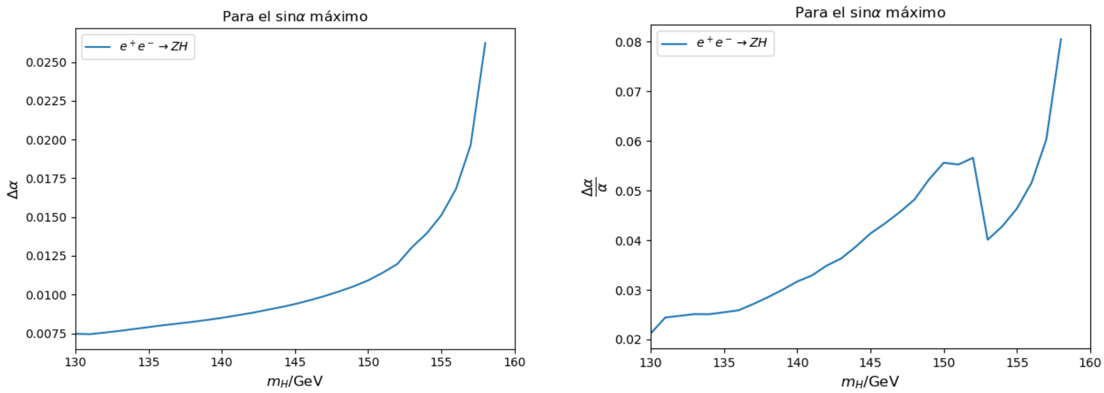

Figura 14: Valores de la incertidumbre del ángulo de mezcla α para el canal de producción $(e^+e^- \to ZH)$ (izquierda). Valores de la incertidumbre relativa del ángulo de mezcla α para el canal de producción (derecha).

En la Figura 14 se observa la incertidumbre de α calculada a partir de la incertidumbre relativa de la constante de acoplamiento g_z en el mejor caso a la izquierda y a la derecha esta misma incertidumbre, pero relativa al ángulo de acoplamiento. Se observa como el error relativo del ángulo de mezcla obtenido a partir del canal de producción no supera el 10 % siendo la forma más precisa de obtener el ángulo de mezcla. De nuevo se observa que se obtienen los mismos valores de la incertidumbre relativa que para la constante de acoplamiento g_Z como se observa en la Figura 10.

Peor caso

Teniendo en cuenta la definición del peor caso se espera que si se representa el ángulo de mezcla en el peor caso menos dos veces la incertidumbre obtenida para dicho ángulo se llegue al límite del SM, en este caso, $\alpha = 0$. Para calcular el peor caso se utilizan las mismas expresiones que en el mejor pero el parámetro G es $G = 0.5$.

En la Figura 15 se observa la incertidumbre de α calculada a partir de las incertidumbres relativas de los canales de desintegración en el peor caso a la izquierda y a la derecha en el mejor y en el peor caso. La línea continua representa la incertidumbre en el mejor caso y la línea discontinua en el peor caso. El error de la constante de acoplamiento en el peor y en el mejor caso no son muy diferentes, incluso se llegan a cruzar algunas en ciertos puntos. Cuando la incertidumbre obtenida en el mejor caso es

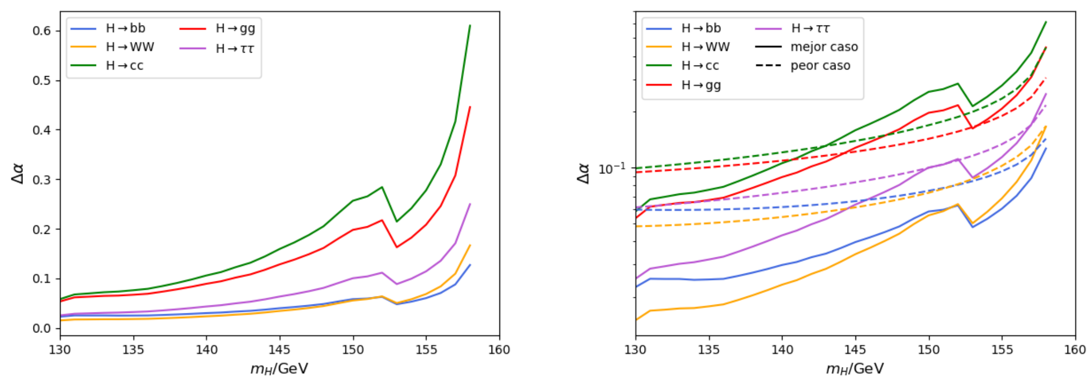

Figura 15: Valores obtenidos para la incertidumbre del ángulo de acoplamiento para los canales de desintegración en el peor caso (izquierda). Valores obtenidos para la incertidumbre del ángulo de acoplamiento para los canales de desintegración en el peor caso (línea discontinua) junto con el mejor caso (línea continua) (derecha).

mayor que la obtenida en el peor caso significa que para ese punto no se puede distinguir entre los modelos HxSM y SM mediante el ángulo de mezcla porque debido al error no se puede distinguir las medidas del valor de desacoplamiento $\alpha = 0$. Se observa como para los canales bb y WW se pueden distinguir para todo el rango de masas porque el mejor caso siempre está por debajo del peor. Para el resto de los canales sí que se cortan ambas gráficas y se observa que se cortan exactamente para los mismos valores para los cuales en el cálculo del mejor caso para la incertidumbre del ángulo de mezcla se sobrepasaba el límite de 2σ. Para el canal $\tau\tau$ en la región $m_H \in [149.8, 152.1]$ GeV y a partir de $m_H = 156.7$ GeV. Para el canal cc a partir de $m_H = 142.3$ GeV y para el canal gg a partir de $m_H = 144.0$ GeV.

En la Figura 16 se muestra cómo afecta la incertidumbre del ángulo de acoplamiento, calculada a partir de la incertidumbre la constante g_Z, al ángulo de acoplamiento en el mejor y en el peor caso. En la gráfica observa como el peor caso y el mejor caso están claramente diferenciados debido a la gran precisión que se tiene en este canal. También se observa como para el peor caso se recupera el límite del SM tal y como se esperaba. Todos los valores del ángulo de mezcla que estén por encima de la línea roja discontinua de la Figura 16 que representa $\alpha + 2\Delta\alpha$ se pueden medir en el ILC250 mediante el canal de producción.

5.1.5 Acoplamientos triple Higgs

Como se ha dicho previamente este modelo en el rango de masas por encima de 125 GeV podría solucionar o mejorar el problema del SM de la asimetría materia-antimateria. Para ello los acoplamientos triple Higgs deben ser mayores del acoplamiento triple Higgs del SM. Para estudiar esta posibilidad

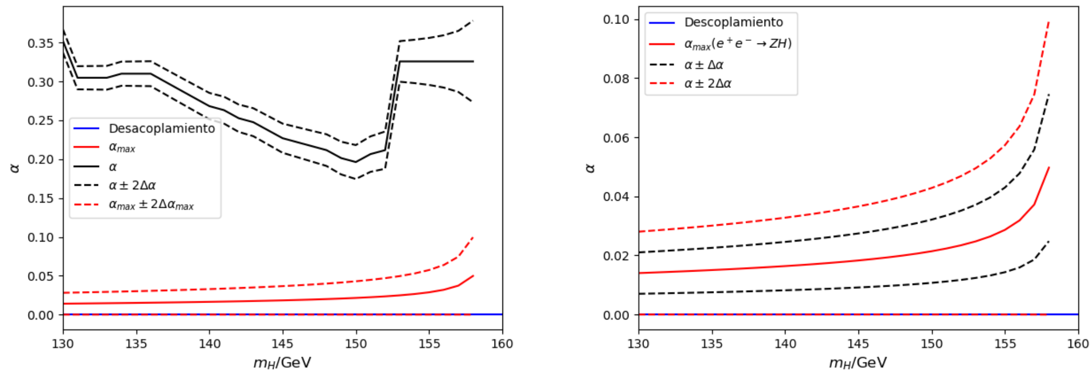

Figura 16: A la izquierda se observan los valores del ángulo de mezcla más menos dos veces la incertidumbre en negro para el mejor caso y en rojo para el peor caso calculadas a partir de la incertidumbre de la constante de acoplamiento g_Z. A la derecha se observa más en detalle el peor caso.

se van a evaluar los acoplamientos λ_{hhh}, el equivalente al acoplamiento λ del SM y el acoplamiento λ_{Hhh} en el rango de masas $m_H \in [130, 160]$ GeV. El acoplamiento λ_{Hhh} mide la intensidad de una nueva desintegración que introduce este modelo que es $H \to hh$ aunque esta desintegración no está permitida en este rango de masas, pero se puede dar *off-shell*[18].

En este caso si se quisiera estudiar en detalle todo el espacio de parámetros también se debería tener en cuenta el parámetro $\tan\beta$ dado que en las expresiones analíticas de los acoplamientos triple Higgs de la Expresión 25 se observa el parámetro x. Pero en este caso no va a ser necesario dado que como la desintegración $H \to hh$ no está permitida en este rango de masas por tanto para el $\sin\alpha$ más alejado del desacoplamiento solo se tiene un valor de $\tan\beta$ permitido por las restricciones. Y el valor empleado es $\tan\beta = 0.1$[19]. Para realizar el cálculo se ha empleado la Expresión 25 y los resultados, para el ángulo de mezcla máximo permitido por las restricciones, junto con el valor del SM se observan en la Figura 17.

En la Figura 17 se aprecia que las gráficas de λ_{Hhh} y de λ_{hhh} tienen forma similar pero inversa. Y si se compara con los valores empleados del $\sin\alpha$ de la Figura 6 se observa como la gráfica de λ_{Hhh} tiene un perfil muy similar al perfil de $\sin\alpha$ y la gráfica λ_{hhh} el inverso. Se observa como para valores del seno más alejados del desacoplamiento (valores mayores del seno) se obtienen valores mayores de la constante λ_{Hhh} y valores menores de λ_{hhh}. En cambio, para valores del seno más cercanos al desacoplamiento (valores más pequeños) se obtienen valores menores de la constante λ_{Hhh} y valores más cercanos al SM de λ_{hhh}. De esto se puede concluir que cuanto más cerca se está del desacopla-

[18]Un canal de desintegración se denomina *off-shell* cuando no está permitido por la conservación de energía, pero se da en un tiempo suficientemente pequeño para no violar el principio de incertidumbre de Heisenberg.

[19]Agradecemos a T. Robens por darnos los datos permitidos por las restricciones.

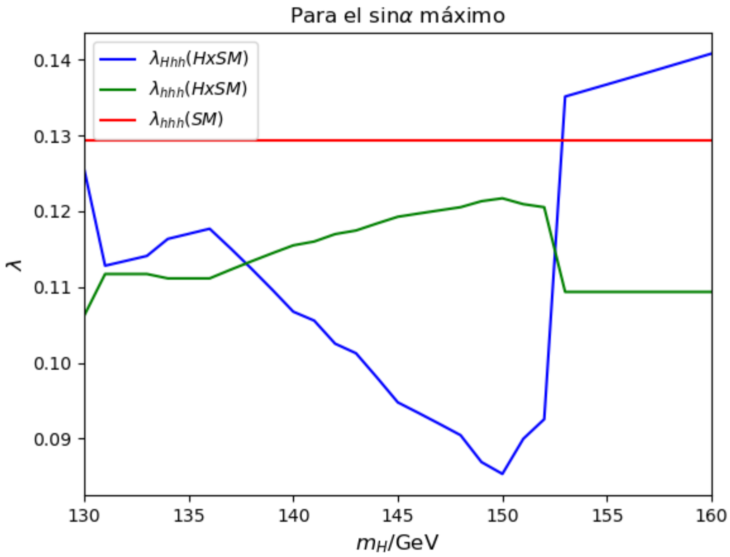

Figura 17: Valores de las constantes de acoplamientos triple Higgs λ_{Hhh} (en azul) y λ_{hhh} (en verde) para el HxSM y de la constante λ_{hhh} para el SM (en rojo).

miento la constante λ_{hhh} tiende al valor del SM (como se esperaba) y cuanto más lejos se está del desacoplamiento la constante λ_{Hhh} toma valores mayores.

La Figura 17 muestra como la constante λ_{hhh} no supera el valor de la constante SM para ninguna masa. Por tanto, esta constante de acoplamiento en el rango de masas de estudio no ayuda a mejorar el problema de la asimetría materia-antimateria. En cambio, se observa como la constante λ_{Hhh} a partir de $m_H = 153$ GeV sí que supera el valor de la constante del SM, pero debido a las restricciones no llega a crecer mucho, en el punto máximo se tiene que $\frac{\lambda_{Hhh}}{\lambda_{SM}} = 1.087$. Este crecimiento no es suficiente para arreglar la simetría, pero si mejorarla, aunque en pequeña medida.

También se ha calculado como afecta la incertidumbre experimental que se tiene en el ángulo de mezcla a la predicción teórica del valor de la constante de acoplamiento triple Higgs. Dado que el canal de producción $e^+e^- \to HZ$ es mucho más preciso que los canales de desintegración se va a utilizar este canal para realizar los cálculos dado que es el óptimo para realizar las medidas. Para ello se ha propagado el error utilizando la Expresión 25 como se observa en la Expresión 36. A partir de estas expresiones se han calculado las incertidumbres que se observan en la Figura 18.

$$\Delta\lambda = \left|\frac{\partial\lambda}{\partial\alpha}\right| |\Delta\alpha| = |\lambda'||\Delta\alpha|$$

$$\lambda_1' = \frac{m_H^2 - m_h^2}{2v^2} \cdot 2\cos\alpha\sin\alpha$$
$$\lambda_2' = \frac{m_H^2 - m_h^2}{2x^2} \cdot (-2\cos\alpha\sin\alpha)$$
$$\lambda_3' = \frac{m_H^2 - m_h^2}{2vx} \cdot 2\cos(2\alpha)$$

$$\Delta\lambda_{hhh} = v(\lambda_1'\cos^3\alpha - 3\lambda_1\cos^2\alpha\sin\alpha) - x(\lambda_2'\sin^3\alpha + 3\lambda_2\sin^2\alpha\cos\alpha) + \frac{\lambda_3'}{2}(v\cos\alpha\sin^2\alpha -$$
$$-x\sin\alpha\cos^2\alpha) + \frac{\lambda_3}{2}[v(2\cos^2\alpha\sin\alpha - \sin^3\alpha) + x(2\sin^2\alpha\cos\alpha - \cos^3\alpha)$$

$$\Delta\lambda_{Hhh} = 3v[\lambda_1'\sin\alpha\cos^2\alpha + \lambda_1(\cos^3\alpha - 2\cos\alpha\sin^2\alpha)] + 3x[\lambda_2'\cos\alpha\sin^2\alpha +$$
$$\lambda_2(2\cos^2\alpha\sin\alpha - \sin^3\alpha)] + \frac{\lambda_3'}{2}[x\cos^3\alpha + v\sin^3\alpha - 2v\cos^2\alpha\sin\alpha - 2x\sin^2\alpha\cos\alpha] +$$
$$\frac{\lambda_3}{2}[3v\cos\alpha\sin^2\alpha - 3x\sin\alpha\cos^2\alpha - 2v(\cos^3\alpha - 2\cos\alpha\sin^2\alpha) - 2x(2\cos^2\alpha\sin\alpha - \sin^3\alpha)] \quad (36)$$

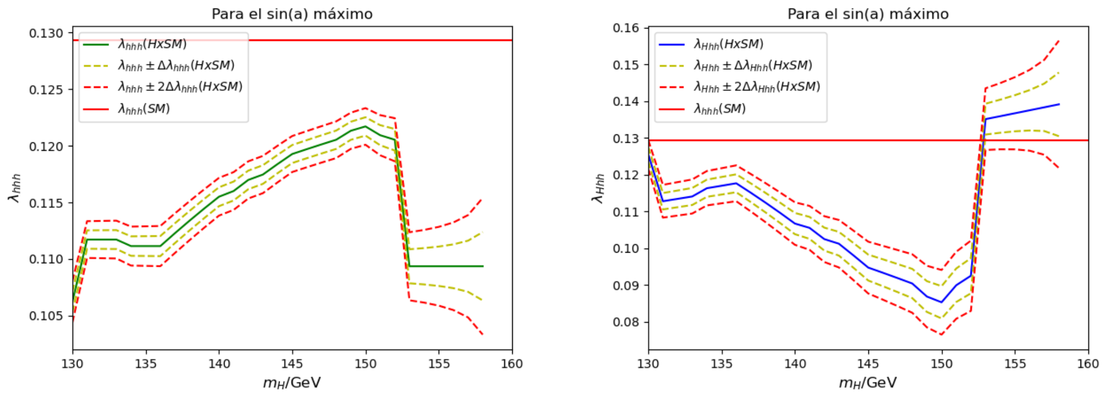

Figura 18: Valores de las constantes de acoplamientos triple Higgs λ_{hhh} junto con el error teórico (izquierda) y λ_{Hhh} junto con el error teórico (derecha) para el HxSM junto con la constante λ_{hhh} para el SM (en rojo).

En la Figura 18 se observa que aun teniendo en cuenta dos veces el error de la predicción para ninguna de las dos constantes se supera el valor del SM en puntos donde no se superaba antes. De hecho, en el rango de masas en el que sí que se superaba el valor del SM estaría contemplado dentro de la región de 2σ que el valor no superase al valor del SM.

5.2 Estudio de la *cross section*

En la segunda parte del trabajo se quiere estudiar la *cross section* de producción del proceso $e^+e^- \to hhZ$ y cómo influyen las constantes de acoplamiento triple Higgs λ_{Hhh} y λ_{hhh}, que son las que intervienen en este proceso, fijando el bosón pesado como el medido por el LHC a una masa de $m_H = 125.09$ GeV. Esto se puede observar en los diagramas de Feynman que intervienen en este proceso en la Figura 19.

Cada proceso concreto tiene unas partículas iniciales, en este caso e^+e^-, y unas partículas finales, en este caso hhZ, pero hay muchas maneras diferentes de que estos productos iniciales terminen en estos productos finales. Cada una de ellas se representa mediante un diagrama de Feynman distinto que representa lo que sucede durante el proceso. Dependiendo el número de vértices que tenga este diagrama el proceso tendrá más importancia en los cálculos o menos, dado que cuantos mas vértices tenga un diagrama menor ser su probabilidad. En este caso solo se van a tomar los diagramas de hasta tres vértices. Los cinco diagramas de Feynman que se tienen con tres vértices en este proceso se observan en la Figura 19.

5.2.1 Parámetros permitidos

Se ha fijado la masa del bosón de Higgs pesado en $m_H = 125.09$ GeV, el valor dado por las colaboraciones ATLAS y CMS, y se ha explorado un rango de masas para el bosón de Higgs ligero de $m_h \in [10, 63]$ GeV. En este rango de masas sí que hay que tener en cuenta el parámetro $\tan\beta$ dado que por conservación de energía está permitida la desintegración $H \to hh$. Por tanto, se tienen tres parámetros libres m_H, $\sin\alpha$ y $\tan\beta$.

En la Figura 20 se observan los valores máximos[20] que puede tomar la $\tan\beta$ para cada valor permitido de $\sin\alpha$ para el rango de masas de interés. Las restricciones vienen dadas por la teoría, pero sobre todo por las medidas realizadas por LEP y LHC. Las restricciones en los parámetros libres han sido calculadas por Tania Robens mediante los códigos *HiggsBounds* [36] y *HiggsSignal* [37].

En la Figura 20 se observa cómo en el rango de masas de $m_h \in [10, 60]$ GeV la anchura permitida en el parámetro $\sin\alpha$ es menor que la que se observa en la Figura 6 para el rango de masas $m_H \in [130, 160]$ GeV. Esto es debido a que en el rango de masas por debajo de 60 GeV se tienen los datos de LEP mientras que por encima de 130 GeV solo se tienen los datos del LHC dado que LEP no llegó a estas energías.

En este caso también se tiene en cuenta el parámetro $\tan\beta$, esto es porque cuando la desintegración del bosón de Higgs pesado en dos bosones de Higgs ligeros está permitida este parámetro entra en

[20] Los valores mínimos que puede tomar el ángulo de desacoplamiento son los más alejados del límite de desacoplamiento permitido por las restricciones.

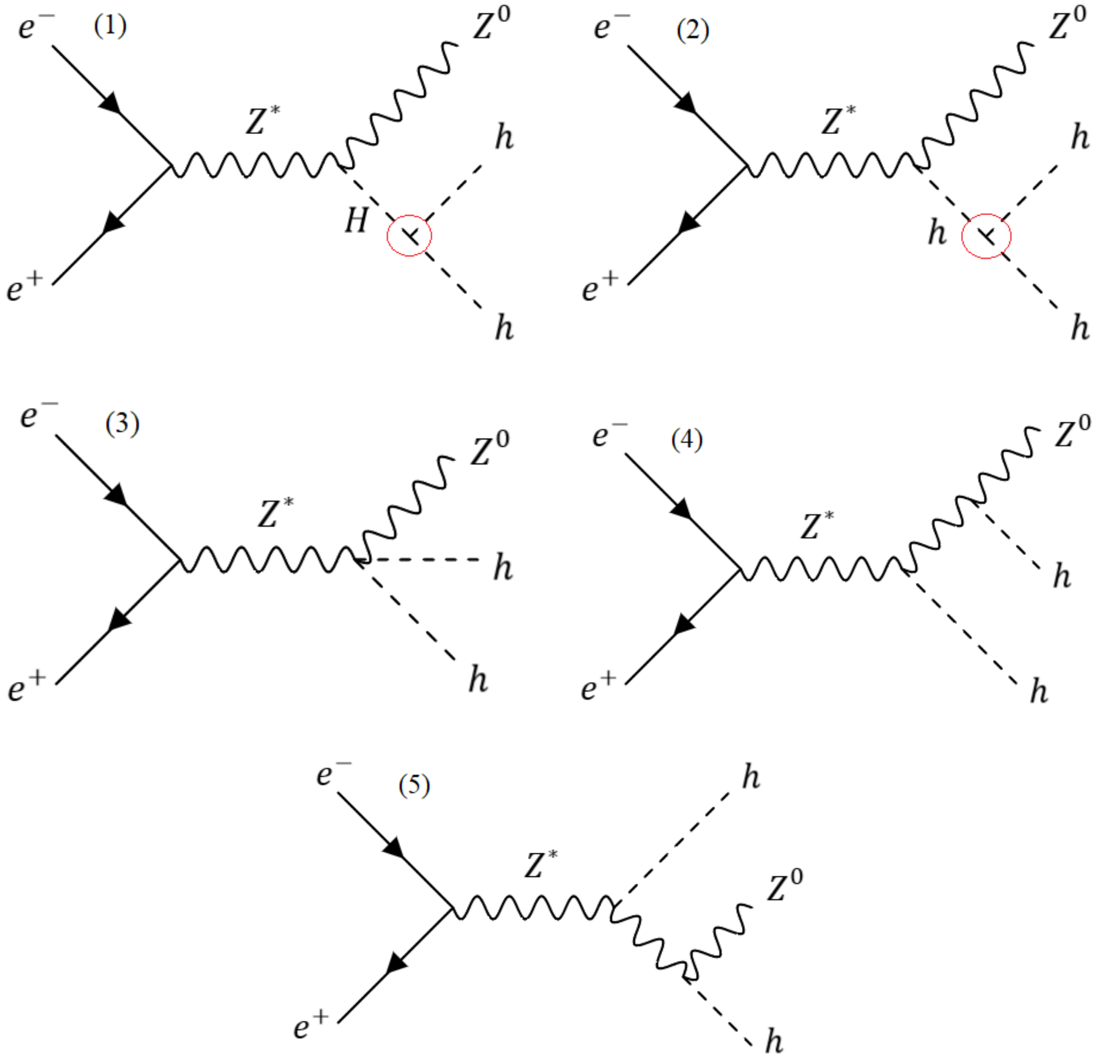

Figura 19: Los cinco diagramas de Feynman que se han considerado en el cálculo de la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$. En el diagrama 1 se observa marcado el vértice en que entra el acoplamiento λ_{Hhh} y en el diagrama 2 el acoplamiento λ_{hhh}.

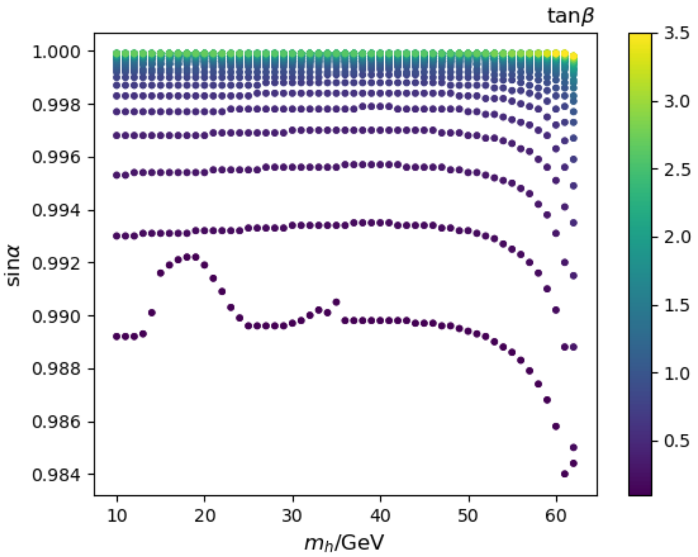

Figura 20: Valores excluidos por búsquedas directas (*HiggsSignal*) y por todas las restricciones (*Higgs-Bounds*) del seno del ángulo de mezcla $\sin\alpha$ para cada valor de $\tan\beta$ en el rango $[0.1, 3.5]$ para un rango de masas de $m_h \in [10, 63]$ GeV siendo la masa del bosón de Higgs ligero $m_H = 125$ GeV.

los cálculos y por tanto se debe tener en cuenta. Esto se observa en la Expresión 22, si la desintegración $H \to hh$ no está permitida el término $\Gamma_{H\to hh}$ es 0 y se recupera el valor del SM. Pero si está permitida el término $\Gamma_{H\to hh}$ entra cálculo del *branching ratio* y este término sí depende de $\tan\beta$.

Es importante remarcar que los valores de $\tan\beta$ que se observan en la Figura 20 son los valores máximos permitidos por las restricciones. Por tanto, todos los valores más cercanos a 0 están permitidos. Para este análisis se considera de interés calcular las constantes de acoplamiento y la *cross section* para todo el espacio de fases permitido y no solo para los valores más alejados del SM. Por tanto, se tiene un problema y es que hay cuatro parámetros a representar. Para facilitar el análisis se han hecho los cálculos y las representaciones para masas del bosón de Higgs ligero fijas en el rango de $m_h \in [10, 60]$ GeV con saltos de 10 GeV.

5.2.2 Acoplamientos triple Higgs

Antes de calcular la *cross section* se han obtenido las dos contantes de acoplamiento de interés $(\lambda_{Hhh}, \lambda_{hhh})$ para todo el espectro de parámetros permitidos fijando la masa del bosón de Higgs ligero. Estas constantes de acoplamiento entran en el cálculo de la *cross section* en los diagramas 1 y 2 respectivamente de la Figura 19 en los vértices marcados. Para realizar estos cálculos se ha utilizado las Expresiónes 37 y 37 fijando la masa del bosón de Higgs ligero a $m_h = 10$ GeV, $m_h = 20$ GeV, $m_h = 30$ GeV, $m_h = 40$ GeV, $m_h = 50$ GeV y $m_h = 60$ GeV. Los resultados, para $m_h = 10$ GeV y

$m_h = 60$ GeV, para el acoplamiento λ_{hhh} se observan en la Figura 21 y los del acoplamiento λ_{Hhh} en la Figura 22.

$$\lambda_{Hhh} = \frac{1}{2v}[6\lambda_1 v \sin\alpha\cos^2\alpha + 6\lambda_2 x\cos\alpha\sin^2\alpha + \lambda_3(x\cos^3\alpha + v\sin^3\alpha - 2v\cos^2\alpha\sin\alpha - 2x\sin^2\alpha\cos\alpha)] \tag{37}$$

$$\lambda_{hhh} = \frac{1}{2v}[2\lambda_1 v\cos^3\alpha - 2\lambda_2 x\sin^3\alpha + \lambda_3(v\cos\alpha\sin^2\alpha - x\sin\alpha\cos^2\alpha)] \tag{38}$$

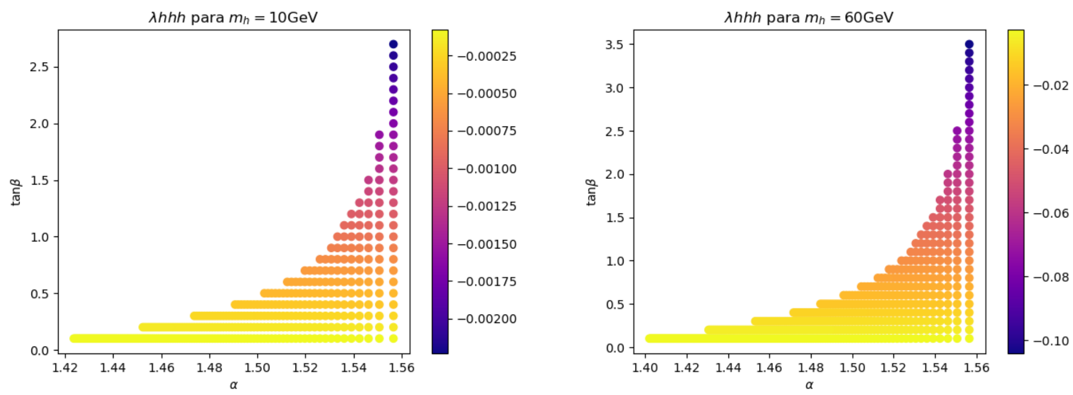

Figura 21: Valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la constante de acoplamiento λ_{hhh} (en el mapa de color) para $m_h = 10$ GeV (izquierda) y $m_h = 60$ GeV (derecha).

En la Figura 21 se observa cómo la constante de acoplamiento λ_{hhh} tiene una dependencia con $\tan\beta$ pero no con α. Esto es debido a que $\tan\beta$ depende directamente del vev del Higgs ligero x ($\tan\beta = \frac{v}{x}$) y además esto era de esperar porque esta constante mide la intensidad con la que interactúan tres bosones de Higgs ligeros entre sí por tanto esta interacción dependerá del vev del propio bosón. Además, se observa que para valores mayores de $\tan\beta$ y por tanto valores menores de x la constante de acoplamiento es mayor. En la Expresión 25 se observa que hay una dependencia lineal de λ_{hhh} con x, pero si se sustituye λ_2 por la Expresión 16 se observa cómo la dependencia de λ_{hhh} con x pasa a ser inversamente proporcional dado que $\lambda_2 \propto \frac{1}{x^2}$. También era de esperar que esta constante de acoplamiento no dependiese de α dado que este parámetro es el ángulo de mezcla entre el Higgs ligero y el pesado por tanto no debería influir en la interacción del Higgs ligero consigo mismo. Por último, se observa que también hay una dependencia importante con m_h dado que fijando los parámetros α y $\tan\beta$ hay una diferencia del orden de un orden de magnitud en el acoplamiento entre $m_h = 10$ GeV y $m_h = 60$ GeV.

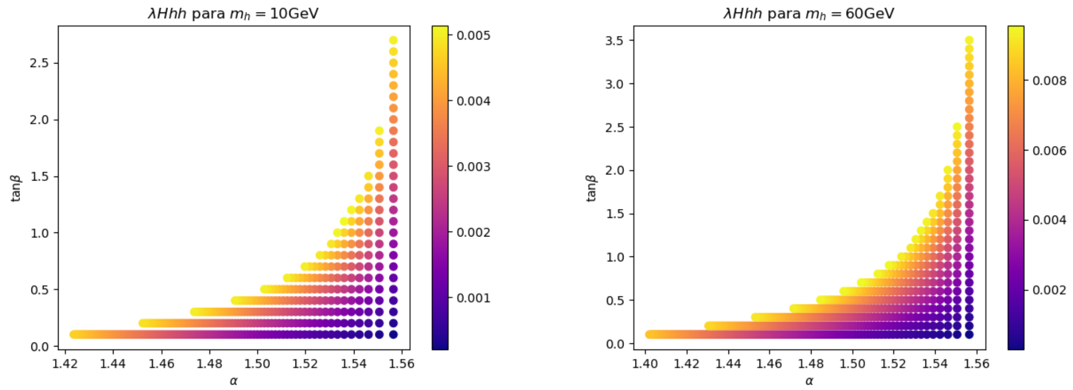

Figura 22: Valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la constante de acoplamiento λ_{Hhh} (en el mapa de color) para $m_h = 10$ GeV (izquierda) y $m_h = 60$ GeV (derecha).

En la Figura 22 se observa cómo la constante de acoplamiento λ_{Hhh} también tiene una dependencia con $\tan\beta$ dado que de nuevo interactúan bosones de Higgs ligeros y la intensidad de esta interacción depende del vev x. Pero en este caso también se tiene una dependencia con el ángulo de mezcla α y se observa que cuanto más se acerca α al desacoplamiento ($\alpha \to \frac{\pi}{2}$) menor es la constante de acoplamiento ($\lambda_{Hhh} \to 0$) y por tanto la interacción tiene menor intensidad, como se esperaba dado que en el desacoplamiento esta interacción no se da. Esto es debido a que cuanto más se mezclen los campos $(h', \bar{h})$ (α más alejado del desacoplamiento) que dan lugar a los bosones h y H mayores serán las contantes de acoplamiento que miden la intensidad de la interacción entre los bosones.

5.2.3 *Cross section*

Para realizar estos cálculos se han utilizado los programas[21] *SARAH* [42] y *MadGraph5_aMC@NLO* [43]. *SARAH* es un paquete de Mathematica para construir y analizar modelos SUSY y no-SUSY. *MadGraph5_aMC@NLO* es una estructura cuyo objetivo es proveer los elementos necesarios para estudiar la fenomenología de SM y BSM, como por ejemplo la computación de la *cross section*.

SARAH parte del nuevo lagrangiano, partículas, parámetros y potencial del modelo a estudiar y a partir de ello calcula las posibles interacciones entre partículas, las expresiones de los acoplamientos de estas partículas, matrices de masa y más cosas que no se han utilizado en el análisis. A partir de los resultados de *SARAH* y los valores numéricos de los parámetros libres del modelo *MadGraph5_aMC@NLO* es capaz de calcular la *cross section* del proceso de interés teniendo en cuenta diagramas de Feynman a *Leading Order* (LO). *Leading Order* hace referencia a los diagramas con el mínimo número de vértices para que un proceso se pueda dar, en este caso tres. Existen infi-

[21] Agradecer a Steven Paasch y Cheng Li por su ayuda con el aprendizaje y uso de estos programas.

nitos diagramas que pueden representar un proceso y se clasifican en el número de vértices que tienen.

Para realizar este trabajo se ha partido del modelo público aportado por la versión 4.14.5 de *SARAH* aunque se han realizado ciertas modificaciones dado que el modelo no era igual al que se desarrolla en este análisis. Se ha cambiado las definiciones del lagrangiano y sus constantes de acoplamiento, del vev del singlete y de la matriz de mezcla. También se han realizado numerosas pruebas para comprobar que el modelo estaba bien definido y esto ha permitido solucionar varios errores. Es importante recordar que para realizar los cálculos de *cross section* se han tenido en cuenta los diagramas de Feynman de la Figura 19.

Una vez comprobado que el modelo estaba bien implementado se ha automatizado el proceso para calcular la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ para todo el espacio de fases permitido en el rango de masas $m_h \in [10, 60]$ GeV. De nuevo se tiene el mismo problema que con los acoplamientos triple Higgs, hay cuatro parámetros a representar. Se ha seguido el mismo proceso, realizar los cálculos fijando la masa del bosón de Higgs ligero en 10, 20, 30, 40, 50 y 60 GeV. Los resultados para $m_h = 10$ GeV y para $m_h = 60$ GeV se observan en las Figuras 23 y 24. Las Figuras correspondientes a las otras masas se pueden observar en el Apéndice B.

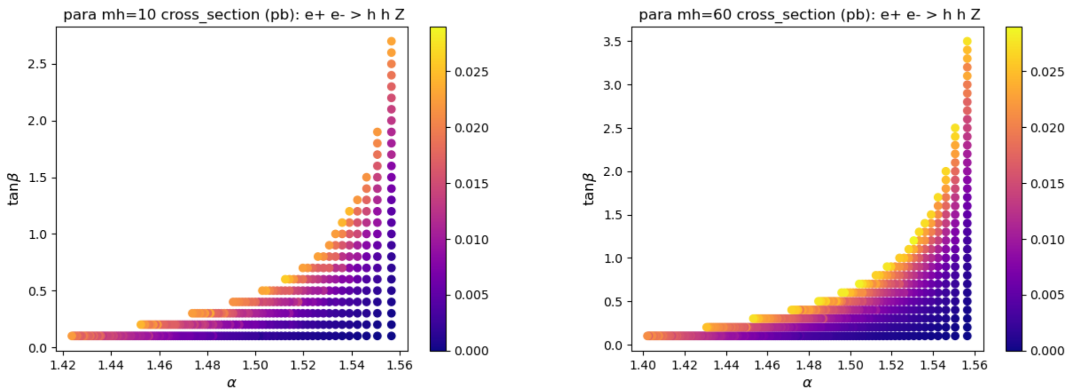

Figura 23: Valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ (en el mapa de color) para $m_h = 10$ GeV (izquierda) y $m_h = 60$ GeV (derecha).

En la Figura 23 se observa la *cross section* que se ha obtenido en función de $\tan\beta$ (eje y) y en función de α (eje x) para distintas masas del bosón de Higgs ligero. Después se han calculado para cada uno de los puntos de la Figura 23 los valores de las constates de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} para analizar la dependencia de la *cross section* con estas constantes, y se han representado en la Figura 24. Por tanto, en dicha figura se observan los valores de las constantes de acoplamiento y *cross section* para los puntos de la Figura 23. En el eje x se representa el acoplamiento λ_{hhh}, en el eje y el acoplamiento λ_{hhh} y en el mapa de color la *cross section*. En la figura se ve cómo la *cross section*

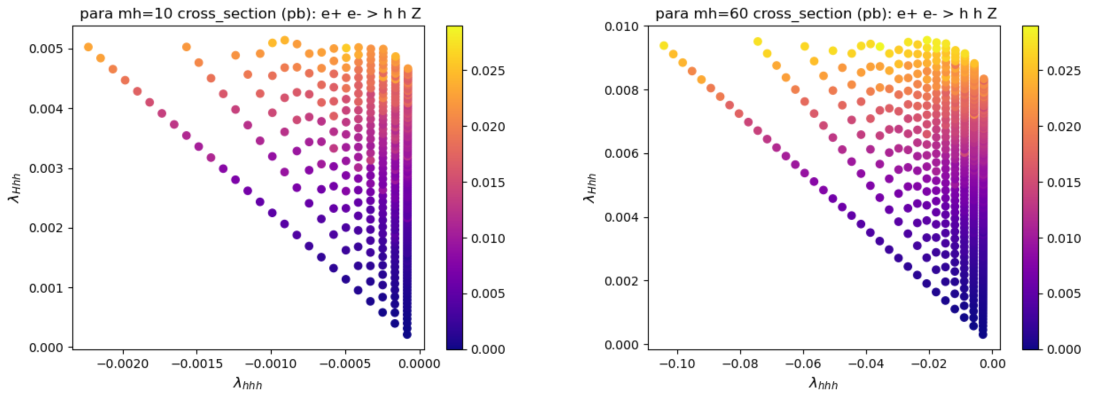

Figura 24: Valores obtenidos para la *cross section* en función de los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} utilizando los valores permitidos de α y $\tan\beta$ para $m_h = 10$ GeV (a la izquierda) y $m_h = 60$ GeV (a la derecha).

no tiene dependencia con la constante de acoplamiento λ_{hhh}, si se fija el valor de λ_{Hhh} y se varía λ_{hhh} se obtiene el mismo valor de la *cross section*. Si se fija el valor de λ_{Hhh} se observa que todos los valores de *cross section* son iguales. Esta constante de acoplamiento entra en el cálculo por el vértice en el que confluyen tres bosones h del diagrama 2 de la Figura 19. En este vértice se está dando una desintegración de un bosón de Higgs ligero en otros dos bosones de Higgs ligeros $h \to hh$. Esta desintegración no está permitida desde el punto de vista de la conservación de la energía dado que la suma de las masas de los productos finales es mayor que la masa de los iniciales $m_h < 2m_h$. Esto hace que el primer bosón de Higgs sea una partícula virtual [8]. Una partícula virtual es una partícula que existe durante un tiempo tal que no viola principio de incertidumbre de Heisenberg[22] [8], lo cual le permite no violar la conservación de energía y por tanto no se pueden medir sus propiedades. El hecho de que la desintegración no esté permitida por la conservación de energía hace que la componente de ese vértice se vea fuertemente suprimida en el cálculo y que λ_{hhh} sea muy pequeño.

En el caso de la constante λ_{Hhh} sí que se observa una dependencia importante de la *cross section* con esta constante de acoplamiento. Cuanto mayor es λ_{Hhh} se obtienen mayores valores de la *cross section*. Además, se observa que cuando este acoplamiento se acerca a 0 la *cross section* también tiende a 0, aunque no llegua a las aportaciones del resto de los diagramas de Feynman de la Figura 19. Estas aportaciones son muy pequeñas debido a que dependen del acoplamiento del bosón de Higgs con el bosón Z (g_Z) y este acoplamiento va multiplicado por $\cos\alpha$, porque se está trabajando con el bosón de Higgs ligero. Esto indica que el término relacionado con el diagrama 1 de la Figura 19 domina el cálculo de la *cross section* y por tanto el acoplamiento triple Higgs λ_{Hhh} también. Este acoplamiento entra en el cálculo por el vértice en el que un bosón de Higgs pesado se desintegra en otros dos bosones de Higgs ligeros $H \to hh$. En este caso en el rango de masas en el que se está

[22] El principio de incertidumbre de Heisenberg establece que la incertidumbre del tiempo por la incertidumbre de la energía es mayor o igual que la constante de Planck reducida entre dos.

trabajando, $m_h \in [10, 60]$ GeV, la desintegración está permitida por la conservación de energía dado que para la masa máxima del bosón de Higgs ligero la suma de las masas de los productos finales es menor que la de los iniciales, $m_H > 2m_h$. Esto hace que este término se vea aumentado en el cálculo.

Dado que el diagrama 1 de la Figura 19 domina el cálculo de la *cross section* se espera que la probabilidad del proceso $e^+e^- \to hhZ$ sea del mismo orden de magnitud que la probabilidad de dicho diagrama. En este diagrama se observa la producción del bosón de Higgs pesado a una masa igual a la medida en el LHC y la posterior desintegración de este bosón pesado en dos bosones de Higgs ligeros. La probabilidad de que se dé el proceso mediante dicho diagrama se puede aproximar por el producto de la probabilidad de producir el bosón pesado a 125 GeV por la probabilidad de que este se desintegre en dos bosones de Higgs ligeros. Es decir, la *cross section* de producción de ZH del SM, $\sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH)$, por el *branching ratio* de la desintegración $H \to hh$. Dado que en la Figura 23 se observa que la mayor *cross section* se da para $m_h = 60$ GeV, $\tan\beta = 3.5$ y $\alpha = 1.556$ se ha realizado la aproximación para este punto. La *cross section* dada por el SM es $\sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH) \approx 0.3$ pb [44] y el valor de $\mathrm{BR}(H \to hh)$ se ha calculado mediante la Expresión 39 obtenida de [14].

$$\begin{aligned}
\mu' &= -\frac{\sin(2\alpha)}{2vx}(\sin\alpha v + \cos\alpha x)(m_h^2 + \frac{m_H^2}{2}) \\
\Gamma_{H\to hh} &= \frac{|\mu'|^2}{8\pi m_H}\sqrt{1 - \frac{4m_h^2}{m_H^2}} \\
\mathrm{BR}(H \to hh) &= \frac{\Gamma_{H\to hh}}{\sin^2\alpha \cdot \Gamma_{\mathrm{SM,tot}} + \Gamma_{H\to hh}}
\end{aligned} \tag{39}$$

El resultado obtenido se observa en la Expresión 40. Dado que la *cross section* máxima obtenida es ~ 0.027 pb y el orden de magnitud esperado es de 10^{-2} los resultados concuerdan con lo esperado.

$$\begin{aligned}
\sigma(e^+e^- \to ZH \to Zhh) \approx \sigma_{SM}(e^+e^- \to ZH) \cdot \sin^2\alpha \cdot \mathrm{BR(H \to hh)} = 0.3 \cdot \sin(1.556) \cdot 0.14 = \\
= 0.042 \ \ \mathrm{pb}
\end{aligned} \tag{40}$$

Para comprobar si los valores obtenidos son significativos se pueden comparar los valores obtenidos para la *cross section* con los valores dados por el SM para el mismo proceso pero con los bosones del SM $e^+e^- \to H_{SM}H_{SM}Z$. La *cross section* máxima de este proceso dada por el SM es a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} \approx 550$ GeV y el valor es: $\sigma_{\mathrm{SM}}(e^+e^- \to H_{SM}H_{SM}Z) \approx 0.0002$ pb [45]. Mientras que el valor máximo obtenido para el proceso $e^+e^- \to hhZ$ a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} \approx 250$ GeV y una masa del bosón ligero de $m_h = 60$ GeV es de: $\sigma_{\mathrm{HxSM}}(e^+e^- \to hhZ) \approx 0.0029$ pb. La diferencia entre ambos resultados es de un orden de magnitud, bastante significativo. Esta diferencia, como se ha observado previamente, es debida a la aportación del acoplamiento λ_{Hhh} debido a la desintegración $H \to hh$ el cual no existe en el SM.

6 Conclusiones

En este trabajo se ha descrito el Modelo Estándar de la física de partículas, se han presentado sus problemas más importantes y se ha descrito un modelo BSM denominado *Higgs singlet extension of SM* el cual añade un nuevo bosón de Higgs al SM. Este modelo sencillo sirve de primera prueba para estudiar modelos más complejos al igual que el pozo de potencial infinito sirve para después estudiar potenciales más complejos. Además, este modelo podría mejorar el problema de la asimetría materia-antimateria si el nuevo bosón de Higgs tuviese una masa mayor que el medido por el LHC y si se tuvieran constantes de acoplamiento triple Higgs mayores que las del SM.

En primer lugar, se ha hecho un análisis para el rango de masas del nuevo bosón de Higgs de $m_H \in [130, 160]$ GeV. En este análisis se han estudiado las incertidumbres experimentales de los acoplamientos con el nuevo bosón de Higgs y del ángulo de mezcla α para el colisionador e^+e^- ILC250 teniendo en cuenta las restricciones dadas por la teoría y por las búsquedas directas del bosón de Higgs. Se ha obtenido que el canal de producción es mucho más preciso que los canales de desintegración con una incertidumbre relativa de $(2 - 10\,\%)$ mientras que, para el canal de desintegración más preciso, el WW, se ha obtenido una incertidumbre relativa de $(4 - 50\,\%)$. También se ha determinado que para los canales de producción y desintegración WW y bb existen valores del ángulo de mezcla, para todos los valores de la masa del bosón posibles, para los cuales el modelo HxSM se puede distinguir del SM teniendo en cuenta dos veces el error. En cambio, para el resto de los canales de desintegración no: para el canal $\tau\tau$ no se pueden distinguir ambos modelos en el rango de masas $m_h \in [149.8, 152.1]$ GeV ni a partir de 156.5 GeV. Para el canal gg no se pueden distinguir a partir de $m_h = 144.0$ GeV y para el cc a partir de $m_h = 142.3$ GeV.

En el análisis de la región de masas $m_H \in [130, 160]$ GeV también se han estudiado las constantes de acoplamiento triple Higgs relevantes en dicho rango de masas, que son λ_{hhh} y λ_{Hhh}, y el error de la predicción teórica teniendo en cuenta los errores experimentales del ángulo de mezcla α. Se ha obtenido que para la constante de acoplamiento λ_{hhh} no se supera el valor del SM ni aun teniendo en cuenta dos veces el error. En cambio, la constante λ_{Hhh} a partir de $m_H = 153$ GeV supera el valor del SM llegando a un máximo de $\frac{\lambda_{Hhh}}{\lambda_{Hhh}^{SM}} = 1.09$ y teniendo en cuenta dos veces el error llega hasta $\frac{\lambda_{Hhh}}{\lambda_{Hhh}^{SM}} = 1.2$. Esta diferencia no es lo suficientemente grande como para mejora significativamente el problema de la asimetría. Aunque si se tiene en cuenta dos veces el error también puede ser que λ_{Hhh} no supere el valor del SM para ninguna masa. Por tanto, se puede concluir que este sencillo modelo en el rango de masas de estudio no puede mejorar significativamente el problema de la asimetría materia-antimateria.

En segundo lugar, se ha hecho un análisis para el rango de masas del nuevo bosón de Higgs de $m_h \in [10, 60]$ GeV. En este análisis se han estudiado las constantes de acoplamiento triple Higgs λ_{hhh} y λ_{Hhh} y la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ en el ILC250. Se ha concluido que la *cross section* $e^+e^- \to hhZ$, siendo h el bosón añadido por el modelo a una masa menor de 60 GeV, es suficiente como para poder ser observado y además es de un orden de magnitud superior que el valor dado por el SM para el proceso $e^+e^- \to H_{SM}H_{SM}Z$. La razón de este incremento significativo es el acoplamiento del modelo HxSM λ_{Hhh} dado que es el acoplamiento que domina el cálculo. Teniendo en cuenta que la *cross section* del proceso es significativamente elevada y que el acoplamiento λ_{Hhh} domina el cálculo de esta *cross section* se puede concluir que se puede medir el acoplamiento λ_{Hhh} del modelo HxSM a partir del proceso $e^+e^- \to hhZ$.

En conclusión, para un nuevo bosón de Higgs en el rango de masas $m_H \in [130, 160]$ GeV se tiene que el canal de producción $e^+e^- \to ZH$ es más preciso que los canales de desintegración del bosón de Higgs para medir el angulo de mezcla α y que el modelo no puede minimizar el problema de la asimetría materia-antimateria en este rango de masas. Para un nuevo bosón de Higgs en el rango de masas $m_h \in [10, 60]$ GeV se puede concluir que en un colisionador e^+e^- a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 250$ GeV se podría medir el acoplameinto λ_{Hhh} a partir del proceso $e^+e^- \to hhZ$.

Apéndices

Apéndice A. Cálculo de acoplamientos triple Higgs

En este apéndice se desarrolla el calculo de las constantes de acoplamiento λ_{HHH}, λ_{Hhh} y λ_{hhh}. Para ello se parte del potencial 12 y se sustituyen los campos 13 obteniendo la expresión 41.

$$\begin{aligned}V(\phi,S) &= -m^2\begin{pmatrix}0 & \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix} - \mu^2\left(\frac{h'+x}{\sqrt{2}}\right)^2 + \lambda_1\left(\begin{pmatrix}0 & \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\right)^2 + \lambda_2\left(\frac{h'+x}{\sqrt{2}}\right)^4 \\ &+ \lambda_3\begin{pmatrix}0 & \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0\\ \frac{\bar{h}+v}{\sqrt{2}}\end{pmatrix}\left(\frac{h'+x}{\sqrt{2}}\right)^2 = -\frac{m^2}{2}(\bar{h}^2+v^2+2v\bar{h}) - \frac{\mu^2}{2}(h'^2+x^2+2xh') \\ &+ \frac{\lambda_1}{4}(\bar{h}^2+v^2+2v\bar{h})^2 + \frac{\lambda_2}{4}(h'^2+x^2+2xh')^2 + \frac{\lambda_3}{4}(\bar{h}^2+v^2+2v\bar{h})(h'^2+x^2+2xh') \quad (41)\end{aligned}$$

Una vez obtenida la expresión 41 se puede utilizar la matriz de mezcla 14 para poner el potencial en función de los campos de mezcla (h,H) que son los que representan los autoestados de masa de los bosones de Higgs que son los que se miden en el colisionador. Esto se observa en la expresión 42.

$$\begin{aligned}V(\phi,S) &= -\frac{m^2}{2}[(h\cos\alpha + H\sin\alpha)^2 + v^2 + 2v(h\cos\alpha + H\sin\alpha)] - \frac{\mu^2}{2}[(H\cos\alpha - h\sin\alpha)^2 + x^2 \\ &+ 2x(H\cos\alpha - h\sin\alpha)] + \frac{\lambda_1}{4}[(h\cos\alpha + H\sin\alpha)^2 + v^2 + 2v(h\cos\alpha + H\sin\alpha)^2] \\ &+ \frac{\lambda_2}{4}[(H\cos\alpha - h\sin\alpha)^2 + x^2 + 2x(H\cos\alpha - h\sin\alpha)]^2 + \frac{\lambda_3}{4}[(h\cos\alpha + H\sin\alpha)^2 + v^2 \\ &+ 2v(h\cos\alpha + H\sin\alpha)][(H\cos\alpha - h\sin\alpha)^2 + x^2 + 2x(H\cos\alpha - h\sin\alpha)] \quad (42)\end{aligned}$$

Si se opera la expresión 42 se obtiene la expresión 43 y si ahora se reagrupa en función de los términos de campo se obtiene la expresión 44 pueden obtener los acoplamientos. Esto se observa en la expresión 43. En esta ultima expresión se ha introducido un término $\frac{1}{v}$ al principio que es la normalización para que en el limite del SM las constantes de acoplamiento coincidan con las del SM.

Las constantes de acoplamiento son las expresiones que van multiplicando a los términos de campo que representan ese tipo de vértices. Por ejemplo, el acoplamiento λ_{hh} sería todo lo que multiplicase en el potencial al termino hh tal y como se observa en la expresión 45. Si se compara esta expresión con la 44 se pueden obtener las constantes de acoplamiento triplehiggs. Estos acoplamientos se observan en la expresión 46.

$$
\begin{aligned}
V(\phi, S) = &-\frac{m^2}{2}(\cos^2\alpha h^2 + \sin^2\alpha H^2 + 2\cos\alpha\sin\alpha hH + 2v\cos\alpha h + 2v\sin\alpha H + v^2) \\
&- \frac{\mu^2}{2}(\cos^2\alpha H^2 + \sin^2\alpha h^2 - 2\cos\alpha\sin\alpha Hh + 2x\cos\alpha H - 2x\sin\alpha h + x^2) \\
&+ \frac{\lambda_1}{4}[\cos^4\alpha h^4 + 6\cos^2\alpha\sin^2\alpha H^2h^2 + 4\cos^3\alpha\sin\alpha h^3 H + 4v\cos^3\alpha h^3 + 12v\sin\alpha\cos^2\alpha Hh^2 \\
&+ 6\cos^2\alpha v^2h^2 + \sin^4\alpha H^4 + 4\cos\alpha\sin^3\alpha hH^3 + 12v\cos\alpha\sin^2\alpha hH^2 + 4v\sin^3\alpha H^3 \\
&+ 6v^2\sin^2\alpha H^2 + 12\cos\alpha\sin\alpha v^2 hH + 4v^3\cos\alpha h + 4v^3\sin\alpha H + v^4] + \frac{\lambda_2}{4}[\cos^4\alpha H^4 \\
&+ \sin^4\alpha h^4 + 6\cos^2\alpha\sin^2\alpha H^2h^2 + 6x^2\cos^2\alpha H^2 + 6x^2\sin^2\alpha h^2 + x^4 - 4\cos^3\alpha\sin\alpha hH^3 \\
&- 4\cos\alpha\sin^3\alpha h^3 H + 4x\cos^3\alpha H^3 - 4x\sin^3\alpha h^3 + 12x\cos\alpha\sin^2\alpha Hh^2 - 12x\sin\alpha\cos^2\alpha hH^2 \\
&+ 4x^3\cos\alpha H - 4x^3\sin\alpha h - 12\cos\alpha\sin\alpha x^2 Hh] + \frac{\lambda_3}{4}[(\cos^4\alpha + \sin^4\alpha - 4\cos^2\alpha\sin^2\alpha)H^2h^2 \\
&+ \cos^2\alpha\sin^2\alpha h^4 + \cos^2\alpha\sin^2\alpha H^4 + 2(\cos\alpha\sin^3\alpha - \cos^3\alpha\sin\alpha)Hh^3 + 2(\cos^3\alpha\sin\alpha \\
&- \cos\alpha\sin^3\alpha)hH^3 + 2(x\cos^3\alpha + v\sin^3\alpha - 2v\cos^2\alpha\sin\alpha - 2x\sin^2\alpha\cos\alpha)Hh^2 \\
&+ 2(2x\cos^2\alpha\sin\alpha + 2v\cos\alpha\sin^2\alpha - x\sin^3\alpha + v\cos^3\alpha)hH^2 + 2(v\cos\alpha\sin^2\alpha \\
&- x\sin\alpha\cos^2\alpha)h^3 + 2(x\cos\alpha\sin^2\alpha + v\sin\alpha\cos^2\alpha)H^3 + (x^2\cos^2\alpha + v^2\sin^2\alpha \\
&- 4xv\sin\alpha\cos\alpha)h^2 + (\sin^2\alpha x^2 + \cos^2\alpha v^2 + 4vx\sin\alpha\cos\alpha)H^2 + 2(x^2\cos\alpha\sin\alpha \\
&+ 2vx\cos^2\alpha - v^2\cos\alpha\sin\alpha - 2vx\sin^2\alpha)hH + 2(vx^2\cos\alpha - v^2x\sin\alpha)h + 2(v^2x\cos\alpha \\
&+ vx^2\sin\alpha)H + v^2x^2]
\end{aligned}
\tag{43}
$$

$$
\begin{aligned}
V(\phi,S) = \frac{1}{v}\frac{1}{4}[&[\lambda_1(6\cos^2\alpha\sin^2\alpha)+\lambda_2(6\cos^2\alpha\sin^2\alpha)+\lambda_3(\cos^4\alpha+\sin^4\alpha-4\cos^2\alpha\sin^2\alpha)]H^2h^2\\
&+[\lambda_1\cos^4\alpha+\lambda_2\sin^4\alpha+\lambda_3\cos^2\alpha\sin^2\alpha]h^4+[\lambda_1\sin^4\alpha+\lambda_2\cos^4\alpha+\lambda_3\cos^2\alpha\sin^2\alpha]H^4\\
&[\lambda_1 4\cos^3\alpha-\lambda_2 4\cos\alpha\sin^3\alpha+\sin\alpha+2\lambda_3(\cos\alpha\sin^3\alpha-\cos^3\alpha\sin\alpha)]Hh^3+[\lambda_1 4\cos\alpha\sin^3\alpha\\
&-\lambda_2 4\cos^3\alpha\sin\alpha+2\lambda_3(\cos^3\alpha\sin\alpha-\cos\alpha\sin^3\alpha)]hH^3+[12\lambda_1 v\sin\alpha\cos^2\alpha\\
&+12\lambda_2 x\cos\alpha\sin^2\alpha+2\lambda_3(x\cos^3\alpha+v\sin^3\alpha-2v\cos^2\alpha\sin\alpha-2x\sin^2\alpha\cos\alpha)]Hh^2\\
&+[12\lambda_1 v\cos\alpha\sin^2\alpha-12\lambda_2 x\sin\alpha\cos^2\alpha+2\lambda_3(2x\cos^2\alpha\sin\alpha+2v\cos\alpha\sin^2\alpha-x\sin^3\alpha\\
&+v\cos^3\alpha)]hH^2+[4\lambda_1 v\cos^3\alpha-4\lambda_2 x\sin^3\alpha+2\lambda_3(v\cos\alpha\sin^2\alpha-x\sin\alpha\cos^2\alpha)]h^3\\
&+[4\lambda_1 v\sin^3\alpha+4\lambda_2 x\cos^3\alpha+2\lambda_3(x\cos\alpha\sin^2\alpha+v\sin\alpha\cos^2\alpha)]H^3+[-2m^2\cos^2\alpha\\
&-2\mu^2\sin^2\alpha+6\lambda_1\cos^2\alpha v^2+6\lambda_2 x^2\sin^2\alpha+\lambda_3(x^2\cos^2\alpha+v^2\sin^2\alpha-4xv\sin\alpha\cos\alpha)]h^2\\
&+[-2m^2\sin^2\alpha-2\mu^2\cos^2\alpha+6\lambda_1 v^2\sin^2\alpha+6\lambda_2 x^2\cos^2\alpha+\lambda_3(\sin^2\alpha x^2+\cos^2\alpha v^2\\
&+4vx\sin\alpha\cos\alpha)]H^2+[-4m^2\cos\alpha\sin\alpha+4\mu^2\cos\alpha\sin\alpha+12\lambda_1\cos\alpha\sin\alpha v^2\\
&-12\lambda_2\cos\alpha\sin\alpha x^2+2\lambda_3(x^2\cos\alpha\sin\alpha+2vx\cos^2\alpha-v^2\cos\alpha\sin\alpha-2vx\sin^2\alpha)]hH\\
&+[-4m^2v\cos\alpha+4\mu^2x\sin\alpha+4\lambda_1v^3\cos\alpha-4\lambda_2x^3\sin\alpha+2\lambda_3(vx^2\cos\alpha-v^2x\sin\alpha)]h\\
&+[-4m^2v\sin\alpha-4\mu^2x\cos\alpha+4\lambda_1v^3\sin\alpha+4\lambda_2x^3\cos\alpha+2\lambda_3(v^2x\cos\alpha+vx^2\sin\alpha)]H\\
&-2m^2v^2-2\mu^2x^2+\lambda_1v^4+\lambda_2x^4+\lambda_3v^2x^2] \qquad (44)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
V(\phi,S) = \;&\lambda_{HHhh}H^2h^2+\lambda_{hhhh}h^4+\lambda_{HHHH}H^4+\lambda_{Hhhh}Hh^3+\lambda_{Hhhh}hH^3+\lambda_{Hhh}Hh^2\\
&+\lambda_{HHh}hH^2+\lambda_{hhh}h^3+\lambda_{HHH}H^3+\lambda_{hh}h^2+\lambda_{HH}H^2+\lambda_{Hh}hH+\lambda_h h+\lambda_H H\\
&+\textit{terminos que no dependen de los campos} \qquad (45)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\lambda_{hhh} &= \frac{1}{2v}[2\lambda_1 v\cos^3\alpha-2\lambda_2 x\sin^3\alpha+\lambda_3(v\cos\alpha\sin^2\alpha-x\sin\alpha\cos^2\alpha)]\\
\lambda_{Hhh} &= \frac{1}{2v}[6\lambda_1 v\sin\alpha\cos^2\alpha+6\lambda_2 x\cos\alpha\sin^2\alpha+\lambda_3(x\cos^3\alpha+v\sin^3\alpha-2v\cos^2\alpha\sin\alpha\\
&\quad-2x\sin^2\alpha\cos\alpha)]\\
\lambda_{HHh} &= \frac{1}{2v}[6\lambda_1 v\cos\alpha\sin^2\alpha-6\lambda_2 x\sin\alpha\cos^2\alpha+\lambda_3(2x\cos^2\alpha\sin\alpha+2v\cos\alpha\sin^2\alpha\\
&\quad-x\sin^3\alpha+v\cos^3\alpha)]\\
\lambda_{HHH} &= \frac{1}{2v}[2\lambda_1 v\sin^3\alpha+2\lambda_2 x\cos^3\alpha+\lambda_3(x\cos\alpha\sin^2\alpha+v\sin\alpha\cos^2\alpha)] \qquad (46)
\end{aligned}
$$

Apéndice B. Resultados de la *cross section* para diferentes masas

En este apéndice se observan los rsultados de la *cross section* en función de α y $\tan\beta$ o de los acoplamientos triple Higgs para las masas del bosón de Higgs ligero de 20, 30, 40 y 50 GeV.

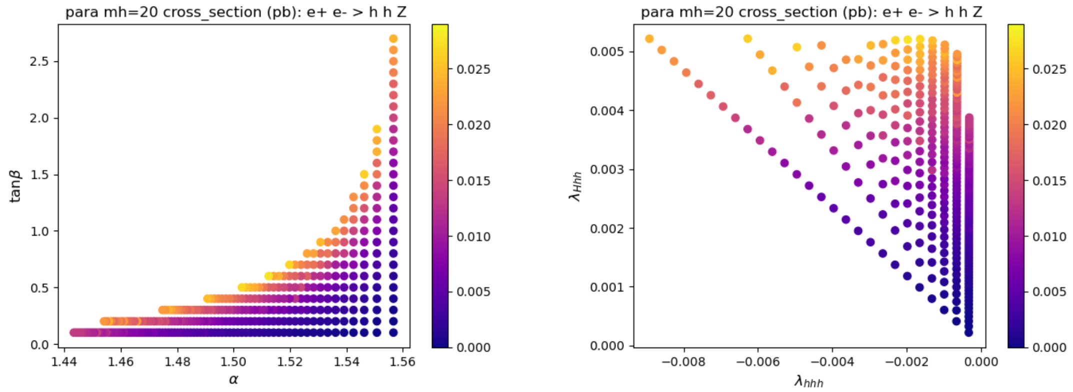

Figura 25: A la izquierda, valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ (en el mapa de color) para $m_h = 20$GeV. A la derecha, valores obtenidos para la *cross section* en función de los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} utilizando los valores permitidos de α y $\tan\beta$ para $m_h = 20$GeV.

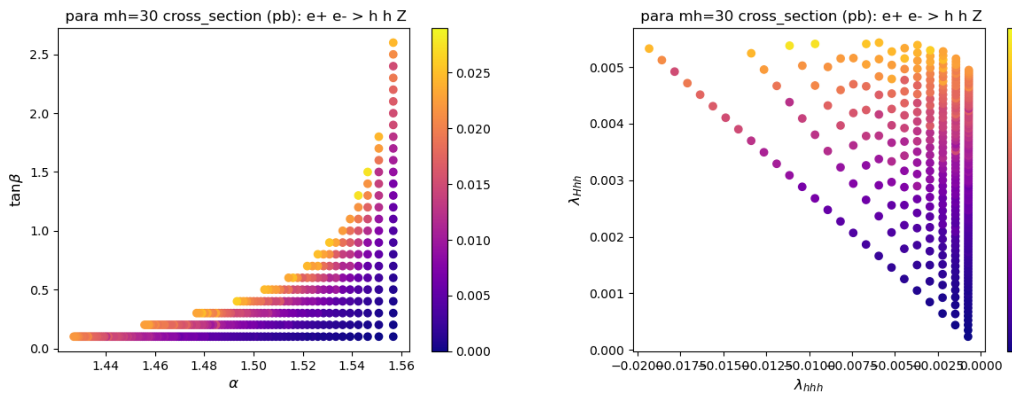

Figura 26: A la izquierda, valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ (en el mapa de color) para $m_h = 30\text{GeV}$. A la derecha, valores obtenidos para la *cross section* en función de los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} utilizando los valores permitidos de α y $\tan\beta$ para $m_h = 30\text{GeV}$.

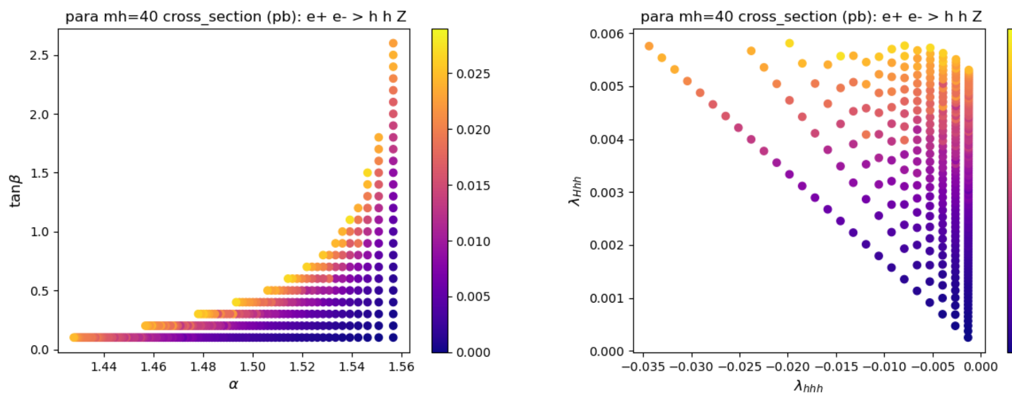

Figura 27: A la izquierda, valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ (en el mapa de color) para $m_h = 40\text{GeV}$. A la derecha, valores obtenidos para la *cross section* en función de los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} utilizando los valores permitidos de α y $\tan\beta$ para $m_h = 40\text{GeV}$.

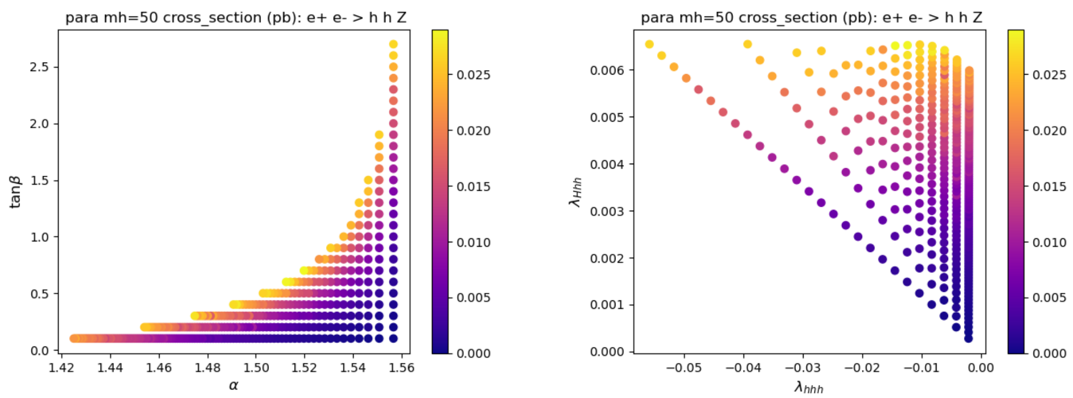

Figura 28: A la izquierda, valores permitidos de $\tan\beta$ frente a los valores permitidos de α junto con los valores obtenidos para la *cross section* del proceso $e^+e^- \to hhZ$ (en el mapa de color) para $m_h = 50\text{GeV}$. A la derecha, valores obtenidos para la *cross section* en función de los valores obtenidos para las constantes de acoplamiento λ_{Hhh} y λ_{hhh} utilizando los valores permitidos de α y $\tan\beta$ para $m_h = 50\text{GeV}$.

Referencias

[1] The Standard Model. (2022, 17 junio). CERN. https://home.cern/science/physics/standard-model

[2] B. Wiik, Proc. 7th International Conference on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology - Neutrino 79, June 18-22, 1979. Bergen, Norway Eds. A. Haatuft and C. Jarlskog, Bergen Univ. Bergen, Norway (1979), p.1.113

[3] B. Mansoulie (UA2 Collaboration), in Proc. Moriond Workshop on Antiproton– Proton Physics and the W Discovery, La Plagne, Savoie, France, 1983 (Ed. Fronti‘eres, 1983), p. 609.

[4] UA1 Collaboration. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c2 at the CERN SPS collider, 1983. Physics Letters B,Volume 126, Issue 5, Pages 398-410. https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0.

[5] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, 2012. Physics Letters B,Volume 716, Issue 1, Pages 30-61. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021.

[6] Einstein, A. (1905). 'Zur Elektrodynamik bewegter Körper', Annalen der Physik (Berna) **17**, 891-921: https://web.archive.org/web/20091229162203/http://www.pro-physik.de/Phy/pdfs/ger_890_921.pdf

[7] Peskin, M. E. (1995). An Introduction To Quantum Field Theory. CRC Press.

[8] Thomson, M. (2013). Modern Particle Physics. Cambridge University Press.

[9] United States Department of Energy Particle Data Group Fermilab, Office of Science. . https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=4286964.

[10] Mele, S. (2015). The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP. *60 Years of CERN Experiments and Discoveries*. 89-106.

[11] Workman, R.L. *et al.* (Particle Data Group), to be published in Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).

[12] D. V. Forero, M. Tortola, and J. W. F. Valle, Neutrino oscillations refitted, Phys. Rev. D **90**, 093006 (2014).

[13] Shadmi, Y. (2016). Introduction to Supersymmetry. *CERN Yellow Reports*, **3**. https://arxiv.org/abs/1708.00772

[14] Robens, T. and Stefaniak, T. (april, 2015). Satus of the Higgs Singlet Extension of the Standard Model after LHC Run 1. https://arxiv.org/pdf/1501.02234.pdf

[15] Bambade, P. *et al.* (2019). The International Linear Collider: A Global Project, *arXiv*. https://arxiv.org/pdf/1903.01629.pdf

[16] Castelo, A. (2020, 20 mayo). Simetrías en física. Parte II: simetrías en física de partículas. Física Tabú. https://fisicatabu.com/simetrias-en-fisica-parte-ii-simetrias-en-fisica-de-particulas/

[17] Noether, E. (1971). Invariant variation problems. *Transport Theory and Statistical Physics*, **1**, 186-207. https://arxiv.org/abs/physics/0503066

[18] Shifman, M. (2010). Undertanding confinement in QCD: elements of big picture. *International Journal of Modern Physics A*, **25**, n^{o}21, 4015-4031. https://arxiv.org/pdf/1007.0531.pdf

[19] Higgs, P. W. (1964). Broken symmetries and the masses of gauge bosons. Physical Review Letters. 13 (16): 50809.

[20] Englert, F., Brout, R. (1964). Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. Physical Review Letters. 13 (9): 32123.

[21] Guralnik, G.S.; Hagen, C.R.; Kibble, T.W.B. (1964). Global conservation laws and massless particles. Physical Review Letters. 13 (20): 58587.

[22] Planck Collaboration. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *EDP Sciences*, **594**.

[23] Iso, S., and Orikasa, Y. (2013). TeV-scale B L model with a at Higgs potential at the Planck scale: In view of the hierarchy problem. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2013**, 2.

[24] Abi, B., *et al.* (Muon g - 2 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021)

[25] Schabinger, R., Wells, J.D. (2005). Phys.Rev. **D72**, 093007, arXiv:hep-ph/0509209.

[26] Patt, B., Wilczek, F. (2006). Higgs-field Portal into Hidden Sectors. https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0605188.pdf

[27] G. M. Pruna and T. Robens, Phys.Rev. **D88**, 115012 (2013), arXiv:1303.1150.

[28] M. Bowen, Y. Cui, and J. D. Wells, (2007). JHEP **0703**, 036 arXiv:hep-ph/0701035.

[29] Denner, A. and Heinemeyer, S. and Puljak, I. and Rebuzzi, D. and Spira M. (sep, 2011). Standard model Higgs-boson branching ratios with uncertainties. *The European Physical Journal C.* **71**, 9.

[30] Hitoshi, Y. (2021). The International Linear Collider Project-Its Physics and Status. *Symmetry*, **13**, 674.

[31] The greatest lepton collider –. (2022, 8 febrero). CERN Courier. https://cerncourier.com/a/the-greatest-lepton-collider/

[32] G. 't Hooft, G. Veltman, M. (1973). Diagrammar. *CERN Yellow Reports: Monographs*. doi: 10.5170/CERN-1973-009.

[33] Heinemeyer, S. Coupling uncertainties at the ILC for Higgs bosons below 125 GeV.

[34] Toledo, P. (2020). Medidas de acoplamientos de un nuevo bosn de Hggs en el modelo N2HDM.

[35] Lika, F. (2020). Higgs Sector in the THDMS.

[36] Bechtle, P., Brein, O., Heinemeyer, S., Weiglein, G., Williams, K.E. (2010). HiggsBounds: Confronting arbitrary Higgs sectors with exclusion bounds from LEP and the Tevatron. *Computer Physucs Communications.* **181**, 1, 138-167. https://arxiv.org/pdf/0811.4169.pdf

[37] Bechtle, P., Heinemeyer, S., Stal, O., Stefaniak, T., Weiglein, G. (2014). HiggsSignals: Confronting arbitrary Higgs sectors with measurements at the Tevatron and the LHC. *The European Physical Journal C.* **74**, 2.

[38] Heinemeyer, S., Li, C., Lika, F., Moortgat-Pick, G., Paasch, S. (2021). A 96 GeV Higgs Boson in the 2HDM plus Singlet. https://arxiv.org/pdf/2112.11958.pdf

[39] Dawson, S. et al. (2013). Higgs Working Group Report of the Snowmass 2013 Community Planning Study. https://arxiv.org/pdf/1310.8361.pdf

[40] De Florian, D. *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. arXiv:1610.07922.

[41] Barklow, T., Fujii, K., Jung, S., Karl, R., List, J., Ogawa, T., Peskin, M. E., Tian, J. (2018). Phys. Rev. D 97 no.5, 053003 arXiv:1708.08912.

[42] Staub, F. (2014). SARAH4: A tool for (not only SUSY) model builders. *Computer Physics Communication.* **185**, 6. https://arxiv.org/pdf/1309.7223.pdf

[43] Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., Shao, S., Stelzer, T., Torrielli, P., Zaroç, M. (2014). The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics.* **2014**, 7. https://arxiv.org/pdf/1405.0301.pdf

[44] Yan, J. and Fujii, K. and Tian, J. (2016). Model independence of the measurement of the e+e- to ZH cross section using Z -> $\mu^+\mu^-$ and Z -> e^+e^- at the ILC. https://arxiv.org/pdf/1601.06481.pdf

[45] Radoje, B. (2016). An SLC-type $e^+e^-/\gamma\gamma$ facility at a Future Circular Collider.