



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA  
Facultad de Ciencias, Departamento de Física

## COTAS EN LAS MASAS DEL HIGGS BAJO LA IMPOSICIÓN DE UNITARIEDAD EN EL MODELO DE DOS DOBLETES (2HDM)

Tesis sometida a disertación para optar al título de magister en Ciencias-Física

**Andrés Fernando Castillo-Ramírez**

**Director: PhD. Rodolfo Alexander Díaz Sanchez**

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia.  
Bogotá D.C., 2012

## RESUMEN

Se presenta un estudio detallado del comportamiento unitario del Modelo Estándar Electro débil y del Modelo de Dos Dobletes de Higgs por medio del análisis de diferentes procesos dispersivos. Para ello, el origen de la unitariedad desde la matriz de dispersión, pasando por una serie de implicaciones, es discutido desde las bases conceptuales de las teorías gauges de interacciones elementales. Un recorrido sobre los diferentes escenarios fenomenológicos y teóricos para los dos modelos es establecido con el fin de implementar el comportamiento unitario de manera idónea y consistente con las estructuras formales; haciendo énfasis en el mecanismo de Higgs, las simetrías discretas y continuas, y los limitantes teóricos y fenomenológicos que allí se presentan. En este nivel, se realiza un estatus de los limitantes de precisión para la hipótesis de un Higgs minimal por medio de diferentes canales de interacción en aceleradores hadrónicos y leptónicos. Además de las restricciones fenomenológicas actuales, surgen sistemáticas que evalúan al modelo estándar (estabilidad del vacío, trivialidad, naturalidad y unitariedad) en escalas superiores tal que la formulación llegue a ser consecuente con los fundamentos de la teoría cuántica de fondo. Estas se convierten a su vez en limitantes para modelos gauges superiores y con sectores de Higgs extendidos, donde la unitariedad surge como una imposición clave para salvaguardar la consistencia interna de estas teorías. A partir de diferentes procesos dispersivos bosónicos y fermiónicos, y a través de un método no tradicional se encuentran regiones unitarias de exclusión sobre las masas de los bosones de Higgs de asignación Carga Paridad-par del modelo de dos dobletes, los parámetros de mezcla y de los acoples de Yukawa para fermiones pesados en la presencia de corrientes neutras de cambio de sabor. Con la dispersión de bosones  $W_L^\pm$ , se plantea un estrecha relación entre las reglas de suma unitarias en modelos multidobletes con conservación de la simetría Carga Paridad y la simetría de custodia del modelo estándar. Para procesos inelásticos en los que se involucran fermiones y bosones (e.g.  $t\bar{t} \rightarrow W_L^+ W_L^-$ ), tratados desde de las amplitudes y la sección eficaz concerniente, las restricciones no son los suficientemente fuertes en virtud a que el comportamiento unitario de los bosones gauge polarizados longitudinalmente (bajo el uso del teorema de equivalencia estos se convierten en los bosones de Goldstone en altas energías) es preservado en todas las escalas de energía. Se discuten implicaciones fenomenológicas de las restricciones y los análisis, dejando a su vez un camino abierto en el tratamiento unitario de nueva física para procesos netamente fermiónicos en modelos más allá del modelo estándar.

**Palabras Claves:** Unitariedad, Limitantes Teóricos, Teorías Gauges, Sectores Extendidos de Higgs, Renormalización.

## ABSTRACT

We study comprehensively unitary behaviour of Electroweak Standard Model and Two Higgs Doublet Model through analysis of different scattering processes. For this purpose the origin of scattering matrix unitarity is discussed from the conceptual basis of gauge theories of elementary interactions. At this point the implications of unitarity (e.g. Charge-Parity-Temporal Inversion Theorem, Boltzmann H Theorem and the general behaviour of cross sections) in quantum field theory are evaluated and revised. A overview on the phenomenological and theoretical scenarios for both models is established with aim to implement the unitary behavior in appropriate ways which is consistent with their formal structures; with emphasis on Higgs mechanism, discrete and continuous symmetries and theoretical and phenomenological constraints. At this level, a review of the limitations of precision for the hypothesis of a minimal Higgs through different channels of interaction in hadronic and leptonic accelerators is performed. In addition to the phenomenological constraints, there are systematic (vacuum stability, perturbativity, naturalness and unitarity) reviews assessing the standard model at higher energy scales in order to the formulation is consistent with the fundamentals of quantum field theory background. These systematic are transformed in constraints to beyond gauge theories and extended higgs sectors wherein unitarity emerges like a imperative imposition to ensure the internal consistency of the theory. From different bosonic and *fermionic* scattering processes, and by realization of a no-traditional method we find unitary exclusion regions on Higgs masses (with assignment even of Charge-Parity in two higgs doublet model), mixing parameters and hierarchical Yukawa couplings (quark sector) with presence of Flavour Changing Neutral Currents. With elastic scattering of  $W_L^\pm$ , we proposed a close relation among custodial symmetry of standard model and unitary sum rules of multidoublets models with a frame of Charge-Parity symmetry conservation. In inelastic scattering processes which involve fermions and bosons (e.g.  $t\bar{t} \rightarrow W_L^+ W_L^-$ ), and from their amplitudes and cross sections, the constraints are not enough strong by virtue to the behaviour of longitudinally polarized gauge bosons are preserved at all scales of energy. In addition phenomenological implications are discussed and we also left a new systematic for the unitary treatment of new physics at fermionic processes in theories beyond of standard model.

**Keywords: Unitarity, Theoretical Constraints, Gauge Theories, Extended Higgs Sectors, Renormalization.**

*A Johana y a nuestros cronopios*

## AGRADECIMIENTOS

*Vanidad de creer que comprendemos las obras del tiempo: él entierra sus muertos y guarda las llaves. Sólo en sueños, en la poesía, en el juego -encender una vela, andar con ella por el corredor- nos asomamos a veces a lo que fuimos antes de ser esto que vaya a saber si somos.*

Julio Cortazar. Rayuela 105.

En primera instancia agradezco a la Universidad Nacional de Colombia por generar en esta etapa de mi formación un ambiente académico y humano excelso.

A mi tutor, el profesor Rodolfo Alexander Diaz, por su preocupación constante en mi formación universal y en el buen manejo de los temas fundamentales y de frontera que en este trabajo se encuentran inmersos. Por su enseñanza continua y fuerte dedicación al quehacer científico colombiano, extendiendo a su vez un fuerte sentimiento de admiración. Agradezco profundamente al Grupo de Campos y Partículas del Departamento de Física, donde he sido acogido fraternalmente desde los profesores hasta mis compañeros de trabajo. En especial, al profesor Jhon Morales Aponte por su guía en puntos cruciales de los desarrollos, además por su confianza depositada, y al profesor Carlos Quimbay quién ha sido un apoyo constante tanto en mi formación como en mi desarrollo profesional. A Carlos Gomez por las discusiones presentadas alrededor de todos los temas aquí tratados.

Un gran reconocimiento a los jurados evaluadores de esta disertación Diego Restrepo, Jose Muñoz y Alexis Rodriguez, por sus consejos e invaluable aportes y preguntas que aun me tienen pensativo sobre su posible solución.

Al profesor Benjamin Calvo Mozo del Observatorio Astronómico Nacional, por sus consejos humanistas y profesionales.

Una mención especial de gratitud al *Abdus Salam-International Center for Theoretical Physics* por invitarme a participar en la escuela de verano en Física de Partículas de Junio de 2011. Allí tuve la oportunidad tanto de conocer temas interesantes de frontera como la de debatir con los profesores Sally Dawson, William Marciano y Michael Dine, sobre temas fundamentales de la Teoría Cuántica de Campos inmersos en este trabajo.

A mis amigos de la Universidad: David, Mauricio, Julián, Juan Camilo, Edwin, Jose Fernando, Jose Arturo, Pitter, Leydi, a ellos aún les debo aprendizaje como persona y profesional. A mis compañeros de la maestría de quienes aprendí la humildad y el trabajo duro para lograr lo deseado.

A mi Hermano, Alejandro, a quién le debo demasiado en mi formación como físico y científico, además por su consejos humanos y pragmáticos de la vida. A mi Madre por su bella compañía en esta etapa, y a quién le debo gran parte de lo que soy.

A Johana el amor *rayueliano* de mi alma -mi confidente y amiga-, y el ser más especial que he llegado a conocer de manera esencial. Es ella uno de los principales motivos de mi lucha incesante por ser un gran profesional y sobre todo una gran persona.

Andrés Castillo. Bogotá D.C. 2012

<b>Introducción</b>	<b>8</b>
<b>1. Unitariedad</b>	<b>11</b>
1.1. Motivación de la Unitariedad . . . . .	11
1.2. Teorema óptico . . . . .	13
1.2.1. Unitariedad y perturbatividad de la teoría . . . . .	13
1.2.2. Implicaciones de la Unitariedad . . . . .	15
1.3. Ondas parciales y Unitariedad . . . . .	18
<b>2. Modelo Estándar</b>	<b>24</b>
2.1. Fundamentos . . . . .	24
2.2. Rompimiento Espontáneo de la Simetría Electro débil (EWSSB) . . . . .	27
2.2.1. Mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar Electro débil . . . . .	29
2.3. Interacciones presentes en el SM . . . . .	31
2.3.1. Interacciones de los bosones vectoriales . . . . .	31
2.3.2. Interacciones de los leptones con los bosones gauge . . . . .	32
2.3.3. Interacciones de los quarks con los bosones gauge . . . . .	34
2.3.4. Interacciones del campo de Higgs con los bosones gauge . . . . .	35
2.3.5. Interacciones de los fermiones con el Higgs . . . . .	36
2.3.6. Autointeracciones del Higgs . . . . .	36
2.4. Limitantes Fenomenológicos y de Precisión del Modelo Estándar . . . . .	37
2.4.1. Búsquedas Experimentales para el Bosón de Higgs Minimal . . . . .	37
2.4.2. Perspectivas de las búsquedas tempranas en el LHC . . . . .	39
2.4.3. Complementos evolutivos de las búsquedas en el LHC: El descubrimiento de un nuevo estado bosónico no vectorial . . . . .	50
2.5. La Incompletitud del Modelo Estándar . . . . .	51
2.5.1. Trivialidad . . . . .	51
2.5.2. Estabilidad del Vacío . . . . .	53
2.5.3. Naturalidad . . . . .	54
2.5.4. Comportamientos a altas energías del SM y Unitariedad . . . . .	58
<b>3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs</b>	<b>63</b>
3.1. Introducción y Motivación . . . . .	63

3.2.	El sector de Higgs y su contribución . . . . .	66
3.2.1.	El potencial de Higgs . . . . .	66
3.2.2.	Rompimiento Espontáneo de la Simetría . . . . .	71
3.2.3.	Matriz de masa para el vacío Normal . . . . .	75
3.3.	La base del Higgs . . . . .	76
3.4.	Términos de masa e interacciones en el sector escalar . . . . .	78
3.4.1.	Sector Cinético del 2HDM . . . . .	80
3.5.	Lagrangiano de Yukawa . . . . .	86
3.5.1.	Modelos con conservación natural de sabor . . . . .	87
3.5.2.	Modelos con FCNC a nivel árbol . . . . .	88
3.6.	Comportamiento general de la simetría $Z_2$ . . . . .	91
3.6.1.	Simetría $Z_2$ . . . . .	92
3.6.2.	Conservación CP y su relación con el rompimiento suave de $Z_2$ . . . . .	92
3.7.	Limitantes teóricos del 2HDM . . . . .	93
3.7.1.	Estabilidad del Vacío . . . . .	93
3.7.2.	Positividad del potencial . . . . .	95
3.7.3.	Simetría de custodia y parámetros oblicuos . . . . .	97
3.7.4.	Unitariedad . . . . .	99
3.8.	Limitantes fenomenológicos del 2HDM . . . . .	107
3.8.1.	Momento magnético anómalo del muón . . . . .	107
3.8.2.	Régimenes de exclusión y fenomenología . . . . .	108
<b>4.</b>	<b>Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM</b>	<b>111</b>
4.1.	$W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ . . . . .	111
4.1.1.	Energías críticas y violación de la unitariedad . . . . .	116
4.1.2.	Modelo de dos Dobletes de Higgs . . . . .	116
4.1.3.	Reglas de suma para acoples $WW\eta^0$ . . . . .	125
4.2.	$f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ . . . . .	125
4.2.1.	Canales mixtos . . . . .	129
4.3.	Proceso $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$ . . . . .	133
	<b>Conclusiones y Comentarios</b>	<b>140</b>
<b>A.</b>	<b>Teorema de Equivalencia y R-Gauges</b>	<b>144</b>
A.1.	Gauges- $R$ . . . . .	144
A.2.	Teorema de equivalencia . . . . .	146
<b>B.</b>	<b>Amplitud <math>W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-</math></b>	<b>148</b>
<b>C.</b>	<b>Amplitud <math>f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}</math></b>	<b>155</b>
<b>D.</b>	<b>Cálculo <math>\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+ W^-)</math></b>	<b>162</b>
<b>E.</b>	<b>Cálculo <math>\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+ G^-)</math></b>	<b>179</b>

Las teorías gauges locales, y más concretamente la realización de ellas en el Modelo Estándar (SM) de interacciones elementales, han tenido un éxito inconmensurable en virtud a que toda la fenomenología asociada se encuentra muy bien descrita en la escala de energía en las que el formalismo reside naturalmente, salvo la notable excepción de la oscilación de neutrinos. El Modelo Estándar contiene un alto nivel predictivo que se ve truncado por el desconocimiento del sector escalar <sup>1</sup>, llamado a ser el mecanismo natural para hacer de dicha teoría de bosones vectoriales y fermiones masivos una formulación realista de la naturaleza, ya que genera las diferentes masas de las partículas y campos de interacción del modelo. En realidad, el modelo con el principio gauge más el Rompimiento Espontáneo de la Simetría (SSB) no ha dado una explicación completa a fenómenos como la jerarquía de masas en la tercera generación de fermiones y la cuantización de la carga.

Además de estas incompatibilidades experimentales y predictivas, existen varios argumentos teóricos que ponen en duda el comportamiento del SM en el régimen de altas energías, los cuales tienen una relación directa con la manera como se logra el SSB. Estos argumentos se soportan en mirar hasta que escalas de energía el SM es válido en todos sus sectores, y son los llamados problemas de *trivialidad*, *estabilidad del vacío*, *naturalidad* y *unitariedad perturbativa*. El problema de trivialidad está basado en la exigencia de que los parámetros de acople entre los campos de Higgs se mantengan finitos en todas las escalas de energía. Así una escala en la masa del bosón de Higgs puede hacerse explícita de tal forma que los campos de Higgs asociados sean campos autointeractuantes en todos los regímenes de energía. Por otro lado, la estabilidad del vacío está basada en asegurar, bajo el uso de la positividad de los acoplos cuárticos, que el potencial sea acotado *siempre desde un límite inferior*; tal que un mínimo global de la teoría sea establecido. Este hecho impone un intervalo altamente restrictivo en la masa del bosón de Higgs minimal. Estas dos restricciones son llevadas a cabo a través de las correcciones radiativas en las que se incorporan todos los campos fermiónicos, escalares y bosónicos vectoriales. Al realizar el cálculo perturbativo a un loop al propagador de Higgs se encuentra un efecto no deseado establecido en la dependencia cuadrática con la escala de corte de las correcciones en el régimen de altas energías. Este es comúnmente referido como el problema de naturalidad, el cual es solucionado con los efectos de *nueva física* que habitan en escalas superiores de la teoría, tal como la incorporación de los modelos *supersimétricos* ó *little Higgs*. Este hecho permite definir de acuerdo a la desviación de las correcciones (i.e *fine tuning*) nuevas regiones donde el Higgs se radica naturalmente sin hacer inestable o trivial a la teoría. La última de las sistemáticas es la *unitariedad perturbativa* que se implementa con el teorema óptico de la matriz de dispersión y es dada orden por orden en la teoría de perturbaciones. Para teorías débilmente acopladas, como el SM, la unitariedad a nivel árbol es una limitante lo suficientemente fuerte para describir los comportamientos a ordenes superiores, tal que la teoría cumpla con esta condición perturbativa. Como una condición de suficiencia se puede extender un paralelo entre las teorías que son unitarias y las que son renormalizables, de tal forma que no existe un contraejemplo que ponga en duda dicha relación. En virtud a que las teorías gauges - aquí implementadas- son locales la renormalizabilidad y la unitariedad están protegidas simultáneamente si los

<sup>1</sup>En el tiempo de disertación de este trabajo, un estado bosónico no-vectorial fue reportado por las colaboraciones experimentales del CERN [1]. En realidad los test de precisión no solo podrían cambiar las directrices a algunas aseveraciones aquí tratadas, sino además complementar algunas discusiones origen fenomenológico llevadas a cabo a lo largo del texto.

parámetros libres se comportan adecuadamente. Todas estas maneras de considerar la incompletitud del SM se ven por ende realizadas en garantizar la unitariedad de la matriz de dispersión restringiendo a los valores de los parámetros que cumplen esta prueba de consistencia interna de la teoría cuántica de campos de fondo del modelo. La unitariedad a nivel árbol se ve sistematizada bajo la incorporación de restricciones sobre la masa del bosón de Higgs mediante la estructura adecuada del comportamiento a altas energías de procesos de dispersión lo suficientemente “fuertes”.

Es bien sabido que el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM) provee un conjunto importante de directrices en la solución de algunos de los problemas de fundamentos teóricos y predictivos que posee el SM minimal. En adición el 2HDM incorpora nueva física asociada a procesos con violación  $CP$ , corrientes neutras de cambio de sabor, bariogénesis y candidatos a materia oscura. Además genera las plataformas de modelos teóricos en los que su realización debe contener un sector de Higgs no minimal, tales como: el modelo estándar supersimétrico minimal, little Higgs, el mecanismo de Peccei-Quinn, etc.

Aunque el 2HDM es rico en su fenomenología, los diferentes sectores son ampliamente desconocidos por el número incorporado de parámetros libres de la teoría. Las restricciones de exclusión, al igual que ocurría en el SM, son llamadas a ser el proceso general de prueba de consistencia del modelo. La cuestión fundamental es establecer si todos los sectores del modelo pueden ser discriminados directamente por los aceleradores actuales. Existen sectores fuertemente acoplados tal que la energía de centro de masa necesaria para producir todos los procesos dispersivos asociados es demasiado alta, por lo tanto ningún análisis correspondiente de diferenciación puede producirse en esta era. Por lo tanto, aquellas formas que calificaban al SM en escalas de altas energías pueden convertirse en una manera de limitar al modelo en su estructura funcional. Así, la unitariedad perturbativa y la estabilidad del vacío como fundamentos cuánticos “background” del modelo han permitido imponer un conjunto importante de restricciones sobre los parámetros libres arbitrarios, los cuales se transforman en cotas sobre las masas de los bosones de Higgs ó de algunos factores de mezcla, que conllevan a la diferenciación de ciertas simetrías (e.g  $CP$ ,  $Z_2$ ) que se incorporan en el lagrangiano completo de la teoría.

Al considerar procesos de dispersión específicos (e.g  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ ), es posible no solo obtener limitantes sobre las masas si no también sobre parámetros libres de mezcla entre los dos dobletes y sobre acoples de Yukawa cuando los mecanismos teóricos son observados desde aniquilaciones y producciones netamente fermiónicas. Estos análisis no son incorporados en las sistemáticas unitarias estándar estudiadas por la amplia literatura. Estas contribuciones abren una nueva dirección en la implementación unitaria de modelos ya que puede ser fácilmente extendida a teorías donde los fermiones representen *nueva física* con respecto al espectro habitual del SM.

A fin de mirar extensivamente todos estos comportamiento, aquí discutidos heurísticamente, haremos un recorrido formal por el comportamiento unitario en el Modelo Estándar Minimal y en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs. Para ello, tratamos en el primer capítulo a la unitariedad de la matriz de dispersión y sus implicaciones en las teorías de campos cuánticos generales, lo que conduce a determinar las restricciones pertinentes obtenidas desde el formalismo de estados de helicidad en la expansión en ondas planas de Jacob-Wick. Desde allí se introduce el método general de determinación de cotas unitarias tanto en el SM minimal como en el 2HDM. En el segundo capítulo se hace un recorrido formal sobre los diferentes sectores del SM, tal que se establezca el estudio adecuado de los limitantes fenomenológicos y las sistemáticas teóricas que evalúan al modelo en escalas superiores de energía. En este punto se hace un estatus de los regímenes de exclusión encontrados por las diferentes colaboraciones en el LEP, TEVATRON y LHC, además de mirar las discusiones alrededor de los problemas de trivialidad, estabilidad del vacío, naturalidad y unitariedad de la teoría. En el último punto centramos gran parte de la discusión en virtud a su importancia con respecto a las demás problemáticas teóricas del SM y de modelos más allá en altas energías. Discutimos ampliamente el comportamiento unitario de diferentes procesos dispersivos y tratamos la sistemática asociada a determinar cotas en la masa del bosón de Higgs minimal por medio de estos mecanismos. En el tercer capítulo introducimos todo el formalismo asociado al Modelo de dos Dobletes de Higgs, comenzando por las motivaciones para su incorporación escalar al SM habitual. Después estudiamos las simetrías presentes en todo el nuevo sector escalar a la vez que las interacciones asociadas a esta nueva forma de generar el rompimiento espontáneo de la simetría. Aquí se hace

## *Índice general*

un estudio detallado el nuevo sector cinético, del extenso potencial de Higgs y de las diferentes posibilidades del Lagrangiano de Yukawa, discutiendo las posibles implicaciones fenomenológicas y sus posibles fuentes de detección. Finalmente establecemos las restricciones teóricas para la estructura total del modelo resaltando el papel de la unitariedad en la determinación de cotas sobre la masa del bosón de Higgs. Con el entendimiento de estas formulaciones en el cuarto capítulo se presentan nuevas maneras de implementar la unitariedad a nivel árbol, en las que los análisis sobre parámetros de mezcla y acoples de Yukawa son deducidos para procesos dispersivos de estados bosónicos vectoriales, fermiónicos y la mezcla entre estos dos. En este nivel se encuentran no solo nuevas restricciones sobre dichos sectores de los modelos si no también nuevos complementos a los estudios unitarios anteriores.

La unitariedad ha sido ampliamente estudiada como fundamento esencial (proveída por la consistencia interna de la teoría cuántica de campos) en la determinación de cotas en parámetros observables de teorías de unificación destinadas a dar razón de las interacciones fundamentales de la naturaleza. Los ejemplos más preponderantes son el modelo estándar de partículas elementales (SM), modelos left-right, minimales supersimétricos, little Higgs, gran unificación, modelos (331) etc. Aquí nos centraremos en el análisis de la unitariedad como limitante en las masas del modelo extendido al SM de dos dobletes de Higgs.

A fin de ampliar esta directriz, realizamos una introducción evolutiva de como la unitariedad ha restringido el espacio de parámetros para diferentes modelos, enfatizando su influencia en la determinación, no solo de cotas en la masa del Higgs, si no también de limitantes en los valores de masas de partículas que no habian sido descubiertas experimentalmente a la fecha (e.g los bosones gauge y el quark top). Luego, se estudiará, desde un punto de vista formal y general, las consecuencias e implicaciones de la unitariedad en las teorías de campos cuánticos, siendo esta la base para tratar la expansión de ondas planas desde el formalismo de estados de helicidad. En este último punto se debatirá la importancia de dicho esquema en la determinación de limitantes unitarios en diferentes procesos dispersivos. Todo lo anterior permite introducir respectivamente al método de Lee, Quigg y Thacker [2] en el análisis unitario tanto del Modelo Estándar Minimal (SM) como del Modelo Estándar con Dos Dobletes de Higgs (2HDM).

## 1.1. Motivación de la Unitariedad

En virtud a la importancia generada en los apartes subsecuentes, iniciaremos por mirar en detalle el estatus y características de esta técnica. El trabajo pionero en este aspecto es el artículo clásico de Lee, Quigg y Thacker (LQT) [2]. En esta investigación, ellos describen en gran detalle la conexión entre la unitariedad y las cotas superiores de la masa del bosón de Higgs minimal a través del análisis de diferentes procesos de dispersión (esencialmente de estados bosónicos). Se encuentra, a través del uso del *teorema de equivalencia*, que si la masa del Higgs supera el límite  $M_c \leq (8\pi\sqrt{2}/3G_F)^{1/2}$  la unitariedad (y por tanto la perturbatividad) se ve afectada. La idea primaria aquí planteada fue derivada del trabajo de Dicus y Mathur [3], donde se debate como la unitariedad del modelo GWS impone restricciones sobre los parámetros en masa de los bosones Gauge<sup>1</sup>. Una investigación general y formal en la relación entre la unitariedad y la invarianza gauge de los modelos es presentada en [5]. Aquí bajo el uso de este argumento se sugiere que las teorías gauge son solo teorías renormalizables de bosones vectoriales, y que la existencia de grupos de Lie para la descripción de simetrías internas puede ser derivada bajo el requerimiento de perturbatividad (donde algún esquema de renormalización puede ser utilizado) de los modelos concernientes. Trabajos en los límites superiores del bosón de Higgs del

<sup>1</sup>Es importante anotar que este trabajo demuestra -teóricamente- las restricciones a las masas cerca de 10 años antes del descubrimiento experimental llevado cabo por el CERN en los comienzos de los años 80 [4].

## 1. Unitariedad

modelo estándar también fueron llevados a cabo por Chanowitz y Gaillard [6], Chanowitz, Golden y Georgi [7]<sup>2</sup>, y Weldon [8].

En la misma dirección, se encuentra el artículo de Dawson y Willenbrock [9] donde se establecen las correcciones a un loop de la dispersión  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  para el Modelo Estándar Minimal. Allí se concibe como las correcciones de origen logarítmico -para cierto valor crítico de la masa de los bosones concernientes- violan la unitariedad de la teoría, en adición se discute como el método de ondas parciales a través del *teorema óptico* puede determinar valores asociados al ancho corregido en el propagador escalar del Higgs<sup>3</sup>. En complemento a lo anterior en [10], se resalta la importancia de la dispersión de bosones gauge polarizados longitudinalmente en la discriminación de la Física proveniente de teorías con Higgs pesados, de modelos *technicolor*. Se discute además -desde el punto anterior- la influencia de las correcciones perturbativas debidas a fermiones pesados, teniendo en cuenta las restricciones impuestas por la unitariedad de la teoría. Desde la perspectiva del grupo de renormalización, en el artículo [11] se demuestran límites superiores para la masa del Higgs y para la masa del quark top<sup>4</sup>. Estos límites dependen funcionalmente de la escala de energía para la cual la perturbatividad de la teoría es violada.

Otra forma de implementar la unitariedad es con las conocidas *reglas de suma para los bosones de Higgs* (ellas serán discutidas con amplitud en la sección de análisis unitario en el modelo de dos dobletes 3.7.4), las cuales contienen toda la información perturbativa de los modelos cuando existen diferentes tipos de acoples tanto en el sector escalar vectorial como en el sector de Yukawa [13]. Las reglas de suma son útiles para evaluar el comportamiento unitario, con respecto a un sector minimal de Rompimiento Espontáneo de Simetría, de modelos multidobletes.

Extensiones de estos tipos de estudios y análisis fueron considerados por varios autores en modelos con mas de un doblete de Higgs. En realidad, existe un gran número de motivaciones para incrementar el número de bosones de Higgs. Entre las más destacadas tenemos: las extensiones supersimétricas del modelo estándar, un modelo con violación  $\mathcal{CP}$  debida al sector de Higgs, el mecanismo de Peccei-Quinn, entre otros. Los primeros artículos con esta directriz son los de Casalbouni et al. [14] y Maalampi et al [15]. El primero con un método análogo a la propuesta LQT, estudiaron modelos con dos dobletes, un doblete mas un singlete y también modelos supersimétricos donde existen tres supermultipletes de Higgs. En el segundo trabajo estudiaron, desde el mismo punto de vista del artículo de LQT, el modelo de dos dobletes de Higgs. Desde análisis numéricos, Maalampi et al encontraron el límite superior para la masa del bosón de Higgs neutro, cuyo valor es cercano al hallado por Lee, Quigg y Thacker en el modelo minimal.

Kanemura, Kubota y Takasugi [16], basados en todos los artículos ya descritos, crean a partir del estudio del modelo de dos dobletes, un método sistemático para determinar los límites de la masa del Higgs consistente con la unitariedad. Desde esta sistemática ellos hallaron, a partir de un gran número de procesos de dispersión, límites en la masa tanto del bosón de Higgs neutro como del bosón de Higgs cargado asociada al 2HDM. La estructura tratada en [16] es usada en trabajos posteriores para determinar cotas en modelos extensivos a SM. Una de estas investigaciones es dirigida por Akeroyd, Arhrib y Naimi [17]. Ellos determinan límites en las masas de los bosones de Higgs establecidos por la unitariedad a nivel árbol en 2HDM tipo II a partir del estudio de procesos dispersivos de autoestados gauge. Uno de sus resultados son las cotas fuertes para la masa del bosón más liviano de  $\mathcal{CP}$ -par ( $m_h$ ) como función de  $\tan \beta$ . Este procedimiento es llevado a cabo suponiendo que el potencial de Higgs es invariante bajo una transformación de simetría discreta del tipo  $Z_2$ . Si se rompe la

---

<sup>2</sup>Aquí se discute, a partir del uso de la unitariedad a nivel árbol, la relación experimental  $m_w = m_z \cos \theta_w$  y de teoremas de bajas energías, como el espectro producido después del rompimiento espontáneo de la simetría no puede contener partículas mucho más ligeras que la escala electrodébil de 1 TeV.

<sup>3</sup>En realidad este método es una aproximación, ya que el término que evita la singularidad en el propagador contiene todas las posibles correcciones a la masa del Higgs, y como se ha establecido, el cálculo concerniente está asociado solo a los términos de orden  $\mathcal{O}(G_F m_h^2)$

<sup>4</sup>Para la época de este artículo el quark top no había sido encontrado. Su descubrimiento fue llevado a cabo en tevatron en el año de 1995. Así que antes de ello, existieron esfuerzos teóricos -con otros puntos de vista además de la unitariedad- de restringir sus masas a cierto conjunto de límites.

simetría discreta, los límites en la masa del higgs se hacen más débiles. Estos resultados sugieren que medidas de  $\tan\beta$  y  $m_h$  permiten la discriminación entre los dos potenciales.

El trabajo de Akeroyd sirvió como plataforma para investigaciones posteriores en esta dirección. Hořejší y Kladiva [18] hacen parte de esta avanzada. En [18] se reconsideran los resultados teóricos de los límites superiores de las masas del Higgs encontrados en [16] y [17]. Aquí, los resultados fundamentales se basan en los límites superiores en la masa del bosón de Higgs como dependencia de parámetros que representan interacciones que son mediadas por posibles cambios de sabor en corrientes neutras (FCNC). Un artículo de influencia experimental es presentado por Kaffas, Khater, OGREID y OSLAND [19], donde se establece un estudio minucioso de como la unitariedad limita y relaciona al modelo de dos dobletes de Higgs con violación  $\mathcal{CP}$  en la producción de quarks top en el LHC.

Otra investigación clave es presentada por Ginzburg e Ivanov [71]. En esta se tratan principalmente las cotas de las masas del Higgs para el modelo de dos dobletes más general con violación  $\mathcal{CP}$  explícita. El artículo se presenta desde un punto de vista esquemático y formal, ya que se discute ampliamente la relación entre las limitantes de la unitariedad a nivel árbol y el contenido físico de la teoría.

Los limitantes debidos a la unitariedad en otras teorías también han sido estudiados de una manera extensa. Citaremos algunos trabajos que sirven como punto de encuentro para las demás investigaciones en esta dirección. Como ya se había hecho explícito, en [14] se estudian las cotas de unitariedad en extensiones simples de los modelos minimales y dos dobletes, como también modelos supersimétricos donde existen tres supermultipletes de Higgs. Para modelos left-right se tienen los trabajos de Olness y Ebel [20]. Ellos, al considerar modelos minimales left-right, caracterizan los rangos disponibles para las masas del Higgs utilizando dos métodos distintos. El primero, el ya discutido método de LQT, y el segundo la parametrización por correcciones radiativas al propagador del Higgs. Este último consiste -esencialmente- en determinar el rango de masas del bosón de Higgs para el que la serie perturbativa converge. Otra investigación con esta directriz es tratada en el artículo de Deutsh [21]. Aquí se estipulan límites en el modelo left-right simétrico desde la unitariedad de la matriz C.K.M. El método específico radica en utilizar la información experimental combinada con la unitariedad de la matriz de Cabbibo- Kobayashi-Maskawa para establecer limitantes adicionales sobre los parámetros manifiestos del modelo simétrico left-right. Para modelos de gran unificación (GU) se encuentra el trabajo de Durand L. y Lopez J. [22], donde se presenta un método simplificado para el cálculo de la unitariedad sobre modelos de GU supersimétricos a través del *teorema de equivalencia* de las teoría gauge en dispersiones de altas energías. Aquí, se encuentra una cota superior para el bosón de Higgs neutro más ligero del modelo  $SU(5) \times U(1)$  ( $m_{h^0} < 155$  GeV).

## 1.2. Teorema óptico

Una de las más potentes consecuencias de la unitariedad en la teoría de campos cuánticos es el denominado *teorema óptico*, que está íntimamente ligado con la perturbatividad de la teoría y el comportamiento de los observables físicos en el régimen de altas energías. Con el objetivo de ampliar lo anterior, a continuación se estudiará tanto el origen del *teorema óptico* como sus implicaciones en el formalismo general de la teoría de dispersión.

### 1.2.1. Unitariedad y perturbatividad de la teoría

Para medir distintas razones de interacción, es indispensable preparar un estado que tiene un cierto contenido definido  $\zeta$  de partículas en  $t \rightarrow -\infty$  (estado -in-  $\Psi_\zeta^+$ ), y estudiar en  $t \rightarrow +\infty$  (estado -out-  $\Psi_\chi^-$ ) como se comporta dicho contenido inicial. Como ya se ha hecho explícito, en el estado “out” el contenido de partículas es  $\chi$ . La amplitud de probabilidad para la transición es <sup>5</sup>:

<sup>5</sup>Esta sección está basada en las referencias [23, 24, 25]

## 1. Unitariedad

$$\mathcal{S}_{\chi\zeta} = \langle \Psi_{\chi}^{-} | \Psi_{\zeta}^{+} \rangle. \quad (1.1)$$

Este arreglo de amplitudes complejas es conocido como la matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$  de dispersión. Caracterizemos al estado “*in*” por el contenido de partículas asociado  $|\zeta\rangle$ . De igual manera tenemos para el estado “*out*” la identificación  $|\chi\rangle$ . Estos estados son ortonormales y completos:

$$\langle \chi | \zeta \rangle = \delta_{\chi\zeta}, \quad (1.2a)$$

$$\sum_{\chi} |\chi\rangle \langle \chi| = 1; \quad \sum_{\zeta} |\zeta\rangle \langle \zeta| = 1. \quad (1.2b)$$

Los estados “*in*” y “*out*” no habitan en espacios de Hilbert diferentes. La matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$  es la conexión de ellos en el mismo espacio de Hilbert, ya que cualquier estado “*in*” puede ser expandido en términos de las sumas de los estados “*out*”, donde los coeficientes de expansión están dados por los elementos descritos por la relación (1.1). Como la matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$  conecta dos conjuntos de estados ortonormales, esta debe ser unitaria. Para ver este último punto de manera más clara, consideremos en primera instancia la condición de normalidad. La probabilidad que el sistema termine en algún estado final es de hecho la unidad,

$$\sum_{\chi} |\langle \chi | \widehat{\mathcal{S}} | \zeta \rangle|^2 = 1, \quad (1.3)$$

lo cual implica que:

$$\sum_{\chi} \langle \chi | \widehat{\mathcal{S}} | \zeta \rangle^* \langle \chi | \widehat{\mathcal{S}} | \zeta \rangle = 1, \quad (1.4a)$$

$$\sum_{\chi} \langle \zeta | \widehat{\mathcal{S}}^{\dagger} | \chi \rangle \langle \chi | \widehat{\mathcal{S}} | \zeta \rangle = 1. \quad (1.4b)$$

Al utilizar la completez de los estados, tenemos

$$\langle \zeta | \widehat{\mathcal{S}} \widehat{\mathcal{S}}^{\dagger} | \zeta \rangle = 1. \quad (1.5)$$

Como el estado  $\zeta$  es arbitrario, se obtiene

$$\widehat{\mathcal{S}} \widehat{\mathcal{S}}^{\dagger} = \widehat{\mathcal{S}}^{\dagger} \widehat{\mathcal{S}} = 1. \quad (1.6)$$

La segunda igualdad puede obtenerse a través de los teoremas de ortonormalidad y completez de los estados “*in*”. Esto muestra explícitamente que la matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$  es unitaria. Si no existen interacciones los estados “*in*” y “*out*” deben coincidir, así  $\widehat{\mathcal{S}} = 1$ . Este hecho permite definir a la matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$  por la relación

$$\widehat{\mathcal{S}} = 1 + i\widehat{\mathcal{T}}, \quad (1.7)$$

donde  $\widehat{\mathcal{T}}$  se denomina la matriz de *reacción* o de *transición*. La unitariedad implica que

$$2 \operatorname{Im} \widehat{\mathcal{T}} = -i(\widehat{\mathcal{T}} - \widehat{\mathcal{T}}^{\dagger}) = \widehat{\mathcal{T}}^{\dagger} \widehat{\mathcal{T}} = \widehat{\mathcal{T}} \widehat{\mathcal{T}}^{\dagger}. \quad (1.8)$$

Para ver la consistencia desde un punto de vista esquemático, tomaremos los elementos de matriz de la anterior ecuación entre dos estados de partícula  $\langle p_3 p_4 |$  y  $| p_1 p_2 \rangle$ . Tenemos

$$2 \operatorname{Im} \langle p_3 p_4 | \widehat{\mathcal{T}} | p_1 p_2 \rangle = \sum_{\zeta} \langle p_3 p_4 | \widehat{\mathcal{T}} | \zeta \rangle \langle p_1 p_2 | \widehat{\mathcal{T}} | \zeta \rangle^*. \quad (1.9)$$

Colocando  $\widehat{\mathcal{T}} = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \widehat{\mathcal{M}}$ , y escribiendo los estados  $|\zeta\rangle$  en términos de los momentos  $k_i$  de las partículas en este estado, se tiene

$$2 \operatorname{Im} \langle p_3 p_4 | \mathcal{M} | p_1 p_2 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{\zeta} \int \frac{d^3 k_1}{W_1} \frac{d^3 k_2}{W_2} \dots \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2 - \dots - k_{\zeta}) \\ \times \langle p_3 p_4 | \widehat{\mathcal{M}} | k_1 k_2 \dots k_n \rangle \langle p_1 p_2 | \widehat{\mathcal{M}} | k_1 k_2 \dots k_n \rangle^*, \quad (1.10)$$

aquí los  $W$ 's, se refieren a los distintos pesos de las medidas invariantes sobre el espacio de Minkowski. La suma explícita es hecha sobre todos los estados intermedios reales consistentes con la conservación del cuadrimomentum. Diagramáticamente, este hecho puede representarse a través de:

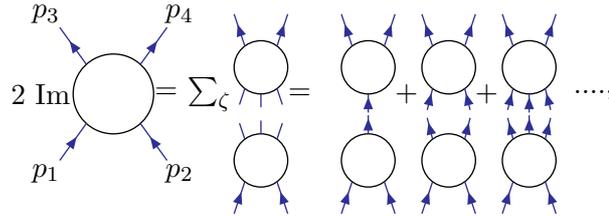


Figura 1.1.: Representación diagramática del teorema óptico (1.10).

Cada diagrama contiene la integral sobre el momentum respectivo de los estados intermedios. La esencia de la unitariedad queda aquí establecida: *esto aplica orden por orden en la teoría de las perturbaciones*. Este es el denominado *teorema óptico*, que establece que la parte imaginaria de la amplitud de dispersión es proporcional a la sección eficaz total. El *teorema óptico* es por tanto la consecuencia de la relación existente entre la unitariedad y la perturbatividad de la teoría. En ausencia de esta propiedad, los estados cuánticos definidos antes y después de la dispersión, podrían llevar a la ausencia de una definición consistente de partículas en los estados asintóticos. En complemento y utilizando la definición de la matriz  $\widehat{\mathcal{S}}$ , se puede establecer que si en una teoría la unitariedad es violada, los espacios de Hilbert que conectan a los estados asintóticos no son los mismos, conduciendo a la no conservación de la probabilidad para los procesos dispersivos allí inmersos.

Aunque en esta construcción se han tomado estados de dos partículas, el *teorema óptico* es en general válido para cualquier estado de multipartículas del espacio de Fock.

### 1.2.2. Implicaciones de la Unitariedad

A fin de generalizar el caso discreto, consideraremos ahora los estados específicos en el espacio de Hilbert de una manera continua. Este hecho permite tratar a estados que describen observables continuos como el momentum de las partículas que hacen parte del proceso dispersivo. En los estados asintóticos de partícula libre todas las variables son discretas excepto el cuadri-momentum asociado. Siguiendo la notación de (1.1), la generalización de la relación de completitud para estados “in” y “out” puede ser escrita a través de:

## 1. Unitariedad

$$\int d\xi S_{\xi\chi}^* S_{\xi\zeta} = \int d\xi \langle \Psi_\chi^+ | \Psi_\xi^- \rangle \langle \Psi_\xi^- | \Psi_\zeta^+ \rangle = \langle \Psi_\chi^+ | \Psi_\zeta^+ \rangle = \delta(\chi - \zeta), \quad (1.11a)$$

$$\int d\xi S_{\chi\xi} S_{\zeta\xi}^* = \int d\xi \langle \Psi_\xi^- | \Psi_\chi^+ \rangle \langle \Psi_\zeta^+ | \Psi_\xi^- \rangle = \langle \Psi_\zeta^+ | \Psi_\chi^+ \rangle = \delta(\chi - \zeta). \quad (1.11b)$$

Cada una de las relaciones indican -en su orden- esencialmente que  $S^\dagger S = S S^\dagger = 1$  (relación (1.6)). Con el uso de la matriz de transición (y de la amplitud invariante), se encuentra para la matriz de dispersión

$$S_{\xi\chi} = \delta(\xi - \chi) + 2\pi i \delta^4(p_f - p_i) \mathcal{M}_{\xi\chi} \quad (1.12)$$

Al reemplazar en nuestras condiciones de unitariedad, se obtiene

$$\begin{aligned} \delta(\zeta - \chi) &= \int d\xi (\delta(\xi - \chi) - 2\pi i \delta^4(p_\xi - p_\chi) \mathcal{M}_{\xi\chi}^*) (\delta(\xi - \zeta) + 2\pi i \delta^4(p_\xi - p_\zeta) \mathcal{M}_{\xi\zeta}) \\ &= \delta(\zeta - \chi) + 2\pi i \delta^4(p_\chi - p_\zeta) \mathcal{M}_{\chi\zeta} - 2\pi i \delta^4(p_\zeta - p_\chi) \mathcal{M}_{\zeta\chi}^* \\ &\quad - (2\pi)^2 \int d\xi [\delta^4(p_\xi - p_\chi) \delta^4(p_\xi - p_\zeta)] \mathcal{M}_{\xi\chi}^* \mathcal{M}_{\xi\zeta}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Si tomamos  $p_\chi = p_\zeta$  (conservación del cuadrimomentum), la anterior expresión puede simplificarse

$$i \mathcal{M}_{\chi\zeta} - i \mathcal{M}_{\zeta\chi}^* - 2\pi \int d\xi \delta^4(p_\xi - p_\chi) \mathcal{M}_{\xi\chi}^* \mathcal{M}_{\xi\zeta} = 0. \quad (1.14)$$

Esta es la forma general, ya establecida, del *teorema óptico*; indicando la relación de la parte imaginaria de la amplitud invariante con las contribuciones de los diferentes canales, consistentes con la conservación del cuadrimomentum, a la sección eficaz total. Se observa la forma perturbativa de esta relación a través de la consideración continua de los estados pertenecientes a dichos canales. Para el caso especial  $\zeta = \chi$ , la anterior relación puede transformarse en

$$\text{Im } \mathcal{M}_{\chi\chi} = \pi \int d\beta \delta^4(p_\xi - p_\chi) |\mathcal{M}_{\xi\chi}|^2. \quad (1.15)$$

Que es el análogo (mediante otra deducción) de la relación (1.10) con los estados iniciales coincidentes con los estados finales. La regla de oro de Fermi para una sección eficaz diferencial  $2 \rightarrow 2$  en el centro de masa [24, 25, 26], con esta notación, puede ser escrita por

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{E_{cm}^2 u_\chi} \int d\beta (2\pi) \delta^4(p_\xi - p_\chi) |\mathcal{M}_{\xi\chi}|^2 = \frac{\pi}{2E_{cm} |\mathbf{p}_{cm}|} \int d\beta \delta^4(p_\xi - p_\chi) |\mathcal{M}_{\xi\chi}|^2. \quad (1.16)$$

Aquí se ha hecho uso de la relación para la velocidad relativa  $u_\chi$ , en el sistema centro de masa,

$$u_\chi = \frac{4|\mathbf{p}_{cm}|}{E_{cm}}. \quad (1.17)$$

Al comparar (1.15) con (1.16), encontramos la forma típica de expresar el *teorema óptico*:

$$\text{Im } \mathcal{M}_{\chi\chi} = 2E_{cm} |\mathbf{p}_{cm}| \sigma_{tot}. \quad (1.18)$$

En virtud a que la parte imaginaria de la amplitud de dispersión está íntimamente ligada con la atenuación por el centro dispersor de la onda de probabilidad, esta relación extiende naturalmente la proporcionalidad de dicha cantidad con la probabilidad total de dispersión.

Por otro lado, la sección eficaz diferencial en el sistema centro de masa para una dispersión elástica de 2 cuerpos  $\rightarrow$  2 cuerpos, en términos de las energías y magnitudes de los momentos correspondientes, está descrita por

$$\frac{d\sigma(\chi \rightarrow \xi)}{d\Omega} = \frac{1}{16(2\pi)^2 E_{cm}^2} |\mathcal{M}_{\xi\chi}|^2. \quad (1.19)$$

Desde aquí podemos definir la amplitud de dispersión  $f(\chi \rightarrow \xi)$  (con una fase adecuada), de tal forma que

$$\frac{d\sigma(\chi \rightarrow \xi)}{d\Omega} = |f(\chi \rightarrow \xi)|^2. \quad (1.20)$$

Así,

$$f(\chi \rightarrow \xi) \equiv \frac{1}{(8\pi)E_{cm}} \mathcal{M}_{\xi\chi}. \quad (1.21)$$

Para  $\chi = \xi$ , se obtiene al analizar (1.20) con (1.18), para esta dispersión en particular, a que la condición de unitariedad puede ser reescrita a través de

$$\text{Im } f(\chi \rightarrow \chi) = \frac{|\mathbf{p}_{cm}|}{4\pi} \sigma_{tot}. \quad (1.22)$$

Desde aquí se pueden nombrar varias implicaciones que tiene el concepto de unitariedad en la estructura general de la teoría de campos. Una de ellas es la relación entre el *teorema óptico*, por medio de la amplitud  $f$ , y el patrón de dispersión a altas energías. La amplitud  $f$  es una función suave del ángulo de dispersión, existiendo un intervalo del ángulo sólido para el que  $|f|^2$  tiene un límite de saturación. Esto permite, en virtud a esta forma del teorema óptico, limitar la sección eficaz total y por tanto una región del ángulo sólido donde la función  $|f|^2$  posee el mismo valor, con lo cual

$$\Delta\Omega \leq \frac{32\pi^2}{|\mathbf{p}_{cm}|^2 \sigma_{tot}}. \quad (1.23)$$

Ya que la relación entre la unitariedad y la perturbatividad de la teoría trae consigo que la sección eficaz debe tender a un valor constante en el límite de altas energías, esta frontera muestra la aparición de un pico de difracción, donde el ángulo sólido decae como  $|\mathbf{p}_{cm}|^{-2}$  cuando  $|\mathbf{p}_{cm}| \rightarrow \infty$  [25].

Otra consecuencia fundamental de la unitariedad es el *teorema H de Boltzmann*. Su deducción, en primera instancia, se hace suponiendo invarianza de inversión temporal y aproximación dinámica de Born<sup>6</sup> sobre la ecuación de transporte de Boltzmann. En virtud a la condición (1.6),  $\mathcal{S}\mathcal{S}^\dagger = \mathcal{S}^\dagger\mathcal{S} = 1$ , las tasas de decaimiento de los estados iniciales a los finales coinciden con la de los finales a los de los iniciales, i.e,

$$\int d\xi \left( \frac{V}{(2\pi)^3} \right)^{N_\chi} \frac{d\Gamma(\chi \rightarrow \xi)}{d\xi} = \int d\xi \left( \frac{V}{(2\pi)^3} \right)^{N_\xi} \frac{d\Gamma(\xi \rightarrow \chi)}{d\chi}. \quad (1.24)$$

Esto implica que

---

<sup>6</sup>Esta aproximación está basada en que desde un potencial de interacción relativamente débil, los estados de partícula libre coinciden con los estados asintóticos de dispersión "in" [25].

## 1. Unitariedad

$$-\frac{d}{dt} \int d\chi P_\chi \ln \left( \frac{P_\chi}{c_\chi} \right) \geq 0, \quad (1.25)$$

$c_\chi = (V/(2\pi)^3)^{N_\chi}$ . Aquí  $P_\chi d\chi$  indica la probabilidad de encontrar al sistema en un volumen  $d\chi$  del espacio de estados de multipartículas  $\Phi_\chi$  (cuya variación total es independiente del tiempo). Este es el famoso *teorema H de Boltzmann*, el cual establece que el incremento de la entropía (que es proporcional al integrando en esta última relación) se detiene cuando la probabilidad llega ser una función solo de cantidades conservadas, como la energía y la carga. Lo anterior se convierte en un ejemplo de la **Segunda Ley de la Termodinámica**, definiendo los estados de equilibrio y no equilibrio en el sistema Físico en consideración.

En adición, otra fuerte implicación de la unitariedad está en el *teorema CPT* con la antisimetrización del comportamiento entre partículas y antipartículas. En virtud a que la simetría conservada *CPT* es antiunitaria [25], los procesos en los que se involucren partículas no pueden ser extrapolados de una manera simple a los procesos en los que participen sus respectivas antipartículas. Por ejemplo, si consideramos las tasas de reacción para un conjunto dado de partículas y un proceso análogo para el mismo conjunto de sus respectivas antipartículas, se puede ver que dichas tasas de reacción coinciden cuando las antipartículas poseen una proyección espín inversa, i.e

$$\Gamma_{p_1, \sigma_1; p_2, \sigma_2; \dots} = \Gamma_{p_1, -\sigma_1; p_2, -\sigma_2; \dots}^{(c)} \quad (1.26)$$

Al tener un solo estado de partícula y considerando dicha implicación mas la invarianza rotacional de los interacciones fundamentales conocidas (donde se prohíbe tasas de decaimiento dependientes de la tercera componente del espín), podemos concluir que los tiempos de vida media para partículas inestables son los mismos que para sus respectivas antipartículas.

### 1.3. Ondas parciales y Unitariedad

La utilización de estados asintóticos como la base en la que se expresa la matriz  $S$  es debido al hecho que el momentum del estado de  $n$ -partículas y la energía total  $E$  forman un espacio *compacto*  $(3n - 4)$  dimensional [25, 27]. Así, en el sistema C.M. para un estado de 2 partículas, este espacio es una superficie esférica 2-dimensional. En una variedad del tipo de 2-esfera, los armónicos esféricos sirven como la base de expansión de una serie generalizada de “*ondas parciales*”. Para un caso general cualquier espacio compacto admite, bajo un conjunto apropiado de funciones base, una expansión en “*ondas parciales*”. Por simplicidad, consideraremos solo el caso de estados de 2 partículas con espín arbitrario, ya que nuestro objetivo es establecer los fundamentos para el estudio de procesos del tipo  $2 \rightarrow 2$  (ver Figura 1.2).

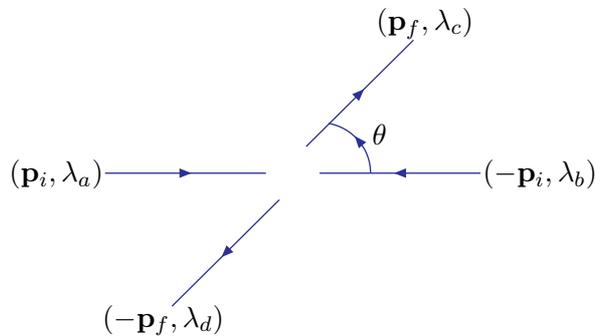


Figura 1.2.: *Dispersión de dos partículas en el sistema centro de masa.*

Teniendo en cuenta la Figura 1.2, el elemento matricial  $\mathcal{M}_{\zeta_\chi}$  puede definirse mediante la relación

$$\langle \zeta | \widehat{T} | \chi \rangle = (2\pi)^2 \delta^4(p_\zeta - p_\chi) \mathcal{M}_{\zeta\chi}. \quad (1.27)$$

Ahora, por simplicidad,  $\chi$  representa al estado inicial,  $\zeta$  al estado final y  $\widehat{T}$  la matriz de transición asociada. Con nuestra notación estos estados representan a los siguientes estados de momentum y helicidad:

$$|\chi\rangle = |p_a, \lambda_a, p_b, \lambda_b\rangle, \quad (1.28a)$$

$$|\zeta\rangle = |p_c, \lambda_c, p_d, \lambda_d\rangle. \quad (1.28b)$$

La función delta de Dirac impone la restricción de conservación del cuadrimomentum, siendo este hecho de utilidad para elegir un subespacio de Hilbert  $H_s \subset H$ . Esto se puede entender desde el análisis dinámico del proceso dispersivo. Nuestro caso contiene dos partículas no-idénticas (antipartícula-partícula para fermiones) masivas de espines arbitrarios  $s_1$  y  $s_2$ . Los estados quedan definidos a través de su momento  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b$ , la energía del sistema  $E = E_1 + E_2$ , las componentes de espín en la dirección  $z$   $\lambda_a, \lambda_b$ , el momento angular  $l$  y su componente en  $z$ ,  $m$  ( con  $|m| \leq l$ )<sup>7</sup>. Mediante el uso de los coeficientes Clebsch-Gordan en dos ocasiones se puede construir una primera base de representaciones irreducibles, que combinan el espín de las dos partículas para dar un espín total  $s$  con componente en  $z$   $-\lambda$ , luego se construye una segunda base de momentum angular total  $J$  con componente en  $z$   $-m_j$ , formada desde el momentum angular  $l$  y su componente en  $z$   $-m$ . En resumen, para describir un proceso físico se debe establecer algún esquema de acople del tipo  $L - S$  o  $j - j$  para los estados iniciales (con el fin de considerar estados bien definidos de momentum angular total como cantidad conservada), y establecer la transición a algún estado final también caracterizado en algún esquema de acople. Este mecanismo es muy complicado, pero puede ser simplificado si los estados iniciales y finales son escogidos apropiadamente.

A fin de lograr lo anterior, iniciemos con declarar un estado en el sistema centro de masa CM para dos partículas, donde una partícula tiene momentum  $\mathbf{p}_1 = p\hat{e}_3$  y helicidad  $\lambda_1$ , y colisiona con una segunda partícula que se mueve con momentum opuesto,  $\mathbf{p}_2 = -p\hat{e}_3$  y helicidad  $\lambda_2$ <sup>8</sup>. Este estado en el sistema CM se consigue de la forma

$$|p\hat{e}_3, \lambda_1, \lambda_2\rangle \equiv |p\hat{e}_3, \lambda_1\rangle \otimes | -p\hat{e}_3, \lambda_2\rangle = |p\hat{e}_3, \lambda_1\rangle \otimes U(0, \pi, 0)|p\hat{e}_3, \lambda_2\rangle. \quad (1.29)$$

Aquí  $U$  representa una matriz rotación en los ángulos de Euler. El momentum angular neto a lo largo de  $\hat{e}_z$  de este estado es  $\lambda_1 - \lambda_2$ , con lo cual

$$J_3|p\hat{e}_3, \lambda_1, \lambda_2\rangle = (\lambda_1 - \lambda_2)|p\hat{e}_3, \lambda_1\lambda_2\rangle. \quad (1.30)$$

Un estado con una dirección arbitraria puede ser escrito como

$$|p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle = U(\phi, \theta, 0)|p\hat{e}_3, \lambda_1, \lambda_2\rangle, \quad (1.31)$$

que son denominados “estados de ondas planas” generales. Sabemos que los operadores proyección  $P_{J,M}^{\lambda_1-\lambda_2}$  transforman irreduciblemente bajo la  $J$ -representación. Este hecho permite encontrar, bajo su aplicación, autoestados de momentum angular total,

<sup>7</sup> $l$  y  $m$  especifican la dependencia del estado sobre las direcciones de  $\mathbf{p}_a$  ó  $\mathbf{p}_b$

<sup>8</sup>Para una discusión más profunda desde el lenguaje de la teoría de grupos ver [28]. Desde la teoría general de dispersión y en pro de un tratamiento más detallado, se recomienda el apéndice E de la referencia [29]

## 1. Unitariedad

$$|pJM\lambda_1\lambda_2\rangle = \frac{2J+1}{4\pi} \int d\Omega |p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle D_{(J)}^\dagger(\phi, \theta, 0)^{\lambda_1-\lambda_2}_M. \quad (1.32)$$

Al invertir esta ecuación se obtiene

$$|p, \theta, \phi, \lambda_1, \lambda_2\rangle = \sum_{J,M} \left( \frac{2J+1}{4\pi} \right)^{1/2} |pJM\lambda_1\lambda_2\rangle D^{(J)}(\phi, \theta, 0)^M_{\lambda_1-\lambda_2}. \quad (1.33)$$

Donde  $D$  es una D-función de Wigner<sup>9</sup> que representa una rotación finita  $R_{\phi,\theta}$ . Este formalismo, que condensa las ondas planas de helicidad de dos partículas y los estados de momentum angular, fue establecido por Jacob y Wick [30]. Estos estados tienen un conjunto de características importantes. Debido a que todos los números cuánticos que allí aparecen son físicos y por tanto medibles, estos son independientes de las suposiciones dinámicas. Otra ventaja es la libertad ante esquemas de acoples del tipo  $L-S$  y  $j-j$ , que pueden ser deducidos de la comparación de los estados de “ondas planas” (1.31) con los estados de “momentum angular” (1.33), permitiendo a su vez analizar comportamientos simples de la helicidad bajo transformaciones de simetría discretas. En adición, este método puede ser aplicable indiferentemente a sistemas con partículas de masa cero como a sistemas de partículas masivas (en otros esquemas de acople dicha propiedad no es extrapolable debido a que el espín estático no tiene significado en estados de masa cero). Utilizando este formalismo, tenemos para nuestro proceso dispersivo lo siguiente:

$$|\mathbf{p}_i, \lambda_a, \lambda_b\rangle = \sum_{J_i, M_i} \left( \frac{2J_i+1}{4\pi} \right)^{1/2} |p_i, J_i, M_i = \lambda_a - \lambda_b, \lambda_a, \lambda_b\rangle D^{(J_i)}(\phi, \theta, 0)^{M_i}_{\lambda_a-\lambda_b}, \quad (1.37)$$

$$|\mathbf{p}_f, \lambda_c, \lambda_d\rangle = \sum_{J_f, M_f} \left( \frac{2J_f+1}{4\pi} \right)^{1/2} |p_f, J_f, M_f, \lambda_c, \lambda_d\rangle D^{(J_f)}(\phi, \theta, 0)^{M_f}_{\lambda_c-\lambda_d}. \quad (1.38)$$

En virtud a que todas las interacciones de la naturaleza son invariantes bajo rotaciones espaciales, la matriz de dispersión conserva momentum angular. Para el elemento matricial se obtiene entonces

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{p}_f, \lambda_c, \lambda_d | \widehat{\mathcal{T}} | \mathbf{p}_i, \lambda_a, \lambda_b \rangle &= \sum_J \sum_{J_f, M_f} \frac{(2J_f+1)^{1/2} (2J_i+1)^{1/2}}{4\pi} \langle p_f, J_f, M_f, \lambda_c, \lambda_d | \widehat{\mathcal{T}} | p_i, J_i, M_i = \lambda_a - \lambda_b, \lambda_a, \lambda_b \rangle \\ &\times D^{(J_i)}(\phi, \theta, 0)^{M_i}_{\lambda_a-\lambda_b} D_{(J_f)}^\dagger(\phi, \theta, 0)^{\lambda_c-\lambda_d}_{M_f}. \end{aligned} \quad (1.39)$$

<sup>9</sup>La D-función de Wigner es una matriz cuadrada de dimensión  $2j+1$  con elementos generales:

$$D_{m'm}^j(\alpha, \beta, \gamma) \equiv \langle jm' | \mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma) | jm \rangle = e^{-im'\alpha} d_{m'm}^j(\beta) e^{-im\gamma}. \quad (1.34)$$

Con  $\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma)$  el operador de rotación escrito por medio de los ángulos de Euler  $\alpha, \beta$  y  $\gamma$ , y de sus respectivos generadores como

$$\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}. \quad (1.35)$$

Y  $d_{m'm}^j$  es la matriz de Wigner reducida

$$d_{m'm}^j(\beta) = \langle jm' | e^{-i\beta J_y} | jm \rangle. \quad (1.36)$$

Haciendo uso del teorema de Wigner-Eckart<sup>10</sup>, podemos escribir para el primer factor de la derecha

$$\langle p_f, J_f, M_f, \lambda_c, \lambda_d | \widehat{\mathcal{T}} | p_i, J_i, M_i, \lambda_a, \lambda_b \rangle = \langle J_f M_f (J, J_i) \lambda M \rangle \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{T}_J(E) | \lambda_a \lambda_b \rangle \quad (1.40)$$

Con  $M' = \lambda + M$ . Para nuestro caso en particular  $\lambda = 0$  (operador escalar), por lo tanto

$$\langle p_f, J_f, M_f, \lambda_c, \lambda_d | \widehat{\mathcal{T}} | p_i, J_i, M_i, \lambda_a, \lambda_b \rangle = \delta_{J_i}^{J_f} \delta_{M_i}^{M_f} \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{T}_J(E) | \lambda_a \lambda_b \rangle. \quad (1.41)$$

Reemplazando este hecho en el elemento matricial (1.39), llegamos finalmente a<sup>11</sup>

$$\langle \mathbf{p}_f, \lambda_c, \lambda_d | \widehat{\mathcal{T}} | \mathbf{p}_i, \lambda_a, \lambda_b \rangle = \sum_{J, M} \left( \frac{2J+1}{4\pi} \right) \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{T}_J(E) | \lambda_a \lambda_b \rangle D^{(J)}(\phi_i, \theta, 0)^{\lambda_a - \lambda_b} D_{(J)}^\dagger(\phi_f, \theta, 0)_{\lambda_c - \lambda_d}^M. \quad (1.42)$$

Esta es la expansión general en ondas parciales para cualquier proceso dispersivo o reacción de dos partículas. Estos desarrollos, donde se involucran solo los grados de libertad de espín, no traen consigo ninguna complicación con respecto al tratamiento estándar de partículas sin espín. En cambio, al realizar el acercamiento convencional con el tratamiento de espín estático para las partículas, la relación entre los estados de onda plana y de momentum angular, involucran multiples expansiones en acoples Clebsh-Gordan, haciendo de la forma particular una estructura más complicada para la expansión general de estos estados [28].

Con las ventajas de esta descomposición claras, ahora se estudia como esta expansión conlleva a la definición general de la amplitud invariante de dispersión. Esto establece consecuentemente el comportamiento que tiene la unitariedad sobre este nuevo formalismo. Al tomar la dirección inicial a lo largo del eje  $z$ , a través del uso de la matriz representación, y en términos de la amplitud invariante  $\mathcal{M}$ , esta relación puede ser escrita por medio de

$$\mathcal{M}(s, \theta) = 16\pi \sum_J (2J+1) D_{(J)}^\dagger(\phi_f, \theta, 0)^{\lambda_a - \lambda_b} \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{M}^J(E) | \lambda_a \lambda_b \rangle. \quad (1.43)$$

Las amplitudes de las ondas parciales están definidas mediante la relación

$$\mathcal{M}^J(s) \equiv \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{M}^J(s) | \lambda_a \lambda_b \rangle = \frac{\sqrt{s}}{4|\mathbf{p}|} \langle \lambda_c \lambda_d | \mathcal{T}_J(s) | \lambda_a \lambda_b \rangle. \quad (1.44)$$

<sup>10</sup>Para el grupo  $SO(3)$ , el teorema de Wigner-Eckart (WE) establece que para un conjunto de operadores  $\{O_\lambda^s\}$  que transforman de acuerdo a la  $s$ -representación, sus elementos matriciales en estados físicos irreducibles satisfacen

$$\langle j' m', \alpha' | O_\lambda^s | j, m, \alpha \rangle = \langle j' m' (s, j) \lambda m \rangle \langle j' \alpha' | O^s | j \alpha \rangle.$$

El primer factor de la derecha son los coeficientes de Clebsh-Gordan asociados al cambio de base para las representaciones irreducibles. Si tomamos el caso particular de un operador escalar (tensor de rango cero), el teorema (WE) establece que

$$\langle j' m', \alpha' | O_0^0 | j, m, \alpha \rangle = \delta_j^{j'} \delta_{m'}^m \langle j' \alpha' | O^0 | j \alpha \rangle.$$

<sup>11</sup>Esta relación es la generalización del problema de dispersión para partículas de espín cero, donde se tenía esencialmente que

$$\langle \widehat{\mathbf{p}}_f | \mathcal{T} | \widehat{\mathbf{p}}_i \rangle = \sum_{l, m} Y_l^m(\widehat{\mathbf{p}}_f) T_l(E) Y_l^{m*}(\widehat{\mathbf{p}}_i) = \sum_{l, m} \left( \frac{2l+1}{4\pi} \right) \left[ D^l(\phi_f, \theta, 0)_{m_0}^m \right]^* T_l(E) \left[ D^l(\phi_i, \theta, 0)_{m_0}^0 \right].$$

## 1. Unitariedad

Si el estado de helicidad de la partícula  $a$  coincide con el de la partícula  $b$ , y el de la partícula  $c$  con el de la partícula  $d$ , este elemento matricial toma la forma

$$\mathcal{M}(s, \theta) = 16\pi \sum_J (2J+1) D_{(J)}^\dagger(\phi_f, \theta, 0)_0^0 \mathcal{M}^J(s) = 16\pi \sum_J (2J+1) P_J(\cos \theta) \mathcal{M}^J(s). \quad (1.45)$$

Se ha hecho uso de las propiedades para las  $D$ -funciones (e.g.  $D_{00}^{(J)} = P_J(\cos \theta)$ ). Esta forma representa una expresión típica de expansión en ondas parciales generalizadas. La unitariedad perturbativa requiere que

$$|\mathcal{M}^J|^2 \leq |\text{Im}(\mathcal{M}^J)|. \quad (1.46)$$

Desde la desigualdad de Schwartz,  $\text{Im}(\mathcal{M}^J) \leq |\mathcal{M}^J|$ , se tiene que  $|\mathcal{M}^J| \leq 1$ . Esta limitante fue utilizada en los trabajos pioneros en restricciones unitarias tanto en el SM como en el modelos de dos dobletes [16]. Por medio del uso del comportamiento en el plano complejo de los coeficientes de las ondas parciales,

$$\text{Re}(\mathcal{M}^J)^2 + \text{Im}(\mathcal{M}^J)^2 = |\mathcal{M}^J|^2 \leq 1, \quad (1.47)$$

podemos obtener limitantes más fuertes, ya que

$$\text{Re}(\mathcal{M}^J)^2 \leq |\text{Im}(\mathcal{M}^J)| (1 - |\text{Im}(\mathcal{M}^J)|) \leq \frac{1}{4} \rightarrow |\text{Re}(\mathcal{M}^J)| \leq \frac{1}{2}, \quad (1.48)$$

donde dicha relación es satisfecha para toda onda parcial asociada a cualquier valor  $J$ . Esta propiedad puede demostrarse desde el diagrama de Argand (circulo unitario) representado en la Figura 1.3. Allí la norma del vector  $\mathcal{M}_J$  nunca excede el valor de  $1/2$  residente en el eje real.

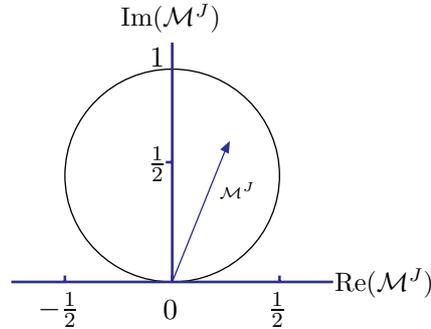


Figura 1.3.: *Diagrama de Argand que representa a la relación (1.47), delimitando la región donde la unitariedad asociada a las ondas parciales es respetada.*

Este límite puede ser obtenido de manera general (cualquier combinación del conjunto de estados de helicidad tal que coincidan con los estados de helicidad finales) a través del uso de la unitariedad de la matriz  $\mathcal{S}$  con la condiciones (1.6) y (1.8). Al tomar el elemento matricial para los estados de dos partículas,

$$\langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}}^\dagger - \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle = i \langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}}^\dagger \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle. \quad (1.49)$$

Introduciendo una relación de completez, con un nuevo conjunto de números cuánticos que están inmersos en la base del espacio de Fock

$$\begin{aligned}
 \langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}}^\dagger - \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle &= i \sum_{\alpha} \langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}}^\dagger | J, M, \alpha \rangle \langle J, M, \alpha | \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle \\
 &= i \sum_{\alpha} \langle J, M, \alpha | \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle^\dagger \langle J, M, \alpha | \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle \\
 &= i \sum_{\alpha} |\langle J, M, \alpha | \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle|^2.
 \end{aligned} \tag{1.50}$$

Tomando el valor absoluto y al tener en cuenta solo los estados de helicidad de dos partículas (i.e. contribuciones elásticas), se llega a

$$|\langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}}^\dagger - \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle| \geq |\langle J, M, \lambda_a, \lambda_b | \widehat{\mathcal{T}} | J, M, \lambda_a, \lambda_b \rangle|^2. \tag{1.51}$$

Haciendo uso de la relación (1.44), llegamos a

$$|\mathcal{M}_{\lambda_a \lambda_b \lambda_a \lambda_b}^J - \mathcal{M}_{\lambda_a \lambda_b \lambda_a \lambda_b}^{J*}| \geq \frac{4|\mathbf{p}|}{\sqrt{s}} |\mathcal{M}_{\lambda_a \lambda_b \lambda_a \lambda_b}^J|^2. \tag{1.52}$$

Donde se hace explícito el hecho de que los estados finales coinciden con los estados iniciales. Esta notación implica que  $\mathcal{M}_{\lambda_a \lambda_b \lambda_a \lambda_b}^J = \langle \lambda_a \lambda_b | \mathcal{M}^J | \lambda_a \lambda_b \rangle$ . Llevando esta relación al límite de altas energías, se encuentra, en virtud al círculo unitario, que  $|\text{Im}(\mathcal{M}^J)| \geq |\mathcal{M}^J|^2 \rightarrow |\text{Re}(\mathcal{M}^J)| \leq 1/2$ . Concluyendo que en el límite de altas energías, en estados iniciales y finales simétricos, se recupera la cota de unitariedad obtenida para el caso particular  $\lambda_a - \lambda_b = \lambda_c - \lambda_d = 0$ . Además si se tienen partículas idénticas, la condición de simetrización trae consigo un factor de dos, haciendo que este límite cambie a

$$|\mathcal{M}^J| \leq 2 \rightarrow |\text{Re}(\mathcal{M}^J)| \leq 1. \tag{1.53}$$

Esto es de gran utilidad cuando estudiamos la interacción de estados neutros, como la dispersión de bosones gauge  $Z^0$  y de bosones de Higgs  $H^0$ .

Esta formulación general se vuelve en el eje central de las discusiones alrededor del comportamiento unitario del sector escalar minimal y de dos dobletes del SM. Así, después de determinar la influencia respectiva del rompimiento espontáneo de la simetría en la región de campos de estas teorías, miraremos como surgen diferentes sistemáticas (e.g el método LQT) asociadas a la unitariedad que tienen el fin de determinar cotas sobre los parámetros libres (generalmente masas escalares) de estos modelos en su nivel perturbativo más bajo.

Uno de los logros teóricos más preponderantes de la Física de partículas elementales -en la última mitad del siglo XX- fue la construcción del Modelo Estándar, todo en virtud a su alto nivel predictivo y consecuencia con los experimentos desarrollados hasta la actualidad (con la única falencia en la explicación de la oscilación de neutrinos). Aunque los logros fenomenológicos son indudables, existen aún muchas cuestiones abiertas en la fundamentación conceptual del modelo, como lo es la explicación de la jerarquía de masas en el espectro fermiónico, la cuantización de la carga y la ausencia fenomenológica de un mecanismo unívoco encargado de explicar el origen de la masas de todas las partículas de la teoría. En virtud a que los sectores escalares no han sido explorados directamente <sup>1</sup>, los comportamientos asociados a esta región del modelo son todavía un problema sin solución.

A fin de dar un sustento teórico y fenomenológico al Modelo Estándar, se hará un recorrido conceptual por cada uno de sus sectores, enfatizando en los estadios del mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil -llamado a ser la manera natural en la que se generan las masas de los campos de materia y radiación-. Desde allí se realiza un estatus de los métodos experimentales actuales en la detección de los parámetros que emergen del rompimiento espontáneo de la simetría. Después se establecen las cuestiones teóricas que describen algunos comportamientos no deseados del Modelo Estándar en escalas de energía superiores al corte electrodébil. Dichos conceptos aun no completos de la teoría, donde la unitariedad juega un papel importante, además de interpretar al modelo como una manera *efectiva* de describir las interacciones electrodébiles y fuertes, permiten no solo imponer un conjunto de limitantes en los parámetros libres, si no también el establecer escalas de energía donde *nueva física* debe aparecer; todo con el único objetivo de construir una teoría completamente realista y consistente con el *background cuántico y espacio-temporal* que la caracteriza.

## 2.1. Fundamentos

El modelo electrodébil (o denominada comúnmente la teoría Glashow-Weinberg-Salam [31]) es una teoría *gauge* basada en el grupo de simetría local  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  (la localidad está motivada en el hecho de que la teoría debe ser renormalizable i.e *el principio gauge*), existiendo tres bosones gauge asociados a  $SU(2)_L$  con  $W_\mu^i$   $i = 1, 2, 3$ , y un bosón gauge  $B_\mu$  asociado a la parte  $U(1)_Y$ . Las interacciones fuertes presentes en el sector de quarks están descritas por la Cromodinámica Cuántica (QCD), basada en el grupo gauge  $SU(3)_c$ . El modelo GWS en adición a la QCD generan el marco de referencia para describir el origen dinámico de tres de las interacciones fundamentales de la naturaleza, siendo este esquema de unificación que comúnmente

---

<sup>1</sup>En realidad un estado fundamental con indicios de ser un escalar fue detectado durante la discusión de este trabajo [1]. Los límites de precisión develarán el verdadero comportamiento y naturaleza de esta fluctuación.

denominamos el Modelo Estándar (SM). En ánimo a emular el comportamiento de la Electrodinámica Cuántica (QED) <sup>2</sup>, el término cinético para nuestro nuevo grupo de simetría electrodébil es:

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.1)$$

Con el comportamiento antisimétrico descritos por los cuatro campos gauge,

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.2a)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.2b)$$

Los campos fermiónicos están constituidos por tres generaciones de quarks y leptones quirales *left-handed* y *right-handed* ( $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) f$ ). Los fermiones *left-handed* se encuentran organizados en isodobletes débiles <sup>3</sup>,

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (2.3a)$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (2.3b)$$

Con tercera componente del isoespín de los isodobletes  $I_f^3 = \pm\frac{1}{2}$ . Por otro lado los fermiones *right-handed* están en isosingletes débiles,

$$\begin{aligned} & e_R^-, \quad \mu_R^-, \quad \tau_R^-, \quad \dots \\ & d_R, \quad u_R, \quad s_R, \quad c_R, \quad b_R, \quad t_R, \end{aligned} \quad (2.4)$$

con  $I_f^{3R} = 0$ . En este capítulo y en lo que precede al texto, asumiremos que los neutrinos no poseen masa y que por tanto aparecen solo con sus componentes *left-handed*. La hipercarga fermiónica, definida en términos de  $I_f^3$  y de la carga eléctrica en unidades de  $+e$ , está dada por:

$$Y_f = 2Q_f - 2I_f^3 \Rightarrow Y_{L_i} = -1, \quad Y_{l_{R_i}} = -2, \quad Y_{Q_i} = \frac{1}{3}, \quad Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}, \quad Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}. \quad (2.5)$$

En adición, los quarks son tripletes bajo el grupo  $SU(3)_c$ , mientras que los leptones son singletes de color. Esto produce por tanto la relación

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0, \quad (2.6)$$

Esto asegura la cancelación de las *anomalías quirales*<sup>4</sup> en cada generación de fermiones, garantizando -en este aspecto- la renormalización de la teoría electrodébil (i.e las divergencias a ordenes superiores en la teoría de perturbaciones pueden ser removidas al redefinir adecuadamente las masas y acoples (finitos) de la teoría).

<sup>2</sup>Aquí la extrapolación es un poco más complicada en virtud a que el sector  $SU(2)_L$  es un grupo gauge *no-Abeliano*

<sup>3</sup>Históricamente la introducción de los isodobletes y de los bosones gauge  $SU(2)_L$  está motivada en la explicación de fenómenos como el decaimiento del muón  $\mu$  y el decaimiento  $\beta$  a nivel partónico.

<sup>4</sup>Una anomalía quiral es debida a la no conservación anómala (tratada clásicamente desde las ecuaciones de Euler-Lagrange) de alguna corriente quiral. Por ejemplo en el SM, los bosones gauge se acoplan a los fermiones vectorial y axialmente. Si el número de generaciones de los quarks es mayor que el número de generaciones de los leptones (ó viceversa), esta mezcla daña la renormalizabilidad de la teoría, que fue conseguida, en primera instancia, desde la imposición de la localidad del grupo gauge de simetrías. Por ende, una *teoría libre de anomalías* garantiza el buen comportamiento de esta ante los diferentes esquemas de renormalización [24].

## 2. Modelo Estándar

Al tomar en cuenta solo las contribuciones del sector electrodébil, los campos de materia son acoplados a los campos gauge a través de la derivada covariante (i.e transforma como un operador diferencial bajo la acción del grupo de simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ )<sup>5</sup>,

$$D_\mu \psi = \left( \partial_\mu - igT_a W_\mu^a - ig' \frac{Y_q}{2} B_\mu \right) \psi, \quad (2.7)$$

donde  $g'$  y  $g$  son las constantes de acople electrodébiles y  $T_a = \frac{\tau_a}{2}$ , con  $\tau_a$  las matrices de Pauli. El lagrangiano de Dirac, encargado de describir las interacciones entre los bosones gauge y los fermiones, además de la propagación propia de los campos de materia, está dado por

$$\mathcal{L}_{KF} = \sum_{i=1}^3 (\bar{L}^i i \not{D} L^i + \bar{l}_R^i i \not{D} l_R^i + \bar{Q}^i i \not{D} Q^i + \bar{q}_{uR}^i i \not{D} q_{uR}^i + \bar{q}_{dR}^i i \not{D} q_{dR}^i). \quad (2.8)$$

La notación  $L_i$  y  $Q_i$  representa a los dobletes izquierdos de los leptones y quarks respectivamente.  $l_R^i = e_R, \mu_R, \tau_R$ , hace alusión a los singletes débiles de los leptones cargados derechos. Este es el denominado *sector cinético y dinámico de los fermiones*. Es de importancia anotar que para los sectores derechos la derivada covariante actúa solo con el término libre y el término de hipercarga.

El lagrangiano completo para las interacciones electrodébiles invariante ante el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , se puede escribir por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_{KF} = & -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \sum_{i=1}^3 (\bar{L}^i i \not{D} L^i + \bar{l}_R^i i \not{D} l_R^i + \bar{Q}^i i \not{D} Q^i + \bar{q}_{uR}^i i \not{D} q_{uR}^i + \bar{q}_{dR}^i i \not{D} q_{dR}^i). \end{aligned} \quad (2.9)$$

La covarianza ante  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  indica que los campos gauge y fermiónicos (izquierdos y derechos) transforman como:

$$W_\mu^a(x) \rightarrow W_\mu'^a(x) = W_\mu^a(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a(x) - \epsilon^{abc} \alpha^b(x) W_\mu^c(x), \quad B_\mu(x) \rightarrow B_\mu'(x) = B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.10a)$$

$$L(x) \rightarrow L'(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a + i\beta(x)Y} L(x), \quad R(x) \rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x)Y} R(x). \quad (2.10b)$$

Un término de masa para cualquiera de estos campos rompería explícitamente la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Para ver esto, pensemos en sectores masivos para el lagrangiano de la forma  $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$ , y así desde las relaciones de transformación bajo el grupo de simetría EW, obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} M_V^2 W_\mu^a W^{a\mu} & \rightarrow \frac{1}{2} M_V^2 \left( W_\mu^a(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a(x) - \epsilon^{abc} \alpha^b(x) W_\mu^c(x) \right) \left( W^{a\mu}(x) - \frac{1}{g} \partial^\mu \alpha^a(x) - \epsilon^{abc} \alpha^b(x) W^{c\mu}(x) \right), \\ & \neq \frac{1}{2} M_V^2 W_\mu^a W^{a\mu}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

<sup>5</sup>Para el caso de los quarks, y a fin de complementar la derivada covariante ante el SM completo, es necesario introducir un término debido a los campos gauge (gluones) del grupo  $SU(3)_c$ ;  $D_{c\mu} = -ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a$ . Donde  $g_s$  es la constante de acople fuerte,  $\lambda^a$  la matrices representación de Gell-Mann y  $G_\mu^a$  los campos asociados a los gluones. La introducción de esta nueva componente de Yang-Mills, trae consigo problemas de conservación de la unitariedad al producir gluones polarizados longitudinalmente en propagación "forward". Para salvar este problemas es imperativo construir una componente de campos no físicos denominados lo campos Ghosts, que eliminan la posibilidad que la teoría viole la conservación de probabilidad al producir grados de libertad no observables.

## 2.2. Rompimiento Espontáneo de la Simetría Electrodébil (EWSSB)

Y de igual manera para el campo gauge Abeliano  $B_\mu$ , podemos mostrar que un término masivo análogo violaría la simetría electrodébil explícitamente. Por otro lado, si consideramos un término masivo tipo Dirac para los campos de materia, dado por

$$\mathcal{L}_{masa} = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L), \quad (2.12)$$

encontramos que no es manifiestamente covariante bajo las acciones de simetría de isoespín ya que aquí los fermiones derechos transforman como singletes y los fermiones izquierdos como dobletes de  $SU(2)$ .

El gran problema en la implementación de los términos masivos radica en que al violar explícitamente la simetría gauge local  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , el modelo se hace no renormalizable; poniendo en duda la teoría de perturbaciones como la esencia formal en la determinación de correcciones en los parámetros observables provenientes de los experimentos. Es preponderante, por tanto, encontrar un método que permita simultáneamente la permanencia de la simetría electrodébil y que a su vez dilucide la naturaleza de las masas del espectro de partículas de materia y radiación del SM.

## 2.2. Rompimiento Espontáneo de la Simetría Electrodébil (EWSSB)

En respuesta a un método sistemático que permita mantener la simetría local del Modelo Estándar Electrodébil mientras se da razón del origen dinámico de las masas del espectro de partículas, surge el denominado *mecanismo de Higgs* [32]. La esencia del mecanismo se establece en el siguiente hecho; a través de un conjunto particular de transformaciones del lagrangiano invariante gauge, se consigue una teoría con un espectro de bosones gauge masivos. En el primer instante, el vacío del modelo es degenerado (i.e existen varios campos que cumplen las ecuaciones de Euler-Lagrange asociadas), y después de escoger uno en particular, este mínimo del potencial no es invariante bajo la simetría del lagrangiano. Se dice entonces que la simetría es espontáneamente rota cuando se escoge un estado de vacío particular<sup>6</sup> (i.e un vacío con el espectro de bosones gauge masivos). Debido a las generadores de simetría rotos, emergen al espectro campos escalares denominados los bosones de Goldstone, los cuales, y en virtud a la localidad de la simetría gauge del lagrangiano, son los encargados de dotar de masa a los bosones Gauge del modelo<sup>7</sup>.

A fin de aclarar esta discusión heurística y poderla extrapolar al EWSM  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , examinaremos un ejemplo gauge local Abeliano  $U(1)$  donde el mecanismo de Higgs genera, a partir del Rompimiento Espontáneo de la Simetría (SSB), la masa del bosón gauge presente en este modelo. El lagrangiano correspondiente para dicho modelo es:

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.13)$$

No hemos considerado aún campos fermiónicos. Debido a la Abelianidad de la teoría,  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ . Desde una manera similar a las relaciones (2.10a), la transformación para los campos  $\phi(x)$  y  $A_\mu(x)$  está dada por

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x)' = e^{i\alpha(x)g}\phi(x), \quad (2.14a)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x). \quad (2.14b)$$

Para que la teoría sea invariante ante este conjunto de transformaciones la derivada covariante debe tener la estructura  $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$ . Así, la imposición de la localidad genera la interacción del campo complejo con

<sup>6</sup>La unicidad del vacío se establece en virtud a que la teoría cuántica de campos exige esta condición para llevar a cabo la expansión perturbativa desde este nivel del potencial

<sup>7</sup>Este es el denominado teorema de Goldstone, el cual establece que el número de bosones de Goldstone es igual al número de generadores del grupo de simetría rotos.

## 2. Modelo Estándar

el campo gauge. Para que el potencial este limitado por debajo, el parámetro asociado a los acoples cuárticos debe ser  $\lambda > 0$ . Además, Si  $\mu^2 < 0$ , el potencial asociado posee un único mínimo en  $\phi = 0$  que preserva la simetría del lagrangiano. Por otro lado si  $\mu^2 > 0$ , el lagrangiano tiene un conjunto continuo (en virtud a la simetría) degenerado de vacíos. Estos mínimos del potencial residen en un círculo de radio  $\mu/\sqrt{\lambda}$ ,

$$\langle |\phi|^2 \rangle = \langle \phi_1 \rangle^2 + \langle \phi_2 \rangle^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \equiv \nu^2. \quad (2.15)$$

El rompimiento espontáneo de la simetría se logra al escoger un mínimo específico (en virtud a la condición de unicidad). En particular tomamos la configuración en que solo el campo  $\phi_1$  adquiere un Valor Esperado en el Vacío (VEV),

$$\langle \phi_1 \rangle = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \equiv \nu, \quad \langle \phi_2 \rangle = 0. \quad (2.16)$$

Ahora es necesario expandir el lagrangiano alrededor el estado de vacío  $\langle \phi \rangle$

$$\phi(x) = \nu + \frac{1}{\sqrt{2}} [\eta(x) + i\chi(x)]. \quad (2.17)$$

Con  $\eta(x)$  y  $\chi(x)$  campos reales con VEV nulos. Reemplazando esta expansión en el lagrangiano (2.13), se llega a que el SSB actúa como:

$$\mathcal{L} = \left[ \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \frac{1}{2} \mu^2 \eta^2 \right] + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi) (\partial^\mu \chi) - \left[ \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - g^2 \nu^2 A_\mu A^\mu \right] - 2ig\nu A_\mu \partial_\mu \chi + \mathcal{L}_{int}. \quad (2.18)$$

Con  $\mathcal{L}_{int}$  el lagrangiano de interacción (cuya forma explícita, en este nivel de la discusión, no es relevante). Podemos observar tres grandes consecuencias sobre el lagrangiano libre en lo que al mecanismo SSB respecta. En primera instancia el campo  $A_\mu$  adquiere una masa de  $M_A = \sqrt{2}g\nu$ , por acción del VEV. Segundo, el campo de expansión  $\eta$  posee una masa de  $M_\eta = \mu$ . Tercero, existe un campo no masivo  $\chi$  que deberá ser el bosón de Goldstone.

Así, al comienzo teníamos cuatro grados de libertad; 2 para el campo gauge (modos ortogonales con respecto a la dirección de propagación) y 2 para el campo complejo  $\phi$ . Después del SSB, tenemos aparentemente 5 grados de libertad; 3 para el campo  $A_\mu$  masivo, uno para  $\eta$  y uno para  $\chi$ . Esto da un indicio de la existencia de un grado de libertad espúreo (*no-físico*) en el nuevo espectro de partículas. La naturaleza de dicho término queda al descubierto al analizar el término bilineal  $2ig\nu A_\mu \partial_\mu \chi$ . Si consideramos la siguiente parametrización del campo  $\phi$ ,

$$\phi = \left[ v + \frac{1}{\sqrt{2}} \eta(x) \right] e^{i\chi(x)/v}, \quad (2.19)$$

y usando las transformaciones gauge locales (2.14) con la sustitución

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{g\nu} \partial_\mu \chi(x), \quad (2.20)$$

el término bilineal desaparece del lagrangiano. Esta escogencia del lagrangiano es establecida en el denominado *gauge unitario*. En este gauge en particular todos los grados de libertad presentes en el lagrangiano son físicos. Con lo cual, el campo  $A_\mu$  (con dos grados de libertad iniciales) ha absorbido el bosón de Goldstone  $\chi$ . Este

procedimiento hace que el “fotón” sea masivo (i.e con los tres grados de libertad naturales). Por tanto, se puede ver como la componente asociada a la polarización longitudinal es proveída por el bosón de Goldstone. Se dice, a este nivel, que la simetría local  $U(1)$  es espontáneamente rota, estableciendo así de manera completa el denominado mecanismo de Higgs.

Este caso Abeliano permite, además de ver sistemáticamente el proceso del rompimiento espontáneo de una simetría continua, establecer una correspondencia entre los grados de libertad naturales con el comportamiento de la simetría local que describe las interacciones presentes en todos los sectores del modelo. A continuación extenderemos al caso no-Abeliano del Modelo Estándar Electrodébil.

### 2.2.1. Mecanismo de Higgs en el Modelo Estándar Electrodébil

Ahora, para el estudio no-Abeliano del SSB es necesario generar las masas de los bosones vectoriales  $W^\pm$  y  $Z$  (manteniendo al fotón no masivo) además de las masas del contenido de materia del EWSM. El esquema de SSB para el SMEW obedece al esquema  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , con  $Q$  la carga eléctrica, representando el generador no roto del grupo total de simetría. Así necesitamos por lo menos tres grados de libertad para los campos escalares. Desde un punto de vista minimal, la escogencia más simple es un doblete complejo  $\Phi$  de campos escalares que transforma invarianteamente bajo  $SU(2)_L$ ,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

con hipercarga  $Y = 1$ . Al Lagrangiano del SMEW (2.9), le adicionamos términos invariantes de una parte escalar,

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi). \quad (2.22)$$

La derivada covariante se escribe como lo establecido en la relación (2.7). El potencial considerado es construido de tal manera que es invariante gauge, invariante Lorentz y renormalizable (lo cual se puede ver -en primera instancia- desde la adimensionalidad del parámetro  $\lambda$ ),

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.23)$$

Para  $\mu^2 < 0$ , la componente neutral del doblete  $\Phi$  desarrollará un VEV<sup>8</sup>,

$$\langle \Phi \rangle \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Con  $\nu^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ . En virtud a que

$$Q \langle \Phi \rangle = \left( I^3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle = 0, \quad (2.25)$$

se espera que  $U(1)_{QED}$  sea la simetría remanente en el lagrangiano después de lograr el SSB. Ahora, consideramos el corrimiento a primer orden en los campos para mirar el comportamiento del espectro de partículas, cuya parametrización se escribe como

---

<sup>8</sup>En virtud a que el potencial  $V(\Phi)$  solo depende de  $\Phi^\dagger \Phi$ , la orientación del vacío no está determinada. Siguiendo el caso de una teoría Abelianana, la dirección es tomada a través de la parte real de la componente neutral  $\Phi$  ( $\phi_3$ ) (si el VEV está en la dirección cargada, la simetría  $U(1)_Q$  no se preserva, permitiendo la presencia de fotones no físicos)

## 2. Modelo Estándar

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 + i\psi_2 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta) - i\psi_3 \end{pmatrix} = e^{i\psi_a(x)\tau^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta(x)) \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Donde los  $\tau_a$  son 3 los generadores rotos del esquema  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ . Según el *teorema de Goldstone*, el número de bosones de Goldstone generados después del SSB es igual al número de generadores rotos (asociadas a las tres matrices de Pauli). Así, de los 4 generadores originales, después del SSB y con el fin de garantizar que el fotón se mantenga no masivo, trabajaremos con tres generadores rotos y un generador no roto asociado a  $Q$ . Utilizando el gauge unitario, podemos llevar los campos  $\psi_a$  (i.e los bosones de Goldstone) a cero:

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\psi_a(x)\tau^a} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + \eta(x) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Podemos expandir el término cinético del Lagrangiano  $\mathcal{L}_S$  (2.22) haciendo uso de la expresión para la derivada covariante (2.7) con  $Y = 1$ :

$$\begin{aligned} (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= |D_\mu \Phi|^2 = \left| \left( \partial_\mu - ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} (gW_\mu^3 + g'B_\mu) & -\frac{ig}{2} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig}{2} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + \eta \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{8} g^2 (\nu + \eta)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (\nu + \eta)^2 |gW_\mu^3 - g'B_\mu|^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Al redefinir nuevos campos, encontramos los autoestados de masa (i.e los estados diagonales de la matriz de masa de los bosones gauge),

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad A_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (2.29)$$

con masas,

$$m_W = \frac{1}{2} g\nu; \quad m_z = \frac{1}{4} \nu \sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_A = 0. \quad (2.30)$$

Así, el SSB obedece un esquema  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$  creando un espectro de tres bosones de Goldstone, que han sido absorbidos por las partes longitudinales de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ , dotandolos de masa. Debido a que la simetría remanente es  $U(1)_Q$ , el fotón es no masivo bajo este esquema.

Consideremos ahora como el mecanismo de Higgs dota de masa al sector fermiónico del SM. Las masas de los fermiones pueden ser obtenidas a partir del mismo doblete  $\Phi$  ( $Y = 1$ ), y del isodoublete  $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$ . Para el contenido de materia, introducimos un Lagrangiano de Yukawa invariante ante  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ <sup>9</sup>,

$$-\mathcal{L}_Y = \chi_{ij}^{ld} \bar{L}^i \Phi_{dR}^j + \chi_{ij}^{lu} \bar{L}^i \Phi_{uR}^j + \chi_{ij}^d \bar{Q}^i \Phi_{dR}^j + \chi_{ij}^u \bar{Q}^i \tilde{\Phi}_{uR}^j + h.c. \quad (2.31)$$

<sup>9</sup>A fin de tener una teoría más completa, se introduce la parte *right* del sector up de los leptones (i.e en virtud a que los neutrinos son masivos) solo con el fin de construir un lagrangiano simétrico para todo el sector fermiónico del modelo. Para el SM dicho acople desaparece.

La suma se hace sobre los índices repetidos  $i, j$  (que denotan la familia de los leptones o de los quarks). Los acoplos  $\chi_{ij}$  son parámetros libres destinados a definir las reglas de Feynman asociadas a los vértices de interacción entre el Higgs y los fermiones del modelo. Si tomamos el ejemplo de la primera generación de leptones en el sector down, tenemos

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Ye} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_e (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + \eta \end{pmatrix} e_R + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{e}_R (0, \nu + \eta) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_e(\nu + \eta) [\bar{e}_L e_R + \bar{e}_L e_R]. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Aquí  $\chi_e \equiv \chi_{11}^e$ . El término de masa es por ende

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_e \nu. \quad (2.33)$$

De igual manera, tenemos para los sectores *up* y *down* de los quarks,

$$m_u = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_u \nu, \quad m_d = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_d \nu. \quad (2.34)$$

Se observa como en el sector fermiónico del SM se tienen acoplos de Yukawa más generales a fin de incorporar *mezclas de sabores*. Así un doblete escalar sencillo no solo genera las masas para los bosones gauge si no también genera las masas para los fermiones del SM. Desafortunadamente, las distintas jerarquías en las masas de los fermiónicos aun no tienen una explicación formal bajo la implementación de este esquema minimal.

## 2.3. Interacciones presentes en el SM

Después de establecer el mecanismo de Higgs, es imperativo considerar el sector dinámico del SM minimal analizando en toda su extensión las diferentes interacciones en los distintos sectores (netamente bosónico escalar, netamente bosónico vectorial, fermiónico-bosónico escalar, fermiónico-bosónico vectorial) de la teoría.

### 2.3.1. Interacciones de los bosones vectoriales

Los vértices asociados se obtienen de la parte no cuadrática del lagrangiano (2.1). Estas contribuciones provienen de términos trilineales y cuadrilineales en los bosones vectoriales. Los vértices trilineales tienen la estructura <sup>10</sup>:

$$\mathcal{L}_{ww}^\gamma = i\zeta_{ww}^\gamma \left( A_\mu W_\nu^- \overleftrightarrow{\partial}^\mu W^{+\nu} + W_\mu^- W_{+\nu} \overleftrightarrow{\partial}^\mu A^\nu + W_\mu^+ A_\nu \overleftrightarrow{\partial}^\mu W^{-\nu} \right) \quad (2.35)$$

$$\mathcal{L}_{ww}^z = i\zeta_{ww}^z \left( Z_\mu W_\nu^- \overleftrightarrow{\partial}^\mu W^{+\nu} + W_\mu^- W_{+\nu} \overleftrightarrow{\partial}^\mu Z^\nu + W_\mu^+ Z_\nu \overleftrightarrow{\partial}^\mu W^{-\nu} \right). \quad (2.36)$$

Para el modelo estándar  $\zeta_{ww}^\gamma = g \sin \theta_w = e$  y  $\zeta_{ww}^z = g \cos \theta_w$ . El ángulo de Weinberg  $\theta_w$  se relaciona con las constantes de acople a partir de:

$$\tan \theta_w = \frac{g'}{g}. \quad (2.37)$$

<sup>10</sup>A lo largo del texto utilizaremos una notación especial para caracterizar los acoplos, que se basa en dejar explícita solo la estructura de Lorentz del modelo. Esto se hace para que los cálculos sean -hasta cierta medida- independientes del modelo

## 2. Modelo Estándar

Debido a que los lagrangianos de las contribuciones trilineales son antisimétricos ante las permutaciones de los campos  $W_\mu^+$ ,  $W_\mu^-$  y  $A_\mu$  ( $Z_\mu$ ) y de sus derivadas parciales, las reglas de Feynman pueden transformarse en relaciones que contienen los cuadrimentos de los estados presentes en el vértice, por medio del tensor<sup>11</sup>

$$J_{\lambda\mu\nu}(k, p, q) = (k_- - k_+)_\nu g_{\lambda\mu} + (k_+ - q)_\lambda g_{\mu\nu} + (q - k_-)_\mu g_{\lambda\nu}. \quad (2.38)$$

Esto queda representando en la Figura 2.1

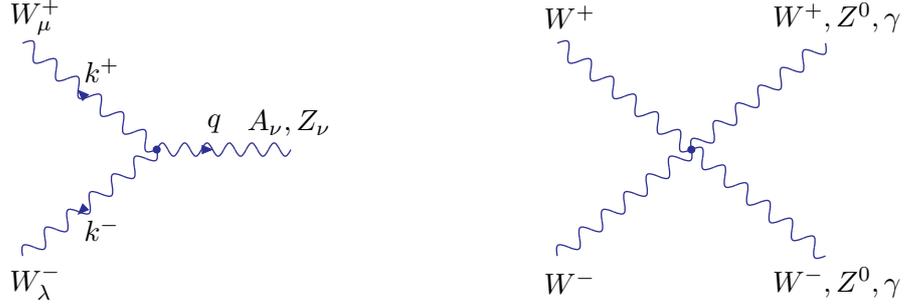


Figura 2.1.: Interacciones trilineales y cuadrilineales de los bosones gauge.

Las interacciones cuadrilineales que emergen del lagrangiano (2.1), las cuales se encuentran representadas en el lado derecho de la Figura (2.1), son:

$$\mathcal{L}_{ww}^{ww} = \zeta_{ww}^{ww} (W_\mu^- W^{-\mu} W_\nu^+ W^{+\nu} - W_\mu^- W^{+\mu} W_\nu^- W^{-\nu}), \quad (2.39)$$

$$\mathcal{L}_{ww}^{\gamma\gamma} = \zeta_{ww}^{\gamma\gamma} (W_\mu^- W^{+\mu} A_\nu A^\nu - W_\mu^- A^\mu W_\nu^+ A^\nu), \quad (2.40)$$

$$\mathcal{L}_{ww}^{zz} = \zeta_{ww}^{zz} (W_\mu^- W^{+\mu} Z_\nu Z^\nu - W_\mu^- Z^\mu W_\nu^+ Z^\nu), \quad (2.41)$$

$$\mathcal{L}_{ww}^{z\gamma} = \zeta_{ww}^{z\gamma} (-2W_\mu^- W^{+\mu} A_\nu Z^\nu + W_\mu^- Z^\mu W_\nu^- A^\nu + W_\mu^- A^\mu W_\nu^+ Z^\nu). \quad (2.42)$$

Para el SM estos acoplos tienen la forma:

$$\zeta_{ww}^{ww} = \frac{1}{2}g^2, \quad (2.43)$$

$$\zeta_{ww}^{\gamma\gamma} = -e^2, \quad (2.44)$$

$$\zeta_{ww}^{zz} = -g^2 \cos^2 \theta_w, \quad (2.45)$$

$$\zeta_{ww}^{z\gamma} = g^2 \sin^2 \theta_w \cos \theta_w. \quad (2.46)$$

### 2.3.2. Interacciones de los leptones con los bosones gauge

Considerando solo el sector leptónico del lagrangiano 2.8, y sustituyendo las derivadas covariantes respectivas, se llega a

<sup>11</sup>Este tensor cumple con la propiedad de t'Hooft,

$$p^\mu J_{\lambda\mu\nu}(k, p, q) = (-q^2 g_{\lambda\nu} + q_\lambda q_\nu) - (-k^2 g_{\lambda\nu} + k_\lambda k_\nu).$$

$$\mathcal{L}_{KF} = \sum_{i=1}^3 \left[ \bar{L}^i i \gamma^\mu \left( \partial_\mu - ig T_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L^i + \bar{l}_R^i i \gamma^\mu \left( \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) l_R^i \right]. \quad (2.47)$$

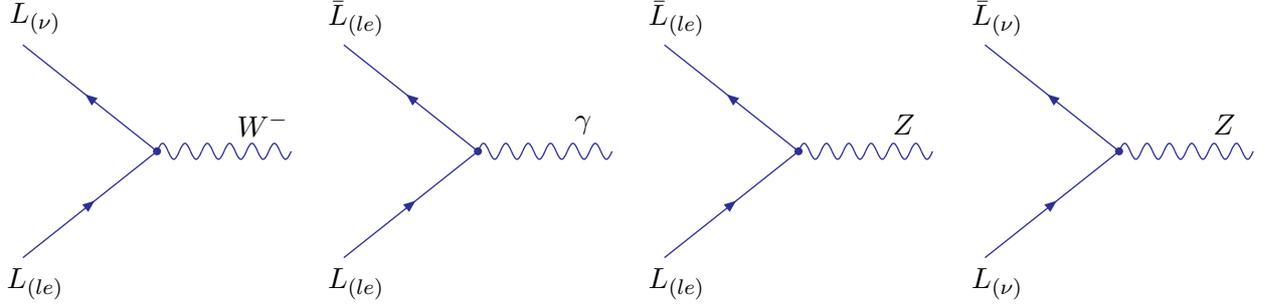


Figura 2.2.: Interacciones de los bosones gauge con los leptones.

Al escribir este lagrangiano en términos de los autoestados de masa, de acuerdo a las transformaciones (2.29), se obtienen dos maneras en las que la parte electrodébil actúa sobre los leptones. La primera de ellas está relacionada con el sector “no-diagonal” (en la misma generación) del lagrangiano, el cual reproduce las denominadas corrientes cargadas (CC) acopladas a los bosones gauge  $W^\pm$ . La forma de esta contribución es

$$\mathcal{L}_{cc} = \eta_{ff}^w \sum_i \bar{L}_{(\nu)}^i \gamma^\mu (a_{ff}^w P_L + b_{ff}^w P_R) L_{(le)}^i W_\mu^+ + h.c. \quad (2.48)$$

Para el SM, los acoplos son  $\eta_{ff}^w = -g/\sqrt{2}$ ,  $a_{ff}^w = 1$  y  $b_{ff}^w = 0$  (estos valores hacen que este canal interacción sea preferente a únicamente las partes izquierdas de los leptones). Este vértice se ve establecido en el panel extremo izquierdo de la Figura (2.2). La interacción electromagnética emergente del sector “diagonal” posee la forma

$$\mathcal{L}_{em} = \eta_{f\bar{f}}^\gamma \sum_i \bar{L}_{(le)}^i \gamma^\mu L_{(le)}^i A_\mu \quad (2.49)$$

Para el SM,  $\eta_{f\bar{f}}^w = -g \sin \theta_w = -e$ . Esta interacción abarca -indiferentemente- tanto a la parte izquierda como a la parte derecha de los leptones ( $e\mu\tau$ ) (es necesario enfatizar que aquí  $L_{(le)}^i$  contiene ahora las dos quiralidades). Este vértice se encuentra esquematizado en la parte central izquierda de la Figura 2.2. La última contribución diagonal representa el acople de las corrientes débiles neutras (NC) debidas a la presencia del bosón  $Z_\mu$ ,

$$\mathcal{L}_{nc} = \eta_{f\bar{f}}^z \sum_i \left[ \bar{L}_{(le)}^i \gamma^\mu (a_{ff}^z P_L + b_{ff}^z P_R) L_{(le)}^i Z_\mu + \bar{L}_{(\nu)}^i \gamma^\mu (a_{f\nu}^z P_L + b_{f\nu}^z P_R) L_{(\nu)}^i Z_\mu \right] \quad (2.50)$$

Para el SM, el acople universal es  $\eta_{f\bar{f}}^z = -g/\cos \theta_w$ . Los coeficientes quirales de los leptones pesados, se relacionan con las partes axiales y vectoriales a través de:

$$a_{ff}^z = \frac{c_v - c_a}{2}, \quad (2.51a)$$

$$b_{ff}^z = \frac{c_v + c_a}{2}. \quad (2.51b)$$

## 2. Modelo Estándar

Estos acoples axiales y vectoriales quedan descritos por:

$$C_v = I_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_w; \quad C_a = I_f^3. \quad (2.52)$$

Con  $I_f^3 = \pm 1/2$  el isospín débil de los fermiones “*left-handed*” y con  $Q_f$  la carga del fermión. En virtud a que estos acoples pueden extenderse al sector de los neutrinos izquierdos, se determina que en el SM estos tienen la estructura:

$$a_{f_\nu f_\nu}^z = 1; \quad b_{f_\nu f_\nu}^z = 0. \quad (2.53)$$

### 2.3.3. Interacciones de los quarks con los bosones gauge

Las interacciones de los quarks con los bosones gauge se pueden extender casi de manera directa con la excepción del sector no-diagonal que representa a las corrientes cargadas. Esto es en virtud a que los autoestados gauge (asociados a las CC) de los quarks  $q'$  no son idénticos a los autoestados de masa. Si comenzamos con quarks del tipo up en autoestados de masa, en el sector down de los quarks los dos conjuntos están conectados mediante una transformación unitaria:

$$(d', s', b') = U(d, s, b), \quad (2.54)$$

donde  $U$  es la matriz  $3 \times 3$  de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. La unitariedad de  $U$  garantiza que las corrientes neutras sean diagonales en ambas bases. Este último estamento representa el denominado *mecanismo de GIM*, el cual asegura la ausencia de cambios de sabor en corrientes neutras (FCNC) a nivel árbol en el SM. En virtud a que los neutrinos son asumidos no-masivos en el SM, para los leptones, los autoestados de masa coinciden con los autoestados gauge CC. Con el fin de mirar explícitamente el comportamiento de todas las interacciones en el sector de quarks (en especial las CC), escribiremos el lagrangiano asociado a este tipo de procesos por medio de un procedimiento análogo a la primera parte de la sección 2.3.2:

$$\mathcal{L}_{cc}^q = \eta_{qq}^w \sum_{ij} \bar{Q}_{(u)}^i \gamma^\mu (c_{qq}^w P_L + d_{qq}^w P_R) U_{ij} Q_{(d)}^j W_\mu^+ + h.c. \quad (2.55)$$

Aquí  $Q_{(u)}^i$  es el quark tipo up de la familia  $i = u, c, t$ , y  $Q_{(d)}^j$  es el quark tipo down de la familia  $j = d, s, b$ . Para el SM,  $\eta_{qq}^w = -g/\sqrt{2}$ ,  $c_{qq}^w = 1$  y  $d_{qq}^w = 0$  (como se presenta en los leptones). El diagrama de Feynman asociado a este canal se encuentra representado en lado externo izquierdo de la Figura 2.3. Por otro lado, para la parte electromagnética tenemos

$$\mathcal{L}_{em} = \eta_{q\bar{q}}^\gamma \sum_i \bar{Q}_i \gamma^\mu Q_i A_\mu. \quad (2.56)$$

Aquí  $Q_i$  hace alusión a quarks de cualquier sector up o down. En el SM,  $\eta_{q\bar{q}}^\gamma = -e = -g \sin \theta_w$ . Para éste proceso, el diagrama de Feynman se encuentra representado en el lado central-izquierdo de la Figura 2.3. Las corrientes neutras para los quarks poseen una forma análoga a la obtenida para el sector leptónico. Esto es

$$\mathcal{L}_{nc}^q = \eta_{q\bar{q}}^z \sum_i \left[ \bar{Q}_{(u)}^i \gamma^\mu (a_{uu}^z P_L + b_{uu}^z P_R) Q_{(u)}^i Z_\mu + \bar{Q}_{(d)}^i \gamma^\mu (a_{dd}^z P_L + b_{dd}^z P_R) Q_{(d)}^i Z_\mu \right]. \quad (2.57)$$

Los acoples axiales y vectoriales -down y up- aquí escritos cumplen con las mismas relaciones (2.51a) y (2.51b), las cuales fueron conseguidas para el caso leptónico. Cada sector de este canal de interacción se encuentra en el lado derecho de la Figura 2.3.

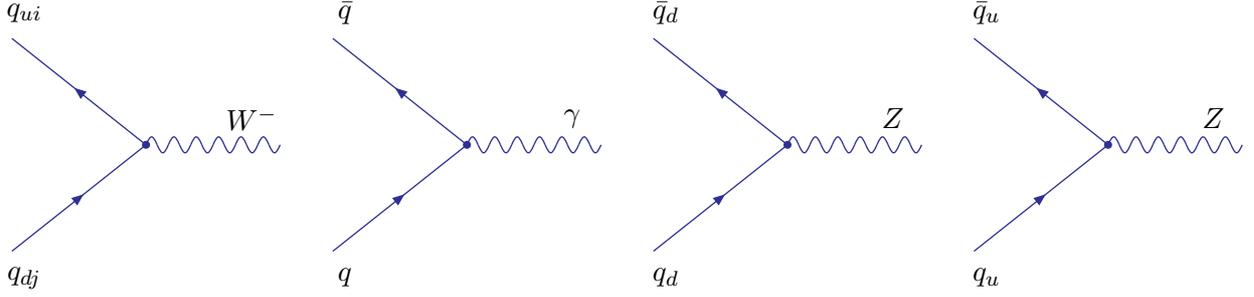


Figura 2.3.: Interacciones de los bosones gauge con los quarks.

### 2.3.4. Interacciones del campo de Higgs con los bosones gauge

Estos acoplamientos son obtenidos desde la parte cinética del lagrangiano del Higgs  $\mathcal{L}_s$  (relación 2.22). Siguiendo la expansión presentada en el desarrollo (2.28), y llevando esta expresión en términos de los autoestados de masa, se encuentra que (con  $\eta = h$ )

$$\mathcal{L}_{Bh} = \frac{1}{4} (\nu + h)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} (\nu + h)^2 \frac{g^2}{\cos^2 \theta_w} Z_\mu Z^\mu. \quad (2.58)$$

En este sector podemos indentificar el siguiente conjunto de interacciones trilineales y cuadrilineales:

$$\mathcal{L}_{ww}^h = \chi_{ww}^h W_\mu^- W^{+\mu} h, \quad (2.59)$$

$$\mathcal{L}_{zz}^h = \chi_{zz}^h Z_\mu Z^\mu h, \quad (2.60)$$

$$\mathcal{L}_{ww}^{hh} = \chi_{ww}^{hh} W_\mu^- W^{+\mu} hh, \quad (2.61)$$

$$\mathcal{L}_{zz}^{hh} = \chi_{zz}^{hh} Z_\mu Z^\mu hh. \quad (2.62)$$

Con los acoples para el SM minimal son,

$$\chi_{ww}^h = gm_w; \quad \chi_{zz}^h = gm_z; \quad \chi_{ww}^{hh} = \frac{1}{4}g^2; \quad \chi_{zz}^{hh} = \frac{1}{8}(g^2 + g'^2).$$

Estas interacciones se encuentran esquematizadas (por pares) en la parte izquierda y central de la Figura 2.4.

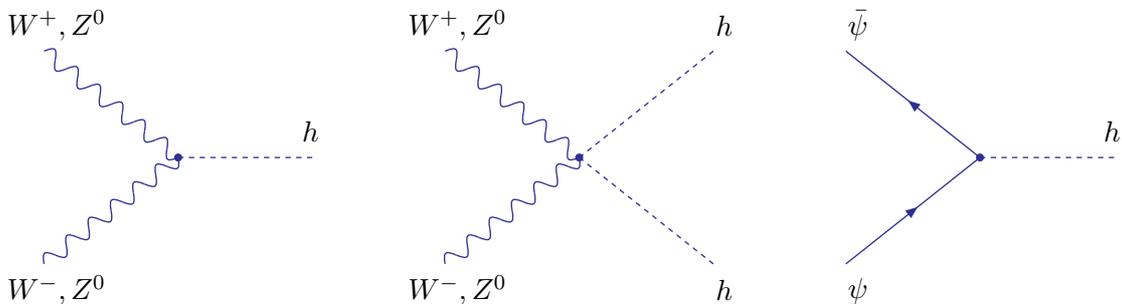


Figura 2.4.: (Izq.) Interacciones trilineales y (centro) cuadrilineales entre los bosones gauge y el higgs minimal. (Der.) Interacciones de los fermiones y el higgs minimal.

### 2.3.5. Interacciones de los fermiones con el Higgs

Estos acoples se obtienen desde el sector de Yukawa (2.31) de la contribución del Higgs. Para un campo de materia  $\psi$ , dicho sector se transforma en:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{\chi^\psi}{\sqrt{2}}(\nu + h)(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L), \quad (2.63)$$

con  $\chi^\psi$  el acople de Yukawa (en este nivel de la discusión solo se considerarán términos diagonales en la expresión (2.31)). Después de hacer explícito el hecho que  $\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L$ , obtenemos el término de masa siguiendo un procedimiento similar al presentado para obtener los términos (2.33)

$$m_\psi = \frac{\chi^\psi\nu}{\sqrt{2}}, \quad (2.64)$$

Que es válido para los campos de materia que pueden ser desdoblados tanto en su parte izquierda como en su parte derecha. Lo anterior permite encontrar la interacción entre el Higgs y el campo de materia  $\psi$ ,

$$\mathcal{L}_{\psi\psi}^h = \chi_{\psi\psi}^h\bar{\psi}\psi h \quad (2.65)$$

En el SM,  $\chi_{\psi\psi}^h = -gm_\psi/(2m_w)$ . Este canal de interacción se encuentra representado en la parte derecha de la Figura 2.4.

### 2.3.6. Autointeracciones del Higgs

Estos acoples son obtenidos desde el potencial del lagrangiano escalar  $\mathcal{L}_S$  (2.22) cuando se realiza la sustitución del doblete en el gauge unitario (2.27):

$$\mathcal{L}_V = -\lambda\left(\frac{1}{2}(\nu + h)^2 - \frac{\nu^2}{2}\right)^2. \quad (2.66)$$

Ademas, su expansión permite que aparezcan contribuciones cúbicas y cuárticas para las autointeracciones del Higgs,

$$\mathcal{L}_{hh}^h = \chi_{hh}^h h^3, \quad (2.67)$$

$$\mathcal{L}_{hh}^{hh} = \chi_{hh}^{hh} h^4. \quad (2.68)$$

En el SM minimal estos acoples llegan a ser,

$$\begin{aligned} \chi_{hh}^h &= -\lambda\nu = -\frac{1}{4}\frac{gm_h^2}{m_w}, \\ \chi_{hh}^{hh} &= -\frac{\lambda}{4} = -\frac{1}{32}\frac{g^2m_h^2}{m_w^2}. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Los diagramas de Feynman asociados son:

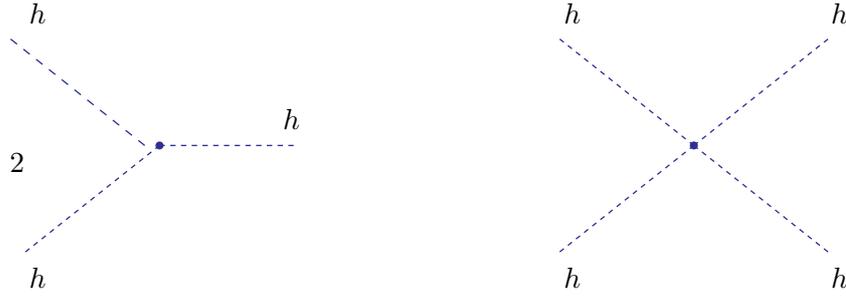


Figura 2.5.: Autointeracciones cúbicas y cuárticas del Higgs minimal.

## 2.4. Limitantes Fenomenológicos y de Precisión del Modelo Estándar

Esta sección está inspirada en realizar un estatus correspondiente a las mediciones de precisión del sector escalar del SM, convirtiéndose en una forma de determinar diferentes restricciones a la región desconocida de los parámetros que en la teoría emergen. Así estos estudios establecen una relación muy estrecha con los limitantes asociados a la consistencia interna del modelo, como es el caso especial -para este texto- de la *unitariedad* de la teoría.

### 2.4.1. Búsquedas Experimentales para el Bosón de Higgs Minimal

En realidad, establecer la existencia de un bosón de Higgs minimal es un proceso muy sensible a la física introducida por el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, que necesita por tanto un análisis muy cuidadoso en lo que a la fenomenología de su verdadero comportamiento respecta. Después de completar todos los estudios de alta precisión para las partículas bosónicas y fermiónicas del espectro del SM (terminado hasta los años 1995-2000 con el descubrimiento experimental del quark top y del neutrino  $\nu_\tau$ ), el mayor objetivo de los grandes aceleradores se convirtió en detectar el parámetro  $m_h$  asociado al mecanismo de Higgs. Esto es debido a que bajo la hipótesis en  $m_h$ , las secciones eficaces y las fracciones de decaimiento de cada modo pueden ser predecidas, lo cual permite búsquedas combinadas con datos de variados canales de decaimiento. A continuación daremos un estatus actualizado de dichas búsquedas, donde se incluyen los regímenes de exclusión para diferentes canales y energías del centro de masa, como también de la luminosidad integrada que se consigue en cada uno de los experimentos.

#### Búsquedas en el LEP

El bosón de Higgs minimal fue objeto de búsqueda directa en el colisionador LEP a través del proceso  $e^+e^- \rightarrow Zh$  en energías del centro de masa por encima del polo de la partícula  $Z$  hasta  $\sqrt{s} = 209$  GeV. El bosón de Higgs decae a partículas pesadas (para el LEP del tipo  $b\bar{b}$  y  $\tau\bar{\tau}$ ) cinemáticamente accesibles, mientras que el bosón  $Z$  decae en cerca del 70% de las veces a jets (analizados a través del mecanismo de Drell-Yan), 20% a neutrinos, y el 10% a leptones cargados. Las cuatro colaboraciones del LEP (ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL) [76], imponen, con un nivel de confianza del 95%, un límite inferior en la masa del Higgs,

$$m_h > 114.4 \text{ GeV} . \quad (2.70)$$

Si se involucra nuevas partículas no contempladas por el SM, las cuales son los productos del decaimiento del Higgs este límite puede variar si las *fracciones de desintegración* (*branching ratios*) son lo suficientemente grandes ó si el Higgs suprime los acoples al  $Z$  en los modelos más allá del SM. Por ejemplo, un bosón de Higgs con acoples de un orden de magnitud más pequeñas al acople del SM  $hZZ$  ha sido buscado en las colaboraciones del LEP para el régimen  $m_h < 80$  GeV.

### Búsquedas en el Tevatron

Las tasas de producción en el Tevatron para el bosón de Higgs minimal son establecidas en la Figura 2.6 [77]. Allí se observa como la tasa más significativa se presenta en el subproceso  $gg \rightarrow h$  partónico.

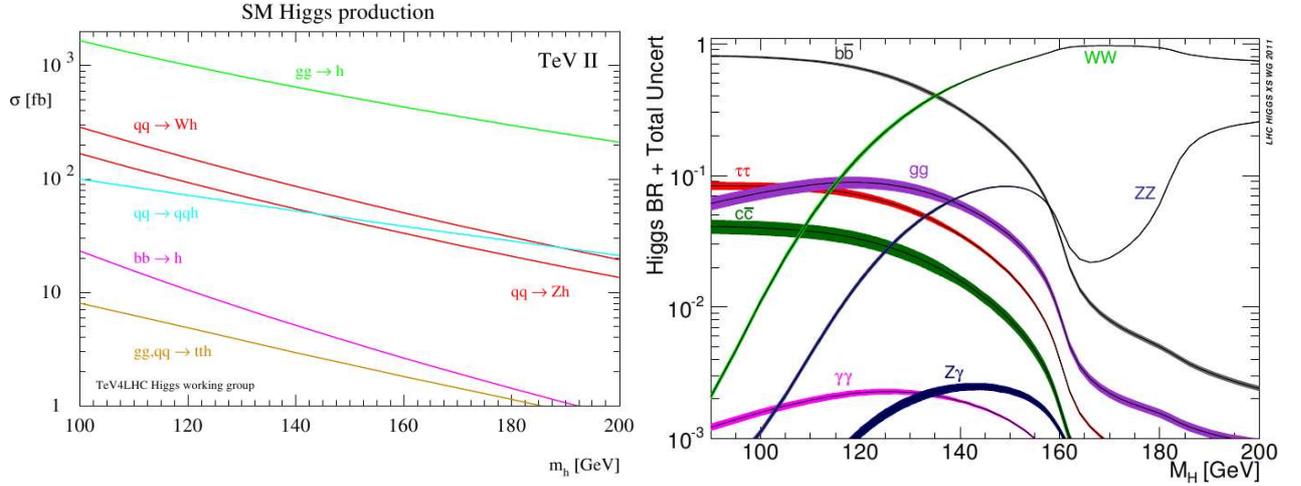


Figura 2.6.: (Izq.) Secciones eficaces (fb) de producción del bosón de Higgs minimal en el Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.96$  TeV) para los mecanismos más relevantes como una función de la masa del bosón de Higgs. Los resultados para  $gg \rightarrow h$ ,  $qq \rightarrow Vh$  y  $b\bar{b} \rightarrow h$  están en el NNLO (Next-Next Lowest Order) en QCD. (Der.) La fusión de bosones débiles ( $VV \rightarrow qqh$ ) y la producción de  $t\bar{t}$  están en la precisión NLO (Next Lowest Order). Fracciones de decaimiento del bosón de Higgs del SM en diferentes pares de leptones, quarks y bosones gauge como función de  $m_h$ .

Para los decaimientos (2.6), el proceso dominante en el régimen  $m_h < 140$  GeV proviene de los pares  $b\bar{b}$ . Desafortunadamente el “background” supera por varios ordenes de magnitud la señal, siendo así difícil extraer alguna señal del Higgs desde el canal conjunto  $gg \rightarrow h \rightarrow b\bar{b}$ . Para  $m_h > 140$  GeV, la fracción del canal  $WW^*$  ( $W^*$  representa un  $W$  virtual con un decaimiento preferencial  $W^* \rightarrow f\bar{f}$ ) crece a medida que incrementa la masa del bosón de Higgs incrementa y llega ser relativamente grande cerca al umbral de  $W^+W^-$ . Usando este canal y en virtud a la estadística, los experimentos del Tevatron han excluido el rango específico  $156 < m_h < 177$  GeV (Figura 2.8) en el 95 % C.L.

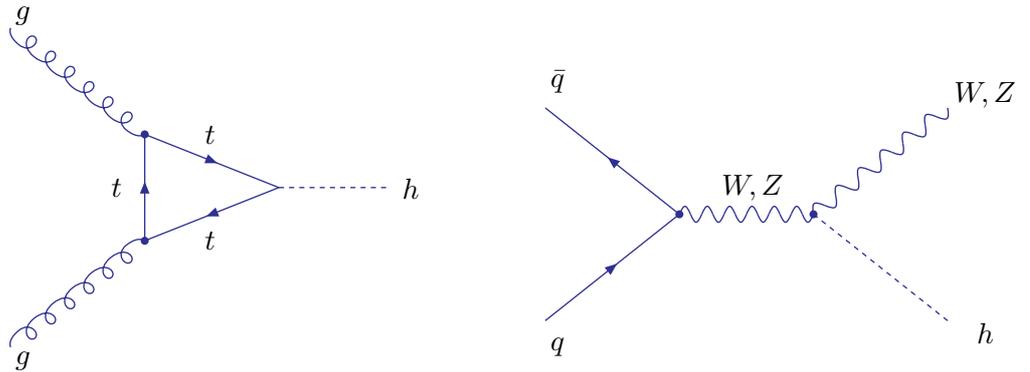


Figura 2.7.: (Izq.) Producción del Higgs desde la fusión de gluones. La contribución dominante proviene de un loop de quarks top. (Der.) Producción asociada de Higgs y de bosones gauge vectoriales.

Para búsquedas en el Tevatron de bosones de Higgs ligeros cercanos al límite del LEP,  $m_h \approx 114$  GeV, es usada primariamente la producción asociada al canal  $q\bar{q} \rightarrow W(z)h$  (con un intercambio virtual ( $W, Z$ ), lado derecho

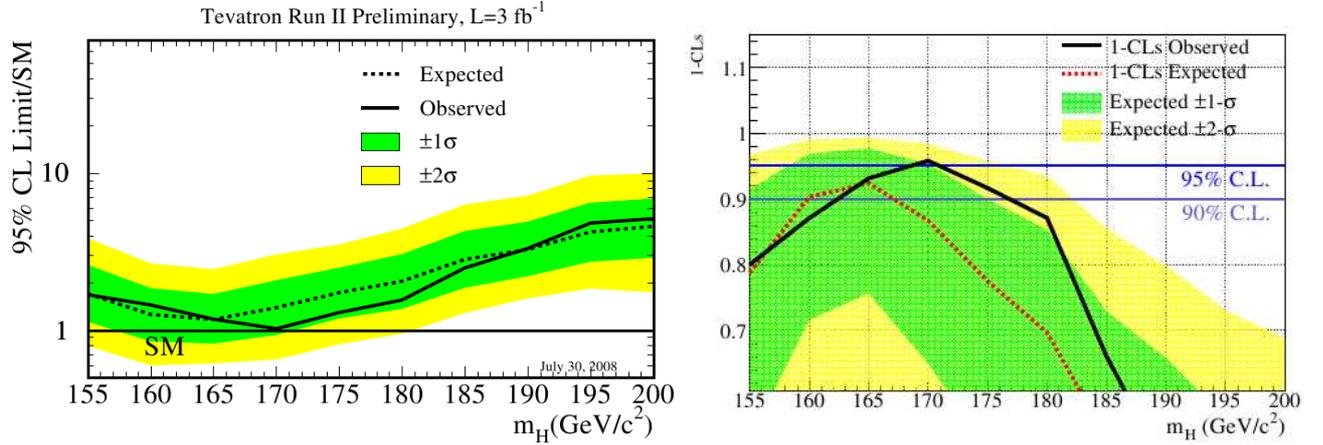


Figura 2.8.: (Izq) Límites superiores observados y esperados (medida por la hipótesis del background único) en las fracciones de las secciones eficaces del SM en el 95% de confiabilidad, como una función de la masa del bosón de Higgs para los análisis combinados de las colaboraciones CDF y DØ. Los límites son expresados como una multiplicidad de predicciones del SM para masas de prueba (testeadas cada  $5 \text{ GeV}/c^2$ ) para los cuales ambos experimentos han presentado búsquedas extensivas en los diferentes canales. Las bandas indican el 68% y el 95% de las regiones de probabilidad donde los límites pueden fluctuar en la ausencia de alguna señal [78]. (Der) Distribuciones de 1-CLs como una función de la masa del bosón de Higgs para la combinación de los análisis de CDF y DØ.

de la Figura (2.7)). Aunque la sección eficaz es más reducida que el canal de fusión partónico de gluones, el producto de decaimientos de los bosones  $Z$  o  $W$  pueden ser identificados para reducir los efectos de *background*. Los límites del Tevatron son normalizados a los esperados para el SM y para  $114 \text{ GeV} < m_h < 170 \text{ GeV}$  están entre factores de 3 – 7 por encima de las predicciones del SM (Figura 2.4.1).

### 2.4.2. Perspectivas de las búsquedas tempranas en el LHC

Los recientes resultados mostrados por las colaboraciones CMS y ATLAS para el estudio de la interacción  $pp$  en el LHC ha llegado a una etapa crucial en el análisis total de datos conseguidos en los últimos dos años. En el 2011, el LHC alcanzó una luminosidad integrada de  $5.6 \text{ fb}^{-1}$  de colisiones  $pp$  en una energía de centro de masa de 7 TeV. A continuación se planteará de manera detallada como las colaboraciones CMS y ATLAS han hecho dichas combinaciones a través de prescripciones estadísticas particulares que determinan los diferentes regímenes de exclusión para la búsqueda en un amplio rango de masas del bosón de Higgs minimal en diferentes canales de decaimiento.

#### Colaboración CMS

La combinación asociada hizo uso de la producción del Higgs a través de los canales:  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $h \rightarrow \tau\tau$ ,  $h \rightarrow bb$ ,  $h \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$ ,  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ,  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\tau$ ,  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\nu$  y  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2q$  con una luminosidad integrada cercana a los  $4.8 \text{ fb}^{-1}$  <sup>12</sup>.

#### Canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

Los análisis son presentados en [34], desde la base de datos correspondientes a  $1.66 \text{ fb}^{-1}$  tomados a lo largo del 2011 por el experimento CMS ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ). Los límites son ubicados sobre la sección eficaz del bosón

<sup>12</sup>Con el fin de ver la influencia de las luminosidades integradas, en algunos canales, colocamos los análisis más fuertes provenientes de dos valores de esta. Aquí el valor más alto supera en cerca de tres veces al primer valor muestral de la luminosidad integrada.

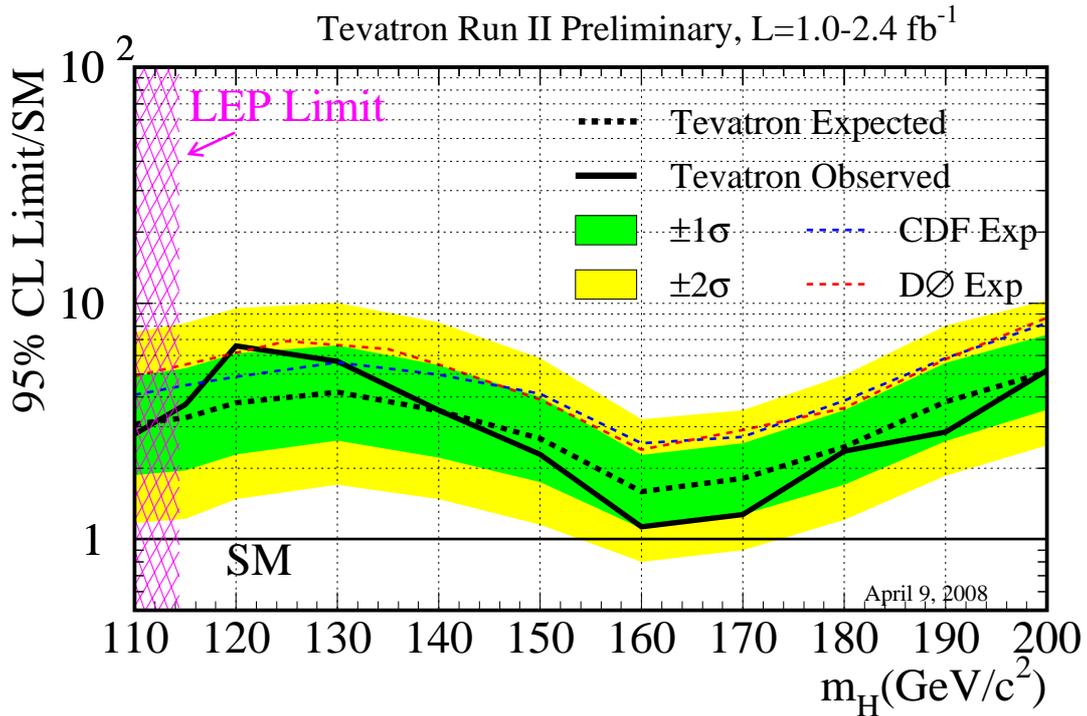


Figura 2.9.: Límites superiores observados y esperados en el 95% de confiabilidad sobre las fracciones de la secciones eficaces del SM, en función de la masa del bosón de Higgs en los análisis combinados de las colaboraciones CDF y DØ. Los límites son expresados como un múltiplo de las predicciones en el SM para los cuales las colaboraciones han realizado una búsqueda intensiva en diferentes canales. Las contribuciones  $WH/ZH$  con  $H \rightarrow b\bar{b}$  y los canales  $\tau\tau/\gamma\gamma$  contribuyen en el régimen de  $m_h \leq 150 \text{ GeV}$ . Los canales  $h \rightarrow WW$  y  $HW \rightarrow WWW$  contribuyen al régimen para el cual  $m_h \geq 115 \text{ GeV}$ . Las bandas indican las regiones de probabilidad del 68% y 95% donde los límites pueden fluctuar en la ausencia de una señal. También se muestran los límites superiores esperados para todos los canales combinados de los experimentos CDF y DØ, como también la región excluída por el LEP [79].

de Higgs del SM decayendo a dos fotones y sobre la hipótesis de un Higgs fermiofóbico (i.e los acoples con los fermiones desaparecen) decayendo a dos fotones. El límite de exclusión esperado en el 95% de nivel de confiabilidad (CL) se encuentra entre 2.7 y 4.7 veces la sección eficaz del SM, y el límite observado fluctúa en cerca de 1.3 a 8 veces la sección eficaz del Modelo Estándar. Para el modelo fermiofóbico, el límite de exclusión en el 95% esperado cubre el rango de masas entre 110-115 GeV/ $c^2$ , mientras que los datos excluyen solo el rango de masas de 110-112 GeV/ $c^2$ .

En análisis posteriores se usa una luminosidad integrada de 4.8 fb $^{-1}$  (para un conjunto total de datos a noviembre de 2011 con  $\sqrt{s} = 7$  TeV). Los límites de exclusión en el 95% de CL se encuentra entre 1.5 y 2.0 veces la sección eficaz del SM en el rango de masas entre 110 y 140 GeV/ $c^2$ , y el límite observado desfavorece en un 95% CL un Higgs del Modelo Estándar decayendo en dos fotones en el rango de masas de 127 a 131 GeV/ $c^2$  [35].

### Canal $H \rightarrow \tau\tau$

Los análisis se encuentran presentados de una manera amplia en [36]. Estos se encuentran basados en una muestra correspondiente a una luminosidad integrada de 1.1 fb $^{-1}$  alcanzados por el experimento CMS ( $\sqrt{s} = 7$  TeV). Esta búsqueda usa el decaimiento del bosón de Higgs a una pareja de leptones  $\tau$ . Se incluyen los casos donde el bosón de Higgs es producido en asociación con un jet de quarks-b (utilizada en la búsqueda de física del Modelo Supersimétrico Estándar Minimal -MSSM-) o dos jets “forward” provenientes de la producción del Higgs a través de la fusión de bosones vectoriales (búsqueda del Modelo Estándar). Ningún exceso es observado en el espectro de la masa invariante de la pareja-tau. Los límites superiores resultantes sobre la sección eficaz de producción del bosón de Higgs. Los límites superiores resultantes de la sección eficaz de producción del bosón de Higgs multiplicado por la razón de fracción de decaimiento a los pares- $\tau$ , como una función de la masa del bosón de Higgs pseudoescalar, produce limitantes muy fuertes en el espacio de parámetros del MSSM. Los datos analizados provienen de una muestra total de datos de 4.6 fb $^{-1}$  ( $\sqrt{s} = 7$  TeV) alcanzados en todo el 2011 por CMS en el mismo proceso de decaimiento del Higgs a una pareja de leptones  $\tau$  (donde los  $\tau$  poseen un momento transversal relativamente grande, ó incluyendo la producción del Higgs a través de un jet-b o de dos jets provenientes de la fusión de bosones vectoriales). Para esta muestra más amplia, de nuevo ningún exceso de datos es observado en el espectro de masa invariante de la pareja  $\tau$ . Los límites superiores resultantes sobre la sección eficaz producción del bosón de Higgs multiplicado por la fracción de decaimiento a los leptones  $\tau$ , como una función de la masa del bosón pseudoescalar del MSSM, producen limitantes muy fuertes para el espacio de dicho modelo minimal de SUSY. Por ejemplo se excluyen valores de la  $\tan\beta$  tan bajos como 7.8 en masas de  $m_A = 160$  GeV. En el caso del Modelo Estándar, los datos excluyen en un 95% CL a un bosón de Higgs minimal que tenga una sección eficaz entre 2.8 y 6.3 veces con respecto a la asociada al SM [37].

### Canal $H \rightarrow bb$

La búsqueda del Higgs en este canal se encuentra basada en una muestra de datos correspondiente a una luminosidad integrada de 4.7 fb $^{-1}$  ( $\sqrt{s} = 7$  TeV). los estudios presentados en [38] son análisis basados en la producción de Higgs en adición a bosones vectoriales  $V-H$  con los siguientes modos  $W(\mu\nu)H$ ,  $W(e\nu)H$ ,  $Z(\mu\mu)H$ ,  $Z(ee)H$  y  $Z(\nu\nu)H$ , y todos con el Higgs decayendo a parejas  $bb$ . Los límites superiores aquí conseguidos sobre la producción de VH son derivados para una masa del bosón de Higgs entre 110-125 GeV. El límite superior esperado (observado) en el 95% CL en 115 GeV se encuentra en 3.1 (5.2) veces los esperado por el SM.

### Canal $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$

La luminosidad integrada aquí conseguida -en primera instancia- fue de 1.5 fb $^{-1}$  correspondiente al decaimiento del Higgs en una pareja  $W^+W^-$ . Los candidatos de  $W^+W^-$  son seleccionados en eventos con dos leptones (electrones o muones). Ningún exceso relevante arriba de lo esperado por el background del Modelo Estándar

## 2. Modelo Estándar

es encontrado. Los límites superiores impuestos colocados por este tipo procesos excluyen la presencia del bosón de Higgs en un 95 % CL en el rango de masas [147-194] GeV [39].

Para una luminosidad integrada de  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ) y con la selección de candidatos de dos leptones en estados finales de  $W^+W^-$  (además de candidatos de energía transversal perdida). Ningún exceso con respecto al SM es observado. Con este nuevo conjunto de datos se logra excluir a un bosón de Higgs del SM con una masa en el rango de 129-270 GeV en el 95 % C.L. [40].

### Canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

La búsqueda en este canal se encuentra basada en una muestra de datos correspondiente a una luminosidad integrada cercana a los  $4.71 \text{ fb}^{-1}$  para el canal de decaimiento  $h \rightarrow ZZ^*$ , donde cada bosón  $Z$  decae a una pareja de muones o electrones. Las búsquedas aquí establecidas cubren una masa de Higgs hipotética en  $110 < m_h(\text{GeV}) < 600$ . 72 eventos fueron observados a través de este modo con una masa invariante de 4 dada por  $m_4 > 100 \text{ GeV}$  (trece se encuentran debajo de los 160 GeV), mientras que  $67.1 \pm 6.0(9.5 \pm 1.3)$  eventos son esperados a ser del background de procesos del Modelo Estándar. Su distribución de masas para 4 es consistente con lo esperado por el continuo del SM en la producción de pares  $ZZ^*$ , sin ningún exceso significativo en el rango en estudio. Los límites superiores en el 95 % de CL sobre la sección eficaz y la fracción de decaimiento excluyen al Higgs del Modelo Estándar en los rangos  $134 < m_h < 158 \text{ GeV}$ ,  $180 < m_h < 305 \text{ GeV}$  y  $340 < m_h < 465 \text{ GeV}$  [41].

### Canal $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-\tau^+\tau^-$

En [42] se obtuvieron análisis de una muestra correspondiente a una luminosidad integrada de  $4.7 \text{ fb}^{-1}$ . Ninguna evidencia es encontrada para una desviación significativa de lo esperado para el SM y un límite superior en el 95 % CL sobre el producto de la sección eficaz y de las fracciones de decaimiento para el bosón de Higgs del SM. Se excluyen secciones eficaces entre un factor de 4 y 7 veces más grandes que las predichas para la masa de un Higgs del SM en el rango de  $190 < m_h < 500 \text{ GeV}$ .

### Canal $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2l2\nu$

Los datos correspondientes (con una energía de centro de masa de 7 TeV) a este canal representan una luminosidad integrada de  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  ( $l = e, \mu$ ). Ningún exceso significativo por encima de lo esperado por el background del SM se ha encontrado en los análisis preliminares de este modo. El bosón de Higgs del Modelo Estándar es excluido en el rango de masas de 270-440 GeV en un 95 % de nivel de confianza [43].

### Canal $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^-l^+$

Los resultados están basados en una muestra correspondiente a una luminosidad integrada de  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  recolectados por la colaboración CMS en el 2011 ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ). Las selecciones para la discriminación entre la señal y el background están basadas sobre cantidades cinemáticas y topológicas incluyendo las correlaciones de espín de los productos de decaimiento. Los eventos son además clasificados para los análisis llevados a cabo en [44] de acuerdo a la probabilidad de los jets de originar quarks pesados o ligeros, o de originar gluones. Ninguna evidencia para un Higgs es encontrada y límites superiores sobre la producción del bosón de Higgs pueden ser impuestos desde estas medidas. Por ejemplo, se encuentra que las secciones eficaces de producción del Higgs se establecen en el rango de masas entre 130 GeV y 600 GeV.

## Combinación de los diferentes canales

Por medio de la prescripción del LHC-Higgs Combination Group [45], en [46] hacen el análisis correspondiente de los canales ya descritos del CMS para producir los diferentes regímenes combinados de exclusión para la hipótesis del Higgs del Modelo Estándar. A fin de mirar lo anterior, la Figura 2.10 muestra el valor  $CL_s$  para el

bosón de higgs del SM como función de su masa. Los valores observados son mostrados por la línea sólida. La línea punteada indica el valor de la media esperada de  $CL_s$ , mientras que la bandas amarilla y verde indican los rangos  $\pm 1\sigma$  (68 %) y  $\pm 2\sigma$  (95 %) en el que los resultados observados son esperados a residir para la hipótesis del background único. Las líneas horizontales indican los valores  $CL_s$  de 0,01, 0,05 y 0,1. Las regiones donde los valores  $CL_s$  observados que se encuentran debajo de esas líneas son excluidos con los correspondientes 1- $CL_s$  niveles de confianza 99 %, 95 % y 90 %.

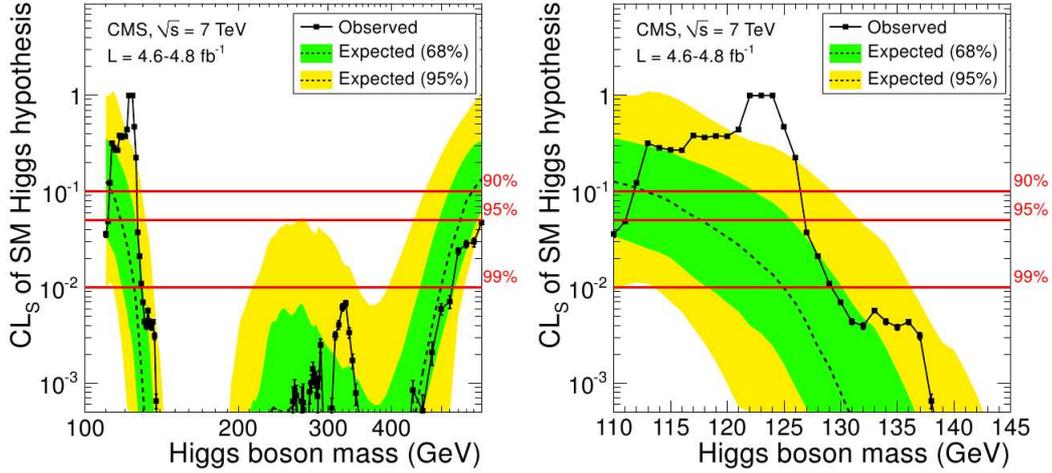


Figura 2.10.: El valor de  $CL_s$  para la hipótesis del Higgs del SM como una función de la masa del bosón de Higgs en el rango 110–600 GeV (Izq) 110–145 GeV (Der). Los valores observados son mostrados a través de una línea sólida. La línea punteada negra indica la media esperada con el valor  $CL_s$  para la hipótesis de background único, mientras que la banda verde (amarilla) indica los rangos que son esperados a obtener un 68% (95%) de todos los escrutinios límites desde la media. Las tres líneas rojas horizontales muestran los niveles de confianza de 90%, 95% y 99% definido como el (1- $CL_s$ ). Figura tomada de [33].

En este reporte oficial se logra excluir el Higgs del SM en el 95 % CL en el rango de masa de 127-600 GeV. En 99 % de CL, se excluye también al bosón de Higgs del SM en el rango de masas de 129-525 GeV. Esto reduce *substancialmente* la ventana permitida de la masa del Higgs con respecto a los estudios ya presentados del LEP y Tevatron.

En la Figura 2.11 se establecen los límites combinados en 95 % C.L. sobre la señal fuerte modificada,  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$  obtenidos por la generación de ensambles de un conjunto de datos como función de  $m_h$ . La ordenada muestra la sección eficaz del bosón de Higgs que es excluida en 95 % expresada como un múltiplo de la sección eficaz del bosón de Higgs del SM.

La media esperada del rango de exclusión de  $m_h$  en el 95 % CL en la ausencia de una señal es 118-543 GeV. Las diferencias entre los límites observados y esperados son consistentes con la fluctuaciones estadísticas ya que los límites observados están generalmente en las bandas verde (68 %) o amarilla (95 %) de los límites de los valores esperados. Para el valor más grande de  $m_h$ , se observan pocos eventos con respecto a el número de la media esperada para la hipótesis de background único, que hacen de los límites observados más fuertes en ese rango que lo esperado. Para pequeños valores de  $m_h$  se observa un pequeño exceso de eventos, permitiendo que los límites observados sean más débiles que lo esperado en la ausencia de un Higgs del SM.

A fin de formalizar la consistencia de los excesos observados con la hipótesis del background único, se establece en la Figura 2.12 (Izq) un barrido de los valores  $p_0$  <sup>13</sup> combinados en la región de masas del higgs

<sup>13</sup>El significado de  $p_0$  viene dado por la caracterización de la probabilidad del background de producir un exceso de eventos. Es importante anotar que este no genera información alguna de la compatibilidad de un exceso con respecto a una señal esperada [47]

## 2. Modelo Estándar

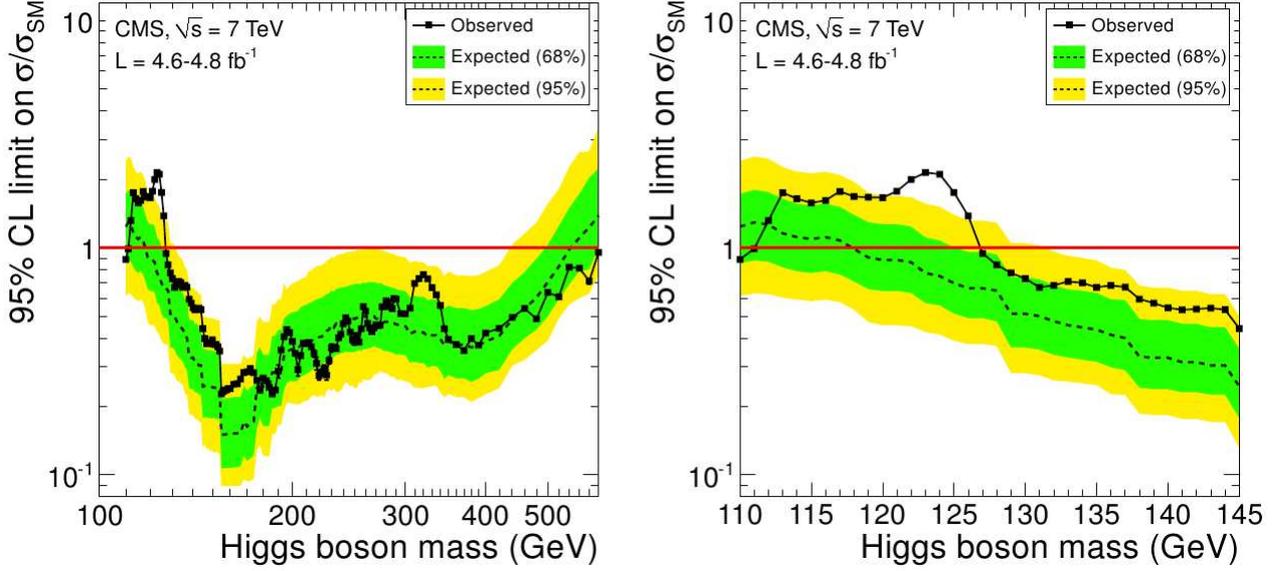


Figura 2.11.: Límites superiores combinados en el 95% de CL sobre la señal fuerte modificada  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$  como una función de la masas del Higgs del SM en el rango 110-600 GeV (Izq) y 110-145 GeV (Der). Los límites observados son mostrados por medio de una línea negra y los símbolos sólidos. La línea punteada indica el límite de la media esperada sobre  $\mu$  para la hipótesis del background único. La banda verde (amarilla) indica los rangos que son esperados a contener el 68% (95%) de todos los escrutinios de los límites observados desde la media -respectivamente-. Figura tomada de [33].

relativamente bajas. Un amplio desplazamiento cercano a una desviación estándar, causado por el exceso en los canales con una resolución muy baja de masas ( $bb, \tau\tau, WW$ ), es complementado por excesos localizados observados en los canales  $ZZ \rightarrow 4l$  y  $\gamma\gamma$ . Esto causa un decrecimiento de los valores  $p$  en las regiones  $118 < m_h < 126$  GeV, con dos características estrechas: una en 119.5 GeV, asociada con los eventos de  $ZZ \rightarrow 4l$  y otra en 124 GeV, emergiendo de los excesos observados en el canal  $\gamma\gamma$  [46].

El valor del mínimo local  $p_{min} = 0.001$  at  $m_h$  124 GeV corresponde a una significancia local  $Z_{max} = 3.1\sigma$ . La significancia global de los excesos observados para el barrido entero de 110 – 600 GeV es estimado a ser de  $1.5\sigma$ . Para un rango restringido de interés, el valor global  $p$  a través del método de los pseudo-conjuntos de datos [47], produce -para un rango de masas 110-145 GeV- una significancia de  $2.1\sigma$ .

### Colaboración ATLAS

El experimento ATLAS logró coleccionar una luminosidad integrada cercana a los  $4.9 \text{ fb}^{-1}$ . Este valor supera todos los requerimientos de calidad de datos para la búsqueda del bosón Higgs del SM. Se tratará a continuación el análisis combinado a través del uso de seis distintos canales de búsqueda, cubriendo una masa de 110-600 GeV. Como ya se estableció, el bosón de Higgs es producido primariamente por la fusión de gluones con los siguientes canales de decaimiento:  $h \rightarrow \gamma$ ,  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ,  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ ,  $hZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ ,  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l'\bar{\nu}$  y  $h \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}'$  (con  $l = e, \mu$ ). En lo subsecuente se analizan uno por uno los canales de búsqueda, centrandose, a diferencia de lo tratado en CMS, en los métodos de determinación de background y eventos significativos en cada uno de ellos [48] (como las referencias allí citadas). Así los regímenes de exclusión serán tratados solo hasta los análisis combinados de todos los canales.

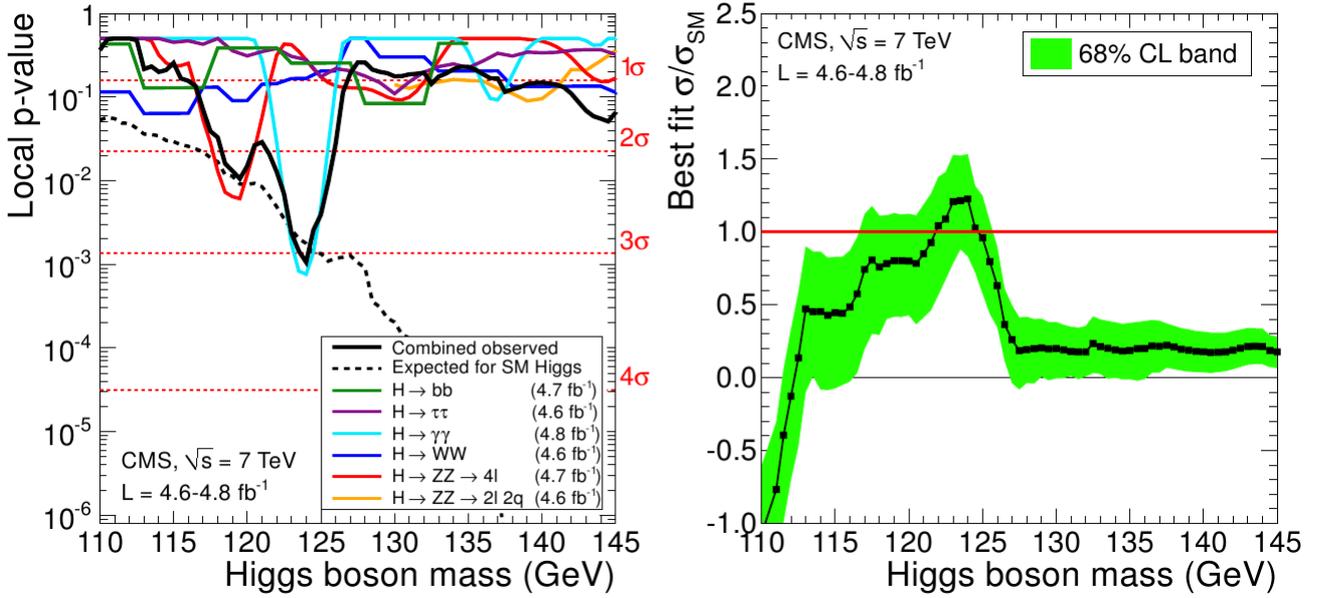


Figura 2.12.: El valor  $p$  local observado  $p_0$  (Izq) y el mejor fit de  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$  (Der) como una función de la masa del bosón de Higgs minimal en el rango de 110-145 GeV. La significancia global del máximo exceso observado (mínimo valor local de  $p$ ) en este valor es cercano a los  $2.1 \sigma$ . La línea sobre la gráfica de la izquierda, que muestra los valores  $p$  esperados locales  $p_0(m_h)$ , debería corresponder a como un bosón de Higgs con una masa  $m_h$  existe. La banda en la gráfica de la derecha corresponde a  $\pm 1\sigma$  de incertidumbre sobre los valores de  $\mu$ .

### $h \rightarrow \gamma\gamma$

Este canal es llevado a cabo con la hipótesis de  $m_h$  entre 110 GeV y 150 GeV mediante el uso de una luminosidad integrada de  $4.9 \text{ fb}^{-1}$ . Los análisis en este canal separa los eventos en nueve categorías independientes de variada sensibilidad. La categorización está basada en la dirección de cada fotón y si este fue transformado o no transformado, junto con la componente de momentum del sistema difotónico transversal al eje de avance. La distribución de masa invariante es utilizada como una variable discriminadora en la determinación del background y la señal, tomando una ventaja en la resolución de masas de aproximadamente 1.4% para  $m_h$  120 GeV [49]. La distribución de masa invariante incluyente de los candidatos observados, sumados sobre todas las categorías, es mostrada en la Figura 2.13.

### $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$

Este canal posee una luminosidad integrada de  $4.8 \text{ fb}^{-1}$  para la hipótesis  $m_h$  en el rango total de 110-600 GeV. El principal background irreducible para  $ZZ^*$  es estimado usando simulación Monte Carlo. El background reducible de  $Z$ +jets, el cual tiene un impacto en gran parte en distribuciones de masas invariantes de 4-leptones, es estimado desde las regiones de control en los datos. La normalización background de quarks top es válido en una muestra de control. Los eventos son categorizados de acuerdo a las combinaciones sabor de los leptones. Las resoluciones de masas son de aproximadamente 1.5% en el canal de cuatro muones, y 2% en el canal de cuatro electrones para  $m_h$  120 GeV. Por tanto, la masa invariante de los cuatro leptones es usada como una variable discriminadora [50]. Su distribución para eventos seleccionados después de todos los cortes es mostrado en la Figura 2.14.

## 2. Modelo Estándar

$$h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$$

La búsqueda aquí presentada [51] se realiza en un análisis del conteo de eventos para la hipótesis de  $m_h$  entre los valores de 110 GeV a 300 GeV, mediante el uso de una luminosidad integrada de  $2.05 \text{ fb}^{-1}$ . La principal contribución del background (al tomar en cuenta la producción no-resonante de  $WW$ ) es estimado desde los datos usando regiones de control basados en las masas invariantes dileptónicas  $m_{ll}$ . El análisis es separado en categorías de 0-jets y de 1-jets como también de acuerdo a las generaciones leptónicas. En la categoría 1-jet, un  $b$ -jet es usada para restringir la producción proveniente de quarks top. Las fracciones relativas de las contribuciones del background esperadas desde la señal y de las regiones de control son tomadas desde simulaciones Monte Carlo. La distribución de masas transversales de ambos eventos es mostrada en la Figura 2.13.

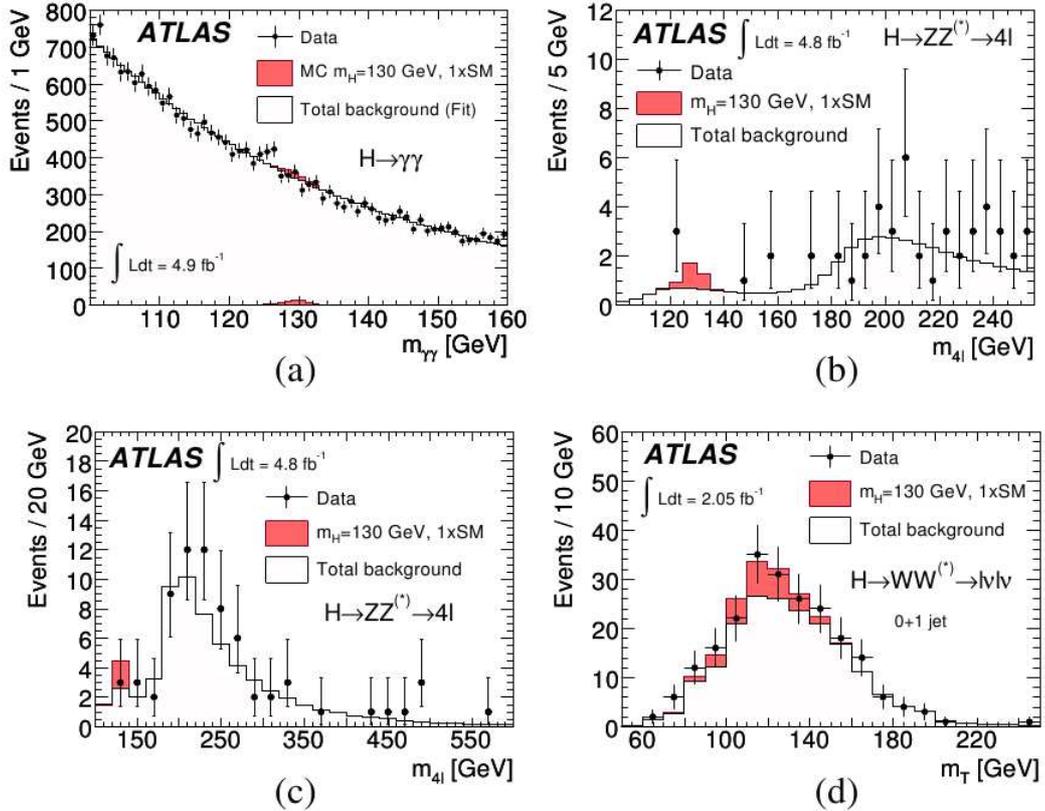


Figura 2.13.: Distribución de la masa transversal ó invariante reconstruida para eventos candidatos seleccionados y para el background total y la señal ( $m_h = 130 \text{ GeV}$ ) esperada en los decaimiento  $h \rightarrow \gamma\gamma$  (a), y  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l'^-$  en la región de masas bajas (b) y la región entera (c), y (d) los canales  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ .

$$h \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}'$$

El análisis [52] cubre la hipótesis de  $m_h$  en el rango de 240-600 GeV con una luminosidad integrada de  $1.04 \text{ fb}^{-1}$ . De igual manera que el canal anterior, para este modo existe una separación de acuerdo al sabor leptónico y a las categorías 0-jets y 1-jets, donde el número de jets se refiere a aquellos en adición a los jets seleccionados como originarios del decaimiento del bosón  $W$ . Eventos con por lo menos un  $b$ -jet son usados para reducir los background desde la producción del quark top. La masa asociada  $l\nu q\bar{q}'$  es reconstruida usando una restricción al sistema  $l\nu$  con respecto a la masa del bosón  $W$ . Su distribución es mostrada en la Figura 2.14.

$$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$$

La luminosidad integrada aquí conseguida es de  $1.04 \text{ fb}^{-1}$  (actualizado a  $2.05 \text{ fb}^{-1}$ ) presentada bajo la hipótesis de  $m_h$  en el rango de 200 GeV a 600 GeV [53]. El principal cambio con respecto a la actual luminosidad se encuentra en el uso de un señalamiento mejorado de quarks  $b$  a través de un algoritmo específico, para restringir la producción de eventos con jets como los originados para los quarks bottom. El análisis es establecido para dos regiones con una hipótesis de  $m_h$  por encima y por debajo de 280 GeV separadas en categorías asociadas al sabor leptónico. La pareja de masa invariante  $l^+l^-$  es requerida para encontrarse en 15 GeV de la masa del bosón Z. El requerimiento contrario es aplicado para leptones con el mismo sabor en el canal  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l'^-\bar{\nu}$  para evitar superposiciones entre los dos canales. La masa transversal es usada como una variable discriminatoria para el background y la señal. Esta distribución se muestra en la Figura 2.14 para valores relativamente altos de  $m_h$ . En total 175 eventos son seleccionados en la búsqueda de masas bajas y  $192 \pm 23$  son esperados desde el background. Similarmente, en las búsqueda de valores altos de  $m_h$  se seleccionan 82 eventos, mientras que  $100 \pm 11$  son esperados desde el background. El número esperado de eventos señales en las búsquedas de masas relativamente bajas en  $m_h = 200 \text{ GeV}$  es de  $9.9 \pm 1.8$  y  $19.6 \pm 3.4$  para la selección en los regímenes de masas altas ( $m_h = 400 \text{ GeV}$ ).

$$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$$

Este canal fue llevado a cabo en el rango de masas desde 200 GeV a 600 GeV usando los datos correspondientes para una luminosidad integrada de  $1.04 \text{ fb}^{-1}$  (actualizado  $2.05 \text{ fb}^{-1}$  basado en el señalamiento del jet- $b$ ) [54]. El análisis es separado en regiones de búsqueda por encima y por debajo de  $m_h = 300 \text{ GeV}$ , donde los eventos seleccionados son independientemente optimizados. El background dominante emerge de la producción de los Z-jets, el cual es normalizado desde los datos usando bandas laterales de la distribución de masa invariante dileptónica. Para utilizar eficazmente las fracciones de decaimiento del bosón Z en una pareja de quarks bottom en la señal, los análisis son divididos en dos categorías; la primera contiene eventos donde los dos jets son  $b$ -señalados y la segunda con menos de dos jets  $b$ -señalados. Usando la masas del bosón Z como limitante se mejora la resolución de la masa del sistema  $llq\bar{q}$  por aproximadamente el 10%. El número de eventos seleccionados en los datos con valores bajos de  $m_h$  (altos  $m_h$ ) no señalado que es buscado es 21000 (851) donde  $21370 \pm 310$  ( $920 \pm 100$ ) son esperados desde el background, y  $67 \pm 11$  ( $21.1 \pm 0.8$ ) desde una señal con  $m_h = 200 \text{ GeV}$  ( $400 \text{ GeV}$ ). Para las búsquedas *señaladas* en los datos con masas  $m_h$  bajas ( $m_h$  altas) el número de eventos observados es de 145 (6). Esto tiene un razonable acuerdo con los  $165 \pm 22$  ( $11.6 \pm 1.9$ ) esperado desde el background, mientras que  $4.4 \pm 1.2$  ( $2.1 \pm 3.4$ ) son esperados desde una señal con  $m_h = 200 \text{ GeV}$  ( $m_h = 400 \text{ GeV}$ ). La distribución de masas invariante es usado como una variable de discriminación y su distribución es mostrada en las Figuras 2.14 (c) y 2.14 (d) para los dos categorías.

### Análisis combinados

El proceso de combinación está basado, al igual que los análisis del CMS, en la prescripción [45], que implica la extracción de información de una señal fuerte desde una verosimilitud completa incluyendo todos los parámetros que describen las incertidumbres sistemáticas y sus correlaciones [48].

Los límites de exclusión en el 95% sobre  $\mu$  son mostrados en la Figura 2.15 (a) como una función de  $m_h$ . Las regiones de exclusión en el 95% cubren un rango de masas desde 124 GeV a 519 GeV. Las regiones excluidas en el 95% CL se encuentran entre 133 GeV y 230 GeV y entre 251 GeV y 466 GeV. Las regiones entre 133 GeV y 230 GeV y entre 260 GeV y 437 GeV son excluidas en el 99% CL. Un déficit de eventos es observado en ambas regiones de  $m_h$ . En muy bajos valores de  $m_h$  un déficit local en el canal difotónico permite un rango de masas muy pequeño adicional entre 112.9 GeV y 115.5 GeV para ser excluido en el 95% CL. Una concordancia de déficits en varios canales de altas masas produce un límite *más fuerte que lo esperado* para masas entre 300 GeV y 400 GeV. La probabilidad local tal que una fluctuación hacia abajo de un experimento con solo background corresponde a una significación (probabilidad de rechazar la hipótesis nula cuando esta

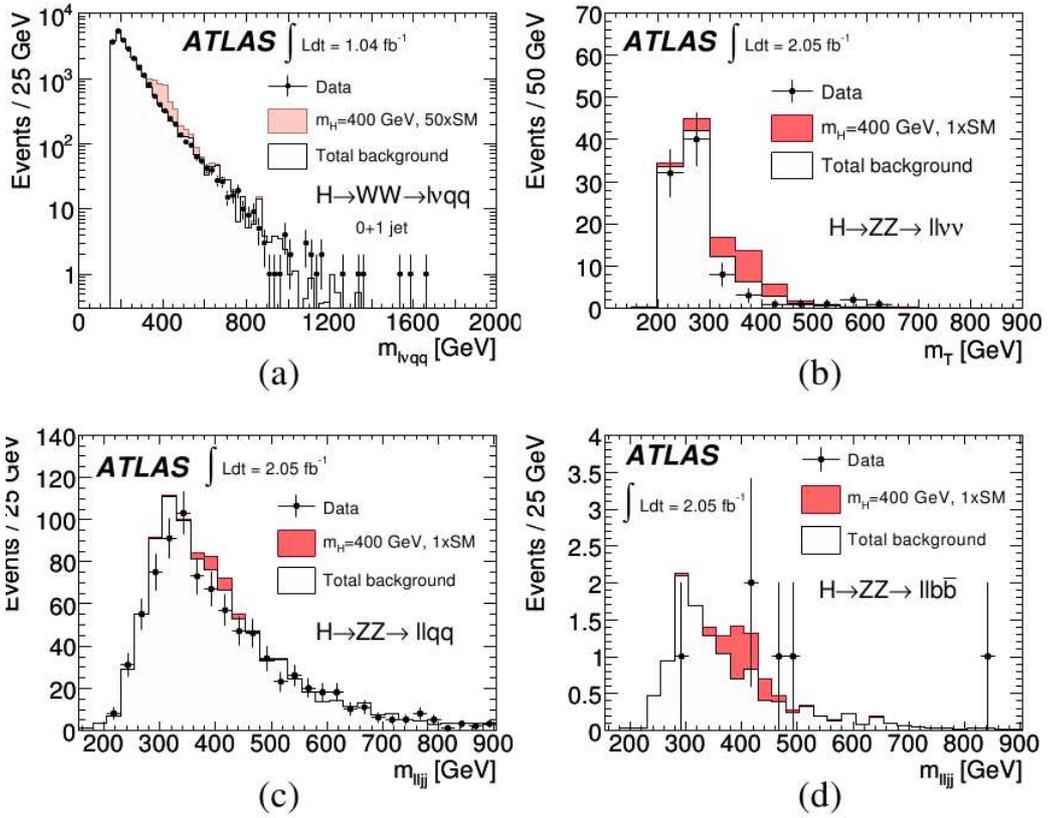


Figura 2.14.: Distribución de la masa transversal ó invariante, en análisis relevantes para la búsqueda del bosón de Higgs en masas relativamente altas, para eventos candidatos seleccionados, el background total y la señal ( $m_h = 400 \text{ GeV}$ ) esperada para el valor dado de  $m_h$  en el canal  $h \rightarrow WW \rightarrow lvq\bar{q}$  (a), el canal  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$  y el canal  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\bar{q}q$  para eventos sin señales de jets-b (c) y con categorías señaladas de jets b (d). La distribución de señal es mostrada en un color rojo en el canal  $h \rightarrow WW \rightarrow lvq\bar{q}$  que han sido reescalado en un factor de 50.

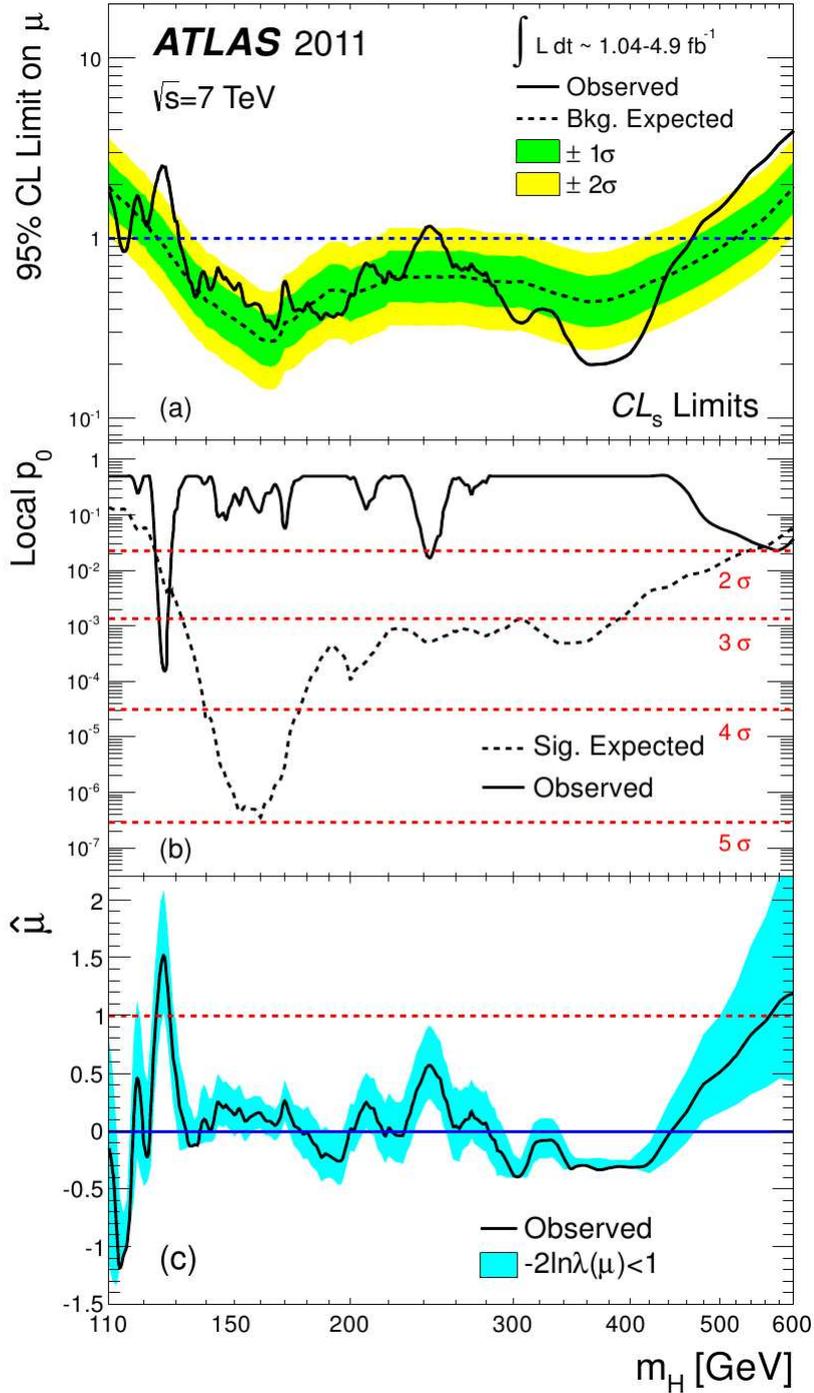


Figura 2.15.: (a) Límites superiores en el 95% CL sobre la señal fuerte como una función de  $m_h$ : la curva sólida indica los límites observados y la curva punteada ilustra el límite de la media esperada en la ausencia de señal junto con las bandas en  $\pm 1\sigma$  (oscura) y  $\pm 2\sigma$  (clara). (b) El valor  $p_0$  local como una función de la hipótesis de  $m_h$ . La curva punteada indica el valor de la media esperada para la hipótesis de una señal de un bosón de Higgs del SM en esa masa. Las cuatro líneas rojas horizontales punteadas indican los valores de  $p_0$  con significación de  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $4\sigma$  y  $5\sigma$  respectivamente. (c) El mejor fit para una señal fuerte como una función de la hipótesis de  $m_h$ . Las bandas muestran un intervalo alrededor de  $\hat{\mu}$  correspondiente a una variación de  $-2\ln\lambda(\mu) < 1$ . Donde  $\lambda(\mu)$  hace alusión a la razón del perfil de verosimilitud, utilizado para “testear” estadísticamente los dos modelos aquí combinados. Esta expresa en realidad cuantas veces es más probable que los datos se encuentren en un modelo y no en el otro. Figura tomada de [48]

## 2. Modelo Estándar

es verdadera) de aproximadamente  $2.5\sigma$ . La probabilidad de observar tal fluctuación hacia abajo sobre todo el rango de masas en la ausencia de una señal es estimado a ser aproximadamente de un 30 %.

En adición, un exceso de eventos es observado en los canales  $h \rightarrow \gamma\gamma$  y  $h \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ , que proveen una alta resolución en la masa invariante de los candidatos totalmente reconstruidos, para  $m_h \approx 126$  GeV, que también es soportado por un exceso ancho en el canal  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l^+\nu l'\nu$  (como se observa en la figura 2.15(b) y 2.16) con significaciones respectivas de  $2.8\sigma$ ,  $2.0\sigma$  y  $1.4\sigma$ . La significación combinada local de esos excesos es de  $3.6\sigma$ . Cuando las incertidumbres en la escala de la energía (ver figura 2.15(d)) son tomadas en cuenta la significación local se reduce a  $3.5\sigma$ . La significación local combinada esperada en la presencia de un bosón de Higgs del SM en esa masas es de  $2.5\sigma$ . La probabilidad local para tales excesos en el rango total de búsqueda, en la ausencia de una señal, es aproximadamente a 1.4 %, que corresponde a  $2.2\sigma$ .

Al igual que en el experimento CMS, ninguna conclusión fuerte puede ser obtenida en estos datos de ATLAS, salvo los regímenes de exclusión más amplios con respecto a los experimentos anteriores (LEP y TEVATRON). Se espera que resultados más fuertes se obtengan desde luminosidades integradas cercanas a los  $20 \text{ fb}^{-1}$ , lo cual es el nivel esperado de presentación del LHC para el 2012.

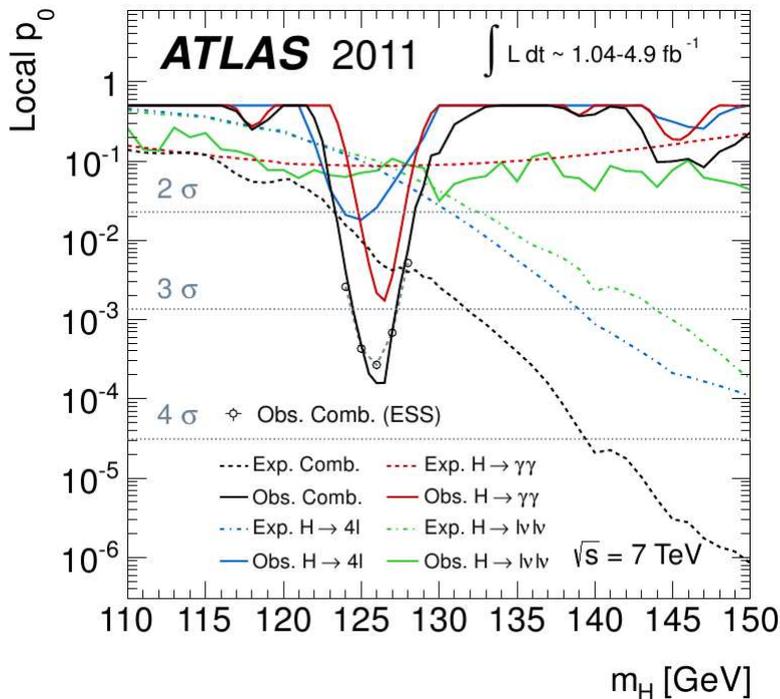


Figura 2.16.: La probabilidad local  $p_0$  para un experimento de background único con una mayor probabilidad de la señal que lo observado. La curva sólida indica el valor  $p_0$  individual y combinado observado, cuyo estimado es usando la aproximación asintótica. La curva punteada muestra el valor de la media esperada para la hipótesis de una señal de un Higgs del SM en esa masa. Las tres líneas horizontales punteadas indican los valores  $p_0$  correspondientes a los valores significativos de  $2\sigma$ ,  $3\sigma$  y  $4\sigma$ . Los puntos indican un valor local estimado usando ensambles de prueba y tomando en cuenta las incertidumbres sistemáticas en la escala de energía.

### 2.4.3. Complementos evolutivos de las búsquedas en el LHC: El descubrimiento de un nuevo estado bosónico no vectorial

El 4 de Julio de 2012 [1] un estado bosónico no-vectorial fue reportado a través de análisis estadísticos muy similares a los aquí discutidos salvo que la luminosidad integrada es de cerca  $5.1 \text{ fb}^{-1}$  haciendo que la signifi-

cancia local de los excesos en CMS (vista desde el local  $p_0$  y desde los canales dorados  $\gamma\gamma$  y  $ZZ^*$ ) sea cercana a  $5\sigma$  en una masa alrededor de los 125 GeV. Para la colaboración ATLAS el local  $p_0$  es de cerca de  $6\sigma$  para una masa aproximada de 126 GeV.

Los test de precisión conllevarán a definir adecuadamente este estado y permitirán establecer su verdadera naturaleza.

## 2.5. La Incompletitud del Modelo Estándar

Si pensamos primero que el Rompimiento Espontáneo de la Simetría a través del mecanismo de Higgs es el proceso idóneo en la descripción del origen de las masas de todas las partículas en cualquier modelo surge, por tanto, una nueva pregunta; que procesos rigen las interacciones de los distintos campos fermiónicos y bosónicos de este espectro masivo de partículas?. Para dar una idea a la respuesta a este interrogante, se establecen -esencialmente- dos maneras para generar la dinámica fundamental del EWSB. La primera, son aquellas teorías donde existe una dinámica débilmente acoplada (e.g el ya descrito SM) y la segunda, aquella donde existes acoples fuertes que describen la dinámica de cada uno de los procesos (e.g teorías del tipo *little Higgs*, *technicolor*, etc). Los fundamentos de estas últimas teorías se encuentran de una manera amplia en [55] y [56] (report) -respectivamente-.

En nuestro SM, el mecanismo de Higgs ubica un doblete complejo autointeractuante de campos escalares, que es a su vez renormalizable, arreglado de tal forma que adquiere un VEV de  $\nu \simeq 246$  GeV. Esto fija la escala del EWSB. Tres bosones de Goldstone son generados a través del conteo de los grados de libertad introducidos que logran la ruptura de la simetría, que pasan a constituir las partes longitudinales de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ . La componente remanente llega ser, una nueva partícula fundamental, ó como la hemos denominado -el bosón de Higgs-. Las masas de todos los fermiones son una consecuencia del EWSB en virtud a que el doblete de Higgs es postulado a acoplarse a los campos de materia a través de interacciones del tipo Yukawa. Desde estos puntos de vista podemos plantear una serie de cuestiones en lo que respecta al comportamiento del EWSB en altas energías, como por ejemplo; cual es el comportamiento del SM en la escalas de gran unificación o de Planck?. Solo en el régimen de altas energías  $\sqrt{s} \gg m_t$  existen un cierto conjunto de restricciones acerca del comportamiento del modelo. A fin de explorar las distintas respuestas, surgen un conjunto de limitantes teóricos que dan una base conceptual del tratamiento del SM a altas energías. Entre ellas tenemos los límites impuestos en los distintos sectores del SM por la *trivialidad*, *estabilidad del vacío*, *naturalidad* y *unitariedad* de la teoría. Examinemos individualmente la metodología impuesta por cada uno de estos argumentos.

### 2.5.1. Trivialidad

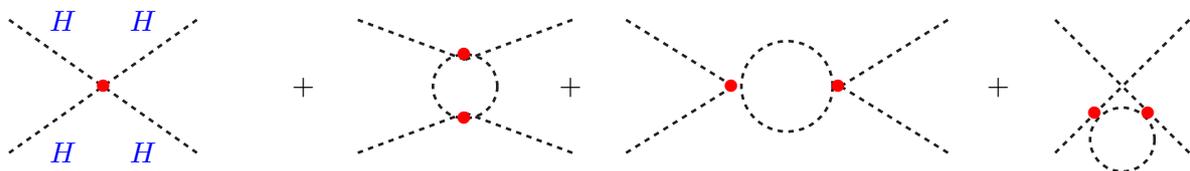


Figura 2.17.: Diagramas de Feynman típicos para el nivel árbol y para un loop de las autointeracciones del Higgs

Este requerimiento se basa en establecer que los acoples cuárticos permanezcan finitos en escalas de altas energías ( $\sqrt{s} \gg \nu$ ). Desde nuestro potencial escalar (2.23),  $V(\Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ , con  $\mu^2 < 0$  y  $\lambda > 0$ , el acople cuártico tiene la siguiente representación

## 2. Modelo Estándar

$$\lambda = \frac{m_h^2}{2\nu^2}. \quad (2.71)$$

Debido a las autointeracciones del campo escalar (Figura 2.17), este acople cuártico cambia con la escala de energía efectiva  $Q$ :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2}, \quad t = \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right), \quad (2.72)$$

con  $Q_0$  alguna referencia de escala de energía. La solución a esta ecuación diferencial está dada por

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)}. \quad (2.73)$$

Cuando  $Q \rightarrow \infty$  encontramos el denominado polo de Landau. Sin considerar lo pequeño que sea  $\lambda(Q_0)$ ,  $\lambda(Q)$  será infinitamente grande para algún valor  $Q$ . Desde otro punto de vista, si  $\lambda(Q_0)$  va a cero cuando  $Q$  va a cero también se obtiene que  $\lambda(Q) > 0$ . El argumento general de trivialidad establece que el sector escalar del SM es una teoría del tipo  $\lambda\phi^4$ , que es una teoría perturbativa. Para mantener la perturbatividad de la teoría en todas las escalas de la energía, es necesario tener una constante de acople  $\lambda = 0$  (lo cual para el SM, significa que el bosón de Higgs es no masivo). Este hecho hace que la teoría sea *no-interactuante i.e.-trivial*. Se puede ver este hecho a través de un punto de vista diferente; desde el uso de las ecuaciones del grupo de renormalización para las autointeracciones cuárticas del Higgs se puede establecer el dominio de energía en el cual el SM es válido, i.e la energía de corte para que el acople  $\lambda$  se mantenga finito,

$$\frac{1}{\lambda(\Lambda)} > 0. \quad (2.74)$$

Esta relación puede ser interpretada como un límite superior en la masa del Higgs (desde (2.71)), i.e tomando  $Q_0$  la escala del EWSB,

$$m_h^2 \leq \frac{8\pi^2\nu^2}{3 \log(\Lambda^2/\nu^2)}. \quad (2.75)$$

Si establecemos que el SM siga siendo válido hasta las escalas asociadas con los modelos de gran unificación  $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$  GeV, se encuentra el siguiente límite superior:

$$m_h < 160 \text{ GeV} . \quad (2.76)$$

Entre más pequeña la escala de energía  $\Lambda$ , el límite asociado a la masa del Higgs llega a ser más débil con respecto a las limitantes experimentales. Para  $\Lambda$  grande, es necesario introducir correcciones de más alto orden en la teoría de perturbaciones, como también, contribuciones no perturbativas. Por tanto,  $\Lambda$  se interpreta como una *escala de nueva física*, en virtud a que para escalas mayores los fundamentos asociados al conocido SM dejan de ser válidos (e.g la renormalización de la teoría).

### 2.5.2. Estabilidad del Vacío

La anterior discusión se basó en la contribución única del bosón de Higgs al acople cuartico a la renormalización de la constante de acople  $\lambda$ . En realidad esto es justificable en el régimen donde el acople  $\lambda$  es grande. A fin de realizar una discusión más completa y acorde con los límites de estabilidad, es necesario incluir las contribuciones desde los fermiones y los bosones vectoriales a la evolución del parámetro  $\lambda$ . En virtud a que los acoples del bosón de Higgs son proporcionales a las masas de las partículas, solo es necesario incluir la contribución del quark top para la parte fermiónica. Algunos ejemplos de las correcciones utilizadas se encuentran esquematizados en la Figura 2.18

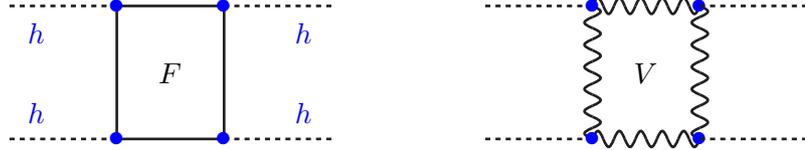


Figura 2.18.: Diagramas para las contribuciones a un loop a  $\lambda$  de los fermiones y los bosones gauge.

Desde el requerimiento de que el SSB ocurra en un mínimo del potencial a través de

$$V(\nu) < V(0). \quad (2.77)$$

Esto es equivalente a exigir que  $\lambda$  permanezca positiva en todas las escalas  $\Lambda$ . Si en algún momento,  $\lambda$  pasará a ser negativa, el potencial sería no acotado desde un límite inferior. Esto no garantiza la existencia de un mínimo de energía y por tanto ningún punto de estabilidad del potencial de Higgs puede encontrarse. La evolución del parámetro  $\lambda$ , puede ser determinado por la ecuaciones del grupo de renormalización [57], con lo cual

$$\frac{d\lambda}{dt} = \beta; \quad \beta = \frac{1}{16\pi^2} \left[ -12g_t^4 + \frac{3}{16} \left( 2g^4 + (g^2 + g'^2)^2 \right) \right], \quad (2.78)$$

donde  $\nu g_t = m_t$  es el acople de Yukawa al quark top. La solución de esta ecuación reproduce

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(\nu) + \beta \log \left( \frac{\Lambda^2}{\nu^2} \right). \quad (2.79)$$

Al imponer  $\lambda(\Lambda) > 0$ , se obtiene un límite sobre la masa del bosón de Higgs minimal,

$$m_h^2 > 2\beta \log \left( \frac{\Lambda^2}{\nu^2} \right). \quad (2.80)$$

Desde un análisis cuidadoso de la renormalización a dos loop, el cual reestablece el potencial efectivo, generando que el recorrido de los acoples genera el requerimiento de que si el SM es válido a escalas del orden de  $10^{16}$  GeV, entonces se obtiene

$$m_h(\text{ GeV}) > 130 + 2(m_t - 170). \quad (2.81)$$

Este límite de estabilidad puede ser debilitado si el estado de vacío es *metastable*[58]. A temperatura finita (y a temperatura cero) el potencial efectivo del modelo estándar puede tener un mínimo más profundo que

## 2. Modelo Estándar

el mínimo electrodébil si el decaimiento del último en el primero vía fluctuaciones térmicas en el universo temprano (ó fluctuaciones cuánticas a temperatura cero) es suprimido. En este caso, el límite más bajo sobre la masa del Higgs minimal proviene del requerimiento de que no existe transición entre los dos *vacíos* y la teoría siempre se mantiene en el mínimo electrodébil. El límite obtenido en  $m_h$  es en general mucho más débil que en el caso de la estabilidad absoluta e incluso desaparece si la escala de corte de la teoría se encuentra en la escala de los TeV.

Los límites (2.76) y (2.81) implican que si el Modelo Estándar es válido para una escala cercana a los  $10^{16}$  GeV, entonces la masa del Higgs minimal está restringida a residir en el intervalo

$$126 < m_h(\text{ GeV }) < 160. \quad (2.82)$$

Esta región coincide con los regímenes preferidos por los observables de precisión electrodébiles discutidos en la sección anterior. A medida que la escala  $\Lambda$  es reducida, el rango permitido para la masa del Higgs minimal se ve aumentada. Estas restricciones teóricas se ven representadas en la Figura (2.19),

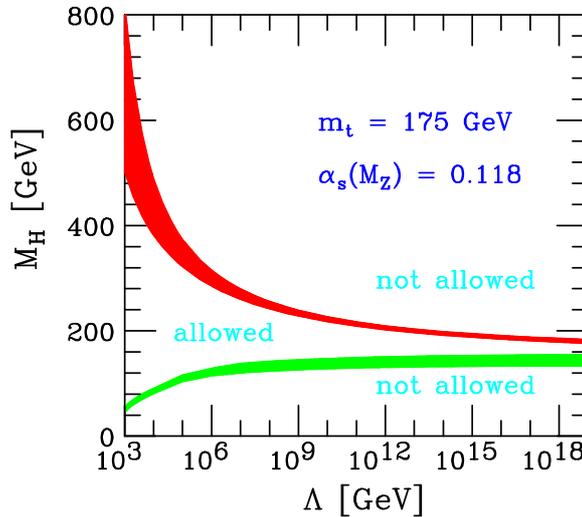


Figura 2.19.: Límites teóricos para la masa del bosón de Higgs minimal como una función de la escala de “nueva física”  $\Lambda$ . Estos límites son obtenidos desde los fundamentos de trivialidad y estabilidad del vacío. [59]

### 2.5.3. Naturalidad

Ya vimos como las correcciones cuánticas presentan un conjunto de restricciones sobre la masa del bosón de Higgs. Miraremos a continuación una extensión a las correcciones en la masa del Higgs (propagador) a un loop. Este procedimiento trae consigo un efecto no deseado en el cálculo a un loop de dichas correcciones, el cual se basa en la dependencia cuadrática de estas con la escala de nueva física (establecida en el límite de altas energías). Para mirar los puntos que encierran dicho tratamiento, consideramos un sector del SM que contiene un campo fermiónico simple  $\psi$ , con acoplamientos tipo Yukawa al Higgs masivo  $\phi$ ,

$$\mathcal{L}_\phi = \bar{\psi}(i\partial)\psi + |\partial_\mu\phi|^2 - m_\phi^2|\phi|^2 - \left(\frac{\lambda_F}{2}\bar{\psi}\psi\phi + h.c.\right). \quad (2.83)$$

Si suponemos que este lagrangiano produce un SSB tal que  $\phi = h + \nu/\sqrt{2}$ , siendo  $h$  el bosón de Higgs físico. Después del SSB, el fermión adquiere masa a través de sus acoples con el campo  $\phi$ , con  $m_F = \lambda_F\nu/\sqrt{2}$

(ver los desarrollos en la sección 2.2.1). Si tomamos la contribución proveniente de la autoenergía fermiónica proveniente de un Higgs interno (Figura 2.5.3),



Figura 2.20.: (Izq) Representación asociada al cálculo de la renormalización de la masa del fermión desde un Higgs interno. (Der) Renormalización de la masa del Higgs a partir de un loop fermiónico.

Su valor viene dado por

$$-i\Sigma_F(p) = \left(\frac{-i\lambda_F}{\sqrt{2}}\right)^2 i^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k + m_F}{[k^2 - m_F^2][(k-p)^2 - m_h^2]}. \quad (2.84)$$

La masa del fermión renormalizada es  $m_f^r = m_f + \delta m_f$

$$\delta m_f = \Sigma_f(p)|_{p=m_f} = \frac{i\lambda_f^2}{32\pi^4} \int_0^1 dx \int d^4k' \frac{m_f(1+x)}{[k'^2 - m_f^2 x^2 - m_h^2(1-x)^2]}. \quad (2.85)$$

Si llevamos la integral al espacio Euclideo con corte en el espacio de momentum (a través de la integral simétrica),

$$\int d^4k_E f(k_E^2) = \pi^2 \int_0^{\Lambda^2} y dy f(y). \quad (2.86)$$

Aquí  $\Lambda$  es una escala de corte en el régimen de altas energías, identificada en el orden de la escala de Planck o escalas de teorías de gran unificación. Por tanto la renormalización de la masa fermiónica es,

$$\delta m_f = -\frac{\lambda_f^2 m_f}{32\pi^2} \int_0^1 dx(1+x) \int_0^{\Lambda^2} \frac{y dy}{[y + m_f^2 x^2 + m_h^2(1-x)]^2} = -\frac{3\lambda_f^2 m_f}{64\pi^2} \log\left(\frac{\Lambda^2}{m_f^2}\right) + \dots \quad (2.87)$$

Los términos que no se consideran en la expansión son independientes de la escala de corte o cuya contribución tiende a cero cuando  $\Lambda \rightarrow \infty$ . El lagrangiano (2.83), en el límite de altas energías  $\sqrt{s} \ll m_f$ , es invariante bajo transformaciones quirales,

$$\psi_L \rightarrow e^{i\theta_L} \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow e^{i\theta_R} \psi_R. \quad (2.88)$$

Cuando la masa del fermión es llevada a cero, la simetría de la teoría “incrementa”. Ya que los acoplos de Yukawa rompen la simetría quiral, las correcciones a la masa deben ser proporcionales a  $m_f$ .

Por otro lado, la renormalización de la masa del Higgs debida a un loop fermiónico (panel derecho Figura 2.5.3), desde el lagrangiano reducido (2.83), toma la forma

## 2. Modelo Estándar

$$-i\Sigma_S(p^2) = - \left( -\frac{i\lambda_F}{\sqrt{2}} \right)^2 i^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr} [(k + m_f)(k - p + m_f)]}{(k^2 - m_f^2)[(k - p)^2 - m_f^2]} \quad (2.89)$$

De manera similar a la corrección de la masa fermiónica, integrando con un corte en el espacio de momentum, se llega a que la renormalización conduce a

$$\delta m_h^2 = -\frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (2.90)$$

Así, la masa del bosón de Higgs depende *cuadráticamente* de la escala de corte en altas energías  $\Lambda$ . Además dicha corrección no depende de la masa  $m_h$ , así que su influencia ante la simetría quiral del lagrangiano al llevarla a cero, es nula. Por tanto no existe un mecanismo de protección de la masa del Higgs para correcciones de alto orden.

Para el SM, los diagramas de Feynman que contribuyen a las correcciones radiativas a un loop son debidas al bosón de Higgs, bosones masivos gauge y loops de fermiones (como es mostrado en la Figura 2.21).

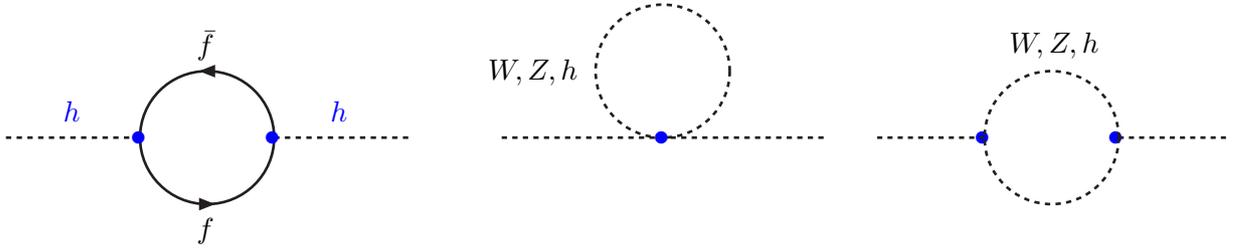


Figura 2.21.: Diagramas de Feynman para las correcciones a un loop para la masa del bosón de Higgs del SM.

Realizando el corte de la integral en estos loops en la escala  $\Lambda$ , y manteniendo solo las contribuciones dominantes en esta escala, se obtiene

$$\delta m_h^2 = m_h^2 - m_h^{02} = \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2\nu^2} (m_h^2 + 2m_w^2 + m_z^2 - 4m_t^2). \quad (2.91)$$

$m_h^0$  representa la masa *desnuda* en el lagrangiano no-renormalizado, con solo las contribuciones del quark top en los loops fermiónicos. Esto es una situación nueva en el SM, ya que se tienen divergencias cuadráticas y no las usuales divergencias logarítmicas (como las mostradas en la ecuación (2.87)). Al tomar la escala de corte  $\Lambda$  en la región de teorías de gran unificación (  $10^{16}$  GeV ), se necesita un rearrreglo de 16 dígitos entre el rango de la escala de la masa del bosón de Higgs *desnuda* y las correcciones radiativas a fin de tener una masa del bosón de Higgs físico en el régimen de  $100 \lesssim m_h$  ( GeV )  $\lesssim 1000$ <sup>14</sup>. Este es el denominado problema de *naturalidad* para el *ajuste fino* (“*fine-tuning*”) del SM.

En [60] presentan un mecanismo que cancela las divergencias cuadráticas al tomar la masa del Higgs,

$$m_h^2 = 4m_t^2 - 2m_w^2 - m_z^2 \simeq (320 \text{ GeV})^2. \quad (2.92)$$

Esta condición es válida a nivel de un loop en las correcciones radiativas. Para ordenes superiores [61], se obtiene

<sup>14</sup>Estos valores están basados en la consistencia experimental y teórica del SM. Sin embargo, en virtud a que el SM es una teoría renormalizable, la cancelación puede ocurrir de una manera consistente de forma matemática. Sin embargo, es importante tener claro el significado físico de la escala  $\Lambda$  con el fin de ver esta como el régimen de corte para el cual el SM es válido

$$\Lambda^2 \sum_{n=0}^{\infty} c_n(\lambda_i) \log^n \left( \frac{\Lambda}{Q} \right), \quad (2.93)$$

donde  $(16\pi^2)c_0 = (3/2\nu^2)(m_h^2 + 2m_w^2 + m_z^2 - 4m_t^2)^2$ . Los términos remanentes  $c_n$  pueden ser calculados recursivamente desde el requerimiento que  $m_h^2$  no debe depender de la escala de renormalización  $Q$ . Para el coeficiente en el cálculo a 2-loops, se encuentra [61]

$$(16\pi^2)^2 c_1 = \lambda(114\lambda - 54g^2 - 18g'^2 + 72\lambda_t)^2 + \lambda_t^2(27g^2 + 17g'^2 + 96g_s^2 - 90\lambda_t^2) - \frac{15}{2}g^2 + \frac{25}{2}g'^4 + \frac{9}{2}g'^2g^2. \quad (2.94)$$

Los coeficientes de más alto orden tienen potencias más altas de  $(16\pi^2)^{-1}$ , haciendolas más suprimidas en niveles superiores. La condición (2.92) requiere que las cancelaciones finas ocurran a todos los ordenes perturbativos, i.e para cualquier  $n$ . Ya que los coeficientes  $c_n$  son independientes, no existe una solución completa (i.e. relación de recurrencia) para  $m_h$ .

Por tanto, la condición (2.92), se convierte por tanto en una condición válida para escalas  $\Lambda$  no muy grandes con respecto a la escala electrodébil [62]. Por ejemplo, a nivel de un loop, el problema de *fine-tuning* aparece solo si  $\Lambda \gtrsim 4\pi\nu \sim 2$  TeV. Si la condición (2.92) (denominada condición de Veltman) se cumple, entonces la escala  $\Lambda$  debe colocarse, en el nivel de dos loops, en el valor más alto,  $\Lambda^2 \log \Lambda \gtrsim (16\pi^2)^{2\nu^2}$ . En números este valor se ve representado por una escala de  $\Lambda \sim 15$  TeV. Exigiendo de nuevo la condición de Veltman, las divergencia cuárticas a tres loops aparecen en  $\Lambda \gtrsim 50$  TeV. Por tanto la cantidad de “fine tuning” establecida en escalas altas es muy pequeña.

Para estas escalas, es necesario conducir estos ajustes de tal modo que para dos loop se cumpla

$$\sum_{n=0}^1 c_n(\lambda_i) \log^n \left( \frac{\Lambda}{m_h} \right) = 0. \quad (2.95)$$

Esta restricción aparece si se cumplen dos cosas: la existencia de una solución para ella y que la predicción del valor de  $m_h$  sea dependiente de la escala de corte. Esta predicción asume una cancelación exacta, lo cual no es requerido para escalas bajas de  $\Lambda$ . En [62] introducen una condición más adecuada,

$$\sum_{n=0}^1 c_n(\lambda_i) \log^n \left( \frac{\Lambda}{m_h} \right) \lesssim \frac{\nu^2}{\Lambda^2}. \quad (2.96)$$

Sí esta condición es satisfecha el *fine-tuning* puede ser aceptable. La definición de una cantidad para el *fine tuning* trae consigo una serie de conjeturas debido a que no existe un manera unívoca de caracterizarla [62]. Se puede seguir a las referencias [62], y definirla como la *sensibilidad de la escala electrodébil al valor del corte*  $\Lambda$ ,  $\Delta m_w^2(\Lambda)/m_w^2$ . Esto conduce a la medida

$$\Delta_{FT} = \left| \frac{\Delta m_w^2}{m_w^2} \right| = \left| \frac{\Delta m_h^2}{m_h^2} \right| = \frac{2\Lambda^2}{m_h^2} \left| \sum_n c_n \log^n \left( \frac{\Lambda}{m_h} \right) \right|. \quad (2.97)$$

Para un valor de  $\Delta_{FT}$ , la escala débil es ajustada “finamente” a una parte  $\Delta_{FT}$  más grande que la unidad. Este es el valor del *fine tuning* (el valor más grande obtenido). Para  $\Delta_{FT} \leq 1$  el *fine tuning* es cero. Se puede ver desde la restricción anterior que el *fine-tuning* es grande no solo cuando incrementa  $\Lambda$  si no también cuando el bosón de Higgs es ligero.

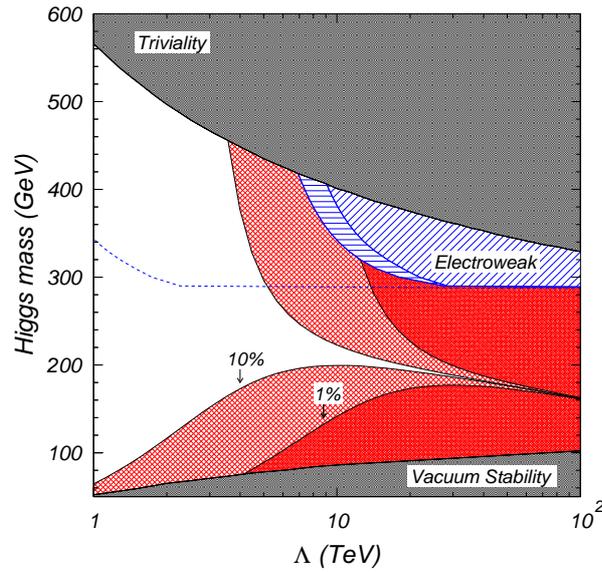


Figura 2.22.: Contornos generados para el parámetro -fine tuning-  $\Delta_{FT}$  en el plano  $(m_h, \Lambda)$ . Se muestran las regiones donde el fine tuning es más grande que una parte en 10 (región oscura) y que una parte en 100 (región clara). Además se muestran las regiones no permitidas por trivialidad y estabilidad, como también las restricciones debidas a los datos experimentales de alta precisión.

En la Figura 2.22 se muestra la evolución de la masa del Higgs minimal como una función del valor maximal de la escala de corte  $\Lambda$  (con los límites experimentales y teóricos ya discutidos de trivialidad y estabilidad del vacío). Se encuentran especificados las regiones donde el *fine tuning* es menor que 10 y 100 dados por las partes oscuras y claras respectivamente. Las regiones blancas corresponden a aquellas donde todas las restricciones son satisfechas y donde la condición de Veltman se cumple aproximadamente.

Para rangos bajos de la escala de corte,  $\Lambda \lesssim 1$  TeV, el problema de *fine tuning* no emerge con valores razonables de la masa del Higgs minimal. A medida que  $\Lambda$  incrementa, el rango de masas donde el *fine tuning* es más pequeño que el 1% o el 10% llega a ser muy estrecho. Por ejemplo, cuando  $\Lambda \simeq 3$  TeV, la masa del bosón de Higgs debe encontrarse por encima de los 150 GeV, mientras que para  $\Lambda \simeq 10$ , solo rangos muy estrechos alrededor de  $m_h \simeq 200$  GeV (para  $\Delta_{FT} = 10$ ) son permitidos. En este régimen la condición de Veltman es satisfecha.

#### 2.5.4. Comportamientos a altas energías del SM y Unitariedad

Desde que se conocen las teorías con bosones vectoriales masivos (i.e típicamente los modelos con interacciones débiles), los diagramas de Feynman a nivel árbol desde allí contruidos pueden diverger gravemente en el régimen de altas energías. Las divergencias están asociadas con los estados físicos de partícula de espín-1 con polarizaciones longitudinales, i.e helicidad cero. Tal comportamiento divergente deberá convertirse en la violación de la unitariedad de la matriz  $S$  en la aproximación a nivel árbol (como ocurría con la teoría débil de Fermi) a menos que exista un mecanismo especial donde se eliminen los términos no deseados en la amplitudes de dispersión físicas. El SM provee dicho mecanismo a través del rompimiento espontáneo de la simetría. En realidad existen cancelaciones sutiles entre los diferentes diagramas de Feynman que contribuyen a un elemento matricial de  $S$ , así las amplitudes de dispersión a nivel árbol son limitadas en el régimen de altas energías [18]. Con esto las amplitudes de las ondas parciales crecen a lo sumo logarítmicamente, y los correspondientes “límites unitarios” son trasladados a valores muy altos con respecto a la escala de masas del SM. Lo más importante de este buen comportamiento en altas energías de las amplitudes de dispersión a nivel

árbol, está en el hecho de que esto se convierte en una condición necesaria para la *renormalizabilidad perturbativa de la teoría*.

Estas cancelaciones sencibles de las contribuciones divergentes provenientes de los diferentes diagramas de Feynman pueden aparecer en el contexto de los cálculos directos en el gauge unitario  $U$ . Por lo tanto dicho fenómeno puede ser trazado a la simetría gauge original (espontáneamente rota), la cual es completamente oculta en el gauge unitario  $U$  en virtud a que los bosones de Goldstone han sido desacoplados totalmente del espectro.

En realidad, una herramienta muy poderosa -que da un idea clave sobre la naturaleza de las amplitudes de dispersión a nivel árbol del SM- es el Teorema de Equivalencia (TE), el cual relaciona un elemento físico de la matriz  $S$  que involucra bosones vectoriales polarizados longitudinalmente con su “contraparte no-física” y donde los vectores físicos en las amplitudes invariantes son reemplazados por su correspondiente escalar de Goldstone en el régimen de altas energías (ver apéndice A). Esto permite realizar la formulación con los bosones de Goldstone y determinar así la manera en que se acoplan; tal que se respeten las condiciones unitarias en todos los sectores de la teoría interactuante.

La sistemáticas para determinar las condiciones unitarias se basan en la expansión por ondas planas de las amplitudes de dispersión de un conjunto final e inicial de estados de dos partículas. Estos métodos perturbativos para los cálculos asociados pueden ser usados solo cuando las contribuciones de los diagramas de Feynman de más bajo orden son razonablemente pequeñas. De manera cuantitativa, se considera la expansión de Jacob-Wick (establecido en la sección 1.3) para las amplitudes invariantes de Lorentz en procesos donde se involucran estados de dos partículas  $\mathcal{M}$ , y que se encuentran caracterizados por los momentos de las partículas y sus estados de helicidad, es decir

$$\mathcal{M}(s, \Omega) = 16\pi \sum_j (2j + 1) \mathcal{M}^{(j)} P_j(\cos \theta), \quad (2.98)$$

donde  $\mathcal{M}^{(j)}$  es la amplitud de ondas parciales con un momento angular total  $j$ , y  $P_j(\cos \theta)$  es el polinomio de Legendre. En realidad esto puede ser generalizado a cualquier estado binario de partículas, con estados de helicidad arbitrarios. En virtud a que la mayoría de los procesos aquí considerados, los estados iniciales constituyentes del proceso binario poseen los mismos estados de helicidad, las funciones generalizadas que allí aparecen se convierten en los polinomios de Legendre (ver sección 1.3). Así todos los procesos que serán utilizados, tanto escalares-escalares, bosones vectoriales-bosones vectoriales, fermiones-fermiones, cumplen con dicha restricción; por lo tanto la expansión de *Jacob-Wick* se reduce a una forma muy similar de la expansión por ondas planas tradicional (descrita para partículas sin espín). La suma en (2.98) corre sobre valores no negativos de  $j$ . Debido a la unitariedad a nivel árbol de la matriz  $S$ , se llega a la condición

$$|\mathcal{M}^{(j)}| \leq \frac{\sqrt{s}}{2|\mathbf{p}|}. \quad (2.99)$$

En el límite de altas energías  $\mathbf{p} \rightarrow \sqrt{s}/2$ , esta condición toma la forma,

$$|\mathcal{M}_j| \leq 1. \quad (2.100)$$

Esto puede ser traducido en una restricción más fuerte a través del uso del diagrama de Argand

$$|\text{Re}\mathcal{M}_j| \leq \frac{1}{2} \quad (2.101)$$

Así, el límite unitario puede ser utilizado para establecer la confiabilidad de la teoría de perturbaciones. En virtud a que los bosones vectoriales polarizados longitudinalmente tienen comportamientos dependientes del cuadrimomentum en el límite de altas energías, i.e  $\epsilon^\mu = p^\mu/m + \mathcal{O}(E^{-1}m)$ , ellos se vuelven determinantes en la evaluación de la unitariedad en procesos dispersivos donde dichos estados se encuentran presentes.

### Limitante de Lee-Quigg-Thacker

El limitante de Lee-Quigg-Thacker (LQT) es un límite superior perturbativo impuesto sobre la masa del Higgs en el SM. Este fue propuesto por estos autores en el artículo clásico [2]. Allí se impusieron cotas sobre los valores de la masa del Higgs a través de la aplicación de la unitariedad de la matriz  $S$  a algunos procesos dispersivos elásticos. En realidad todo proviene de la expansión en ondas planas y del análisis de los límites unitarios para los términos relevantes de esta.

En [2] se identifican los procesos dominantes que producen las restricciones más relevantes en las masas del Higgs. En realidad, si se hacen los cálculos individuales diferentes restricciones pueden venir desde de esta sistemática. A fin de evitar este tipo de análisis ellos llevan todos los procesos aun conjunto de amplitudes y, después de diagonalizar la matriz  $S$  en un subespacio correspondiente, se llega a una restricción más fuerte, comparada con la obtenida por los términos individuales. Este método será discutido de una manera simple a continuación.

Aunque el límite unitario (2.100) fue formulado para un proceso elástico particular ( $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ ), este es válido en realidad para el conjunto total de tales procesos. Ya que la amplitud de la onda parcial  $\mathcal{M}^j$  está relacionada con un elemento de la matriz  $S$  (con  $S^j$  la reducción del operador  $\hat{S}$  al subespacio caracterizado por el momento angular total  $j$ ) a través de

$$\mathcal{M}_{A \rightarrow B}^{(j)} \rightarrow \langle A | 1 - \hat{S}^j | B \rangle, \quad (2.102)$$

se puede usar la linealidad y definir amplitudes para algunas combinaciones apropiadas de estados físicos. Como un ejemplo, consideremos la combinación lineal de  $W^+ W^-$  y  $ZZ$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{M} \left( \alpha W^+ W^- + \beta \frac{ZZ}{\sqrt{2}} \rightarrow \alpha W^+ W^- + \beta \frac{ZZ}{\sqrt{2}} \right) &= \alpha^2 \mathcal{M} (W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-) \\ &+ \frac{\alpha\beta}{\sqrt{2}} [\mathcal{M} (W^+ W^- \rightarrow ZZ) + \mathcal{M} (W^+ W^- \rightarrow ZZ)] + \frac{\beta^2}{2} \mathcal{M} (ZZ \rightarrow ZZ), \end{aligned} \quad (2.103)$$

donde  $\alpha$ , y  $\beta$  son números reales arbitrarios que satisfacen  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$  (el factor extra en los acoplos de  $ZZ$  se debe al hecho de la indistinguibilidad de las partículas). Esta consideración puede ser generalizada de la siguiente forma: para un conjunto de estados normalizados  $\{A_1, \dots, A_n\}$  y la correspondiente matriz  $\mathcal{M}_{ij} = \mathcal{M}_{i \rightarrow j}$ , la condición (2.100) puede ser escrita como

$$\forall V \in \mathbf{R}^n, \quad |V| = 1 : \quad V^\dagger M V \leq 1. \quad (2.104)$$

(i.e  $\|M\| \leq 1$ ). Esta restricción es equivalente para los autovalores de la matriz  $M$ ,

$$|\lambda_i| \leq 1. \quad (2.105)$$

Cuando los  $\lambda_i$  son reales, se puede hacer uso de la relación (2.101) para las amplitudes restrictivas en ondas parciales, por ende la condición de unitariedad puede ser tratada a través de la forma

$$|\lambda_i| \leq \frac{1}{2}. \quad (2.106)$$

Para alcanzar esto, se consideran procesos dispersivos elásticos de dos cuerpos, en primera instancia de estados bosónicos con carga total cero. Contando todas las combinaciones de helicidad que existen en estados de dos partículas bosónicas en el SM:  $W^+ W^-$ (9),  $ZZ$ (9),  $HH$ (1),  $HZ$ (3),  $\gamma\gamma$ (4),  $\gamma Z$ (6),  $\gamma H$ (2). Esto produce 34

procesos dispersivos elásticos. Como se ha hecho explícito en las discusiones precedentes, en el límite de altas energías las amplitudes de dispersión pueden establecer contribuciones individuales que se comportan como  $\mathcal{O}(s^2)$ , pero los elementos matriciales completos deben comportarse como  $\mathcal{O}(1)$  para cualquier proceso dentro del SM.

Esas amplitudes pueden depender de la masa del bosón de Higgs, lo cual desde el límite de unitariedad puede producir una restricción para  $m_h$ . A fin de obtener un límite más restrictivo se deben encontrar los procesos con amplitudes invariantes dominantes. Lo anterior se puede hacer para los 34 procesos bosónicos  $AA \rightarrow AA$  y encontrar el valor más grande de ellos, o uno puede considerar la matriz completa  $34 \times 34$ , tomando solo en cuenta los procesos que involucran a la masa del bosón de Higgs explícitamente en el orden más bajo  $\mathcal{O}(E^0)$ .

Elemento	Expresión	Dependencia con E en altas energías
Polarizaciones transversales	$\epsilon_T(p), \epsilon_T^*(p)$	1
Polarizaciones longitudinales	$\epsilon_L(p), \epsilon_L^*(p)$	$E$
Propagadores de los bosones vectoriales	$\frac{-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu / m_V^2}{q^2 - m_V^2}$	1
Propagador del fotón	$g^{\mu\nu} q^{-2}$	$E^{-2}$
Función de vértice de 3 bosones	$J_{\mu\nu\rho}$	$E$
Propagador del bosón de Higgs	$(q^2 - m_h^2)^{-1}$	$E^{-2}$
Espinores de Dirac	$u(p), v(p)$	$\sqrt{E}$
Propagador fermiónico	$(\not{q} - m_f)^{-1}$	$E^{-1}$

Cuadro 2.1.: *Comportamiento de altas energías de los elementos en los diagramas de Feynman [18].*

Una gran ayuda para conocer que procesos son relevantes ante la determinación de limitantes unitarios, se encuentra establecida en la Tabla 2.1, donde se representa el comportamiento en altas energías de los diferentes elementos que pueden emerger en los diagramas de Feynman. Desde allí podemos inferir que un diagrama produce dependencias relevantes sobre  $m_h$  en dos casos: el primero, cuando este contiene un propagador de Higgs, comportandose asintóticamente a lo mínimo como  $\mathcal{O}(E^2)$ . Todos esos diagramas tienen un propagador y cuatro líneas externas; que desde la Tabla 2.1 implica que esto se alcanza si dichas líneas externas son bosones vectoriales polarizados longitudinalmente. El segundo esta asociado con la presencia de vértices de la forma  $HHH$  y  $HHHH$  y que se comportan asintóticamente a lo máximo como  $\mathcal{O}(E^0)$ . El vértice  $HHH$  puede ocurrir solo en diagramas con dos bosones de Higgs externos y un propagador de Higgs (el cual contribuye asintóticamente como  $E^{-2}$ ). Esto implica que las otras dos partículas deben ser bosones polarizados longitudinalmente [18].

Los procesos donde se involucran fermiones se vuelven importantes cuando existen otro parámetros libres, como ocurre en el caso del Modelo de Dos Dobleces de Higgs. Estos procesos los vamos a tratar con mayor amplitud en capítulos subsecuentes.

### Procesos de bosones escalares en el $R$ -gauge

Se ha mirado, desde el comportamiento en altas energías de algunos procesos relevantes, como es suficiente calcular solo diagramas con bosones polarizados longitudinalmente. A través del uso del *Teorema de Equivalencia*, existe una manera de tratar efectivamente estos procesos al llevarlos en el régimen de altas energías a mecanismos que incluyan solo bosones escalares en los estados finales e iniciales. Bajo la suposición de  $m_h \gg m_W$ , se pueden despreciar aquellos términos que no involucren a  $m_h^2$ . Estas cantidades no toman en cuenta diagramas con intercambio de bosones de Goldstone, las cuales no contienen términos con  $m_h^2$ . También se pueden despreciar los términos con acoples triples de bosones de Goldstone, debido a que los correspondientes diagramas son suprimidos por el comportamiento  $\mathcal{O}(E^{-2})$  de los propagadores escalares. Para calcular los términos relevantes de altas energías se necesitan por ende solo los diagramas que involucren acoples cuárticos, que son

## 2. Modelo Estándar

$$\mathcal{L}_4 = -\frac{g^2}{32} \frac{m_h^2}{m_W^2} \left( 2G^+G^- + (G^0)^2 + H^2 \right)^2. \quad (2.107)$$

La amplitud de los procesos físicos considerados está dada por el coeficiente relevante en el lagrangiano (2.107), multiplicado por un factor combinatorio adecuado; el resultado puede ser escrito mediante la matriz

$$\mathbf{M} = -\left( \frac{g^2 m_h^2}{8m_W^2} \right) \begin{matrix} G^+G^- \\ (G^0)^2/\sqrt{2} \\ H^2/\sqrt{2} \\ G^0H \end{matrix} \begin{matrix} G^+G^- & (G^0)^2/\sqrt{2} & H^2/\sqrt{2} & G^0H \\ \left( \begin{array}{cccc} 4 & \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \\ \sqrt{2} & 3 & 1 & 0 \\ \sqrt{2} & 1 & 3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \end{array} \right) \end{matrix}. \quad (2.108)$$

En virtud a que no existe dependencia angular en estas amplitudes, la primera onda parcial es  $\mathcal{M}^{(0)} = \mathcal{M}/16\pi$ . Por lo tanto la condición unitaria (2.104) es tratada como

$$\|\mathbf{M}\| \leq \frac{128\pi m_W^2}{g^2 m_h^2} = \frac{16\pi\sqrt{2}}{G_F m_h^2}. \quad (2.109)$$

Donde hemos utilizado la relación  $g^2 = 8G_f m_W^2/\sqrt{2}$ . Los autovalores de la matriz son 6, 2, 2, 2, así que la condición más restrictiva para  $m_h^2$  llega a ser:

$$m_h \leq \sqrt{\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F}} = 1 \text{ TeV}. \quad (2.110)$$

Al usar la restricción sobre la parte real (2.106), se obtiene un limitante más fuerte

$$m_h \leq \sqrt{\frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_f}} = 707 \text{ GeV}. \quad (2.111)$$

Mostraremos después como este límite es aún más bajo con respecto al determinando para el canal más fuerte asociado al mecanismo  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ .

La discusión aquí presentada para el análisis unitario del SM sirve como un fundamento en el estudio unitario del 2HDM. Para lograr lo anterior es indispensable mirar como el SSB se logra para esta extensión no-trivial del sector escalar, así que el tratamiento de su estructura general se hace indispensable. Además está detallada teoría, aunque compleja, permite establecer ciertas directices en la solución de algunas de las cuestiones fenomenológicas y teóricas que hacen del SM aún una construcción formal *incompleta*

En virtud a que el Modelo Estándar es una formulación que tiene varias inconsistencias teóricas y experimentales, se hace indispensable mirar cómo un sector extendido de Higgs permite establecer algunas directrices en la solución de dichas incompatibilidades. A continuación estudiamos la siguiente ampliación no-trivial invariante gauge al sector de Rompimiento Espontáneo de Simetría (SSB); el Modelo de Dos Dobletes de Higgs. A fin de ello consideramos gran parte de las motivaciones fenomenológicas y teóricas para la introducción de dicho mecanismo. Luego, establecemos la formulación teórica-conceptual de los diferentes sectores (escalar, cinético, y fermiónico-escalar), enfatizando en el comportamiento de las interacciones bajo la aplicación de simetrías del tipo CP y de cambio entre Familias de Higgs. Además se establece el papel que tiene el SSB en cada uno de los sectores. Después se discuten las diferentes restricciones teóricas y experimentales que emergen para el modelo, resaltando -en este nivel de la discusión- el importante rol que puede llegar a jugar la *Unitariedad* ante la consistencia interna de la teoría cuántica de campos “background” del modelo.

### 3.1. Introducción y Motivación

Como vimos en el capítulo precedente, el Modelo Estándar (SM) de partículas elementales ha sido una formulación de gran alcance y éxito debido a su alto nivel predictivo. Por ejemplo da una correcta explicación del decaimiento  $\beta$  a través de las corrientes débiles cargadas. Desde el punto anterior, el SM da lugar a la existencia de corrientes débiles neutras, las cuales describen de manera correcta la dispersión de neutrinos. En adición el modelo predice la existencia del quark top, cuyo sustento teórico se basa tanto en la cancelación de las anomalías quirales como en la exigencia de que la teoría sea renormalizable<sup>1</sup>. El quark charm es otro logro de gran importancia ya que permite describir la ausencia de procesos de cambio de sabor en corrientes neutras a nivel árbol de la teoría. Uno de los últimos logros predictivos del SM se ve realizado en la detección del neutrino tau por la colaboración DONUT (Direct Observation of NU Tau) [66], la cual a parte de medir las interacciones del tipo -SM- que ocurren con el neutrino tau, también determinó cotas superiores en el valor de su momento magnético anómalo.

Aunque el modelo es potente en la descripción de gran parte de la fenomenología asociada al comportamiento de las partículas elementales, esta teoría presenta un conjunto importante de problemas. Entre estos se encuentran el origen de masas del contenido de partículas del modelo y el sustento formal para dar explicación a las matrices

---

<sup>1</sup>La cancelación de las anomalías quirales y el hecho de que la teoría es renormalizable son factores que están íntimamente ligados. En las corrientes asociadas pueden existir términos de mezcla entre las partes vectoriales y axiales que pueden traer consigo una teoría no-renormalizable. En una teoría en la que se incluyen un número de familias de leptones igual al número de familias de quarks las anomalías son todas canceladas. Lo anterior permite que las corrientes gauge electrodébiles sean estrictamente conservadas, garantizando que el modelo estándar sea una teoría renormalizable.

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

de mezcla entre fermiones. La primera dificultad se establece en el lagrangiano que describe los distintos tipos de interacción, el cual respeta una simetría gauge local del tipo  $SU(2)_L \times U(1)_Y^2$  ( $L$  indica la quiralidad de los fermiones sobre la cual el conjunto de transformaciones actúa, e  $Y$  hace referencia al número cuántico de hipercarga). Un lagrangiano que pretenda respetar esta simetría no contiene términos de masa libres (campos y fermiones), ya que estos no son covariantes bajo las transformaciones asociadas al grupo gauge. El mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría (SSB) genera dichos términos de masa. De manera heurística, la formulación del mecanismo se establece al introducir un doblete de partículas escalares. Un término de estos dobletes adquiere un valor esperado en el vacío (VEV) distinto de cero. Este procedimiento genera la ruptura de la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  a  $U(1)_Q$ , que es el grupo gauge de la electrodinámica, cuyo campo asociado (fotón) es de masa nula. La interacción del campo remanente con los fermiones y campos gauge permite introducir los términos de masa asociados. La masa del Higgs, como término del doblete que genera dichos elementos, es un parámetro libre de la teoría.

La naturaleza del Higgs es aún una cuestión abierta en el estudio de la fenomenología de las partículas elementales ya que no se tiene certeza si el mecanismo en realidad es minimal (i.e solo un doblete de Higgs). A pesar que el rompimiento espontáneo de simetría puede generar las masas del contenido de partículas, aún no es claro el por qué de la jerarquía del espectro de masas de los quarks y leptones que se han observado actualmente. Como punto fundamental, se tiene certeza que la masa del quark top es cerca de 35 veces más grande que la masa del quark bottom. En el Modelo Estándar, las masas de ambos quarks provienen del mismo doblete de Higgs, conduciendo a que no exista una jerarquía entre los acoples de Yukawa asociados. Este es el denominado *problema de jerarquía de los acoples de Yukawa en la tercera generación de quarks*. Para salvar este conflicto se puede hacer uso de la próxima extensión minimal compatible con la invarianza gauge; *el modelo de dos dobletes de Higgs* (2HDM). El 2HDM consiste en adicionar un segundo doblete  $\Phi_2$  con los mismos números cuánticos que el primero  $\Phi_1$ . Por tanto, si el quark bottom al acoplarse al primer doblete  $\Phi_1$  y el quark top al acoplarse al segundo doblete  $\Phi_2$  adquieren sus masas respectivas, entonces la jerarquía entre los acoples de Yukawa en la tercera generación llega a ser natural si los parámetros libres de la teoría toman valores apropiados [69].

Otra motivación para la extensión no-minimal del Modelo Estándar con los dos dobletes de Higgs es la introducción de un sector que induzca violación  $\mathcal{CP}$  explícitamente o espontáneamente en el potencial de Higgs. De la misma manera, el 2HDM genera la estructuras necesarias para estudiar procesos del tipo de cambio de sabor en corrientes neutras (FCNC). Los FCNC, aunque son mecanismos suprimidos por los datos experimentales (exceptuando los experimentos de oscilaciones de neutrinos), son procesos que no violan ninguna ley fundamental de la naturaleza.

En adición, el 2HDM genera la estructura minimal en el límite de bajas energías de modelos como los supersimétricos. El modelo Estándar Minimal Supersimétrico (MSSM) tiene los mismos acoples de Yukawa que el 2HDM tipo II. En este tipo de teorías los escalares pertenecen a multipletes quirales y sus respectivos complejos conjugados pertenecen a multipletes de quiralidad opuesta; ya que los multipletes de quiralidades diferentes no pueden ser acoplados de una manera conjunta en el lagrangiano, una estructura minimal de dobletes no podría generar -simultáneamente la masa de las partículas del sector up ( $Q = 2/3$ ) y del sector down ( $Q = -1/3$ ) de los quarks <sup>3</sup>. Así, modelos supersimétricos con dos dobletes podrían proveer diferentes caminos no solo para salvar problemas como la jerarquía entre la escala electrodébil y la escala de Planck, si no también la ya discutida jerarquía entre familias de fermiones [67] y el origen real de la *Materia Oscura*. Desde esta discusión el 2HDM, y de acuerdo a la forma de lograr el SSB, puede verse representado en extensiones al MSSM (y NMSSM) como teorías de origen  $\lambda$ -SUSY <sup>4</sup>.

<sup>2</sup>En realidad la exigencia de que el lagrangiano respete este tipo de simetrías, da lugar a los distintos tipos de interacción en el modelo (i.e las reglas de Feynman para vértices). Para ver esto de manera amplia, se referencia el capítulo 1 de este texto además de la literatura allí citada.

<sup>3</sup>Para modelos supersimétricos, ya que los escalares residen en multipletes quirales junto con campos quirales de espín 1/2, la cancelación de anomalías también requiere la existencia de un doblete adicional.

<sup>4</sup>Las teorías  $\lambda$ -SUSY se ven realizadas en extensiones MSSM y NMSSM (Next Minimal Supersymmetric Standard Model), las

Una motivación extra para el 2HDM viene del rompimiento explícito de la simetría CP en el Lagrangiano de la QCD a través del mecanismo de Peccei-Quinn (MPQ). Este término, que desde el punto de vista fenomenológico es pequeño<sup>5</sup>, puede ser transformado a través de una rotación si el lagrangiano contiene una simetría global  $U(1)$ . La imposición de dicha simetría es solo posible si existen dos dobletes de Higgs. Mientras que las versiones del MPQ han sido sometidas a prueba, existen variaciones con singletes en escalas más altas que son aceptables pero que en su reducción a bajas energías necesitan una realización efectiva en su sector escalar a través de dos dobletes [68].

Otras razones para introducir un segundo doblete se encuentran en la forma de construir el nuevo sector escalar del modelo. Como veremos en un sentido más amplio en partes subsecuentes, cuando se construye el potencial de Higgs del 2HDM se encuentran del orden de 14 parámetros libres que no están limitados por valores experimentales. Solo aspectos teóricos pueden estrechar vínculos entre las distintas formas funcionales de dichos parámetros y el contenido físico de la teoría. Estudios en los últimos tres lustros, muestran que al correlacionar unos pocos parámetros se puede obtener un espectro completo de diferentes modelos los cuales tienen consecuencias de distinta índole en lo que a la fenomenología del modelo se refiere [69, 71]. Bajo un cambio continuo de los parámetros libres, la posición exacta del mínimo cambiará, pero las propiedades de simetría en el mínimo permanecen inalteradas. Existen aspectos especiales en el denominado espacio de parámetros libres, como lo es que esta evolución continua cambia la naturaleza global del mínimo. Se dice entonces que si el sistema atraviesa este punto una *transición de fase* ocurre. Esta transición de fase está caracterizada por un comportamiento no analítico de las propiedades del vacío, como lo son los valores esperados en el vacío (VEV) y las masas de los autoestados correspondientes [72].

Como ya hemos establecido, en cualquier conjunto de parámetros, varios extremos del potencial del Higgs pueden coexistir. Las propiedades del vacío son de gran importancia para determinar la evolución de otros regímenes extremos del potencial. Esta propiedad permite calcular -por ejemplo- la diferencia de potencial entre el vacío (*la energía del vacío*) y el extremo más alto (*extremo de energía*).

Este gran conjunto de características pueden volverse aun más poderosas a la vez que complejas cuando tenemos contribuciones de temperatura finita. Por ejemplo, los parámetros efectivos del 2HDM evolucionan con la temperatura, lo cual podría producir una transición de fase térmica (en adición a la transición de fase generada por el SSB). Las implicaciones cosmológicas de esta evolución han sido estudiadas en artículos de los últimos quince años, que van desde la descripción formal del 2HDM a temperatura finita [73], pasando por las implicaciones en la asimetría bariónica del universo con el 2HDM [74], y llegando hasta los estudios de los comportamientos altamente inestables de las simetrías  $C$  y  $CP$  a altas temperaturas para modelos extendidos con respecto a SM [75].

Las grandes ventajas que trae consigo el 2HDM son equilibradas con el amplio desconocimiento del sector de Higgs extendido. El espectro del Higgs del 2HDM consiste de cinco bosones escalares, de los cuales tres son neutros ( $h, H$  y  $A^0$ ) y los otros cargados  $H^\pm$ . En el presente, se tiene información parcial de cotas inferiores y rangos de masas excluidos para las masas del Higgs proveídas por los datos experimentales del LEP, TEVATRON, y LHC (CMS y ATLAS) como se ha establecido en la sección 2.4. Para complementar estudios experimentales desde los que se están llevando a cabo en el LHC, es interesante estudiar los posibles limitantes teóricos que pueden determinarse para el estudio correcto de las masas presentes en el modelo de dos dobletes de Higgs<sup>6</sup>. En función de este propósito algunos métodos han sido considerados y establecidos, basados en las

---

cuales son motivadas en la ausencia -fenomenológica- de supersimetría de baja energía convencional. La esencia del modelo radica en la introducción de un acople entre los dobletes y el superpotencial del tipo  $\lambda SH_1 H_2$ . El acople debido a  $\lambda$  domina los demás acoples del sector netamente escalar del modelo, garantizando la perturbatividad de la teoría hasta una escala de energía de 10 TeV [70].

<sup>5</sup>En realidad, los experimentos no indican fuente alguna de violación CP en el sector de la *Cromodinámica Cuántica*. Un cálculo explícito de la violación genérica de CP en QCD produciría un momento dipolar eléctrico del neutrón en el orden de  $10^{-18}$  e.m, mientras que un límite superior emergente de los experimentos se encuentra en 9 ordenes de magnitud por debajo a este valor.

<sup>6</sup>En virtud a que las energías necesaria para lograr acoples cuárticos y trilineales es alta, algunos parámetros libres del potencial deben ser limitadas por estudios teóricos como la unitariedad, estabilidad del vacío y parámetros oblicuos.

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

consistencias fundamentales que desde la teoría cuántica de campos pueden hallarse para la descripción de las cantidades físicas relevantes del modelo. Uno de estos, radica en la unitariedad perturbativa de la matriz  $S$ . En su forma más simple esta es implementada al orden más bajo por imponer límites de unitariedad de las amplitudes a nivel árbol de un conjunto adecuado de procesos dispersivos aquí establecidos.

Con estas grandes motivaciones producidas por la adición de un nuevo doblete, a continuación se plantea el análisis de la manera formal de lograr el SSB, además del estudio de las nuevas interacciones y partículas que se suman a nuestro espectro habitual del SM<sup>7</sup>.

## 3.2. El sector de Higgs y su contribución

A fin de lograr el SSB adicionamos una copia del primer doblete minimal, esto es que los números cuánticos son exactamente los mismos  $Y_1 = Y_2 = 1$ . Así,

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

En general ambos dobletes pueden adquirir un VEV:

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \frac{v_1}{\sqrt{2}}; \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta}. \quad (3.2)$$

Lo cual puede parametrizarse a través de 8 campos asociados a los grados de libertad primigenios introducidos por los dobletes complejos  $SU(2)$ :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{h_1 + v_1 + i\eta_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{h_2 + v_2 e^{i\theta} + i\eta_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

$\theta$  hace referencia a un parámetro de fase. Tomando en base esto, se establece el lagrangiano correspondiente al sector escalar mas el sector de las interacciones con los bosones gauge y fermiones.

### 3.2.1. El potencial de Higgs

El potencial de Higgs genera la estructura del SSB como también la anatomía de la masa del Higgs, las autointeracciones del Higgs y los autoestados de masa de Higgs. En virtud a su amplio desconocimiento, esta parte del lagrangiano netamente escalar requiere una atención especial. Es importante anotar que muchos de los limitantes teóricos de consistencia interna de la QFT *background* emergen con el fin de limitar a los parámetros libres del 2HDM, ya que la fenomenología aquí inmersa requiere de energías aun más altas que las logradas por el LHC [47].

Si consideramos el potencial escalar cuartico de Higgs más general, renormalizable e invariante gauge, obtenemos:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & -m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 - m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left[ m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + m_{12}^{*2} \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right] + \frac{\lambda_1}{2} \left( \Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{\lambda_2}{2} \left( \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left( \Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left( \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left( \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \frac{1}{2} \left[ \lambda_5 \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_5^* \left( \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right)^2 \right] \\ & + \left[ \lambda_6 \left( \Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_6^* \left( \Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left( \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \right] + \left[ \lambda_7 \left( \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_7^* \left( \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \left( \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

<sup>7</sup>Hablaremos de estas interacciones y partículas provenientes del SM (sin sector escalar) como el *Background Habitual del Modelo Estándar*.

Los parámetros  $m_{11}^2$ ,  $m_{22}^2$  y  $\lambda_{1234}$  son reales (debido a la hermiticidad del potencial), mientras que,  $m_{12}^2$  y  $\lambda_{567}$  son -en general- valores complejos. Así este potencial posee en total 14 parámetros libres, pero en virtud a que los dobletes de Higgs no son observables físicos - solo autoestados de masa son partículas físicas- se tiene la libertad de redefinir esos dobletes y reducir el número total de grados de libertad.

Este potencial puede reescribirse a través de una notación más adecuada en la determinación de invariantes, transformaciones de base, y simetrías, a la vez que tiene una forma compacta [89]<sup>8</sup>:

$$V(\Phi) = \sum_{a,b=1}^2 \mu_{ab} \Phi_a^\dagger \Phi_b + \frac{1}{2} \sum_{a,b,c,d=1}^2 \lambda_{ab,cd} (\Phi_a^\dagger \Phi_b) (\Phi_c^\dagger \Phi_d). \quad (3.5)$$

Por definición

$$\lambda_{ab,cd} = \lambda_{cd,ab}. \quad (3.6)$$

La hermiticidad del potencial implica:

$$\mu_{ab} = \mu_{ba}^*, \quad y \quad \lambda_{ab,cd} = \lambda_{ba,dc}^* \quad (3.7)$$

La correspondencia entre las dos formas de escribir el potencial está dada por:

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= -m_{11}^2, & \mu_{22} &= -m_{22}^2, & \mu_{12} &= -m_{12}^2, & \mu_{21} &= -m_{12}^{*2} \\ \lambda_{11,11} &= \lambda_1, & \lambda_{22,22} &= \lambda_2, & \lambda_{11,22} &= \lambda_{22,11} = \lambda_3, & \lambda_{12,21} &= \lambda_{21,12} = \lambda_4 \\ \lambda_{12,12} &= \lambda_5, & \lambda_{21,21} &= \lambda_5^*, & \lambda_{11,12} &= \lambda_{12,11} = \lambda_6, & \lambda_{11,21} &= \lambda_{21,11} = \lambda_6^*, \\ & & & & \lambda_{22,12} &= \lambda_{12,22} = \lambda_7, & \lambda_{22,21} &= \lambda_{21,22} = \lambda_7^*. \end{aligned} \quad (3.8)$$

### Transformaciones de Base

Ya que sólo los autoestados de masas son observables físicos, cualquier combinación de los dobletes con respecto a esas simetrías de la teoría deberán producir las mismas predicciones. A fin de mirar esto de manera completa, se notará cualquier combinación como  $(\Phi_1, \Phi_2)$  una base para el doblete. Por medio de una transformación de base global, se pueden reescribir nuestros potenciales a través de nuevos campos  $\Phi'_a$  obtenidos desde los originales

$$\Phi'_a = \sum_{b=1}^2 U_{ab} \Phi_b. \quad (3.9)$$

$U$  es una matriz unitaria  $2 \times 2$ . En la notación compacta PCG, bajo ésta transformación unitaria, los coeficientes del potencial transforman como:

$$\mu'_{ab} = \sum_{c,d=1}^2 U_{ac} \mu_{cd} U_{bd}^* = (U \mu U^\dagger)_{ab}, \quad (3.10)$$

$$\lambda'_{ab,cd} = \sum_{e,f,g,h=1}^2 U_{ae} U_{cg} \lambda_{ef,gh} U_{bf}^* U_{dh}^*. \quad (3.11)$$

<sup>8</sup>En lo subsecuente, estudiaremos las dos maneras de ver el potencial de Higgs. La escogencia dependerá de la manera adecuada en la que se pueden escribir algunas propiedades para los dos potenciales. A fin de distinguirlas, nombraremos a (3.4) como el Potencial Extendido General (PEG) y a (3.5) como el Potencial Compacto General (PCG).

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

Queda explícito el hecho que sobre (3.10) y (3.11) la fase global de  $U$  no impacta los cambios de parámetros del potencial. Por lo tanto se considera  $U \in SU(2)$ . Esto permite tratar la parametrización,

$$U = \begin{pmatrix} e^{i\chi} \cos \psi & e^{i(\chi-\xi)} \sin \psi \\ -e^{i(\xi-\chi)} \sin \psi & e^{-i\chi} \cos \psi. \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Desde aquí se puede determinar la manera en que transforman cada uno de los parámetros para la notación PEG, los cuales se encuentran explícitamente en [80]. Así, una transformación de base puede ser utilizada para eliminar algunos de los grados de libertad en el potencial escalar. Esto implica que no todos los parámetros en ese potencial tienen significado físico. Por lo tanto, los tres parámetros en nuestra sistematización del tipo  $SU(2)$  establecida en (3.12) pueden ser usados para absorber tres de los 14 parámetros del potencial escalar, haciendo que existan solo 11 grados de libertad físicos en el potencial.

#### Simetrías del potencial de Higgs

Debido a que el potencial escalar del 2HDM posee un gran número de parámetros libres, en adición al amplio desconocimiento *experimental* de este sector, la teoría reduce su predictividad ante la fenomenología en el régimen de altas energías. Así cualquier *simetría* (sumadas con los limitantes teóricas) que emergen de esta parte del lagrangiano se convierte en una herramienta muy útil para limitar al potencial. Desde un punto de vista particular, el 2HDM contiene demasiadas fuentes de FCNC (Flavour Changing Neutral Currents), las cuales pueden ser suprimidas fuertemente a través de la imposición de una simetría asociada a las transformaciones discretas entre los dobletes.

El conjunto de simetrías, que dejan los términos en las ecuaciones de movimiento inalteradas, pueden ser catalogadas en dos tipos [80]:

1. Se puede relacionar  $\Phi_a$  por medio de una transformación unitaria de  $\Phi_b$ ,

$$\Phi_a \rightarrow \Phi_a^S = \sum_{b=1}^2 S_{ab} \Phi_b. \quad (3.13)$$

$S$  es una matriz unitaria. El requerimiento general es que el potencial de Higgs sea invariante bajo esta transformación, como un resultado de esta invarianza,

$$\mu_{ab} = \sum_{c,d}^2 S_{ac} \mu_{cd} S_{bd}^*, \quad (3.14)$$

$$\lambda_{ab,cd} = \sum_{e,f,g,h=1}^2 S_{ae} S_{cf} \lambda_{eg, fh} S_{bg}^* S_{dh}^*. \quad (3.15)$$

Las cuales son conocidas como las simetrías de Familia de Higgs (HF). Este cambio en los dobletes no coincide con la situación considerada en las relaciones (3.10) y (3.11), ya que allí los coeficientes en el lagrangiano *cambian* bajo dicha transformación. Por otro lado, las ecuaciones (3.13) y (3.14) implican la existencia de una simetría HF sobre el potencial escalar debido a que los coeficientes de  $V_H$  permanecen inalterados.

2. Se puede relacionar a  $\Phi_a$  con alguna transformación unitaria de  $\Phi_b^*$ :

$$\Phi_a \rightarrow \Phi_a^{GCP} = \sum_{b=1}^2 X_{ab} \Phi_b^*. \quad (3.16)$$

El “superscript” hace alusión a las versiones generales de la transformaciones CP <sup>9</sup> En (3.16)  $X$  es una matriz unitaria arbitraria. Al requerir que el potencial escalar sea invariante bajo esta simetría, encontramos:

$$\mu_{ab} = \sum_{c,d=1}^2 X_{ac} \mu_{cd}^* X_{bd}^*, \quad (3.17)$$

$$\lambda_{ab,cd} = \sum_{e,f,g,h=1}^2 X_{ae} X_{cf} \lambda_{ef,gh} X_{bg}^* X_{dh}^* \quad (3.18)$$

Las cuales son conocidas como las simetrías debidas a las transformaciones generales GCP.

Bajo la transformación de base  $\Phi_a \rightarrow \Phi'_a = U_{ab} \Phi_b$  de la eq (3.9) las formas específicas de las simetrías HF y GCP son cambiadas por medio de las formas:

$$S' = USU^\dagger, \quad (3.19)$$

$$X' = UXU^T. \quad (3.20)$$

Por lo tanto, una relación de simetría entre los coeficientes del potencial escalar aparecera como una relación distinta si los coeficientes son escritos usando una base diferente para los dobletes de Higgs.

Una propiedad interesante, es que se pueden imponer simultáneamente sobre una teoría varias simetrías HF y/o GCP. Para el 2HDM, se ha demostrado que sin importar que combinaciones de simetrías HF y/o GFPC se impongan sobre el sector escalar, siempre se puede terminar en una de las seis distintas clases para los potenciales [91]. Estas simetrías se encuentra descritas en la Tabla 3.1, donde se muestran cada una de las clases identificadas a través de un ejemplo particular como además de los limitantes obtenidos sobre los parámetros seguidos desde la simetría específica. El número de parámetros físicos en el potencial puede en general, en cada una de las seis clases, ser aun más reducido por la escogencia de una base específica para los dobletes escalares. La forma en que se consigue lo anterior es a través de la escogencia de una base adecuada, de la misma manera en como se limitó el potencial general del 2HDM en tan solo 11 parámetros de los 14 que cumplían las normas iniciales de construcción de este sector escalar.

Clase	N. Simetría	$m_{11}^2$	$m_{22}^2$	$m_{12}^2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\lambda_4$	$\lambda_5$	$\lambda_6$	$\lambda_7$	n
I	$U(2)$		$m_{11}^2$	0		$\lambda_1$		$\lambda_1 - \lambda_3$	0	0	0	3
II	CP3		$m_{11}^2$	0		$\lambda_1$			$\lambda_1 - \lambda_3 - \lambda_4$	0	0	4
III	CP2		$m_{11}^2$	0		$\lambda_1$					$-\lambda_6$	5
IV	$U(1)$			0					0	0	0	6
V	$Z_2$			0						0	0	7
VI	CP1			real					real	real	real	8

Cuadro 3.1.: Las seis clases de simetrías del potencial escalar con ejemplo en cada una de las categorías.  $n$  indica número minimal de parámetros en el potencial escalar, obtenido en una base específica.

Las seis clases de simetrías específicas dadas como ejemplos en la Tabla 3.1 son descritas a través de:

<sup>9</sup>La transformación estándar CP para un doblete de Higgs establece:

$$\Phi(t, \mathbf{x}) \rightarrow \Phi^{CP}(t, \mathbf{x}) = \Phi^*(t, -\mathbf{x})$$

La presencia de varios dobletes idénticos requiere que la usual definición de CP ( $\Phi_1^{CP} = \Phi_1^*$  y  $\Phi_2^{CP} = \Phi_2^*$  en una base  $(\Phi_1, \Phi_2)$ ) sea preservada bajo cambios de base. Esta es la motivación para introducir las transformaciones Generales CP (GCP) [90].

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

- $U(2)$  es la simetría HF más fuerte y general, que considera una representación de su transformación a partir de:

$$S = \begin{pmatrix} e^{-i\xi} \cos \theta & e^{-i\psi} \sin \theta \\ -e^{i\psi} \sin \theta & e^{i\xi} \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

$\xi$ ,  $\theta$ , y  $\psi$  son parámetros arbitrarios.

- $CP3$  es una simetría GCP con

$$X = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

el ángulo  $\theta$  reside en el primer cuadrante de manera genérica, i.e diferente de los dos valores específicos 0 y  $\pi/2$ .

- $CP2$  es una simetría GCP que especifica al comportamiento (3.22) en  $\theta = \pi/2$ . Esto conduce a

$$X = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

- $U(1)$  es una versión restringida de la simetría HF de la ecuación (3.21) con

$$S = \begin{pmatrix} e^{-i\xi} & 0 \\ 0 & e^{i\xi} \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

donde  $\xi$  es un parámetro arbitrario.

- $Z_2$  es la simetría bajo  $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ ,

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

- $CP1$  es la simetría estándar  $CP$ , con

$$X = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

Algunos de esos modelos pueden ser simplificados al escoger una base apropiada para los dobletes de Higgs:

- Una base específica puede ser escogida en el modelo  $CP2$  tal que  $\lambda_5$  es real y  $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ . Con esto el modelo solo tiene cinco parámetros.
- En el modelo  $U(1)$  se puede tratar a  $\lambda_5$  real a través de un cambio de fase de los dobletes, de tal forma que la teoría solo presenta 7 parámetros.
- Se puede presentar una rotación real de los dobletes en el modelo  $CP1$  de tal forma que  $m_{12}^2$  lleve a ser cero. El modelo por tanto pasa a tener solo 9 parámetros libres.

Es importante anotar que el potencial escalar del Modelo Estándar Supersimétrico Minimal (MSSM) no puede ser introducido en algunas de las clases de simetría de Ivanov. De hecho, a nivel árbol en el potencial escalar de el MSSM [92], se obtiene:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \frac{g^2 + g'^2}{4}, \quad \lambda_3 = \frac{g^2 - g'^2}{4}, \quad \lambda_4 = -\frac{g^2}{2}, \quad \lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7. \quad (3.27)$$

$g$  y  $g'$  son las constantes de acoples gauge -en su orden- de  $SU(2)$  y  $U(1)$ . Este sector es similar a un modelo  $U2$ -2HDM simétrico, con la crucial diferencia que en el MSSM  $\lambda_3 + \lambda_4 = -\lambda_1$ , mientras que en tipo particular de 2HDM  $\lambda_3 + \lambda_4 = \lambda_1$ . Como veremos más adelante, y como se introdujo en las motivaciones de una manera heurística, se hace una continua referencia del MSSM como un caso particular del 2HDM, pero en virtud al comportamiento de las simetrías del GCP y de la familia de Higgs, esta aseveración debe ser tratada con más cuidado. En realidad, los acoples en las relaciones (3.27) son invariantes del grupo de renormalización en el MSSM, debido a la presencia de partículas extra (e.g. gauginos). Las relaciones análogas en los acoples de un modelo 2HDM particular no son protegidas en el Grupo de Renormalización, si este sector no se encuentra *supersimetrizado* (en el sentido de la ampliación habitual del grupo de Poincaré).

### 3.2.2. Rompimiento Espontáneo de la Simetría

Sí el potencial escalar del 2HDM cumple con la condición de estar limitado inferiormente, este será una función polinomial cuartica, que conlleva a un mínimo global en el algún punto de la región de parámetros. En el modelo estándar (sección 2.2), solo se tienen dos mínimos: el trivial (uno para el cual el campo de Higgs adquiere VEV cero), y el no-trivial donde el EWSSB ocurre fuera del origen, específicamente en  $\langle \Phi \rangle = v/\sqrt{2}$ .

En el 2HDM, la visión alrededor de los vacíos (tratados como puntos estacionarios del potencial sin importar si este es un mínimo ó no) es un poco más rica. Bajo las parametrizaciones (3.3) se pueden obtener dos diferentes tipos de vacíos<sup>10</sup> (a parte del caso trivial):

- El vacío “Normal”, es aquella escogencia de la parametrización tal que los VEV no poseen ninguna fase compleja. Esto hace que los dobletes sean explícitamente reales:

$$\langle \Phi_1 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246$  GeV y se define  $\tan \beta = v_2/v_1$ . Se puede ver que este tipo de vacío es similar al del SM no trivial.

- Vacío de rompimiento  $CP$ , donde existe entre los VEVs una fase relativa compleja, que es

$$\langle \Phi_1 \rangle_{CP} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\bar{v}_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_{CP} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\bar{v}_2 e^{i\theta}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

$\bar{v}_1$  y  $\bar{v}_2$  son números reales. Este sello  $CP$  sobre los VEV no es el más apropiado, ya que tales vacíos son posibles aún en potenciales donde la simetría  $CP$  no está definida, ya que dicha simetría pudo haber sido espontáneamente rota a través de otro mecanismo explícito. Dicha fase necesita mas condiciones para que garantice el rompimiento espontáneo de la simetría  $CP$  (como se establece a través de las simetrías de GCP de la sección (3.2.1)).

Todos los posibles vacíos en el 2HDM se reducen a uno de los vacíos nombrados, ya que estos pueden ser vistos usando la libertad de escoger un gauge particular en  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Con el objetivo de tratar lo anterior de manera formal, se escriben los dobletes de la forma

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} |\psi_1^+| e^{i\theta_1^+} \\ |\psi_1^0| e^{i\theta_1^0} \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} |\psi_2^+| e^{i\theta_2^+} \\ |\psi_2^0| e^{i\theta_2^0} \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

<sup>10</sup>En realidad existen tres tipos de vacíos a parte de la configuración trivial. El tercero se forma cuando los VEV poseen carga eléctrica, cuyo parámetro aparece en la componente up (partes cargadas) de los campos. Este hecho permite la existencia de fotones masivos, conduciendo a que vacíos de esta estructura tienen que ser abolidos a todo costo de cualquier análisis fenomenológico que del 2HDM provenga.

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

Las fases complejas serán en general funciones de coordenadas espacio-temporales. Entonces la transformación gauge local  $U_1$ , está dada por la matriz  $SU(2)_L$

$$U_1 = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} \\ -u_{12}^* & u_{11}^* \end{pmatrix}, \quad (3.31)$$

con

$$u_{11} = \frac{|\psi_2^0|}{\sqrt{|\psi_2^0|^2 + |\psi_2^+|^2}}, \quad (3.32)$$

$$u_{12} = -\frac{|\psi_2^0|}{\sqrt{|\psi_2^0|^2 + |\psi_2^+|^2}} e^{i\theta_2^+ - \theta_2^0}, \quad (3.33)$$

se elimina la componente respectiva de  $\psi_2$ . Una hipercarga combinada y transformaciones gauge  $SU(2)_L$  pueden ser usadas para eliminar las fases de las componentes más altas y más bajas del campo  $\Phi_1$ , a través del uso de la matriz

$$U_2 = \begin{pmatrix} e^{-i\theta_1^+} & 0 \\ 0 & -i\theta_1^0 \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

Estas fases  $\theta_1^+$  y  $\theta_1^0$  difieren de las presentadas en la parametrización general de los dobletes (3.30), ya que la segunda cambia bajo la transformación gauge de  $U_1$ . Con todo lo anterior, los dobletes son llevados a la forma final:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \text{Re}(\psi_1^+) \\ \text{Re}(\psi_1^0) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Esto corresponde a una forma típica que describe de manera general cualquier tipo de vacío que reside en el potencial del 2HDM<sup>11</sup>. Así esta forma de los dobletes es la más general, además, siempre existe una base para la cual el vacío más genérico posee esa forma. Lo anterior puede ser deducido a través de una cadena de cambios de base más una transformación gauge. Este método es utilizado fuertemente en modelos de N-dobletes de Higgs con simetrías como las aquí consideradas [80].

Con todo lo anterior en mente, miraremos en más detalle las condiciones de minimización de los potenciales con respecto a las componentes de los campos. Es idóneo escribir los dobletes en términos de los VEVs  $\tilde{v}_i$ , donde un punto estacionario del potencial es encontrado si el conjunto de ecuaciones

$$\frac{\partial V}{\partial \tilde{v}_i} = 0, \quad (3.36)$$

tiene soluciones analíticas. En términos de los parámetros de la notación compacta del potencial (3.5), y para un conjunto completo general de VEVs tales que  $\langle \Phi_a \rangle = \tilde{v}_a/\sqrt{2}$ , las condiciones extremas pueden ser escritas como:

<sup>11</sup>Para un vacío que viole conservación de la carga eléctrica, los valores tomados en (3.35) serían  $\text{Re}(\psi_1^+) = \alpha/\sqrt{2}$ ,  $\text{Re}(\psi_1^0) = v_1'/\sqrt{2}$  y  $\psi_2^0 = v_2'/\sqrt{2}$ . Siendo este tipo de vacío la estructura más general que se puede encontrar como sucesión puntos estacionarios del potencial de Higgs.

$$\sum_{b=1}^2 \left[ \mu_{ab} + \frac{1}{4} \sum_{c,d=1}^2 \lambda_{ab,cd} \tilde{v}_d^* \tilde{v}_c \right] \tilde{v}_b = 0. \quad (3.37)$$

Multiplicando por  $\tilde{v}_a^*$ , esto conduce a

$$\sum_{a,b=1}^2 \mu_{ab} (\tilde{v}_a^* \tilde{v}_b) = \frac{1}{4} \sum_{a,b,c,d=1}^2 \lambda_{ab,cd} \tilde{v}_a^* \tilde{v}_b \tilde{v}_d^* \tilde{v}_c. \quad (3.38)$$

Si se hace una transformación de base como la presentada en (3.9), los VEVs son cambiados a través de:

$$\tilde{v}_a \rightarrow \tilde{v}'_a = \sum_{b=1}^2 U_{ab} \tilde{v}_b. \quad (3.39)$$

Una transformación del estilo de GCP, relación (3.16), establece para los valores esperados en el vacío lo siguiente:

$$\tilde{v}_a \rightarrow \tilde{v}_a^{GCP} = X_{aa} \sum_{\alpha=1}^2 \tilde{v}_a^*. \quad (3.40)$$

Los diferentes puntos estacionarios del vacío de violación de la simetría CP (como el vacío abolido de violación de la conservación de la carga eléctrica) son determinados por tres ecuaciones. Ya que el potencial del 2HDM depende de 8 componentes de campo reales, cualquier punto estacionario debería ser solución de un conjunto de 8 ecuaciones con 8 incógnitas, las cuales emergen desde (3.37). En virtud a que todos los vacíos siempre se reducen a los vacíos *simplificados* CP, CB y normal, muchas de esas ecuaciones son trivialmente satisfechas. Consideraremos el caso en el que existe violación de la simetría CP, donde los VEVs asociados son siempre obtenidos analíticamente en términos de los parámetros del potencial. Restringiendo los potenciales (en la notación extendida tradicional) donde la simetría CP está bien definida (en el sentido en que allí no existe una violación espontánea de CP), se obtiene que:

$$\begin{pmatrix} \bar{v}_1^2 \\ \bar{v}_2^2 \\ \bar{v}_1 \bar{v}_2 \cos \theta \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 + \lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5) & 2\text{Re}(\lambda_6) \\ \lambda_3 + \lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5) & \lambda_2 & 2\text{Re}(\lambda_7) \\ 2\text{Re}(\lambda_6) & 2\text{Re}(\lambda_7) & 4\text{Re}(\lambda_5) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} m_{11}^2 \\ m_{22}^2 \\ -2\text{Re}(m_{12}^2) \end{pmatrix}. \quad (3.41)$$

Es importante anotar que, más allá de los cambios irrelevantes físicamente, el vacío CP es *único*.

De ahora en adelante nos centramos en la determinación de la matriz de masa para un vacío Normal. En virtud a que la forma funcional de esta es un poco más complicada que para el caso de violación CP, este caso de vacío requiere un tratamiento especial. De hecho, para muchos potenciales, las condiciones de minimización no pueden ser solucionadas analíticamente. Así, para el modelo de potencial más general tenemos:

$$\frac{\partial V}{\partial v_1} = 0 \rightarrow m_{11}^2 v_1 - \text{Re}(m_{12}^2) v_2 + \frac{\lambda_1}{2} v_1^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_1 v_2^2 + \frac{1}{2} [3\text{Re}(\lambda_6) v_1^2 v_2 + \text{Re}(\lambda_7) v_2^3] = 0, \quad (3.42a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial v_2} = 0 \rightarrow m_{22}^2 v_2 - \text{Re}(m_{12}^2) v_1 + \frac{\lambda_2}{2} v_2^3 + \frac{\lambda_{345}}{2} v_2 v_1^2 + \frac{1}{2} [3\text{Re}(\lambda_6) v_1^3 + 3\text{Re}(\lambda_7) v_2 v_1^2] = 0. \quad (3.42b)$$

Las masas de los Higgs y los autoestados de Higgs son definidos en términos de los parámetros  $m_{ij}$  y  $\lambda_i$  del potencial. Así existe una dependencia explícita de la fenomenología y la elección del potencial de Higgs

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

con el que se trabaja. Cuando la matriz de masa es correctamente diagonalizada, se obtienen las masas y los respectivos autoestados de masa de los bosones Higgs. Para el vacío normal, el sector de Higgs tiene el siguiente espectro: dos escalares de  $CP$ -par ( $H^0, h^0$ ), un escalar de  $CP$ -impar ( $A^0$ )<sup>12</sup>, dos bosones de Higgs cargados, y tres bosones de Goldstone  $G^\pm, G^0$  emergentes de la ruptura espontánea de la simetría del SM, los cuales representan -respectivamente- las componentes longitudinales de los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . Los autoestados de masa descritos son obtenidos desde la parametrización general (3.30) de los autoestados gauge, a través de las siguientes transformaciones:

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1^+ \\ \psi_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix}, \quad (3.43a)$$

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix}, \quad (3.43b)$$

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}, \quad (3.43c)$$

con

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, \sin \beta = \frac{v_2}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}. \quad (3.44)$$

Así  $\alpha$ , suele ser denominado el ángulo de mezcla entre los bosones de Higgs de  $CP$ -par, el cual es diferente para los distintos potenciales.  $\tan \beta$  es un nuevo parámetro que emerge del hecho de que los dos dobletes podrían adquirir un VEV. En gran parte de los tipos de 2HDM las contribuciones a la nueva física son muy sensibles a éste parámetro. Esfuerzos en esta dirección han sido tratados en [69, 81], donde se realizan desarrollos independientes de la base escogida y se reinterpreta el significado de  $\beta$ .

Existen un conjunto de anotaciones generales acerca de las condiciones de minimización para el vacío normal:

- Para modelos con potenciales sin rompimiento de  $Z_2$ , simetría  $U(1)$ ,  $U(2)$ ,  $CP2$  y  $CP3$ , las condiciones de minimización pueden ser solucionadas analíticamente, si no existen parámetros que permitan su violación suave<sup>13</sup>.
- Para aquellos modelos en los cuales  $m_{12}^2 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$  (cumplimiento exacto de la simetría  $Z_2$ ), las condiciones de minimización (3.42) permiten soluciones de la forma  $v_1 \neq 0, v_2 = 0$  y  $v_1 = 0, v_2 \neq 0$ . Para cada uno de los casos tenemos:

$$v_1^2 = -\frac{2m_{11}^2}{\lambda_1}, \quad v_2^2 = -\frac{2m_{22}^2}{\lambda_2} \quad (3.45)$$

con  $m_{11}^2 < 0$  ó  $m_{22}^2 < 0$ . Aquí se identifica los denominados modelos *inertes*. En estos modelos, los vacíos generan partículas escalares, las cuales no se acoplan a los bosones gauge (además pueden desacoplarse de los fermiones en los sectores de Yukawa). En virtud a que sus acoples son realmente débiles, estos modelos generan buenos candidatos en procesos de *materia oscura*.

- Las condiciones de minimización en general no tienen soluciones únicas. Cuando no se admiten vacíos inertes se pueden producir varios conjuntos de VEVs  $\{v_1, v_2\}$  los cuales no se relacionan a través de cambios de signo triviales.

<sup>12</sup>La referencia de bosones neutros de Higgs de  $CP$ -par o de  $CP$ -impar, hace alusión a la forma de transformación de estos campos ante la simetría de paridad y conjugación de carga. Estos aspectos serán discutidos con mayor amplitud en la sección subsecuente.

<sup>13</sup>En este contexto, nos referiremos a la violación *suave* de alguna simetría si el término que logre esto persiste solo en niveles muy altos de la teoría de perturbaciones (ver sección 3.5).

### 3.2.3. Matriz de masa para el vacío Normal

Para corroborar si un punto estacionario es un mínimo, se necesita analizar la segunda derivada del potencial, produciendo la denominada matriz de masa.

Con las condiciones de minimización para el vacío normal y la parametrización de los dobletes, la masa al cuadrado del escalar cargado está dada por los autovalores de una matriz  $2 \times 2$ , cuyos elementos son calculados a través de

$$[M_{H^\pm}^2]_{ij} = \frac{\partial^2 V_H}{\partial \phi_i^+ \partial \phi_j^-}. \quad (3.46)$$

Esta matriz posee un autovalor cero, el cual corresponde al bosón de Goldstone  $G^\pm$  (son las correspondientes componentes longitudinales de  $W^\pm$ ). Con esto, la masas al cuadrado se transforman en

$$M_{H^\pm}^2 = -\frac{v^2}{2v_1 v_2} [-\text{Re}(m_{12}^2) + (\lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5)v_1 v_2 + \text{Re}(\lambda_6)v_1^2 + \text{Re}v_2^2)]. \quad (3.47)$$

Asumiremos un potencial que conserva explícitamente  $CP$  (en dicha base los acoplos son enteramente reales). La matriz de masa del pseudoescalar es una matriz  $2 \times 2$  de segundas derivadas de las partes imaginarias de las componetes neutrales,

$$[M_A^2]_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \text{Im}(\phi_i^0) \partial \text{Im}(\phi_j^0)} = \frac{v_1 v_2}{v^2} M_A^2 \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (3.48)$$

Estos elementos han sido simplificados a través de las condiciones de minimización. Un autovalor de esta matriz es cero, el cual corresponde a un bosón de Goldstone que genera la masa de  $Z^0$ . Por ende, la masa al cuadrado para el bosón pseudoescalar es [69, 57, 92]:

$$M_A^2 = M_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2} [\lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5)] v^2. \quad (3.49)$$

Para el caso de los escalares  $CP$ -par, tenemos:

$$[M_h^2] = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \text{Re}(\phi_i^0) \partial \text{Re}(\phi_j^0)} = \begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix}. \quad (3.50)$$

Estos elementos matriciales tienen la siguiente forma explícita:

$$a = m_{11}^2 + 3\frac{\lambda_1}{2}v_1^2 + \frac{\lambda_{345}}{2}v_2^2 + 3\text{Re}(\lambda_6)v_1 v_2, \quad (3.51a)$$

$$b = m_{22}^2 + 3\frac{\lambda_1}{2}v_2^2 + \frac{\lambda_{345}}{2}v_1^2 + 3\text{Re}(\lambda_7)v_1 v_2, \quad (3.51b)$$

$$c = -\text{Re}(m_{12}^2) + \frac{3}{2} [\text{Re}(\lambda_6)v_1^2 + \text{Re}(\lambda_7)v_2^2] + \lambda_{345}v_1 v_2. \quad (3.51c)$$

$$(3.51d)$$

Se ha definido  $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5)$ . Como ya se había hecho explícito en (3.43b), los autoestados de masa de esta matriz son representados como  $h^0$  y  $H^0$ , que son respectivamente el estado más ligero y más pesado

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

de los bosones de Higgs de  $CP$ -par. El ángulo  $\alpha$  de diagonalización de la matriz (3.50) (al igual que en la parametrización utilizada en 3.43b) está definido como:

$$H = -\cos \alpha \operatorname{Re}(\phi_1^0) - \sin \alpha \operatorname{Re}(\phi_2^0) \quad (3.52)$$

$$h = \sin \alpha \operatorname{Re}(\phi_1^0) - \cos \alpha \operatorname{Re}(\phi_2^0). \quad (3.53)$$

Después de definir razones entre los bosones escalares de Higgs, el ángulo  $\alpha$  de diagonalización queda determinado a través de los elementos matriciales de (3.50) por:

$$\tan 2\alpha = \frac{2c}{a-b}. \quad (3.54)$$

Para el caso más general del potencial del 2HDM de acople complejos, entonces podrá existir una mezcla entre los escalares neutros de  $CP$ -par y de  $CP$ -impar. Los escalares neutros serán los autovalores de la siguiente matriz  $4 \times 4$ ,

$$[M_N^2]_{ij} = \begin{pmatrix} [M_h^2] & [M_I^2] \\ [M_I^2] & [M_A^2] \end{pmatrix}, \quad (3.55)$$

compuesta por bloques de tres matrices  $2 \times 2$ . La matrices  $[M_A^2]$  y  $[M_h^2]$  están dadas por las matrices (3.48) y (3.50) -respectivamente-. La matriz  $[M_I^2]$  está dada por:

$$[M_I^2] = \begin{pmatrix} A_I & B_I \\ C_I & D_I \end{pmatrix}. \quad (3.56)$$

Cuyos elementos son:

$$A_I = \frac{1}{2}v_2 [\operatorname{Im}(\lambda_5)v_2 + 2\operatorname{Im}(\lambda_6)v_1], \quad (3.57a)$$

$$B_I = \operatorname{Im}(m_{12}^2) - \operatorname{Im}(\lambda_5)v_1v_2 - \frac{3}{2}\operatorname{Im}(\lambda_6)v_1^2 - \frac{1}{2}\operatorname{Im}(\lambda_7)v_2^2, \quad (3.57b)$$

$$C_I = -\operatorname{Im}(m_{12}^2) + \operatorname{Im}(\lambda_5)v_1v_2 + \frac{1}{2}\operatorname{Im}(\lambda_6)v_1^2 - \frac{3}{2}\operatorname{Im}(\lambda_7)v_2^2, \quad (3.57c)$$

$$D_I = -\frac{1}{2}v_1 [\operatorname{Im}(\lambda_5)v_1 + 2\operatorname{Im}(\lambda_7)v_2]. \quad (3.57d)$$

Para asegurar que existe un bosón de Goldstone neutro, uno de los autovalores de esta matriz deben ser cero. En adición, para vacíos neutros inertes y de violación  $CP$ , las matrices de masas pueden encontrarse en [80].

### 3.3. La base del Higgs

Después del EWSSB con un vacío neutro, los campos adquieren valores esperados en el vacío generales  $v_1$  y  $v_2 e^{i\delta/2}$  (sin pérdida de generalidad consideramos a los  $v_i \in \operatorname{Re}$ ). A fin de encontrar el conjunto de interacciones del Higgs en los diferentes sectores, es conveniente realizar una rotación de los dobletes de tal forma que los VEV aparezcan en el primer doblete, mientras que el segundo campo es llevado a tener un VEV igual a cero. Esto es conocido como la base del Higgs  $\{H_1, H_2\}$ , obtenida a través de una transformación unitaria<sup>14</sup>:

<sup>14</sup>Este es un caso particular de las transformaciones de base contempladas en la sección 3.2.1

$$H_a = \sum_{b=1}^2 U_{ab} \Phi_b. \quad (3.58)$$

La matriz unitaria de transformación puede ser parametrizada por

$$U = \frac{e^{-i\delta/2}}{v} \begin{pmatrix} v_1 e^{-i\delta/2} & v_2 e^{-i\delta/2} \\ -v_2 e^{i\delta/2} & v_1 e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}, \quad (3.59)$$

con nuestra restricción  $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = (\sqrt{2}G_f) \simeq 246$  GeV. Esta transformación rota los VEVs en  $H_1$ , permitiendo realizar la parametrización:

$$H_1 = \left( \begin{array}{c} G^+ \\ (v + H + iG^0) / \sqrt{2} \end{array} \right)'_{HB} \quad H_2 = \left( \begin{array}{c} H^+ \\ (R + iI) / \sqrt{2} \end{array} \right)_{HB}. \quad (3.60)$$

$G^+$  y  $G^0$  son los bosones de Goldstone, que el gauge unitario se convierten en las partes longitudinales de los bosones gauge respectivos  $W^+$  y  $Z^0$ , mientras que  $H, R, I$  son los campos neutros reales.

En realidad existen muchas bases de Higgs, por ejemplo las que se encuentran alteradas por una fase en el segundo doblete en esta base:

$$H_2 \rightarrow e^{i\xi} H_2, \quad (3.61)$$

manteniendo de igual manera el VEV en  $H_1$ . Bajo esta transformación de base, los campos  $R$  e  $I$  son rotados por

$$\begin{pmatrix} R \\ I \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ I \end{pmatrix}. \quad (3.62)$$

Al ir de una base genérica a la base del Higgs, los acoples en el potencial escalar llegan ser rotados por medio de dicha transformación. Comparando la parametrización general (3.12) con la análoga en la transformación a la base de Higgs (3.59), se puede encontrar que

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad \chi = \delta/2, \quad \text{y } \xi = \chi. \quad (3.63)$$

Así, los coeficientes del potenciales en la base del Higgs pueden ser obtenidos desde aquella base genérica mediante la identificación de estas relaciones [80]. Los coeficientes cuadráticos y cuárticos del potencial escalar en la base del Higgs serán denotados respectivamente por  $\bar{m}_{ij}^2$  y  $\bar{\lambda}_i$ .

Las condiciones estacionarias son simples:

$$\bar{m}_{11}^2 = -\frac{1}{2}\bar{\lambda}_1 v^2 \quad (3.64)$$

$$\bar{m}_{12}^2 = \frac{1}{2}\bar{\lambda}_6 v^2. \quad (3.65)$$

Por lo tanto el parámetro complejo  $\bar{m}_{12}^2$  está determinado por  $\bar{m}_{11}^2$ ,  $\bar{\lambda}_1$  y  $\bar{\lambda}_6$ . Así se establecerán 12 parámetros para el potencial 2HDM más general. Sin embargo el hecho de que podemos multiplicar por una fase a  $H_2$ , implica que solo las fases relativas de los parámetros complejos  $\bar{\lambda}_5$ ,  $\bar{\lambda}_6$  y  $\bar{\lambda}_7$  tienen significado físico, así en realidad solo existen 11 parámetros físicos, como se había hecho explícito en discusiones anteriores. Anotando siempre, que existirán potenciales en los cuales las simetrías reduzcan los parámetros a un conjunto más pequeño. En las secciones subsecuentes discutiremos la influencia de la base de Higgs en la construcción de las diferentes interacciones existentes en el 2HDM.

### 3.4. Términos de masa e interacciones en el sector escalar

En la base del Higgs el potencial escalar más general y renormalizable adquiere la forma:

$$V = \bar{m}_{11}^2 H_1^\dagger H_1 + \bar{m}_{22}^2 H_2^\dagger H_2 - \left( \bar{m}_{12}^2 H_1^\dagger H_2 + h.c. \right) \quad (3.66)$$

$$+ \frac{\bar{\lambda}_1}{2} \left( H_1^\dagger H_1 \right)^2 + \frac{\bar{\lambda}_2}{2} \left( H_2^\dagger H_2 \right)^2 + \bar{\lambda}_3 H_1^\dagger H_1 H_2^\dagger H_2 + \bar{\lambda}_4 H_1^\dagger H_2 H^\dagger H_1 \quad (3.67)$$

$$+ \left[ \frac{\bar{\lambda}_5}{2} \left( H_1^\dagger H_2 \right)^2 + \left( \bar{\lambda}_6 H_1^\dagger H_1 + \bar{\lambda}_7 H_2^\dagger H_2 \right) H_1^\dagger H_2 + h.c. \right] \quad (3.68)$$

Cuyo valor esperado en el vacío es:

$$\langle 0|V|0\rangle = \bar{m}_{11} \frac{v^2}{4} = -\frac{\bar{\lambda}_1 v^4}{8} \quad (3.69)$$

Los términos de masa están dados por la parte del potencial que es bilineal en los campos ( $V_2$ ), i.e:

$$V_2 = m_{H^+}^2 H^- H^+ + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H & R & I \end{pmatrix} M \begin{pmatrix} H \\ R \\ I \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

Desde los parámetros en esta base, la masa del Higgs cargado es:

$$m_{H^+}^2 = \bar{m}_{22}^2 + \bar{\lambda}_3 \frac{v^2}{2}. \quad (3.71)$$

Se observa como en ésta base el campo  $H^+$  de la parametrización (3.60) es físico y posee masa  $m_{H^+}$ . En el otro miembro de la relación (3.70),  $M$  se encuentra descrita por:

$$M = \begin{pmatrix} \bar{\lambda}_1 v^2 & \text{Re}(\bar{\lambda}_6) v^2 & -\text{Im}\bar{\lambda}_6 v^2 \\ \text{Re}(\bar{\lambda}_6) v^2 & m_{H^+}^2 + (\bar{\lambda}_4 + \text{Re}(\bar{\lambda}_5)) v^2 / 2 & \text{Im}\bar{\lambda}_5 v^2 \\ -\text{Im}\bar{\lambda}_6 v^2 & -\text{Im}\bar{\lambda}_5 v^2 & m_{H^+}^2 + (\bar{\lambda}_4 - \text{Re}(\bar{\lambda}_5)) v^2 / 2 \end{pmatrix}. \quad (3.72)$$

Esta matriz simétrica  $M$  es diagonalizada por una matriz ortogonal  $T$ , a partir de

$$T^T M T = \begin{pmatrix} m_{H^0}^2 \\ m_{h^0}^2 \\ m_{A^0}^2 \end{pmatrix}. \quad (3.73)$$

El potencial bilineal puede ser escrito por

$$V_2 = m_{H^+}^2 H^- H^+ + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 m_j^2 S_j. \quad (3.74)$$

Siendo los campos neutros  $H, R, I$  combinaciones lineales de los campos neutros físicos  $S_1, S_2, S_3$  (autoestados de masa):

$$\begin{pmatrix} H \\ R \\ I \end{pmatrix} = \mathcal{T} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (3.75)$$

$\mathcal{T}$  es una matrix ortogonal  $3 \times 3$ . Sin perdida de generalidad asumiremos que  $\mathcal{T}$  posee determinante +1. El campo  $S_j^{15}$  ( $j = 1, 2, 3$ ) tiene masa  $m_{s_j}$ . Esta mezcla general de los autoestados a través de  $T$ , surge por que el vacío utilizado para generar el SSB es en general neutro sin ninguna suposición de su comportamiento ante la simetría  $CP$ . Ejemplos de las mezclas entre los autoestados en términos de los autoestados gauge para el caso de una vacío neutro que conserva  $CP$  se encuentran en las relaciones (3.43).

Con todos estos hechos en mente, podemos mirar como son los comportamientos de las interacciones en este sector. La parte que es trilineal en los campos puede ser escrita como:

$$V_3 = V_{3H} + V_{3HG}. \quad (3.76)$$

$V_{3Higgs}$  tiene en cuenta las interacciones de únicamente bosones de Higgs (ya sea neutros de CP-par o impar, o Higgs cargados), el cual para esta base tiene la forma explícita:

$$\begin{aligned} V_{3Higgs} = & \sum_{j=1}^3 S_j S_k S_l \left[ \frac{v}{2} a_j (\delta_{kl} - T_{1k} T_{1l}) + \frac{1}{v} \left( m_{H^+}^2 - \frac{m_{s_j}^2}{2} \right) T_{1j} T_{1k} T_{1l} + \frac{m_k^2 - m_{H^+}^2}{v} T_{1j} \delta_{kl} \right] \\ & + v H^+ H^- \sum_{j=1}^3 a_j S_j; \quad a_j \equiv T_{1j} \bar{\lambda}_3 + T_{2j} \text{Re}(\bar{\lambda}_7 - T_{3j} \text{Im} \bar{\lambda}_7). \end{aligned} \quad (3.77)$$

Ejemplos de las interacciones aquí presentes se encuentran representadas en la Figura 3.1.

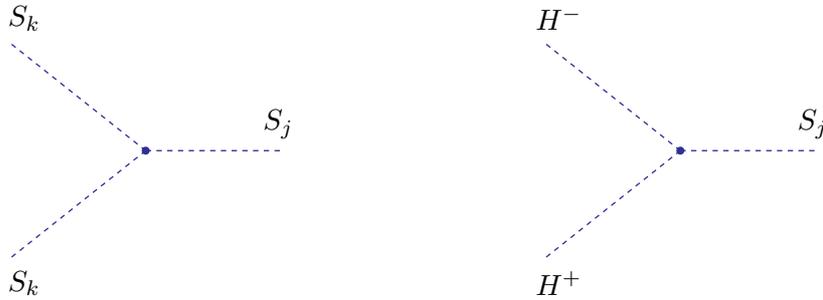


Figura 3.1.: Interacciones trilineales de los bosones de Higgs del 2HDM.

El sector asociado a  $V_{3HG}$  contiene aquellas interacciones trilineales donde ocurren interacciones entre los bosones de Higgs y los bosones de Goldstone:

$$\begin{aligned} V_{3HG} = & \left[ G^- G^+ + \frac{(G^0)^2}{2} \right] \sum_{j=1}^3 S_j T_{1j} \frac{m_{s_j}}{v} \\ & + G^+ H^- \sum_{j=1}^3 (T_{2j} + iT_{3j}) \frac{m_{s_j}^2 - m_{H^+}^2}{v} + G^- H^+ \sum_{j=1}^3 (T_{2j} - iT_{3j}) \frac{m_{s_j}^2 - m_{H^+}^2}{v} \\ & + G^0 \left( S_1 S_j T_{13} \frac{m_{s_1}^2 - m_{s_2}^2}{v} + S_3 S_1 T_{12} \frac{m_{s_3} - m_{s_1}}{v} + S_2 S_3 T_{11} \frac{m_{s_2}^2 - m_{s_3}^2}{v} \right) \end{aligned} \quad (3.78)$$

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

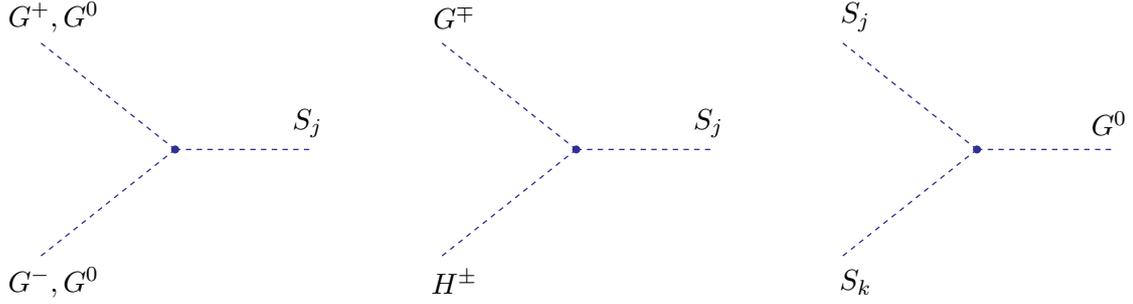


Figura 3.2.: Interacciones trilineales de los Higgs del 2HDM con los bosones de Goldstone. En el diagrama de la derecha se cumple la restricción  $j \neq k$

Algunos ejemplos de las interacciones trilineales presentes en este sector son dadas en la Figura 3.2

Los términos cuadrilineales por su extensión no son tratados aquí. Para un referencia diagramática de dichos acoples, para el caso del 2HDM tipo II y en la base del Higgs, pueden ser encontrados en la referencia [57]. Para el comportamiento de los vértices en una base genérica del potencial para el gauge  $R$ , la referencia que contiene la diagonalización de dichas interacciones es [18].

#### 3.4.1. Sector Cinético del 2HDM

Este sector es el encargado de dotar de masas a los bosones gauge y provee las interacciones entre estos y los bosones de Higgs. El Lagrangiano cinético extendido está descrito por:

$$\mathcal{L}_{cin} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2); \quad D_\mu = \partial_\mu - igT_a W_\mu^a - ig' \frac{Y_q}{2} B_\mu. \quad (3.79)$$

El sector cinético, a diferencia del potencial escalar y el sector de interacciones fermiónicas (como se verá en la siguiente sección), es básicamente único<sup>16</sup> debido a la invarianza gauge.

Con el fin de examinar las interacciones presentes en este sector, es conveniente trabajar en una representación real para los generadores, donde se pueda ver el asignamiento  $L_a = -i\tau_a$ . La dimensión respectiva se dobla al realizar la identificación [69],

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \text{Re}\phi_k^+ + i\text{Im}\phi_k^+ \\ \text{Re}\phi_k^0 + i\text{Im}\phi_k^0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \text{Re}\phi_k^+ \\ \text{Im}\phi_k^+ \\ \text{Re}\phi_k^0 \\ \text{Im}\phi_k^0 \end{pmatrix} \quad k = 1, 2. \quad (3.82)$$

La asignación debida a los  $L_i$  en las representaciones reales producen:

<sup>15</sup>  $S_j$  tienen que ser identificado con los bosones de Higgs neutros de  $CP$ -par y  $CP$ -impar;  $h^0, H^0$  y  $A^0$  ( $\eta^0$ ).

<sup>16</sup> Aunque el puede ser una derivación de un sector más general que tenga términos de violación de la simetría  $Z_2$  (simetría en el tipo de las familias de Higgs) en la que  $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$  y  $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ . Con esto, un Lagrangiano más general puede ser construido de la manera:

$$\mathcal{L}_{cin} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) + \kappa (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_2) + \kappa (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_1) \quad (3.80)$$

Nuestro lagrangiano (3.79) (con  $\kappa = 0$ ) es ya invariante bajo conjugación de carga y simetrías globales de tipo  $Z_2$ . En la base del Higgs y con el cumplimiento *exacto* de la simetría  $Z_2$  para este sector, podemos escribir al Lagrangiano cinético, a través de:

$$\mathcal{L}_{gc} = \sum_{k=1}^2 (D_\mu H_k)^\dagger (D^\mu H_k). \quad (3.81)$$

$$\begin{aligned}
 L_1 \Phi_k \equiv -i\tau_1 \phi_k &\rightarrow \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{Im}\phi_k^0 \\ -\text{Re}\phi_k^0 \\ \text{Im}\phi_k^+ \\ -\text{Re}\phi_k^+ \end{pmatrix}; & L_2 \Phi_k \equiv -i\tau_2 \phi_k &\rightarrow \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\text{Re}\phi_k^0 \\ -\text{Im}\phi_k^0 \\ \text{Re}\phi_k^+ \\ \text{Im}\phi_k^+ \end{pmatrix}; \\
 L_3 \Phi_k \equiv -i\tau_3 \phi_k &\rightarrow \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{Im}\phi_k^+ \\ -\text{Re}\phi_k^+ \\ -\text{Im}\phi_k^0 \\ \text{Re}\phi_k^0 \end{pmatrix}; & L_4 \Phi_k \equiv -i\tau_4 \phi_k &\rightarrow \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{Im}\phi_k^+ \\ -\text{Re}\phi_k^+ \\ \text{Im}\phi_k^0 \\ -\text{Re}\phi_k^0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{3.83}$$

Así encontramos las respectivas formas matriciales:

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & L_2 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 L_3 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & L_4 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{3.84}$$

Desde estas formas de los generadores del grupo de simetría, la derivada covariante se transforma en:

$$D_\mu = \partial_\mu + gL_i W_\mu^i + g' L_4 W_\mu^4. \tag{3.85}$$

Esto permite expandir el lagrangiano al usar las representaciones cuadrimensionales para cada doblete (3.82) y de los generadores (3.84).

### Campos gauge

La matriz de masa resultante para los campos gauge se obtiene de los VEVs,

$$\frac{1}{2} M_{ab}^2 W_\mu^a W^{\mu b}; \quad M_{ab}^2 = 2 \sum_{k=1}^2 (g_a L_a v_k)^\dagger (g_b L_b v_k), \tag{3.86}$$

con  $a, b = 1, 2, 3, 4$  indican los bosones gauge (autoestados gauge) correspondientes a los generadores  $\tau_i, Y$ . Siguiendo el proceso de diagonalización presentado para el SM en la sección 2.1, los términos de masa y los autoestados para los bosones gauge, se encuentra para los  $W^\pm$ :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}; \quad M_{W^\pm}^2 = \frac{1}{4} g^2 (v_1^2 + v_2^2) \tag{3.87}$$

Mientras que para  $Z^0$  y el fotón:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ W_\mu^4 \end{pmatrix}. \tag{3.88}$$

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

La masa del bosón  $Z^0$  está dada por

$$m_z^2 = \frac{1}{4} (v_1^2 + v_2^2) (g'^2 + g^2) = \frac{M_w^2}{\cos^2 \theta_w}, \quad (3.89)$$

con  $\theta_w$  es el ángulo de Weinberg. En virtud a que en el SM el valor  $v^2 = \frac{4M_w^2}{g^2}$  es un parámetro conocido, y al considerar que los VEV de los dos dobletes coincidan con el del doblete minimal, obtenemos la restricción *fundamental* a nivel árbol

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2. \quad (3.90)$$

#### Interacciones con los bosones gauge

El lagrangiano después de la expansión (en términos de los autoestados de masa) puede ser descrito a través de<sup>17</sup>

$$\mathcal{L}_{cin} = \mathcal{L}_{Hi} + \mathcal{L}_{Gold} + \mathcal{L}_{Gau} + \mathcal{L}_{HiGold} + \mathcal{L}_{HiGau} + \mathcal{L}_{GoldGau} + \mathcal{L}_{HiGoldGau}. \quad (3.91)$$

Sabemos que en la base de Higgs los dobletes pueden ser parametrizados de la forma:

$$H_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ (v + H + iG^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ (R + iI)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (3.92)$$

$G^+$  y  $G^0$  son los bosones de Goldstone,  $H, R$  y  $I$  son los campos neutros reales. En esta base el campo de higgs cargado  $H^+$  y tiene masa  $m_{H^+}$ , mientras que los campos neutros  $H, R, I$  son combinaciones lineales de los campos neutros físicos:

$$\begin{pmatrix} H \\ R \\ I \end{pmatrix} = \mathcal{T} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (3.93)$$

$\mathcal{T}$  es una matrix ortogonal  $3 \times 3$ . Sin perdida de generalidad asumiremos que  $\mathcal{T}$  posee determinante +1. El campo  $S_j$ <sup>18</sup> ( $j = 1, 2, 3$ ) tiene masa  $m_{s_j}$ .

El término asociado al Higgs se construye de tal forma en la que se encuentra el elemento asociado al propagador de los bosones de Higgs neutros ( $CP$ -par y  $CP$ -impar) y cargados:

$$\mathcal{L}_{Hi} = (\partial_\mu H^-) (\partial^\mu H^+) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 (\partial_\mu S_j) (\partial^\mu S_j). \quad (3.94)$$

Extendiendo este mismo sector, encontramos para los bosones de Goldstone:

$$\mathcal{L}_{Gold} = (\partial_\mu G^-) (\partial^\mu G^+) + \frac{(\partial_\mu G^0) (\partial^\mu G^0)}{2}. \quad (3.95)$$

<sup>17</sup>Aquí consideramos al expansión en el  $R$ -gauge general. Para el gauge Unitario los bosones Goldstone desaparecen del espectro con el fin de convertirse en la partes longitudinales de los bosones gauge.

<sup>18</sup> $S_j$  tienen que ser identificados con los bosones de Higgs neutros de  $CP$ -par y  $CP$ -impar;  $h^0, H^0$  y  $A^0$  (con la generalización  $\eta^0$ ).

Para la interacción única de los bosones gauge, tenemos respectivamente sus términos masivos:

$$\mathcal{L}_{Gau} = m_W^2 W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{m_z^2}{2} Z_\mu Z^\mu. \quad (3.96)$$

Las interacciones entre bosones Gauge y Goldstone se encuentran dadas por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GoldGau} = & i \left[ \zeta_\gamma^{GG} A_\mu + \zeta_Z^{GG} Z_\mu \right] (G^+ \partial^\mu G^- - G^- \partial^\mu G^+) - \left[ \zeta_\gamma^{GW} m_W A_\mu + \zeta_Z^{GW} Z_\mu \right] (W^{-\mu} G^+ + W^{+\mu} G^-) \\ & + \left[ \zeta_{WW}^{GG} W_\mu^- W^{+\mu} + \zeta_{\gamma\gamma}^{GG} \frac{A_\mu A^\mu}{2} + \zeta_{ZZ}^{GG} \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} + \zeta_{\gamma Z}^{GG} A_\mu Z^\mu \right] G^- G^+ \\ & + \left[ \zeta_{WW}^{GG} W_\mu^- W^{+\mu} + \zeta_{ZZ}^{GG'} \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} \right] \frac{(G^0)^2}{2} - i \left[ \zeta_{\gamma W}^{GG} A_\mu + \zeta_{ZW}^{GG} Z_\mu \right] (W^{+\mu} G^- - W^{-\mu} G^+) G^0 \\ & + m_z Z_\mu \partial^\mu G^0 + i m_W (W_\mu^- \partial^\mu G^+ - W_\mu^+ \partial^\mu G^-). \end{aligned} \quad (3.97)$$

Este lagrangiano se encuentra organizado, en su orden, a través de los términos trilineales y cuadrilineales de la interacción de los bosones Gauge y los bosones de Goldstone<sup>19</sup>. Los últimos dos términos corresponden a la mezcla de los bosones Gauge  $W^\pm$  y  $Z^0$  con los bosones de Goldstone  $G^\pm$  y  $G^0$  -respectivamente-. En el gauge unitario, estos últimos acoples serán por tanto los encargados de asociar las componentes masivas axiales de los bosones gauge.

Los vértices entre los bosones Gauge y Higgs se encuentran descritos mediante la expresión

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HiGau} = & i \left[ \zeta_\gamma^{HH} A_\mu + \zeta_Z^{HH} Z_\mu \right] (H^+ \partial^\mu H^- - H^- \partial^\mu H^+) + \left[ m_W \zeta_S^{WW} W_\mu^- W^{+\mu} + m_z \zeta_S^{ZZ} \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} \right] \sum_{j=1}^3 T_{1j} S_j \\ & + \left[ \zeta_{WW}^{HH} W_\mu^- W^{+\mu} + \zeta_{\gamma\gamma}^{HH} \frac{A_\mu A^\mu}{2} + \zeta_{ZZ}^{HH} \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} + \zeta_{\gamma Z}^{HH} A_\mu Z^\mu \right] H^- H^+ \\ & + \left[ \zeta_{WW}^{SS} W_\mu^- W^{+\mu} + \zeta_{ZZ}^{SS} \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} \right] \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 S_j^2 \\ & + \zeta_Z^{SS} Z_\mu \left[ T_{13} (S_1 \partial^\mu S_2 - S_2 \partial^\mu S_1) + T_{12} (S_3 \partial^\mu S_1 - S_1 \partial^\mu S_3) + T_{11} (S_2 \partial^\mu S_2 - S_2 \partial^\mu S_1) \right] \\ & + i \zeta_W^{SH} \left[ W_\mu^+ \sum_{j=1}^3 (T_{2j} + iT_{3j}) (H^- \partial^\mu S_j - S_j \partial^\mu H^-) + W_\mu^- \sum_{j=1}^3 (T_{2j} - iT_{3j}) (S_j \partial^\mu H^+ - H^+ \partial^\mu S_j) \right] \\ & - \left[ \zeta_{\gamma S}^{WG} A^\mu + \zeta_{ZS}^{WG} Z^\mu \right] \left\{ W_\mu^+ H^- \sum_{j=1}^3 (T_{2j} + iT_{3j}) S_j + W_\mu^- H^+ \sum_{j=1}^3 (T_{2j} - iT_{3j}) S_j \right\}. \end{aligned} \quad (3.98)$$

Algunos ejemplos de la forma de las interacciones en los acoples trilineales entre  $Z^0$  y el fotón con los bosones de Higgs cargado, como además las interacciones cuadrilineales entre los bosones de Higgs neutros y los bosones gauge  $W^\pm$  y  $Z^0$ <sup>20</sup> se encuentran esquematizados en la Figura (3.3). En la línea posterior del sector 3.98 se

<sup>19</sup>Para las interacciones del tipo  $GGV$  tenemos tres acoples, que para el 2HDM (background SM) toman la forma:  $\zeta_\gamma^{GG} = \zeta_\gamma^{GW} = e$ ,  $\zeta_Z^{GG} = -g \cos(2\theta_w)/2 \cos \theta_w$  y  $\zeta_Z^{GW} = g \sin^2 \theta_w$ . Para las interacciones cuadrilineales  $GGVV$ , los acoples de nuestra notación son:  $\zeta_{WW}^{GG} = g^2/2$ ,  $\zeta_{\gamma\gamma}^{GG} = 2e^2$ ,  $\zeta_{ZZ}^{GG} = g^2 \cos^2(2\theta_w)/2 \cos^2 \theta_w$ ,  $\zeta_{Z\gamma}^{GG} = eg/\cos \theta_w \cos 2\theta_w$ ,  $\zeta_{ZZ}^{GG'} = g^2/2 \cos^2 \theta_w$  (Goldstone neutros),  $\zeta_{\gamma W}^{GG} = eg/2$  y  $\zeta_{ZW}^{GG} = g^2 \sin^2 \theta_w/2 \cos \theta_w$ .

<sup>20</sup>En nuestra notación para el 2HDM los acoples con los Higgs cargados y los bosones  $\gamma$  y  $Z^0$  toman la forma  $\zeta_\gamma^{HH} = e$ ,  $\zeta_Z^{HH} = g \cos(2\theta_w)/2 \cos \theta_w$ . Los acoples entre los  $Z$ ,  $W^\pm$  con los bosones de Higgs neutros son:  $\zeta_S^{WW} = g$ ,  $\zeta_S^{ZZ} = 1/\cos \theta_w$ ,  $\zeta_Z^{SS} = g/2 \cos \theta_w$ . Para la interacción de un Higgs neutro con un Higgs cargado, un bosón neutro y un  $W$ , tenemos el acople  $\zeta_W^{SH}$

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

encuentran las interacciones trilineales entre dos Higgs neutros y  $Z$ , mientras que en los últimos segmentos se generan las interacciones trilineales entre un Higgs cargado, un Higgs neutro y un bosón  $W^+$  e interacciones cuadrilineales de un Higgs cargado, un Higgs neutro un bosón  $W$  y un bosón gauge neutro ( $\gamma$  ó  $Z^0$ ).

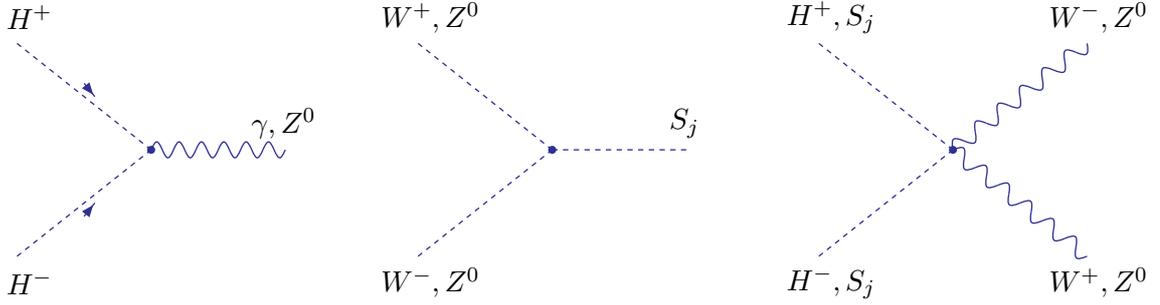


Figura 3.3.: *Interacciones trilineales y cuadrilineales de los Higgs del 2HDM y los bosones gauge. El diagrama de la derecha es establecido para cualquiera de los estados allí descritos en los que que exista conservación de la carga eléctrica en el vértice.*

Los acoples más estructurados provienen de las interacciones entre los bosones de Higgs, bosones de Goldstone y bosones Gauge, cuyo lagrangiano se encuentra representado por la expresión:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HiGoldGau} = & \zeta_Z^{SG} Z_\mu \left[ \sum_{j=1}^3 T_{1j} (S_j \partial^\mu G^0 - G^0 \partial^\mu S_j) \right. \\ & + i\zeta_W^{GS} \left[ W_\mu^+ \sum_{j=1}^3 T_{1j} (G^- \partial^\mu S_j - S_j \partial^\mu G^-) + W_\mu^- \sum_{j=1}^3 T_{1j} (S_j \partial^\mu G^+ - G^+ \partial^\mu S_j) \right. \\ & \left. \left. + iW_\mu^+ (G^- \partial^\mu G^0 - G^0 \partial^\mu G^-) + iW_\mu^- (G^0 \partial^\mu G^+ - G^+ \partial^\mu G^0) \right] \right] \\ & - \left[ \zeta_{\gamma S}^{WG} A^\mu + \zeta_{ZS}^{WG} Z^\mu \right] \left\{ (W_\mu^+ G^- + W_\mu^- G^+) \sum_{j=1}^3 T_{1j} S_j \right\}. \end{aligned}$$

Este sector posee los vértices trilineales y cuadrilineales de interacción entre los bosones de Higgs, los bosones de Goldstone y los bosones gauge<sup>21</sup>. Ejemplos de las interacciones de este sector se encuentran representadas en la figura 3.4:

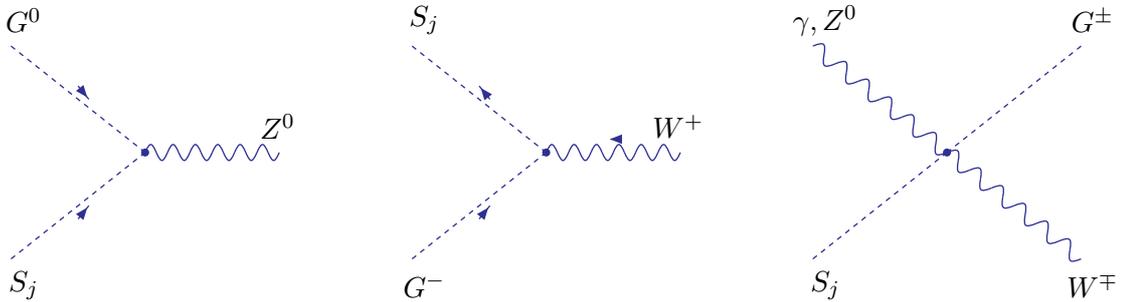


Figura 3.4.: *Interacciones trilineales de los bosones de Higgs del 2HDM y de Goldstone con los bosones gauge. El diagrama de la derecha es establecido para cualquiera de los estados allí descritos tal que exista conservación de la carga eléctrica en el vértice.*

<sup>21</sup>Para el 2HDM, la notación de los acoples (trilineales) representa:  $\zeta_Z^{SG} = g/2 \cos \theta_w$ ,  $\zeta_W^{SG} = g/2$ . Los acoples cuadrilineales se establecen a través de:  $\zeta_{ZS}^{WG} = g^2 \sin^2 \theta_w / 2 \cos \theta_w$  y  $\zeta_{\gamma S}^{WG} = eg/2$

### 3.4. Términos de masa e interacciones en el sector escalar

En primera instancia existen interacciones que aquí hemos considerado que deben desaparecer bajo el uso correcto de los elementos matriciales  $\mathcal{T}_{ij}$ . En el SM (extendido al 2HDM), las simetrías discretas  $C$  y  $P$  son conservadas separadamente cuando los *fermiones son ausentes*. Así a través de la asignación de un conjunto de números cuánticos  $J^{PC}$  a todo el espectro de partículas -sin tener en cuenta la interacción con los campos de materia- podemos determinar que interacciones pueden estar contenidas realmente en el lagrangiano de vértices de los bosones gauge con los bosones de Higgs (Tabla 3.2) [69].

Campo Bosónico	$\gamma$	$Z$	$H^0$	$h^0$	$A^0$	Campo Bosónico	$W^\pm$	$H^\pm$
$J^{PC}$	$1^{--}$	$1^{+-}$	$0^{++}$	$0^{++}$	$0^{+-}$	$J^P$	$1^+$	$0^+$

Cuadro 3.2.: *Asignamientos de paridad  $P$  y conjugación de carga  $C$  para los bosones gauge y de Higgs antes de la introducción de los fermiones. Cuando los fermiones son ausentes,  $P$  y  $C$  son preservados separadamente (i.e en el potencial de Higgs y lagrangiano cinético).*

Así por ejemplo, la existencia del vértice  $ZH^+H^-$  indica que  $J^{PC}(Z) = 1^{+-}$ , la presencia del vértice  $H^0h^0h^0$  en el potencial de Higgs establece que  $J^{PC} = 0^{++}$ . Para el acople  $h^0H^0H^0$  se puede deducir dichas asignaciones desde el vértice  $ZH^0A^0$  que  $J^{PC} = 0^{+-}$ .

Para el 2HDM, las partes imaginarias en los dobletes encargados del SSB se combinan para producir el bosón de Higgs pseudoescalar<sup>22</sup> y  $G^0$ ; por ende ambos deben tener los mismos números cuánticos, que en el caso particular son  $0^{+-}$ . Esto permite deducir que en virtud a las asignaciones de los bosones  $W$  y  $Z$ , los vértices  $A^0W^+W^-$  y  $A^0ZZ$  son no permitidos.

Existe otra manera de observar que este tipo de interacciones son prohibidas, lo cual viene desde la forma primigenia de construir el sector cinético. En el caso en que exista conservación  $CP$  los dobletes poseen VEVs reales, y en virtud a que  $A^0$  proviene del sector imaginario, éste bosón de Higgs de  $CP$  impar no puede formar ningún vértice con bosones gauge masivos. Por esta misma razón los acoples  $(H^0, h^0)\gamma\gamma$  son prohibidos; bajo este esquema, los bosones de  $CP - par$  no pueden ser acoplados a ningún bosón gauge no masivo a nivel árbol. Así gracias a estos argumentos podemos, para una teoría que conserve la simetría  $CP$ <sup>23</sup>, tomar en el lagrangiano (3.98) el elemento  $T_{13} = 0$  de tal forma que no existan tales acoples.

La conexión de estos dos argumentos trae consigo una manera diferente de ver estos tipos de acoples prohibidos desde la construcción formal del modelo. Los vértices  $A^0W^+W^-$  y  $A^0ZZ$  son no permitidos por  $C$ -invarianza, pero después de la introducción de los fermiones a través de acoples de mayor orden (e.g loops) la  $C$ -invarianza deja de ser válida (aunque la invarianza  $CP$  se mantiene en una buena aproximación).

Esto permite construir -en general- vértices en que aparezcan dichos acoples con la inserción de fermiones a un loop. Este hecho también aplica para los vértices  $(H^0, h^0)\gamma\gamma$  y  $(H^0, h^0)gg$  (siendo este último un canal de importancia en los grandes colisionadores de Hadrones).

Se pueden deducir otras ausencias desde la asignación de los números cuánticos  $J^{PC}$  y  $J^P$  de la tabla 3.2. Así,  $Z$  en acple a los bosones de Higgs no idénticos es permitido si los acoples tienen números  $PC$  opuestos. Por ende el acople con bosones de Higgs neutros de  $CP - par$   $H^0$  y  $h^0$  no es permitido, pero si son permitidos vértices como  $ZA^0H^0$  y  $ZA^0h^0$ . Desde otro punto de vista, el acople de bosones de Higgs neutros idénticos a  $Z$  está prohibido por la simetría de *Bose-Einstein*. Vértices de la forma  $H^\mp W^\pm \gamma$ <sup>24</sup> son prohibidos por conservación de la corriente electromagnética.

<sup>22</sup> $A^0$  se comporta como un pseudoescalar hasta que las interacciones con los fermiones se hacen presentes en el 2HDM mediante un sector del tipo Yukawa

<sup>23</sup>Cuando la simetría  $CP$  es violada, nuevos vértices pueden aparecer, aunque ellos son esperados a ser muy suprimidos por los experimentos[80, 69, 71].

<sup>24</sup>Un proceso de importancia relevante es la producción de  $H^\mp W^\pm$  en el LHC estudiada por [93]; donde se analiza como la producción de este canal es lo suficiente grande para observar este modo. Además se establece como este canal daría observaciones fuerte de procesos con violación  $CP$ .

### 3.5. Lagrangiano de Yukawa

Guiandonos de la construcción de este sector para el Modelo Estándar Minimal, el lagrangiano más general invariante gauge que puede ser construido con el fin de determinar los acoples de los campos de Higgs con los fermiones establece [69]:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_Y = & \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 + \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 \\
 & + \eta_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 \Phi_1 E_{jR}^0 + \xi_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 \Phi_2 E_{jR}^0 + h.c.,
 \end{aligned} \tag{3.99}$$

$\Phi_{1,2}$  representan los dobletes de Higgs, mientras que  $\tilde{\Phi}_{1,2} \equiv i\sigma_2 \Phi_{1,2}$ .  $\eta_{ij}^0$  y  $\xi_{ij}^0$  son matrices no diagonales  $3 \times 3$ , donde  $i, j$  representan índices de familia. Los singletes respectivos están caracterizados por:

$$D_{R1}^0 \equiv d_R^0, \quad D_{R2}^0 \equiv s_R^0, \quad D_{R3}^0 \equiv b_R^0. \tag{3.100}$$

$$U_{R1}^0 \equiv u_R^0, \quad U_{R2}^0 \equiv c_R^0, \quad U_{R3}^0 \equiv t_R^0. \tag{3.101}$$

$$E_{R1}^0 \equiv e_R^0, \quad E_{R2}^0 \equiv \mu_R^0, \quad E_{R3}^0 \equiv \tau_R^0. \tag{3.102}$$

Aquí el supraíndice indica que los campos aun no son autoestados de masa. Finalmente, los dobletes “left-handed” de quarks y leptones de isospín débil son:

$$Q_2^0 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^0, \quad Q_3^0 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L^0, \quad Q_3^0 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L^0. \tag{3.103}$$

$$L_2^0 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L^0, \quad L_3^0 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L^0. \tag{3.104}$$

Se puede ver como el modelo descrito en (3.99) se presenta, de tal forma, como caso general en el que los dos dobletes se acoplan (y consecuentemente generan su masas) similarmente a los sectores up y down. Este hecho produce procesos con Cambios de Sabor en Corrientes Neutras (FCNC) a nivel árbol. Este tipo de fenómenos ocurren en virtud a que al rotar los autoestados gauge fermiónicos del sector down (u, leptones  $E$ ) para obtener sus autoestados de masa no existe una manera de diagonalizar ambas matrices de acoples  $\eta^{D,0}$  y  $\xi^{D,0}$  ( $\eta^{U,0}$  y  $\xi^{U,0}$ ,  $\eta^{E,0}$  y  $\xi^{E,0}$ ) simultáneamente.

Este tipo de procesos son considerados como nueva física introducida por la manera general de construir este sector de las contribuciones de los dos dobletes. En el SM las interacciones de corriente neutra no cambian de sabor, ya que la diagonalización de la matriz de masas automáticamente diagonaliza las interacciones de Yukawa. Desde un punto de vista fenomenológico, la taza más baja  $\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(K_L \rightarrow \text{todos}) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9}$  impone límites sobre dichas interacciones; el valor diferente de cero para esta fracción de decaimiento es atribuida a la combinación de las interacciones débiles y electromagnéticas. Los mejores *test* deberán venir desde  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ , el cual ocurre en el SM solo a segundo orden con una fracción de decaimiento de alrededor  $(0.4 \text{ a } 1.2) \times 10^{-10}$ . Recientes resultados, incluyendo observación de dos eventos del tipo  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) / \Gamma(K^+ \rightarrow \text{todos}) = (1.5_{-0.9}^{+1.3} \times 10^{-10})$ . Límites para el cambio de sabor en corrientes neutras charm o bottom no son tan restrictivos. Por ejemplo,  $\Gamma(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(D^0 \rightarrow \text{todos}) < 1.3 \times 10^{-6}$  y  $\Gamma(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(B^0 \rightarrow \text{todos}) < 1.5 \times 10^{-8}$ . En realidad, no se pueden aislar los efectos de los FCNC en decaimientos no leptónicos. Como una muestra, la transición FCNC  $s \rightarrow d + (\bar{u} + u)$  es equivalente a la transición de corriente cargada  $s \rightarrow u + (\bar{u} + d)$ . Pruebas para los FCNC son por tanto limitadas a decaimientos hadrónicos en parejas leptónicas. Tales decaimientos son esperados solo a segundo orden en los acoples electrodébiles del SM [47].

### 3.5.1. Modelos con conservación natural de sabor

A fin de mirar que modelos evitan naturalmente estos procesos altamente suprimidos por los experimentos para el SM, se introduce el mecanismo Weinberg-Glashow-Paschos [82, 83]. Es fácil ver que si todos los fermiones con todos los números cuánticos idénticos (capaces de mezclarse) se acoplan al mismo doblete Higgs, entonces los FCNC serán ausentes. A fin de mirar esto de manera formal, se implementa una simetría discreta definida por:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 \text{ y } \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \\ D_{jR} &\rightarrow \mp D_{jR} \text{ y } U_{jR} \rightarrow -U_{jR} \\ E_{jR} &\rightarrow \mp E_{jR}.\end{aligned}$$

Al demandar la invarianza bajo ésta simetría discreta se obtienen dos casos:

- Un lagrangiano que respete la simetría en la transformación  $D_{jR} \rightarrow -D_{jR}$  y  $E_{jR} \rightarrow -E_{jR}$  reproduce una expresión donde las matrices  $\eta_{ij}^U$ ,  $\eta_{ij}^D$  y  $\eta_{ij}^{E,0}$  no son participes de la construcción denominada 2HDM tipo I, i.e

$$-\mathcal{L}_Y^I = \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 + \xi_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 \Phi_2 E_{jR}^0 + h.c. \quad (3.105)$$

Así solo  $\Phi_2$  se acopla a los sectores up y down.

- Un lagrangiano que respete la simetría en la transformación  $D_{jR} \rightarrow D_{jR}$  y  $E_{jR} \rightarrow E_{jR}$  reproduce una expresión donde las matrices  $\eta_{ij}^U$ ,  $\xi_{ij}^D$  y  $\xi_{ij}^{E,0}$  no son participes de la construcción denominada 2HDM tipo II, i.e

$$-\mathcal{L}_Y^{II} = \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 + \eta_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 \Phi_1 E_{jR}^0 + h.c. \quad (3.106)$$

Así  $\Phi_1$  se acopla para dar masas al sector down mientras que  $\Phi_2$  se acopla para generar las masas al sector up (no existente en la parte quiral derecha para los leptones, i.e neutrinos).

Por lo tanto, una condición necesaria y suficiente para la ausencia de FCNC a nivel árbol es que todos los fermiones de carga y helicidad dadas transforman de acuerdo a la misma representación irreducible de  $SU(2)$ , correspondiente al mismo autovalor de  $T_3$  de tal forma que en esa base ellos reciben sus contribuciones a la matriz de masas desde una misma fuente. En el escenario más general de modelos multi-dobletes este hecho se traduce de manera simple; a fin de encontrar ausencia de FCNCs a nivel árbol todos los fermiones de una carga eléctrica dada deben acoplarse a máximo un doblete de Higgs.

Siguiendo la notación de Aoki et al [84] en componentes, las interacciones de Yukawa son expresadas en términos de los autoestados de masa de los bosones de Higgs como (sin tomar el sector de interacciones con los bosones de Goldstone)

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_y &= \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{v} \left( \chi_h \bar{f} f h^0 + \chi_H^f \bar{f} f H^0 - i \chi_A^f \bar{f} \gamma_5 f A^0 \right) \\ &+ \left\{ \frac{\sqrt{2} K_{ud}}{v} \bar{u} \left( m_u \chi_A^u P_L + m_d \chi_A^d P_R \right) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \chi_A^l}{v} \bar{\nu}_L l_R H^+ + h.c. \right\}.\end{aligned} \quad (3.107)$$

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

	Tipo I	Tipo II
$\chi_h^u$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
$\chi_h^d$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\chi_l^h$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\chi_H^u$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
$\chi_H^d$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\chi_H^l$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\chi_A^u$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
$\chi_A^d$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
$\chi_A^l$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$

Cuadro 3.3.: Acoples de Yukawa de  $u, d, l$  a los bosones de Higgs neutros  $h^0, H^0$  y  $A^0$  en los dos diferentes modelos descritos por el cumplimiento de la simetría  $Z_2$

$P_{L/R}$  son los operadores proyección para los fermiones "left-handed"/"right-handed" <sup>25</sup>. Los factores  $\chi$  son resumidos en la Tabla 3.3. Ejemplos de interacciones de los fermiones con los bosones de Higgs en este tipo de modelos, en los que no existen corrientes neutras de cambios de sabor, son representados en la Figura 3.5.

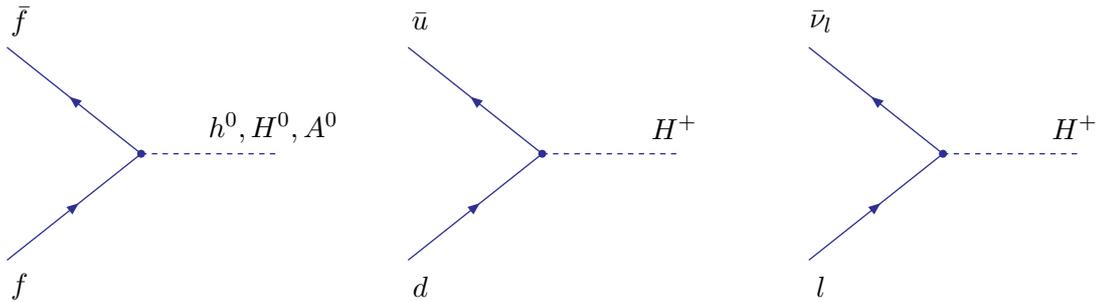


Figura 3.5.: (Izq) Interacciones de los fermiones y los bosones de Higgs neutros. (Centro) Interacción del sector de quarks con los bosones de Higgs cargados. (Der) Vértices de interacción de los bosones de Higgs cargados con los leptones.

Discusiones del comportamiento fenomenológico de estos modelos son presentados exhaustivamente en el Report de Sher et al [80].

#### 3.5.2. Modelos con FCNC a nivel árbol

##### El 2HDM tipo III

En la sección anterior se mostró que se pueden eliminar procesos donde existan corrientes neutras de cambio de sabor por medio de una simetría discreta del tipo  $Z_2$ . El siguiente tratamiento supondrá que no existe dicha simetría entre las familias de los dobletes de Higgs. Sabemos que los FCNC a nivel árbol pueden ser suprimidos al hacer los escalares lo suficientemente pesados, pero fenomenológicamente las masas de escalares en el rango de los TEV además de antinaturales violan algunas de las restricciones teóricas debidas a la consistencia interna de la teoría (sección 3.7).

<sup>25</sup>En realidad el lagrangiano 3.107 y los acoples de la Tabla 3.3 pueden ser extendidos a otros dos modelos (los cuales no serán estudiados aquí): el de tipo "lepton-specific" y el de tipo "flipped". El modelo "lepton-specific" se basa en que todos los quarks "right-handed" RH se acoplan a  $\Phi_2$  mientras que todos los leptones de "left-handed" se acoplan a  $\Phi_1$ . En el modelo "flipped", los quarks RH de carga  $Q = 2/3$  se acoplan a  $\Phi_2$  y los quarks RH de carga  $Q = -1/3$  se acoplan a  $\Phi_1$ , como en el tipo II, salvo que aquí los leptones RH se acoplan a  $\Phi_2$  [80].

Para discutir los FCNC a nivel árbol hacemos uso de la base de Higgs descrita en la sección 3.3. En esta base, los dobletes escalares son rotados de tal manera que el VEV está enteramente en el primer doblete, mientras que el segundo posee VEV igual a cero. Los acoples generales de Yukawa, pueden por ende ser escritos a través del lagrangiano (3.99) como

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_Y = & \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{H}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 H_1 D_{jR}^0 + \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{H}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 H_2 D_{jR}^0 \\
 & + \eta_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 H_1 E_{jR}^0 + \xi_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 H_2 E_{jR}^0 + h.c.,
 \end{aligned} \tag{3.108}$$

$H_1$  y  $H_2$  son los dos dobletes escalares. En la base del Higgs esos dobletes han sido rotados tal que solo  $H_1$  tiene VEV, i.e

$$\langle H_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{3.109}$$

con  $v$  real, haciendo de este mínimo un vacío normal. En esta base, solo los acoples de Yukawa del doblete  $H_1$  via los  $\eta_{ij}$  generan la masa de los fermiones; así los  $\eta_{ij}$  pueden ser bi-diagonalizados y no producir FCNC a nivel árbol. Cuando la bi-diagonalización es presentada, los acoples FCNC llegan a ser:

$$-\mathcal{L}_{FCNC} = \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{H}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 H_2 D_{jR}^0 + \xi_{ij}^{E,0} \bar{l}_{iL}^0 H_2 E_{jR}^0 + h.c., \tag{3.110}$$

con

$$\xi^{U,D,E} = (V_L^{U,D,E})^\dagger \hat{\xi}^{U,D,E} V_R^{U,D,E}. \tag{3.111}$$

Ya que  $V_R$  es completamente desconocida y las matrices  $\hat{\xi}$  son arbitrarias, los coeficientes  $\xi^{U,D,E}$  son arbitrarios; a fin de mirar dicho comportamiento en procesos específicos, algunas suposiciones deben realizarse acerca de sus magnitudes. Consideremos la expansión del lagrangiano (3.110) en términos de los autoestados de masa [69]:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{FCNC} = & \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{D} \xi^D D (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \xi^U U (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) \\
 & + \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{D} \xi^D \gamma_5 D A^0 - \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{U} \xi^U \gamma_5 U A^0 \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{E} \xi^E E (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) + \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{E} \xi^D \gamma_5 E A^0 \\
 & + \bar{U} (K \xi^D P_R - \xi^U K P_L) D H^+ + \bar{\nu} \xi^E P_R E H^+ + IG + h.c.,
 \end{aligned} \tag{3.112}$$

con IG las interacciones de Goldstone. Trabajos pioneros en el tratamiento de los FCNC son los debidos a Bjorken y Weinberg [85], quienes consideraron el decaimiento radiativo del muón y escogieron a  $\xi_{\mu e}^E$  como el acople de Yukawa. Después, en 1980, McWilliams y Li [86] y Shanker [87] consideraron la mezcla  $K - \bar{K}$ , como muchos procesos donde se involucran decaimientos del kaón y del muón. Allí se considera que los fermiones más pesados ubican la escala para toda la matriz de acoples de Yukawa. Por lo tanto, el vértice FCNC debe ser el producto de los acoples de Yukawa grandes y un factor angular de mezcla. En virtud a que no se conocían los factores de los ángulos de mezcla, estos fueron tomados como la unidad. Así, los  $\xi^{U,D,E}$  se consideran iguales a los acoples de Yukawa del top, bottom y tau respectivamente. El limitante más fuerte viene de la mezcla  $K - \bar{K}$ , en él se encuentra que la masa de  $H_2^0$  tiene un límite inferior de 150 TeV. En gran parte de los 1980s,

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

esto llevo a gran parte de los autores a establecer una simetría que aboliera dichos tipos de procesos altamente restringidos por la fenomenología, permitiendo que los modelos tipo I y II del 2HDM tuvieran una especial atención.

En 1987, Cheng y Sher [88] argumentaron que este estimado del límite más bajo no es razonable, en virtud a que una de las características más sobresalientes de la estructura de masas fermiónica es su jerarquía natural y que por tanto, establecer que todos los acoples de cambio de sabor son iguales a la de los fermiones pesados *-no es válido-*. A fin de mirar este comportamiento de una manera adecuada, se propuso el denominado *Anzats de Cheng-Sher*: los acoples de cambio de sabor deben ser del orden de la media geométrica de los acoples de Yukawa de los dos fermiones, i.e,

$$\xi_{ij} = \lambda_{ij} \sqrt{m_i m_j} \frac{\sqrt{2}}{v}. \quad (3.113)$$

Los  $\lambda_{ij}$  son del orden de uno. Ya que los límites más fuertes sobre los FCNC emergen desde las dos primeras generaciones y este Anzats especialmente suprime los acoples de Yukawa de esas familias, esto reducirá el límite inferior sobre la masa del Higgs.

Para ver esta sitemática, consideremos un modelo con  $n$  dobletes de Higgs  $\Phi_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) y llamemos  $\lambda'_i$  la matriz de acoples de Yukawa a los quarks de carga  $Q = -1/3$ . Primero supongamos que la matriz de masa fermiónica es de la forma:

$$M = \begin{pmatrix} 0 & A & 0 \\ A & 0 & B \\ 0 & B & C \end{pmatrix}. \quad (3.114)$$

En este caso, llamando los autovalores  $m_1, -m_2$  y  $m_3$ , se tiene que  $A \simeq \sqrt{m_1 m_2}$ ,  $B \simeq \sqrt{m_2 m_3}$ , y  $C \simeq m_3$ . Cheng y Sher asumieron que la matriz de los acoples de Yukawa está dada por [88]

$$\lambda'_i = \frac{\sqrt{2}}{v_i} \begin{pmatrix} 0 & A_i & 0 \\ A_i & 0 & B_i \\ 0 & B_i & C_i \end{pmatrix}, \quad (3.115)$$

los elementos matriciales tienen la misma estructura de la matriz de masa completa:

$$A_i = a_i \sqrt{m_1 m_2}, \quad B_i = b_i \sqrt{m_2 m_3}, \quad C_i = c_i m_3.$$

Aquí los coeficientes  $a_i, b_i, c_i$  son del orden a la unidad. En otras palabras, los requerimientos, obtenidos al comparar los  $\lambda'_i$  con  $M$ ,

$$\sum_i a_i = \sum_i b_i = \sum_i c_i = 1, \quad (3.116)$$

no se cumplen a través de cancelaciones del tipo “fine tuning” entre los diferentes acoples. Esencialmente el *anzats* establece que los ceros en la matriz de masa no son deducidos desde ninguna cancelación de elementos matriciales diferentes de cero, y que esos elementos matriciales de masa diferentes de cero también no son obtenidos por medio de ninguna cancelación de términos grandes. Cheng y Sher analizaron que dicho comportamiento aplica no solo a las matrices de la forma (3.114), si no a cualquier otra estructura en que se requiera que la jerarquía de los autovalores no sobresalga a través de cancelaciones delicadas. En realidad dicho argumento puede ser generalizado a cualquier estructura jerárquica que provenga aproximadamente de simetrías de sabor [80].

### 3.6. Comportamiento general de la simetría $Z_2$

El SSB via el mecanismo de Higgs está descrito con el lagrangiano<sup>26</sup>

$$\mathcal{L}_{SSB} = \mathcal{L}_{gf} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y : \quad \mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{cin} - \mathcal{V}. \quad (3.117)$$

$\mathcal{L}_{gf}$  describe las interacciones entre los bosones gauge y los fermiones respetando el esquema  $SU(2) \times U(1)$ . El término cinético  $\mathcal{L}_{cin}$  contiene a los propagadores del Higgs y las interacciones con los bosones gauge. El potencial  $\mathcal{V}$ , como ya se ha nombrado, es el encargado de lograr el SSB y de generar las autointeracciones en el sector de Higgs.

Escribiremos  $\mathcal{V}$  (3.4) en una notación abreviada a través de

$$\mathcal{V} = -V_2(x_i) + V_4(x_i), \quad (3.118)$$

con

$$V_2(x_i) \equiv M_i x_i = \frac{1}{2} [m_{11}^2 x_1 + m_{22}^2 x_2 + (m_{12}^2 x_3 + h.c.)] \quad (3.119a)$$

$$V_4(x_i) \equiv \frac{1}{2} \Lambda_{ij} x_i x_j = \frac{1}{2} [\lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2] + \lambda_3 x_1 x_2 + \lambda_4 x_3 x_3^\dagger + \left[ \frac{\lambda_5 x_3 x_3^\dagger}{2} + \lambda_6 x_1 x_3 + \lambda_7 x_2 x_3 + h.c. \right]. \quad (3.119b)$$

Los  $x_i$  están descritos a través de

$$x_1 = \phi_1^\dagger \phi_1; \quad x_2 = \phi_2^\dagger \phi_2; \quad x_3 = \phi_1^\dagger \phi_2; \quad x_{3*} = x_3^\dagger = \phi_2^\dagger \phi_1. \quad (3.120)$$

El potencial de Higgs (3.118) contiene 14 parámetros libres: solo reales  $m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ , y complejos  $m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ . Esto hace que el modelo 2HDM posea una rica fenomenología. Sin embargo, diferentes puntos en la correlación de estos parámetros libres no indican necesariamente -física diferente-, es decir existe una redundancia en la fenomenología descrita por las distintas combinaciones de estos parámetros. Por ejemplo, si establecemos una transformación cualquiera entre los dobletes  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , se llega al mismo potencial genérico con coeficientes redefinidos (representado al mismo conjunto de observables). Esto es conocido como la *simetría de reparametrización* [71]. Un caso de gran interés de ésta simetría está dado por la *transformación de reescalamiento*<sup>27</sup>, que hace que los siguientes parámetros transformen como:

$$\begin{aligned} \{\phi_1 \rightarrow \phi_1, \phi_2 \rightarrow \phi_2 e^{-i\alpha}\} &\Rightarrow m_{12}^2 \rightarrow m_{12}^2 e^{i\alpha} \\ &\lambda_5 \rightarrow \lambda_5 e^{2i\alpha} \\ &\lambda_6 \rightarrow \lambda_6 e^{i\alpha} \\ &\lambda_7 \rightarrow \lambda_7 e^{i\alpha}. \end{aligned} \quad (3.121)$$

Consideremos ahora el término cinético, el cual para un caso general (renormalizable) se introdujo en la discusión alrededor de la relación (3.80), a través de la expresión:

$$\mathcal{L}_{cin} = D_\mu \phi_1^\dagger D_\mu \phi_1 + D_\mu \phi_2^\dagger D_\mu \phi_2 + \kappa D_\mu \phi_1^\dagger D_\mu \phi_2 + \kappa^* D_\mu \phi_2^\dagger D_\mu \phi_1. \quad (3.122)$$

<sup>26</sup>En virtud a que si alguna simetría es impuesta en algún sector de la teoría, esta debe ser extrapolada al lagrangiano completo

<sup>27</sup>Del inglés *rephasing transformation* [103]

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

Aquí, para este caso el término cinético no es diagonal en virtud a la existencia de términos de mezcla. Estas contribuciones pueden eliminarse a través de una rotación y de la renormalización de los campos escalares. Sin embargo, esta transformación para parametrizaciones generales varía con la escala de renormalización aun a pequeñas distancias. Para un rompimiento suave o exacto de la simetría  $Z_2$  (ver sección 3.5), esta puede ser explícita o oculta pero permite a su vez el uso total del grupo de renormalización [71].

#### 3.6.1. Simetría $Z_2$

En virtud a su importancia ante todos los sectores del 2HDM y su fuerte influencia en los limitantes teóricos que trataremos en los subsecuente, ampliaremos el concepto de la ruptura y del comportamiento exacto de la simetría  $Z_2$ . Ya hemos mirado en la sección 3.5 como la imposición de una simetría discreta hace que no existan términos de mezcla entre los isodobletes, eliminando los denominados procesos FCNC, y clasificando al modelo en tres tipos: dos casos particulares (tipo I y II) en ausencia FCNC y un caso general (tipo III) persistencia de los FCNC. Examinemos en los distintos casos, como esta simetría discreta puede actuar sobre los distintos sectores del Lagrangiano: *cumplimiento exacto de  $Z_2$*  y *rompimiento suave y fuerte de  $Z_2$* .

En  $m_{12}^2 = 0, \lambda_6 = \lambda_7 = 0, \kappa = 0$  los procesos de mezcla de los isodobletes son evitados en todas las regiones posibles del nuevo espacios de parámetros. El nuevo potencial conseguido es invariante bajo el cambio de signo de uno de los dobletes (simetría  $Z_2$ ). Para salvar esta propiedad en todos los ordenes perturbativos, las interacciones en el sector de Yukawa debe conectar cada fermión “right handed“ con un solo isodoblete ( $\phi_1$  ó  $\phi_2$ ) a través del Mecanismo Glashow-Weinberg-Pashos (descrito en la sección 3.5.1).

Ahora si  $m_{12}^2 \neq 0, \lambda_6 = \lambda_7 = 0, \kappa = 0$ , los términos de mezcla entre los campos escalares  $\phi_1$  y  $\phi_2$  son permitido a grandes distancias. Este es el caso de un *rompimiento suave de la simetría  $Z_2$* . Aquí la renormalización no conduce a  $\lambda_6 = \lambda_7 \neq 0$ . Por ende los parámetros del lagrangiano están determinados sin ambigüedad a las rotaciones de fase de  $\lambda_5$  y  $m_{12}^2$  que mantienen fijos a los términos  $\lambda_5^* m_{12}^2$ . Los modelos tipo I y II para los sectores de Yukawa mantienen esta propiedad a través de toda la serie perturbativa. La rotación generalizada en el espacio  $(\phi_1, \phi_2)$  hace que  $\lambda_6, \lambda_7 \neq 0$  (*violación suave oculta de  $Z_2$* ). En este caso los ángulos de mezcla reestablecen a la forma del potencial en que existe la violación suave de  $Z_2$ , la cual no varía en las iteraciones de la serie perturbativa ni con la escala de distancias (energías)[71, 91, 103].

Sí  $\lambda_6 \neq 0$  y/ó  $\lambda_7 \neq 0$ , además de no poder conseguir una rotación adecuada para eliminar esos coeficientes, tendremos el caso de *violación fuerte de la simetría de  $Z_2$* . En este caso los ángulos de mezcla cinéticos también aparecen en la iteración de la serie perturbativa con ángulos de mezcla variando en las distintas escalas de energía, permitiendo que dicho término cinético también evolucione de acuerdo al régimen energético en el que se encuentra [71, 104].

#### 3.6.2. Conservación CP y su relación con el rompimiento suave de $Z_2$

Ahora examinemos los distintos casos provistos por el esquema de conservación (o violación) CP del 2HDM. Para una forma del potencial que conserve explícitamente la conjugación de carga y paridad, necesitamos tener un simetría del estilo  $\phi_i \leftrightarrow \phi_i^\dagger$ . Esto es garantizado por la condición que todos los coeficientes en el lagrangiano de Higgs (3.118) y (3.122) sean reales. Una rotación en el espacio  $(\phi_1, \phi_2)$  hace que esta propiedad se encuentre oculta [71, 104].

*Escogencia Natural:* Este es el caso en el que una teoría que contiene mas de un doblete con números cuánticos idénticos (e.g 2HDM tipo II) emerge en límite de bajas energías de una teoría más fundamental, en la cual esos campos fueron elementos de un objeto multicomponente (e.g MSSM). Esto es una teoría que normalmente contiene una alta simetría, que no podría sobresalir a bajas energías. Por lo tanto, los campos, los cuales tienen diferentes valores de los nuevos números cuánticos asociados con esta simetría, no deberían mezclarse a pequeñas distancias<sup>28</sup>, mientras que a largas distancias los términos de mezcla de rompimiento de simetría podrían aparecer. Si este argumento es tomado en toda su extensión para el modelo 2HDM, que es; si los

<sup>28</sup>Aquí el término *distancia* lo utilizaremos en el sentido de establecer las regiones *infrarrojas* o *ultravioletas* en los regímenes de energías asociadas a la teoría general de renormalización

acoples cuárticos y el término cinético son considerados para reflejar alguna nueva simetría primaria, entonces se podría limitar a modelos donde a lo sumo exista una violación suave de la simetría  $Z_2$ , debido a que estos permiten mezclas entre  $\phi_1$  y  $\phi_2$  solo a largas distancias. Este esquema de rompimiento suave de  $Z_2$  para 2HDM es considerado como un marco natural suficientemente general para tener un punto de partida para el análisis de estas simetrías a temperatura finita [71, 104].

Para el caso de violación suave de la simetría  $Z_2$  la forma del potencial puede ser transformado a un potencial del estilo [71]

$$V_2(x_i) = -\frac{1}{2} \left[ m_{11}^2 x_1 + m_{22}^2 x_2 + m_{12}^2 (x_3 + x_3^\dagger) \right] \quad (3.123a)$$

$$V_4(x_i) = \frac{1}{2} \left[ \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 \right] + \lambda_3 x_1 x_2 + \lambda_4 x_3 x_3^\dagger + \frac{1}{2} \lambda_5 (x_3^2 + x_3^{\dagger 2}), \quad \kappa = 0 \quad (3.123b)$$

Este potencial hace parte de uno de los modelo más generales del tipo 2HDM, en el sentido que todas las fases y transiciones de fase de distinta naturaleza que pueden ocurrir en el 2HDM son mapeados a las fases y transiciones de este modelo particular (además de la inclusión de mezclas de los isodobletes, generando procesos FCNC) [91].

### 3.7. Limitantes teóricos del 2HDM

El amplio desconocimiento de todo el sector de Higgs del 2HDM por la presencia de multiples parámetros libres, requiere un análisis fundamental con el fin de encontrar un conjunto de restricciones de la formulación teórica; limitando en primera instancia la fenomenología que pueda establecerse en el modelo. Lo anterior se hace en base a que los comportamientos teóricos (estabilidad del vacío y unitariedad) son formulados a estar acorde con los postulados fundamentales de una teoría cuántica de campos. Otra metodología es la de restringir el modelo en su descripción conceptual con respecto a comportamientos bien definidos del sector minimal ante parámetros en los límites de precisión electrodébil (e.g. salvaguardar la razón  $m_w/m_z \cos \theta_w = 1$ ).

#### 3.7.1. Estabilidad del Vacío

En el SM solo existe un vacío además del trivial, así en dicha teoría el potencial escalar es construido de tal forma que solo existe un mínimo. Si ampliamos el sector escalar de Higgs, dicho estamento no se mantiene, ya que pueden existir mezclas de los dobletes introducido para lograr el SSB. Esto se ve reflejado en el hecho que pueden existir muchos vacíos con distintas propiedades (e.g. vacío neutro estándar y vacío neutro con violación  $CP$ ). Además una propiedad no estándar y desde un punto de vista general, es que esos vacíos pueden coexistir, permitiendo el tunelamiento de un mínimo a otro. En muchos modelos esto puede ocurrir en virtud a la existencia de diferentes partículas con propiedades diferentes de simetría (e.g. carga y color) permitiendo -en primera instancia- la presencia de vacíos que rompan dichas simetrías. Por tanto es indispensable evitar este tipo de comportamientos, ya que podría producir propiedades fenomenológicamente erróneas como lo es la presencia de fotones y/o gluones masivos. Esto último se hace a través de la imposición de ciertas cotas que garantizan que el mínimo global respete las simetrías del background del SM.

En virtud a que pueden existir vacíos cargados, el rompimiento de la simetría de color y de carga puede ocurrir en el 2HDM (los últimos, para los objetivos de este escrito -en esas instancias- han sido abolidos desde argumentos fenomenológicos). En el 2HDM también tenemos, además del vacío normal, vacíos con rompimiento de la simetría  $CP$ . Desde un punto de vista teórico, una pregunta válida es si existe la posibilidad que en cierta región de parámetros estos vacíos puedan coexistir de tal manera que un vacío normal pueda cambiar a un mínimo más profundo donde exista un vacío de rompimiento  $CP$  o de rompimiento de carga  $CB$ ?. Esta cuestión se reduce analizar primero que vacíos existen en la naturaleza del modelo y segundo cuantos de ellos son en realidad estables. Ciertas características del 2HDM, como la existencia de términos cúbicos en el potencial

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

y el número limitado de escalares, permiten hacer el tratamiento de este problema a través de estructuras conceptuales y analíticas [94, 95], como las siguientes<sup>29</sup>:

- Para un potencial donde un punto normal estacionario y un punto de rompimiento CP existen. Los VEV, desde las condiciones estacionarias, correspondientes están dados por las relaciones (3.42) y (3.41). La diferencia entre los valores de los potenciales para ambos vacíos (respectivamente  $V_N$  y  $V_{CP}$ ) está dada por

$$V_{CP} - V_N = \left( \frac{M_A^2}{4v^2} \right)_N \left[ (\bar{v}_1 v_2 \cos \theta - \bar{v}_2 v_1)^2 + \bar{v}_1^2 v_2^2 \sin^2 \theta \right], \quad (3.124)$$

$(M_{H^\pm}^2/4v^2)_N$  es la razón de la masa al cuadrado del escalar cargado a la suma de los VEV,  $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ , calculado en el punto estacionario normal.

Así, si el punto normal es un *mínimo* ( $M_A^2 > 0$ ) se necesita que  $V_{CP} - V_N > 0$ . Esto indica que si existe un mínimo normal, cualquier punto CP estacionario estará por encima del punto normal, haciendo que el mínimo normal sea estable en contra del rompimiento de la simetría CP. Se dice que en este régimen el punto estacionario CP es necesariamente un *punto de silla*. Esto trae como consecuencia que mínimos de un vacío normal y de rompimiento CP no pueden coexistir en el 2HDM. De hecho, es posible escoger un mínimo global rompa C pero en este caso no existirá ningún mínimo normal.

- En virtud a que existen multiples condiciones de minimización para los VEV normales (3.37), existe un vacío  $N_1$  con VEVs  $\{v_{1,1}, v_{2,1}\}$  y un vacío  $N_2$  con VEVs  $\{v_{2,1}, v_{2,2}\}$ . En este caso las diferencias entre los valores del potencial en esos dos vacíos normales están dados por:

$$V_{N_2} - V_{N_1} = \frac{1}{4} \left[ \left( \frac{M_{H^\pm}^2}{v^2} \right)_{N_1} - \left( \frac{M_{H^\pm}^2}{v^2} \right)_{N_2} \right] (v_{1,1} v_{2,2} - v_{2,1} v_{1,2})^2, \quad (3.125)$$

$(M_{H^\pm}^2/v^2)_{N_1(N_2)}$  es la razón de la masa al cuadrado de los escalares cargados a la suma de los cuadrados de los VEVs,  $(v^2)_{N_1(N_2)} = v_{1,1}^2 + v_{2,1}^2$  ( $v_{1,2}^2 + v_{2,2}^2$ ), calculada en el punto estacionario  $N_1$  ( $N_2$ ). La relación (3.125) muestra que no existe prelación alguna entre estos vacíos, ya que los dos muestran las mismas simetrías. Saber que mínimo es más profundo dependerá por ende de las regiones de parámetros correspondientes.

Si existen dos vacíos normales el análisis se establece en tratar de definir cual genera un mínimo global. En [103], por medio de un estudio de las simetrías del espacio de Minkowski background del modelo, se muestra como estos dos vacíos normales  $N_1$  y  $N_2$  pueden coexistir si existe una violación de simetría discreta (e.g CP) en el potencial de Higgs.

A través de estos argumentos particulares podemos establecer un conjunto importante de consecuencias:

- Mínimos de diferente naturaleza no pueden ocurrir simultáneamente en el 2HDM.
- Cuando un mínimo normal ocurre en el 2HDM, el mínimo global del potencial es normal. Además, no existe ningún tunelamiento desde este mínimo a uno más profundo de naturaleza de violación CP.
- Dos mínimos normales pueden coexistir si existe violación de algún tipo de simetría (e.g CP) en el potencial de Higgs.

<sup>29</sup>Aquí trataremos los casos *físicos* en los que los vacíos son normales o de rompimiento de la simetría CP. Combinaciones con el vacío de rompimiento de carga son tratados con amplitud en la referencia [91].

- Si existe un mínimo de violación CP, este es un mínimo global de la teoría y es *completamente* estable. Ningún tunelamiento entre un mínimo CP a un mínimo -no físico-, como el CB, más profundo puede existir.

Una vez analizada la estructura de los vacíos del 2HDM, corresponde ahora, con los parámetros del potencial, garantizar su estabilidad por medio de las condiciones que se imponen después de exigir que dicho sector sea acotado inferiormente en todas las escalas de energía.

### 3.7.2. Positividad del potencial

La estabilidad de los potenciales, en particular los asociados al 2HDM, requiere que estos sean limitado desde una cota inferior, i.e, no existen direcciones de los campos (espacio de campos) en los que el potencial tienda a  $-\infty$ . Cualquier teoría física requiere de este hecho ya se clásica o cuántica, en virtud a que garantizar un mínimo estable, es a su vez proveer el marco idóneo en el que se puedan presentar cálculos de origen perturbativo. En las teorías gauges este hecho es fundamental, ya que la predictibilidad de modelos basados en estos principios de simetría se ve realizado por medio de buen esquema de renormalización que garantice el aspecto perturbativo del sistema dinámico que se está analizando. En el modelo estándar esto aparece de manera enteramente natural, en virtud a que la condición;  $\lambda > 0$  para el acople del sector escalar -se satiface trivialmente- (esto es tratado con mayor amplitud en la sección 2.5.2). Para el 2HDM esta condición es más elaborada debido a la aparición de nuevas constantes de acople o parámetros libres que estipulan el comportamiento general de dicho sector escalar. Además para garantizar la estabilidad de la teoría, se requiere un estudio de todas las posibles direcciones de  $\Phi_1$  y  $\Phi_2$ , en las que estos campos tienden a valores lo suficientemente grandes. La posibilidad de existencia de vacíos donde cada uno de los campos adquiera VEV, implica sobre el potencial un conjunto de dos importantes restricciones. Sabemos que podemos dividir nuestro potencial en términos de campos cuadráticos (los encargados de construir las matrices de masas) y campos cuárticos (los encargados de proveer las interacciones trilineales y cuadrilineales). Para respetar la generalización de las asignaciones de los VEV, el potencial cuártico es siempre positivo para valores muy grandes de los campos componentes, mientras que la parte cuadrática del potencial puede tomar valores negativos en algunas regiones de parámetros de los campos.

Las condiciones sobre los acoplos requieren un poco más de cuidado en su tratamiento. Por ejemplo, si exigimos que el potencial cuártico es siempre mayor que cero para todos los campos  $\Phi_i$  tendiendo a infinito, esta condición es muy fuerte con respecto al comportamiento de algunos modelos en los que existe una dirección de los campos para el cual el potencial cuártico ( $V_4$ ) es cero. Esto ocurre en modelos SUSY a nivel árbol, en la región en la que  $\langle \Phi_1 \rangle$  y  $\langle \Phi_2 \rangle$  coinciden. Para abarcar ese tipo de modelos se debilita un poco más esa restricción tal que podamos exigir  $V_4 \geq 0$  en cualquier dirección del espacio de los campos tendiendo a infinito, cuyo implementación se denomina la condición de *marginalidad* sobre el potencial cuártico escalar. Esta última restricción se ve reflejada en el potencial cuadrático en los campos  $V_2$  a través del siguiente hecho; al tomar una dirección en el espacio de los campos en la que  $V_4 \rightarrow 0$ , es necesario exigir que en esa dirección específica se tenga  $V_2 \geq 0$ .

Desde las formas introducidas (3.118), podemos escribir nuestro potencial (3.4) en términos de formas bilineales, obteniendo

$$V = -V_2 + V_4 = m_{11}^2 x_1 + m_{22}^2 x_2 + (m_{12}^2 x_3 + h.c.) + \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_3 x_3^2 + \lambda_3 x_1 x_2 + \lambda_4 x_3 x_3^\dagger + \left[ \frac{1}{2} \lambda_5 x_3^2 + \lambda_6 x_1 x_3 + \lambda_7 x_2 x_3 + h.c. \right], \quad (3.126)$$

$x_1 = \Phi_1^\dagger \Phi_1$ ,  $x_2 = \Phi_2^\dagger \Phi_2$ ,  $x_3 = \Phi_1^\dagger \Phi_2$  y  $x_3^\dagger = \Phi_2^\dagger \Phi_1$ . Esta nueva notación del potencial permite analizar las condiciones necesarias sobre los parámetros cuárticos del potencial a través del estudio del comportamiento

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

de estos a lo largo de direcciones específicas de los campos. Por ejemplo, para el caso  $|\Phi_1| \rightarrow \infty$  y  $|\Phi_2| = 0$ , esta expresión para el potencial cuártico adquiere la forma

$$V_4 = \lambda_1 x_1^2 \geq 0, \quad \text{si y solo si } \lambda_1 \geq 0. \quad (3.127)$$

De igual forma, al tomar en el espacio de los campos condiciones contrarias, i.e,  $|\Phi_1| = 0$  y  $|\Phi_2| \rightarrow \infty$  encontramos  $\lambda_2 \geq 0$ . Ahora parametrizamos a los campos de la siguiente manera

$$|\Phi_1|^2 = r \cos \theta, \quad |\Phi_2|^2 = r \sin \theta \quad \text{con } 0 < \theta < \pi/2 \text{ y } r \rightarrow \infty,$$

tal que cumplan con la condición  $\Phi_1^\dagger \Phi_2 = 0$ , se puede escribir desde el potencial escalar lo siguiente condición

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} r^2 \left( \frac{\lambda_1}{2} \cos^2 \theta + \frac{\lambda_2}{2} \sin^2 \theta + \lambda_3 \sin \theta \cos \theta \right) = r^2 f(\theta) \geq 0, \forall \theta. \quad (3.128)$$

Al minimizar esta función  $f(\theta)$  con respecto a  $\theta$  y al exigir que el valor aquí adquirido sea grande o cero, se encuentra que los coeficientes obedecen:  $\lambda_3 \geq -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}$ . Al estudiar más direcciones en el espacio de los campos, es posible alcanzar otras condiciones. Todas las condiciones pueden resumirse entonces por

$$\lambda_1 \geq 0, \quad \lambda_2 \geq 0, \quad \lambda_3 \geq -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}, \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| \geq -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}. \quad (3.129)$$

Se ha tomado  $\lambda_5 \in \text{Re}$ . Se puede mostrar que en realidad  $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$  son condiciones para garantizar la positividad del potencial en todas las direcciones. Para potenciales escalares con simetrías  $Z_2$ ,  $U(1)$ ,  $CP2$ ,  $CP3$  y  $U(2)$ , las condiciones pueden cumplirse en al menos una de las multiples bases. Para un modelos con simetría  $CP1$  o de un potencial general, las condiciones pueden llegar a ser no analíticas, y su evaluación debe hacerse a través de una manera numérica. Para un caso particular,  $\lambda_6, \lambda_7 \in \text{Re}$ , se llega [94]:

$$2|\lambda_6 + \lambda_7| < \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} + \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5. \quad (3.130)$$

Estos análisis, hechos a nivel árbol exigiendo que el potencial este limitado por debajo (convexo), hacen para muchos de los potenciales que las condiciones (3.129) sean las necesarias. Esto se vuelve importante en correcciones perturbativas más altas, ya que se puede extender los mismos análisis de convexidad en estos niveles de la teoría. En particular, se extenderá el análisis al potencial efectivo corregido a un loop [73, 80]:

$$V(\phi_1) = V_0(\phi_i) + \frac{1}{64\pi^2} \sum_{\alpha} m_{\alpha}^4(\phi_i) \left[ \log \left( \frac{m_{\alpha}^2(\phi_i)}{\mu^2} \right) - \frac{3}{2} \right]. \quad (3.131)$$

con  $\mu$  la escala de renormalización. La suma aquí barre estados de helicidad de las partículas de masas  $m_{\alpha}$  presentadas en la teoría, manteniendo la dependencia sobre los campos de manera explícita. La limitación del potencial desde cotas inferiores establece el comportamiento del potencial para valores muy grandes de los campos  $\phi_i$ , siendo los términos logarítmicos los más sensibles a este tratamiento. En analogía al caso presentado en el SM, desde las *ecuaciones del grupo de renormalización* se puede presentar una mejora de las cotas de los parámetros libres, permitiendo discutir el significado de los valores provenientes no solo de la expresiones a nivel árbol si no de aquellos acoples que emergen en esas expresiones en diferentes escalas de renormalización [92, 96]. La manera de pensar este tipo de correcciones a los límites en positividad del potencial por el tratamiento en niveles superiores de la teoría de perturbaciones es la siguiente: desde los limitantes (3.129), se corren las

constantes de acople allí establecidas, por otro lado, usando las funciones  $\beta$  del modelo y escogiendo a su vez un rango de escalas  $\mu$  (e.g. desde la escala débil  $m_z$  a una escala superior  $\Lambda$ ) se plantea que estas cotas deben mantenerse, y a partir de cierto tipo de combinaciones (i.e. en regiones de parámetros particulares) puede que en ciertas escalas esta escogencia sea aceptable con respecto a la positividad, mientras que en otras dichas combinaciones violarían los limitantes impuestos. Así con el fin de hacer a la teoría estable en todos los regímenes de energía, modelos con nueva física deben aparecer en las escalas donde el rompimiento de la positividad cae, en particular en las escalas en la que se esta realizando el *corte* en el procedimiento de renormalización.

### 3.7.3. Simetría de custodia y parámetros oblicuos

Los parámetros oblicuos  $S, T, U$  constituyen a prueba muy sensible de acoples con los bosones gauge electrodébiles en un marco de física más allá del SM. Valores de esos parámetros están limitados fenomenológicamente por las medidas de precisión del LEP y TEVATRON [47]. En general, la contribución a los parámetros oblicuos desde un doblete extra  $SU(2)$  en el 2HDM es en realidad pequeña, ya que dobletes escalares (o singletes) no rompen la simetría de custodia<sup>30</sup>, que protege la relación a nivel árbol  $\rho \equiv m_w/(m_z \cos \theta_w) = 1$ . Sin embargo, bajo la presencia de desdoblamientos entre los estados de Higgs pueden inducir contribuciones considerables a niveles superiores en la teoría de perturbaciones [99].

Los parámetros oblicuos son por ende una manera muy útil de parametrizar los efectos de nueva física sobre observables electrodébiles tal que se satisfacen los siguientes criterios:

- El grupo gauge local es del tipo EWSM:  $SU(2) \times U(1)$ .
- Las partículas de la nueva física (NP) tienen suprimidos los acoples a los fermiones ligeros donde se han presentados los experimentos; ellos se acoplan primordialmente a los bosones gauge electrodébiles,  $\gamma, Z^0$  y  $W^\pm$ .
- Las medidas electrodébiles relevantes son hechas en las escalas de energía  $q^2 \approx 0$ ,  $q^2 = m_z^2$  y  $q^2 = m_w^2$

Esto permite establecer los efectos de la nueva física en las cantidades  $S, T, U, V, W, X$  [110]<sup>31</sup>

Las contribuciones a  $S, T, U$  para el 2HDM están dadas por [110]:

$$S = \frac{16\pi \cos^2 \theta_w}{g^2} \left[ \frac{\bar{A}_{Z^0 Z^0}(m_z^2) - \bar{A}_{Z^0 Z^0}(0)}{m_z^2} - \frac{\partial \bar{A}_{\gamma\gamma}(q^2)}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0} + \frac{\cos^2 \theta_w - \sin^2 \theta}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \frac{\partial \bar{A}_{\gamma Z^0}(q^2)}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0} \right] \quad (3.132a)$$

$$T = \frac{4\pi}{g^2 \sin^2 \theta_w} \left[ \frac{\bar{A}_{W^+ W^-}(0)}{m_w^2} - \frac{\bar{A}_{Z^0 Z^0}}{m_z^2} \right] \quad (3.132b)$$

$$U = \frac{16\pi}{g^2} \left[ \frac{\bar{A}_{W^+ W^-}(m_w^2) - \bar{A}_{W^+ W^-}(0)}{m_w^2} - \cos^2 \theta_w \frac{\bar{A}_{Z^0 Z^0}(m_z^2) - \bar{A}_{Z^0 Z^0}}{m_z^2} - \sin^2 \theta_w \frac{\partial \bar{A}_{\gamma\gamma}(q^2)}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0} + 2 \cos \theta_w \sin \theta_w \frac{\partial \bar{A}_{\gamma Z^0}(q^2)}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0} \right] \quad (3.132c)$$

Aquí los  $A_{VV'}(q^2)$  son los coeficientes de  $g_{\mu\nu}$  en los tensores de polarización del vacío:

$$\Pi_{VV'}^{\mu\nu}(q) = g^{\mu\nu} A_{VV'}(q^2) + q^\mu q^\nu B_{VV'}(q^2). \quad (3.133)$$

<sup>30</sup>La simetría *accidental*  $SU(2)$  para su función protectora es la denominada *simetría de custodia*, que puede o no ser el isospín (esto se encuentra discutido con mayor amplitud en el apéndice B).

<sup>31</sup>Aquí nos centraremos en las tres primeras en virtud a su amplio conocimiento teórico y fenomenológico. En realidad,  $V, W, X$  son las extensiones de los primeros en ordenes más altos de la teoría de perturbaciones [80, 99].

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

Con la substracción desde las contribuciones del SM,

$$\bar{A}_{VV'}(q^2) = A_{VV'}(q^2)|_{2\text{HDM}} - A_{VV'}(q^2)|_{\text{SM}}. \quad (3.134)$$

$T$  es el parámetro relacionado comúnmente con  $\rho_0 \equiv \rho/\rho_{\text{SM}}$  a través de  $\rho_0 = 1/(1 - \alpha T)$ , decodificando la salida desde el valor del SM de  $\rho_0 = 1$  (i.e la simetría de custodia). La contribución del 2HDM a  $T$  está dada por:

$$T = \frac{g^2}{64\pi^2 m_w^2} \left\{ \sum_{k=1}^3 |C_k|^2 F(m_{H^+}^2, m_{H^k}^2) - \sum_{k=1}^2 |C_k|^2 F(m_{H^k}^2, m_{A^0}^2) + 3 \sum_{k=1}^2 |C_{3-k}|^2 [F(m_Z^2, m_{H^k}^2) - F(m_W^2, m_{H^k}^2)] - 3 [F(m_z^2, m_{h_{ref}}^2) - F(m_W^2, m_{h_{ref}}^2)] \right\}, \quad (3.135)$$

las masas de los bosones de Higgs neutros son denotadas con  $m_{H_k}$  ( $k = 1, 2, 3$ ), y  $m_{H_{ref}}$  es la masa del bosón de Higgs del SM. La contribución del último término es sustraída para aislar la contribución de la nueva física. La función  $F$  está dada por:

$$F(x, y) = \frac{x+y}{2} - \frac{xy}{x-y} \ln \frac{x}{y}, \quad (3.136)$$

y el acople de estructura de los bosones gauge EW a un par de bosones de Higgs han sido resumidos en el vector:

$$C = \{\cos(\beta - \alpha), \sin(\beta - \alpha), 1\}. \quad (3.137)$$

A fin de encontrar los otros dos parámetros de importancia,  $S$  y  $U$ , es necesario definir dos funciones auxiliares  $G$  y  $\hat{G}$ . Para la primera tenemos [99]

$$G(x, y, Q) = -\frac{16}{3} + \frac{5(x+y)}{Q} - \frac{2(x+y)^2}{Q^2} + \frac{3}{Q} \left[ \frac{x^2+y^2}{x-y} - \frac{x^2-y^2}{Q} + \frac{(x-y)^3}{3Q^2} \right] \ln \frac{x}{y} + \frac{r}{Q^3} f(t, r), \quad (3.138)$$

con  $t \equiv x + y - Q$ ,  $r \equiv Q^2 - 2Q(x+y) + (x-y)^2$ , y

$$f(t, r) = \begin{cases} \sqrt{r} \ln \left| \frac{t-\sqrt{r}}{t+\sqrt{r}} \right| & r > 0 \\ 0 & r = 0 \\ 2\sqrt{-r} \arctan \frac{\sqrt{-r}}{t} & r < 0. \end{cases} \quad (3.139)$$

La segunda función  $\hat{G}$  está dada por

$$\hat{G}(x, Q) = G(x, Q, Q) + \tilde{G}(x, Q, Q), \quad (3.140)$$

con

$$\tilde{G}(x, y, Q) = 12 \left[ \frac{x-y}{Q} - \frac{x+y}{x-y} \right] \ln \frac{x}{y} + \frac{12}{Q} f(t, r) - 24. \quad (3.141)$$

Después de definir esas cantidades, el parámetro  $S$  puede ser definido a través de:

$$S = \frac{g^2}{384\pi^2 \cos^2 \theta_w} \left\{ [\sin \theta_w - \cos \theta_w]^2 G(m_{H^+}^2, m_{H^+}, m_z^2) + \sum_{k=1}^2 |C_k|^2 G(m_{H_k}^2, m_A^2, m_z^2) \right. \\ \left. - 2 \ln m_{H^+}^2 + \sum_{k=1}^3 \ln m_{H_k}^2 - \ln m_{H_{ref}}^2 \right. \quad (3.142)$$

$$\left. + \sum_{k=1}^2 |C_{3-k}|^2 \widehat{G}(m_{H_k}^2, m_z^2) - \widehat{G}(m_{H_{ref}}^2, m_z^2) \right\}. \quad (3.143)$$

Finalmente  $U$  puede ser descrito por:

$$U = \frac{g^2}{384\pi^2} \left\{ \sum_{k=1}^3 |C_k|^2 G(m_{H^+}^2, m_{H_k}^2, m_w^2) - [\sin \theta_w - \cos \theta_w]^2 G(m_{H^+}^2, m_{H_k}^2, m_z^2) \right. \quad (3.144)$$

$$\left. - \sum_{k=1}^2 |C_k|^2 G(m_{H_k}^2, m_{A^0}^2, m_w^2) \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^2 |C_{3-k}|^2 \left[ \widehat{G}(m_{H_k}^2, m_w^2) - \widehat{G}(m_{H_k}^2, m_z^2) \right] - \widehat{G}(m_{H_{ref}}^2, m_w^2) + \widehat{G}(m_{H_{ref}}^2, m_z^2) \right\} \quad (3.145)$$

Los límites actuales experimentales sobre  $S, T$  y  $U$  pueden ser encontrados en PDG [47]. Una anotación de importancia se establece en el hecho de que típicamente los parámetros  $S$  y  $T$  no pueden ser evaluados separadamente desde el valor referencia de la masa del Higgs minimal  $m_{H_{ref}}$  (como es representado en la Figura (3.6)). Por tanto cuando se compara con los límites experimentales, es necesario tener el mismo valor de  $m_{H_{ref}}$  en el momento de calcular los parámetros oblicuos del 2HDM, como fue hecho en el momento de fijar los valores asociados en el SM [99].

La Figura 3.6 muestra los contornos permitidos al C.L. 68%, 95% y 99% en el plano  $(S, T)$  ( $U$  varía libremente) como una derivación de la evaluación electrodébil junto con las predicciones del SM y del 2HDM (áreas gris y verde respectivamente). Para la predicción del 2HDM  $m_{h^0}$  es dejado libre a variar en el intervalo [114, 1000] GeV, y las otras masas de los otros bosones de Higgs fueron permitidos a tener una variación entre  $m_{h^0}$  y 1000 GeV. Aquí  $S$  adopta relativamente a valores pequeños y principalmente positivos, mientras la contribución a  $T$  toma valores grandes positivos y negativos. Existe una superposición de valores muy grandes entre la evaluación experimental y la predicción del 2HDM, por tanto una variedad de configuraciones del modelo exhiben una compatibilidad con los datos de precisión electrodébiles. Un conjunto pequeño de esas configuraciones son mostradas para valores fijos de  $m_{H^0} = 600$  GeV,  $m_{A^0} = 900$  GeV y  $\beta - \alpha = \pi$ . Los simbolos abiertos muestran las predicciones para tres diferentes valores de masas del bosón de Higgs ligero ( $m_{h^0} = 120, 250, 500$  GeV) y una masa fija del bosón de Higgs cargado de 580 GeV. Las flechas indican los corrimientos inducidos por el 2HDM en  $S, T$  con respecto a las predicciones del SM para los mismos valores de  $m_{h^0}$ . Las variaciones de la masa del bosón de Higgs cargado (simbolos llenos) inducen efectos fuertes sobre  $T$ . Al escoger valores adecuados ( $m_{H^\pm} = 590, 570, 550$  GeV) la compatibilidad puede ser alcanzada aun para valores muy grandes de  $m_{h^0}$ .

### 3.7.4. Unitariedad

Para limitar al espectro de partículas del modelo y los parámetros libres, en el presente tenemos información experimental proveniente del LEP, Tevatron [47] y LCH [97] (en las búsquedas con las luminosidades integradas primigenias). Pero, en virtud a que el sector netamente escalar de Higgs contiene acoples cuárticos y trilineales, la información fenomenológica de procesos que provengan de dicho sector será una discusión abierta aún hasta

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

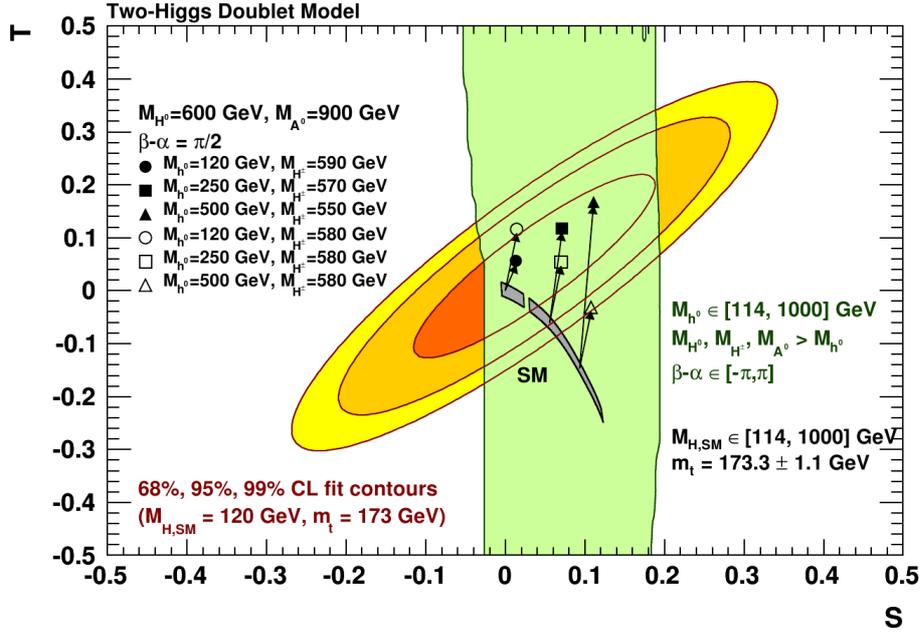


Figura 3.6.: Parámetros oblicuos en el 2HDM, donde se muestra la evaluación de  $S$  y  $T$  (dejando a  $U$  libre) comparados desde el SM (gris) y 2HDM (verde claro). El área del 2HDM es obtenido con el uso de los rangos de las masas y los parámetros de mezcla generados en la gráfica. Los símbolos ilustran las predicciones del 2HDM para seis conjuntos ejemplos, comparados con las correspondientes predicciones del SM a través de las flechas. Figura tomada de [102].

después de que el LHC alcance su luminosidad integrada máxima [97], debido a la gran magnitud de las energías necesitadas para lograr dichas interacciones. Sabemos bien que dicho sector contiene de una manera explícita la naturaleza de los escalares que se encuentran en el modelo. Desde otro punto de vista, es interesante ver que posibles limitaciones para las masas de los bosones de Higgs pueden ser obtenidas para definir un modelo realista y acorde con las restricciones experimentales. Explorando las bases del modelo y emulando las restricciones más simples del SM (ver 2.5), se encontraron métodos generales (en adición a los descritos por la estabilidad del vacío), basados en la consistencia interna de la teoría cuántica de campos destinada a la descripción de cantidades físicas relevantes. Uno de los limitantes teóricos más fuertes proviene del análisis en unitariedad de la matriz  $S^{32}$ . En su forma más simple, esta es implementada en el orden más bajo, a través de la imposición de restricciones unitarias de las amplitudes a nivel árbol de un conjunto adecuado de procesos dispersivos. Dicha sistemática está basada en el método Lee-Quigg-Thacker (LQT) [2], que corresponde a la imposición de la condición de unitariedad perturbativa, (en particular a nivel árbol) proveída por el Teorema Óptico (TO), para un conjunto de procesos dispersivos escalares y vectoriales. En una teoría renormalizable, las amplitudes de dispersión son *asintóticamente planas* que en este contexto indica que ellas no exhiben ningún crecimiento en potencias con respecto  $s$  en el límite de altas energías. Sin embargo, los acoples dominantes son típicamente proporcionales a las masas de los bosones escalares obteniendo límites de gran utilidad sobre dichos valores. El método LQT fue aplicado al SM minimal, y con base a dicha descripción fue empleado por varios autores en modelos con sectores de Higgs extendidos, en particular en el Modelos de dos Dobletes [16, 17]

En el espíritu de el método LQT, la condición de unitariedad está basada en el subespacio de los estados de dos partículas en el que las amplitudes de dispersión cumplen  $|\text{Re}\mathcal{M}_0| \leq 1/2$  (como se vió en la sección 1.3 esta restricción es válida para cualquier tipo de procesos dispersivos que tengan helicidades exactamente iguales para los dos estados de dos partículas). Ya que los elementos matriciales a nivel árbol en cuestión son reales,

<sup>32</sup>Este tipo de análisis son tratados extensivamente en virtud a su importancia en el desarrollo global de este texto.

y en el límite de altas energías ellos producen contribuciones que no involucran ninguna dependencia angular,  $\mathcal{M}_0$  generalmente coincide con todos los elementos matriciales a nivel árbol (asintóticos)  $\mathcal{M}$ , hasta un factor convencional de normalización de  $16\pi$  el cual aparece en la expansión por ondas planas estándar. Por ende, la condición de unitariedad puede ser reescrita a través de:

$$|\mathcal{M}| \leq 8\pi. \quad (3.146)$$

A fin de llegar a una implementación óptima de los limitantes en unitariedad se consideran los autovalores de la matriz:

$$M_{ij} = \mathcal{M}_{i \rightarrow j}. \quad (3.147)$$

con  $i, j$  señalando todos los posibles estados de dos partículas. A fin de lograr esto, se tomarán en cuenta solo procesos binarios en los que se involucran directamente las masas de los bosones de Higgs del espectro del 2HDM para el orden más bajo, en particular aquellos términos de orden  $\mathcal{O}(E^0)$ . A través del teorema de equivalencia del apéndice A, se demuestra que las contribuciones más relevantes provienen de procesos donde se incorporan bosones vectoriales polarizados longitudinalmente (con sus respectivos bosones de Goldstone). Esto significa que la matriz  $M_{ij}$  debe construirse con estados escalares (físico y no-físicos)  $w^\pm, z, H^\pm, A^0, H^0, h^0$ . Los limitantes a nivel árbol son escritos, para los elementos matriciales, a través de restricciones sobre sus autovalores. Los valores propios pueden ser obtenidos en cualquier base y relacionados a la base física por medio de una transformación unitaria del tipo (3.9). A fin de hacer los cálculos más simples se tomará una base no física con autoestados gauge  $\phi_i^\pm, \eta_i, \xi_i$  [17, 16], que describen la siguiente sistemática [71]:

- En el régimen de altas energías de las dispersiones escalares-escalares, el isoespín débil total  $\vec{\sigma}$  y la hipercarga total  $Y$  son cantidades conservadas, con posibles valores  $\sigma = 0, 1$  y  $Y = 0, 2, -2$ .

Para considerar estados con  $Y = 0$ , se puede notar que los isoespinores  $\phi_a$  (con  $a = 1, 2$  indicando el doblete) pueden ser representados como columnas, mientras que  $\phi_a^\dagger$  son representados como filas. Por lo tanto, el producto directo  $\phi_{b\beta}\phi_{a\alpha}^\dagger$  representa una matriz  $2 \times 2$  para cada pareja  $a$  y  $b$ . Ya que las matrices de Pauli más la identidad forman una base en el espacio de matrices  $2 \times 2$  hermíticas, se puede escribir la siguiente parametrización

$$\phi_{b\beta}\phi_{a\alpha}^\dagger = A_0\delta_{\beta\alpha} + \vec{A} \cdot \vec{\tau}_{\beta\alpha}, \quad (3.148)$$

con  $A_0 = (\phi_a^\dagger\phi_b)/2$  representado un *isoescalar* y  $A_i = (\phi_a^\dagger\tau^i\phi_b)/2$  representado un *isovector*. Esto permite construir los términos cuárticos a través de

$$(\phi_{a\alpha}^*\phi_{b\alpha})(\phi_{c\beta}^*\phi_{d\beta}) = \frac{1}{2} \left[ (\phi_{a\alpha}^*\phi_{d\alpha})(\phi_{c\beta}^*\phi_{b\beta}) + \sum_r (\phi_{a\alpha}^*\tau_{\alpha\beta}^r\phi_{d\beta})(\phi_{c\gamma}^*\tau_{\gamma\delta}^r\phi_{bd}) \right]. \quad (3.149)$$

El conjunto total de posibles estados iniciales con hipercarga  $Y = 0$  que en nuestro caso pueden ser escritas como productos escalares, transforman de acuerdo a la simetría  $Z_2$  como:

$$Y = 0, \quad \sigma = 0: \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^\dagger\phi_1)}_{Z_2 \text{ par}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^\dagger\phi_2)}_{Z_2 \text{ par}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^\dagger\phi_2)}_{Z_2 \text{ impar}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^\dagger\phi_1)}_{Z_2 \text{ impar}}, \quad (3.150a)$$

$$Y = 0, \quad \sigma = 1: \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^\dagger\tau^i\phi_2)}_{Z_2 \text{ par}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^\dagger\tau^i\phi_2)}_{Z_2 \text{ par}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1^\dagger\tau^i\phi_2)}_{Z_2 \text{ impar}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^\dagger\tau^i\phi_1)}_{Z_2 \text{ impar}}, \quad (3.150b)$$

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

con  $i = +, z, -$  señalando la representación de las matrices de Pauli. Ahora consideramos los estados  $Y = 2$ , donde se introducen las filas  $\tilde{\phi}_a = (i\tau_2\phi_a)^T = (n_a, -\phi_a^+)$  y las correspondientes columnas  $\tilde{\phi}_a^\dagger = (i\tau_2\phi_a)^*$ . Notando que el isoescalar  $\phi_{a\alpha}\phi_{b\alpha}$  es antisimétrico bajo la permutación  $a \rightarrow b$ ,  $\tilde{\phi}_{a\alpha}\phi_{b\alpha} = -\tilde{\phi}_{b\alpha}\phi_{a\alpha}$ , mientras que el isovector es simétrico bajo esta permutación.

El conjunto total de estados iniciales con hipercarga  $Y = 2$ , en analogía con (3.150), puede escribirse por medio de:

$$Y = 2, \sigma = 0 : \quad \underbrace{\quad}_{Z_2 \text{ par}} \text{ausente}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\phi}_1\phi_2)}_{Z_2 \text{ impar}} = -\underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\phi}_2\phi_1)}_{Z_2 \text{ impar}} \quad (3.151a)$$

$$Y = 2, \sigma = 1 : \quad \underbrace{\frac{1}{2}(\tilde{\phi}_1\tau^i\phi_1)}_{Z_2 \text{ par}}, \underbrace{\frac{1}{2}(\tilde{\phi}_2\tau^i\phi_2)}_{Z_2 \text{ par}}, \quad \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\phi}_1\tau^i\phi_2)}_{Z_2 \text{ impar}} = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\phi}_2\tau^i\phi_1)}_{Z_2 \text{ impar}}. \quad (3.151b)$$

El factor  $1/2$  para el caso  $Z_2$  par es debido a la presencia de dos partículas idénticas en el estado inicial. Los estados  $Z_2$  pares con  $Y = 2$  y  $\sigma = 0$  son ausentes en virtud a la simetría de Bose-Einstein para escalares idénticos. Los estados con  $Y = -2$  y  $\sigma = 1$  pueden ser obtenidos desde los estados con  $Y = 2$  por la implementación del operador *conjugación de carga*.

Similarmente a (3.149) se puede escribir:

$$(\phi_{a\alpha}^*\phi_{b\alpha}) (\phi_{c\beta}^*\phi_{d\beta}) = \frac{1}{2} \left[ (\phi_{a\alpha}^*\tilde{\phi}_{c\alpha}^*) + \sum_r (\phi_{a\alpha}^*\tau_{\alpha\beta}^r\tilde{\phi}_{c\beta}^*) (\tilde{\phi}_{d\gamma}\tau_{\gamma\delta}^r\phi_{b\delta}) \right]. \quad (3.152)$$

La matriz de dispersión para cada conjunto de estados con números cuánticos dados  $Y$  y  $\sigma$  representados por (3.150) y (3.151) a nivel árbol, son calculados desde el potencial (3.4) con la ayuda de las relaciones (3.149) y (3.152). Los resultados pueden representarse a través de [99, 71]:

$$8\pi S_{Y=2,\sigma=1} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_5 & \sqrt{2}\lambda_6 \\ \lambda_5^* & \lambda_2 & \sqrt{2}\lambda_7^* \\ \sqrt{2}\lambda_6^* & \sqrt{2}\lambda_7 & \lambda_3 + \lambda_4 \end{pmatrix}, \quad (3.153a)$$

$$8\pi S_{Y=2,\sigma=0} = \lambda_3 - \lambda_4, \quad (3.153b)$$

$$8\pi S_{Y=0,\sigma=1} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_4 & \lambda_6 & \lambda_6^* \\ \lambda_4 & \lambda_2 & \lambda_7 & \lambda_7^* \\ \lambda_6^* & \lambda_7^* & \lambda_3 & \lambda_5^* \\ \lambda_6 & \lambda_7 & \lambda_5 & \lambda_3 \end{pmatrix}, \quad (3.153c)$$

$$8\pi S_{Y=0,\sigma=0} = \begin{pmatrix} 3\lambda_1 & 2\lambda_3 + \lambda_4 & 3\lambda_6 & 3\lambda_6^* \\ 2\lambda_3 + \lambda_4 & 3\lambda_2 & 3\lambda_7 & 3\lambda_7^* \\ 3\lambda_6^* & 3\lambda_7^* & \lambda_3 + 2\lambda_4 & 3\lambda_5^* \\ 3\lambda_6 & 3\lambda_7 & 3\lambda_5 & \lambda_3 + 2\lambda_4 \end{pmatrix}. \quad (3.153d)$$

En cada matriz se observa que en las esquinas superiores izquierdas se ubican los elementos de la matriz de dispersión para estados  $Z_2$ - pares, mientras que en la parte inferior derecha residen los estados de  $Z_2$ -impar, que son descritos mediante la mezcla de los parámetros  $\lambda_6$  y  $\lambda_7$ . Los limitantes unitarios  $|\mathcal{M}| < 1$ , se traduce en los autovalores de las matrices  $\Lambda$  aquí escritas a través de la nueva condición:

$$|\Lambda| < \frac{1}{8\pi}. \quad (3.154)$$

Para el caso general en el que todos los parámetros se encuentran inmersos en el potencial escalar, las fórmulas para los autovalores llegan a ser ecuaciones de tercer y cuarto orden. Es indispensable para obtener un análisis detallado, limitar esta región de parámetros, primero al caso de violación *suave* de la simetría  $Z_2$  con posible violación  $CP$ , en el cual  $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ . Para esta particularización, las matrices son diagonales por bloques, así los autovalores pueden ser calculados fácilmente. Ellos se escriben a partir de la notación  $\lambda_{Y,\sigma\pm}^{Z_2}$ ; por medio de la forma:

$$\Lambda_{21\pm}^{par} = \frac{1}{2} \left( \lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_5^2} \right), \quad \Lambda_{21}^{impar} = \lambda_3 + \lambda_4. \quad (3.155a)$$

$$\Lambda_{20\pm}^{impar} = \lambda_3 - \lambda_4. \quad (3.155b)$$

$$\Lambda_{01\pm}^{par} = \frac{1}{2} \left( \lambda_1 + \lambda_2 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_4^2} \right), \quad \Lambda_{01\pm}^{impar} = \lambda_3 \pm \lambda_5. \quad (3.155c)$$

$$\Lambda_{00\pm}^{par} = \frac{1}{2} \left[ 3(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{9(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4(2\lambda_3 + \lambda_4)^2} \right], \quad \Lambda_{00\pm}^{impar} = \lambda_3 + 2\lambda_4 \pm 3\lambda_5. \quad (3.155d)$$

Para un potencial que viole  $CP$ , en el cual el acople  $\lambda_5$  es complejo, es necesario reemplazar  $\lambda_5$  por  $|\lambda_5|$ .

• A fin de describir el caso general con violación fuerte de la simetría  $Z_2$ , se usa el siguiente hecho:

*Para una matriz hermítica  $\mathcal{M} = ||M_{ij}||$  con valores maximales y minimales  $\Lambda_+$  y  $\Lambda_-$ , respectivamente, todos los elementos diagonales  $M_{ii}$  residen entre esos autovalores<sup>33</sup>,*

$$\Lambda_- \leq M_{ii} \leq \Lambda_+. \quad (3.156)$$

La diagonalización de las matrices de dispersión, reproduciendo los autovalores, es realizado en dos pasos:

1. Se diagonalizan las esquinas de las matrices de dispersión correspondientes a los valores fijos de la paridad con respecto a  $Z_2$ . En este paso obtenemos matrices de dispersión con elementos diagonales descritos por las relaciones (3.155).
2. En virtud al enunciado (3.156) los limitantes (3.154) y (3.155) son condiciones **necesarias** para la unitariedad. Estos aumentan debido a la presencia de los parámetros  $\lambda_6$  y  $\lambda_7$ , que describen violación fuerte de la simetría  $Z_2$ . El corrimiento de esos autovalores (3.155) causados por esos términos pueden ser calculados fácilmente en el caso de violación fuerte de la simetría  $Z_2$  tal que  $|\lambda_{6,7}| \ll \Lambda_{Y,\sigma}^{Z_2}$ .

• **Invariantes ante transformaciones de reparametrización.** El 2HDM contiene dos dobletes ( $\Phi_1, \Phi_2$ ) con números cuánticos idénticos. Por lo tanto, su forma más general debe permitir transformaciones globales que mezclen esos campos y cambien su fase relativa. Cada conjunto de transformaciones genera un nuevo lagrangiano con parámetros provenientes del primer lagrangiano y los generados por la transformación. Detalles acerca de esta simetría debida al comportamiento idéntico de los campos puede encontrarse ampliamente en [105].

Los autovalores de las matrices de dispersión (3.153) son por construcción invariantes de reparametrización. Las ecuaciones estándar para los autovalores de dichas matrices son también invariantes de la transformación de reparametrización en virtud a su construcción desde los autovalores. Cada matriz  $n \times n$   $S_{Y\sigma}$  genera  $n$  polinomios invariantes de  $\lambda_i$ : uno del primero, uno del segundo, uno del tercero...etc orden. Una conveniente escogencia de esos invariantes es<sup>34</sup>:

$$\text{Tr}\{S_{Y,\sigma}^k\} \text{ con } k = 1, \dots, n.$$

<sup>33</sup>Este hecho se sigue desde propiedades extremales del elipsoide  $n$ -dimensional, que es  $\Lambda_- \sum x_i^2 \leq \sum M_{ij} x_i x_j \leq \Lambda_+ \sum x_i^2$ .

<sup>34</sup>Esta es la escogencia más natural, aunque también es posible tomar al determinante asociado a cada una de las matrices

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

Esto genera del orden de 12 invariantes no independientes. Ejemplos de cuatro invariantes, lineales en  $\lambda_i$  y denotados como  $I_{Y\sigma} \equiv 8\pi \text{Tr}\{S_{Y\sigma}\}$  de acuerdo a su número cuántico de hipercarga  $Y$  y de isoespín  $\sigma$ , son:

$$I_{21} = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \lambda_4, \quad (3.157a)$$

$$I_{20} = \lambda_3 - \lambda_4, \quad (3.157b)$$

$$I_{01} = \lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3, \quad (3.157c)$$

$$I_{00} = 3(\lambda_1 + \lambda_2) + 2\lambda_3 + 4\lambda_4, \quad (3.157d)$$

de las cuales solo dos son combinaciones linealmente independientes. Esto es debido al hecho de que dos combinaciones LI de parámetros  $\lambda_i$  del potencial general 2HDM, correspondiente a dos escalares del grupo  $SU(2) \times U(1)$ , describen la transformación de reparametrización.

• **Relaciones explícitas para los limitantes.** A través de la búsqueda de cantidades explícitas, miraremos como son las relaciones entre las masas de los bosones de Higgs y los parámetros del potencial tal que la condición de unitariedad sea salvada. A fin de ello, los trabajos pioneros [16] consideraron el caso de un potencial escalar con simetría  $Z_2$  y con cumplimiento de la simetría  $CP$ . Esto fue generalizado en [17, 18], a través del uso de las siguientes cantidades:

$$L_1 = \frac{1}{2v^2} \left[ m_{H^0}^2 \cos^2 \alpha + m_{h^0}^2 \sin^2 \alpha + \frac{\sin 2\alpha}{2 \tan \beta} (m_{h^0}^2 - m_{H^0}^2) \right] + \frac{m_{12}^2}{v^2 \sin 2\beta} (1 - \tan^2 \beta), \quad (3.158a)$$

$$L_2 = \frac{1}{2v^2} \left[ m_{H^0}^2 \cos^2 \alpha + m_{h^0}^2 \sin^2 \alpha + \frac{\sin 2\alpha \tan \beta}{2} (m_{h^0}^2 - m_{H^0}^2) \right] + \frac{m_{12}^2}{v^2 \sin 2\beta} (1 - \cot^2 \beta), \quad (3.158b)$$

$$L_3 = \frac{1}{v^2 \sin 2\beta} \left[ \frac{\sin \alpha}{2} (m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2) - m_{12}^2 \right], \quad (3.158c)$$

$$L_4 = \frac{2m_{H^+}^2}{v^2}, \quad (3.158d)$$

$$L_5 = \frac{m_{12}^2}{v^2 \sin 2\beta}, \quad (3.158e)$$

$$L_6 = \frac{2m_{A^0}^2}{v^2}. \quad (3.158f)$$

Los  $L_i$  son funciones de las masas de los escalares físicos, de los ángulos  $\alpha$  y  $\beta$ , y el parámetro de rompimiento débil  $m_{12}^2$  (aunque el vacío aquí considerado conserva la simetría  $CP$ ). Los limitantes unitarios pueden ser expresados en términos de esas cantidades. En términos de los  $L_i$ , los parámetros dentro del potencial pueden ser escritos por:

$$\lambda_1 = 2(L_1 + L_3), \quad (3.159a)$$

$$\lambda_2 = 2(L_2 + L_3), \quad (3.159b)$$

$$\lambda_3 = 2(L_3 + L_4), \quad (3.159c)$$

$$\lambda_4 = \frac{1}{2}(L_5 + L_6 - 2L_4), \quad (3.159d)$$

$$\lambda_5 = \frac{1}{2}(L_5 - L_6). \quad (3.159e)$$

• **Limitaciones para masas.** A través del uso de las relaciones entre los parámetros  $L_i$  con las masas y con los demás parámetros del 2HDM y de los autovalores (3.155) con la restricción unitaria (3.154) encontramos, bajo la suposición de conservación de la simetría  $Z_2$  y para valores pequeños de  $\tan \beta \simeq 1/2$ , que

$$m_{H^\pm} < 691 \text{ GeV}, \quad m_{A^0} < 695 \text{ GeV}, \quad m_h < 435 \text{ GeV}, \quad \text{y } m_{H^0} < 638 \text{ GeV}.$$

Para valores grandes de  $\tan\beta$  el límite superior llega a ser muy fuerte, bajando los 100 GeV para  $\tan\beta \simeq 6$ , lo que está en desacuerdo con los regímenes de exclusión del LEP, TEVATRON y LHC.

La presencia del término de rompimiento suave  $m_{12}^2$  relaja los límites superiores para valores lo suficientemente grandes de este parámetro; el límite sobre  $m_{h^0}$  llega a ser independiente de  $\tan\beta$  y aproximadamente igual a 670 GeV. Los límites unitarios del 2HDM requieren la dependencia sobre algunos parámetros, pero pueden ser -en algunos casos- poco restrictivos, aún después de correr la región entera de ellos, todo debido a los conflictos presentados con los regímenes de exclusión presentados de manera fenomenológica. Pero aun así, los limitantes provistos por la unitariedad son los procesos más restrictivos que se pueden encontrar a nivel árbol en modelos con sectores de Higgs extendidos, todo en virtud a su estrecha relación con la consistencia interna de la teoría cuántica de campos, que es el *background* fundamental de una teoría *gauge*.

• **Restricciones unitarias en interacciones fuertes en el sector de Higgs.** Para el SM-minimal la masa del bosón de Higgs es  $m_H = v\sqrt{\lambda}$  mientras que su ancho de decaimiento  $\Gamma_H$  (principalmente por los canales asociados a las componenestes longitudinales de los bosones gauge  $W^\pm$  y  $Z$ ) crece como  $\Gamma_H \propto m_H^3$  [57]. Las restricciones unitarias para este caso, se establecen en el caso cuando  $\Gamma_H \approx m_H$ , así el bosón de Higgs físico desaparece del espectro, y las interacciones *fuertes* (en intensidad) en el sector de Higgs son realizadas como interacciones fuertes de los bosones gauge  $W_L, Z_L$  en  $\sqrt{s} > v\sqrt{\lambda} \gtrsim v\sqrt{8\pi} \approx 1.2 \text{ TeV}$ . Por tanto, si  $\lambda$  excede la limitación de la unitariedad a nivel árbol, la discusión en términos observables llega a no tener significado, y así se deberá construir un marco de nueva física para el SSB del SM.

Este tipo de correspondencia entre los limitantes a nivel árbol, la realización de los campos de Higgs como resonancia estrechas y posibles interacciones fuertes  $W_L W_L$  y  $Z_L Z_L$ , pueden generalmente ser violadas en el 2HDM si los valores de los diferentes  $\lambda_i$  difieren entre unos y otros considerablemente. El gran número de grados de libertad del 2HDM genera situaciones cuando algunos de los bosones de Higgs de esta teoría son más o menos escalares "normales" (en el sentido de que algunas propiedades pueden ser determinadas perturbativamente), mientras que los otros escalares y/o las componentes  $W_L, Z_L$  interactúan fuertemente a energías lo suficientemente grandes. Por ende, puede ocurrir que algunos de los últimos se conviertan en partículas físicas, mientras que los otros desaparezcan del espectro, como el caso del bosón de Higgs en el SM para grandes valores de  $\lambda$ . En tales casos, los limitantes de unitariedad funcionan de diferentes maneras para distintos canales *físicos* [71].

• **Extensión a modelos multidobletes y otros modelos gauge.** El esquema propuesto puede ser explotado fuertemente en el estudio de limitantes para modelos multidobletes y modelos gauge más allá al SM minimal. Por ejemplo en el primer caso, el modelo con dos dobletes de Higgs más un singlete ( $\sigma = 0$ ) con  $Y = 0$  puede ser descrito por el potencial (3.4) más términos adicionales. En este caso las matrices de dispersión  $S_{Y=2,0}, S_{Y=0,\sigma=1}$  tienen la forma de (3.153a)-(3.153c), mientras que la asociada a  $S_{Y=0,\sigma=0}$  es obtenida desde la escrita en (3.153d) más la adición de una columna y una fila. Solo una matriz de dispersión nueva  $S_{Y=1,\sigma=1/2}$  aparece en este caso.

## Reglas de suma

Históricamente, la construcción de una teoría cuántica de campos consistente en la que existen bosones vectoriales masivos se presenta como un gran reto para la física en general desde hace 50 años. En general, los modelos que emergieron para dar explicación a las interacciones débiles eran no-renormalizables. Además, las amplitudes a nivel árbol exhibían un mal comportamiento, ya que incrementaban con la energía del centro de masa. Esto trae consigo que la unitariedad -a ese nivel de la teoría- no sea respetada. Después se mostró que teorías con rompimiento espontáneo de la simetría (con la posibilidad de adicionar vectores masivos  $U(1)$ ) son las únicas teorías de campos cuánticos renormalizables y consistentes en las que se involucran vectores masivos [106]. Luego, se estableció que teorías con SSB son las únicas teorías en las que se involucran vectores

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

masivos en las cuales las amplitudes a nivel árbol no crecen con la energía del centro de masa [107, 108]. Tal resultado es posible debido a que las relaciones entre los parámetros de la teoría impuesta por la invarianza gauge son precisamente las necesarias para cancelar el mal comportamiento entre los diagramas de Feynman. Dicho en otras palabras, la cancelación requerida del mal comportamiento a altas energías produce una serie de relaciones entre varias constantes de acople de las nuevas teorías.

Por ejemplo, para la dispersión  $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ , en el SM la cancelación es posible por que la forma del vértice entre el Higgs y los bosones vectoriales es  $g_{HWW} = gm_w$ . Cuando se tiene más de un doblete, esta cancelación tiene que ser llevada a cabo por más bosones de Higgs, apareciendo una *regla de suma*<sup>35</sup>:

$$\sum_i g_{\eta_i^0 VV}^2 = g_{HVV}. \quad (3.160)$$

$i$  identifica a todos los bosones neutros del sector extendido de Higgs, y  $H$  representa al bosón de Higgs minimal. Esta regla de suma garantiza la unitariedad a nivel árbol del proceso  $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ . Para procesos dispersivos con fermiones, e.g.  $f \bar{f} \rightarrow V_L V_L$ , se debe garantizar que:

$$\sum_i g_{\eta_i^0 VV} g_{\eta_i^0 f \bar{f}} = g_{\eta_0^i VV} g_{\eta_0^i f \bar{f}}. \quad (3.161)$$

En tales casos, solo la contribución de todos los Higgs, que se acoplan simultáneamente a los bosones y a los fermiones, cancelan los efectos no deseados a fin de garantizar la unitariedad de la teoría. En realidad las reglas de suma aquí consideradas son válidas para teorías donde la simetría  $CP$  es conservada (desacoplando a nivel árbol al bosón de Higgs pseudoescalar  $A^0$ ). A fin de garantizar la unitariedad en dichos procesos es indispensable considerar matrices CKM adecuadas en los acoples de los fermiones con los bosones de Higgs cargados del 2HDM. Esto provee un limitante para los elementos diagonales de las matrices de mezcla.

Con este caso reducido, desde (3.160) tenemos en particular para el 2HDM:

$$g_{h^0 VV}^2 + g_{H^0 VV}^2 = g_{HVV}^2 \quad (3.162)$$

Desde los ángulos de mezcla del 2HDM, se sabe que

$$\frac{g_{h^0 VV}}{g_{HVV}} = \sin(\beta - \alpha); \quad \frac{g_{H^0 VV}}{g_{HVV}} = \cos(\beta - \alpha) \quad (3.163)$$

La restricción (3.162) es cumplida a cabalidad para el caso de conservación de la simetría  $CP$  donde no existe acoples entre los bosones vectoriales y el bosón de Higgs pseudoescalar a nivel árbol.

Desde (3.162) se pueden inferir importantes consecuencias fenomenológicas. Una de ellas es que los acoples a los bosones vectoriales  $VV$  de los bosones de Higgs de  $CP$ -*par* son suprimidos con respecto a los presentados en el SM minimal. En particular, si uno de los bosones de Higgs *escalares* se desacopla a nivel árbol de los vértices con  $VV$  entonces los acoples con el Higgs a nivel árbol del otro bosón de higgs escalar es del tipo SM. Este es el denominado *proceso de saturación o exhaustivo* de la regla de suma. Este es el escenario natural del MSSM para el cual  $\cos(\beta - \alpha) \sim 0$  es esperado, así el acople  $h^0 VV$  satura la regla de suma y se comporta como el Higgs minimal, mientras que el acople  $H^0 VV$  es altamente suprimido [69].

Por otro lado, los límites unitarios de los procesos en los que se involucran acoples  $V$ -Higgs-Higgs determina la forma de tales acoples. Por ejemplo, los límites unitarios en los procesos dispersivos  $H^+ W^- \rightarrow H^+ W^-$  y  $A^0 Z \rightarrow A^0 Z$  produce la siguiente regla de suma [69, 57, 106]:

<sup>35</sup>Es importante anotar que las reglas de suma aquí establecidas pueden ser extendidas apropiadamente a sectores de Higgs provenientes de singletes o dobletes. Para estructuras superiores las reglas de suma presentan una estructura más complicada [57] que la establecida para estos modelos.

$$g_{H^+W^-h^0}^2 + g_{H^+W^-H^0}^2 = [g_{A^0Zh^0}^2 + g_{A^0ZH^0}^2] \cos^2 \theta_w = \frac{g^2}{4} \quad (3.164)$$

Esto se hace al definir los acoples de Feynman para  $H^+W^-h^0$  como el coeficiente de  $-i(p+p')\epsilon_W$  ( $p$  y  $p'$  son los cuadrimentos de  $H^+$  y  $h^0$ , respectivamente). De manera análoga se utiliza una definición para el vértice  $A^0Zh^0$ . A fin de evitar violación de unitariedad en  $A^0Z \rightarrow W^+W^-$ , las intensidades de los acoples  $A^0Zh^0$  y  $A^0ZH^0$  deben tener exactamente las fracciones correctas. Similarmente, la unitariedad para los procesos dispersivos  $H^+W^- \rightarrow W^+W^-$  determina los acoples  $W^+H^-h^0$  y  $W^+H^-H^0$ . Con esto, las restricciones de unitariedad fijan únicamente los acoples V-Higgs-Higgs:

$$g_{h^0A^0Z} = \frac{g}{2 \cos \theta_w} \cos(\beta - \alpha); \quad g_{H^0A^0Z} = \frac{g}{2 \cos \theta_w} \sin(\beta - \alpha) \quad (3.165a)$$

$$g_{H^+W^-h^0} = \frac{g}{2} \sin(\beta - \alpha); \quad g_{H^+W^-H^0} = \frac{g}{2} \cos(\beta - \alpha) \quad (3.165b)$$

Estos acoples coinciden con los valores que se presentan al realizar la expansión del término cinético del lagrangiano (ver sección (3.4.1))

## 3.8. Limitantes fenomenológicos del 2HDM

Otra manera de limitar los parámetros libres del 2HDM está basada en los diferentes resultados de precisión que, además de servir de motivación para la inclusión de un sector extendido de Higgs, permiten hacer de este modelo una teoría acorde con los experimentos. Aquí consideramos la fenomenología que debe incorporar la nueva física, ya que experimentalmente existe una alta desviación con respecto a la predicción del SM minimal. Un ejemplo de lo anterior, es el valor del momento magnético anómalo del muón. Finalmente, se plantean algunos regímenes de exclusión de la nueva física implementada por el modelo, y también algunos posibles canales de detección del espectro del 2HDM en los diferentes aceleradores de partículas.

### 3.8.1. Momento magnético anómalo del muón

El sector extendido de Higgs por medio de la adición de una replica de un doblete del tipo SM contribuye fenomenológicamente al momento magnético anómalo del muón,  $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ . Ya que el valor medido experimental muestra un desviación de  $2.7\sigma$  con respecto al valor del SM<sup>36</sup>, por tanto este análisis provee una prueba interesante de modelos con nueva Física [100].

A nivel de un loop, tanto los bosones de Higgs neutros como los cargados del 2HDM contribuyen a las correcciones de los vértices, pero esas correcciones son generalmente muy pequeñas comparadas con la desviación estándar observada. Las contribuciones se hacen interesantes en el nivel de dos loops [101] (método denominado como los diagramas de Barr-Zee), debido a la aparición del bosón de Higgs pseudoescalar, un propagador de

<sup>36</sup>El promedio actual del momento magnético anómalo es [47]:

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2} = (1165920.80 \pm 0.63) \times 10^{-9}. \quad (3.166)$$

En el SM la predicción es:

$$a_\mu^{teo} = (1165918.81 \pm 0.38) \times 10^{-9}, \quad (3.167)$$

el error proviene de las incertidumbres hadrónicas que excluyen parámetros tales como  $\alpha_s$  y la masa de quarks pesados. Existe una correlación [47] con  $\Delta\alpha(m_z)$  a un 17%. Aunque la discrepancia entre la predicción teórica y el promedio mundial puede venir de fluctuaciones o incertidumbres no consideradas, el valor de  $g_\mu - 2$  se ve fuertemente alterado por fuentes de nueva física, como modelos supersimétricos y de gran unificación. Aquí nos centraremos, desde el punto de vista del sector de Higgs, en la influencia que posee el nuevo espectro del 2HDM en dicho valor.

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

fotón, y fermiones pesados en los loops superiores. La masa fermiónica más grande compensa con un factor de  $m_f^2/m_\mu^2$  la supresión de los loop. Contribuciones de tipo similares, aunque suprimido por el orden de magnitud, existen también desde combinaciones de  $H^0(h^0)Z$  y  $H^\pm W^\mp$ . Aquí se darán las contribuciones  $\Delta a_\mu$  a  $a_\mu$  desde un diagrama de fotón de Barr-Zee con un bosón de Higgs neutro y un fermión pesado  $f$  en el loop [109]:

$$\Delta a_\mu^{h^0} = -\frac{\alpha}{16\pi^3} N_c Q_f^2 \frac{m_\mu m_f}{m_{h^0}^2} \left( \kappa^f \sin(\beta - \alpha) + \rho^f \cos(\beta - \alpha) \right) (\kappa^\mu \sin(\beta - \alpha) + \rho^\mu \cos(\beta - \alpha)) f(y_f), \quad (3.168a)$$

$$\Delta a_\mu^{H^0} = -\frac{\alpha}{16\pi^3} N_c Q_f^2 \frac{m_\mu m_f}{m_{H^0}^2} \left( \kappa^f \cos(\beta - \alpha) - \rho^f \sin(\beta - \alpha) \right) (\kappa^\mu \cos(\beta - \alpha) - \rho^\mu \sin(\beta - \alpha)) f(y_f), \quad (3.168b)$$

$$\Delta a_\mu = \frac{\alpha}{16\pi^3} N_c Q_f^2 \frac{m_\mu m_f}{m_{A^0}^2} 2T_3^f \rho^f \rho^\mu g(y_f). \quad (3.168c)$$

$y_f = m_f^2/m_{H_i}^2$ ,  $N_c = 3(1)$  para los quarks(leptones),  $Q_f$  es la carga eléctrica, y  $T_3^f$  la tercera componente del isoespín débil ( $T_3^f = -1/2$  para fermiones tipo down).  $\kappa^f$  y  $\rho^f$  son usados para denotar los coeficientes adecuados en las correspondientes matrices de Yukawa señaladas por  $U, D, L$ . Finalmente las funciones  $f$  y  $g$  son dadas por la integrales:

$$f(z) = \int_0^1 dx \frac{1 - 2x(1-x)}{x(1-x) - z} \ln \frac{x(1-x)}{z}, \quad (3.169a)$$

$$g(z) = \int_0^1 dx \frac{1}{x(1-x) - z} \ln \frac{x(1-x)}{z}. \quad (3.169b)$$

#### 3.8.2. Régimenes de exclusión y fenomenología

Existen limitantes provenientes de la no observación de la producción o decaimientos directos del Higgs. Por ejemplo, los escenarios para un Higgs muy ligero de CP impar (par) pueden ser derivados desde la fracción de decaimiento  $Br(\Upsilon \rightarrow A^0(h^0)\gamma)$ , y de los canales  $Z \rightarrow A^0 A^0 A^0(h^0 h^0 h^0)$ ,  $f(f')\bar{f} \rightarrow Z(W^\pm)A^0 A^0(h^0 h^0) \rightarrow Z(W^\pm) + \text{"}\gamma\gamma\text{"}$  y  $f\bar{f} \rightarrow H^+ H^- \rightarrow Z(W^+ W^-) + \text{"}\gamma\gamma\text{"}$ . Para bosones con masas intermedias, los límites son provistos por la búsqueda no concluida en canales como  $e^+ e^- \rightarrow Z^* \rightarrow Zh^0$ . Para el régimen muy pesado, los procesos corridos en el LEP fueron  $h^0 \rightarrow ZZ \rightarrow \text{leptones}$  (este es un canal de importancia en la búsqueda del Higgs del SM, ver sección 2.4 ).

Además de limitar el modelo, es importante explorar la posibilidad de producir los diferentes Higgs del espectro del 2HDM en los colisionadores actuales. Las tasas de producción esperadas son en general dependientes del modelo y de la luminosidad alcanzada por el experimento. Para este tipo de análisis es indispensable dividir el estudio en colisionadores de electrones-positrones, como el LEP, y en colisionadores hadrónicos, como el Tevatron (protón-antiprotón) y el LCH (protón-protón)

En colisionadores  $e^+ e^-$  los mecanismos de producción dependen substancialmente de los acoples de los bosones vectoriales ( $VV$ ). El escenario más ventajoso para esas maquinas es aquel donde los acoples con  $VV$  sean aproximadamente iguales para los dos bosones escalares de CP-par, ya que si un Higgs tiende a saturar esos acoples (como ocurre en el MSSM) entoces el descubrimiento en este tipo de experimentos será muy complejo para el bosón más débilmente acoplado.  $A^0$  es en particular muy problemático en virtud a que sus acoples a nivel árbol con los bosones gauge son nulos (en un modelo que conserve  $CP$ ). El principal modo para detectar dicho escalar es el canal  $e^+ e^- \rightarrow Z^* \rightarrow A^0 h^0(H^0)$ . La sección eficaz en  $h^0 H^0$  para esos procesos es proporcional a  $\cos^2(\beta - \alpha)$  y a  $\sin^2(\beta - \alpha)$  respectivamente. La detección es posible si  $m_{A^0} + m_{H^0}(m_{h^0})$  no es lo suficientemente grande comparada con la energía de centro de masa, y si el vértice  $ZA^0(h^0)H^0$  es un acople de saturación. Además, si  $h^0, A^0$  son lo suficientemente ligeros, ellos podrían ser producidos en adición a un  $Z$  "on shell" con una tasa de producción significativamente alta. Con energías lo suficientemente altas, los estados más pesados pueden ser producidos vía  $e^+ e^- \rightarrow H^+ H^-$  o  $e^+ e^- \rightarrow H^0 h^0$ . Es importante anotar que

los modelos en que uno u otro bosón de Higgs van a  $ee$  son muy difíciles en virtud a la presencia de un fuerte background de QED. Prospectos para la detección de un Higgs sencillo en  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$  o  $e^+e^- \rightarrow H^0A^0$  son los canales  $e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow Zh^0(A^0)$  donde uno de los  $Z'$  es “off shell”. Para  $m_{h^0} > 2m_z$  el modo de detección de oro es el decaimiento a cuatro leptones  $h^0 \rightarrow ZZ \rightarrow leptones$ . En los regímenes de masas intermedias de los bosones de Higgs en otros decaimientos pueden ser inferidos. Con una energía de centro de masa mayor ( $\sim 200$  GeV), la fusión  $W^+W^-$  comienza a ser un mecanismo dominante (como se ve en los decaimientos de la Figura 2.6).

Como ya se observó en el capítulo del SM, en los colisionadores de hadrones, el mecanismo dominante para la producción del Higgs es la fusión de gluones a través de un loop de quarks top. Análisis importantes para la producción de un Higgs provienen de los canales  $gg \rightarrow A^0, h^0, H^0$  y  $gb \rightarrow H^-t$ . Un método interesante viene desde el modo  $gg \rightarrow Q\bar{Q}'(H^0, h^0, A^0)$  donde  $Q$  es un quark pesado ( $b$  ó  $t$ ) con el Higgs decayendo de nuevo a una pareja de quarks pesado. Otro proceso es el decaimiento del quarkonium en  $h\gamma$  el cual es aumentado o suprimido de acuerdo al modelo hipótesis. Señales indirectas en este tipo de decaimiento podrían darse a través de  $^3S_1(tt) \rightarrow b\bar{b}$ , donde las contribuciones del SM provienen del intercambio del  $W$ , pero en el 2HDM, en virtud a la presencia de bosones de Higgs del tipo  $H^\pm$ , en cada acople con  $W^\pm$  se puede introducir el Higgs cargado correspondiente. Así alteraciones de las tasas de producción serían detectadas si el valor esperado del primer doblete es mayor que el asociado al segundo doblete ( $\tan\beta < 1$ )<sup>37</sup> haciendo que el vértice  $t\bar{b}H^+$  sea aumentado. Existen muchos otros decaimientos del quarkonium, los cuales pueden ser fuentes directas en la producción de pares de bosones de Higgs. Algunos de ellos son los que toman en cuenta quarks exóticos con nuevos elementos en la matriz de CKM.

En el ATLAS (Complex States Working Group) se han llevado diferentes búsquedas de los bosones de Higgs cargados [111] con un conjunto total de datos  $1.03 \text{ fb}^{-1}$  por medio de canales leptónicos y quarks en los productos finales (ver el proceso en la figura 3.7). A través de un análisis de procesos con estados finales  $c\bar{s}$  se determinaron regiones de exclusión para el Higgs cargado. A través de los límites superiores de las fracciones de decaimiento  $Br(t \rightarrow bH^+) \times Br(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = 0.25$  a  $0.14$  para  $m_{H^\pm} = 90$  a  $130$  GeV. Desde el análisis de los estados hadrónicos (estimando el background desde diferentes métodos) se determinan los valores sobre las fracciones de decaimiento  $Br(t \rightarrow bH^+) \times Br(H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ ; encontrando que dichos productos son del orden de  $0.03$  a  $0.10$ , excluyendo un rango de masas de  $H^\pm$  en el rango de  $90$  a  $160$  GeV (Figura 3.8).

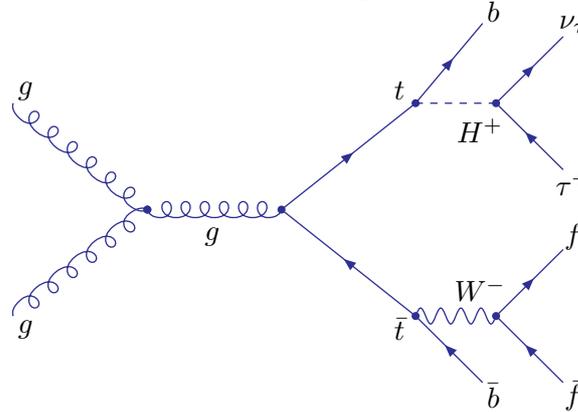


Figura 3.7.: Ejemplo de un diagrama de Feynman a más bajo orden para la producción de un Higgs cargado a través de la fusión de gluones con un decaimientos del estado  $t\bar{t}$ .

<sup>37</sup>Esta escogencia se ve desde la inclusión del Higgs cargado en el primer doblete en la base del Higgs y en las condiciones de minimización respectivas

### 3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs

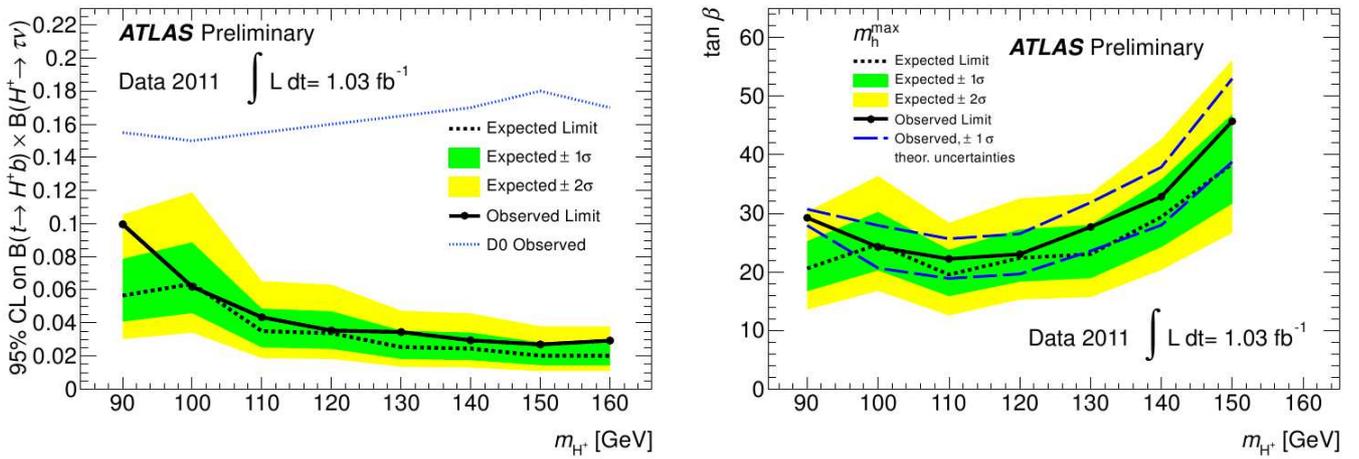


Figura 3.8.: (Izquierda) Límites de exclusión observados y esperados en el 95% CL para la producción del Higgs cargado desde los decaimientos de los quarks top como una función de  $m_{H^+}$  en términos de  $Br(t \rightarrow H^+ + b) \times Br(H^+ \rightarrow \tau + \nu_\tau)$ . Se muestran los límites obtenidos por la colaboración D0. (Derecha) Límites para la producción del bosón de Higgs cargado desde decaimientos del quark top en el plano  $m_{H^+} - \tan \beta$ .

## CAPÍTULO 4

# ANÁLISIS DE LAS RESTRICCIONES UNITARIAS EN EL SM Y 2HDM

Hemos mirados como la unitariedad reside de manera natural en la estructura fundamental de toda teoría de campos gauge. A través de todo el recorrido de la formulación del modelo estándar minimal y con dos dobletes, se observó que algunos sectores de estas teorías son ampliamente desconocidos, y como a su vez la *unitariedad* surge como una sistemática fundamental en la forma de restringir a los parámetros libres de estos modelos (e.g las masas de los bosones escalares y los ángulos de mezcla). Este capítulo está inspirado, a través del uso de la expansión general en ondas parciales como la tratada en la sección 1.3, en determinar las relaciones que existen entre la masa del bosón de Higgs (bosones de Higgs de CP par en el 2HDM) y los demás parámetros libres de los dos modelos ante el comportamiento unitario a nivel árbol de procesos netamente bosónicos, netamente fermiónicos y fermiónicos-bosónicos; todo con el fin de restringir la regiones de parámetros allí establecidas, y como un escenario en la posible caracterización teórica de la forma de los acoples entre los bosones de Higgs de CP-par del 2HDM, los bosones gauge y los fermiones pesados.

### 4.1. $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

Consideremos el cálculo del elemento matricial en el límite de altas energías para el proceso estándar  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  [2]. Los diagramas que contribuyen a este proceso en el SM-minimal son mostrados en la Figura 4.1.  $\eta^0$  hace referencia al Higgs minimal. Para el 2HDM es necesario hacer el despliegue de  $\eta^0 \rightarrow H^0, h^0$  con los respectivos acoples del modelo. Guiandonos de [2], a nivel árbol las contribuciones a los coeficientes de las ondas parciales pueden ser descritos a través de la razón  $\zeta = q/m_w$  (con  $q$  el momentum del centro de masa de los bosones gauge)<sup>1</sup>:

$$a_J = A_1 \zeta^4 + A_2 \zeta^2 + A_3. \quad (4.1)$$

Los elementos  $A_i$  son comúnmente referidos como los coeficientes de dispersión, ya que su signo indica si el caracter de este proceso es repulsivo o atractivo. Esta expansión determina las cancelaciones entre los diagramas a nivel árbol a través de las potencias de cada uno de ellos. Todos los comportamientos divergentes en el régimen de altas energías de los diagramas están confinados en las ondas parciales  $J = 0, 1, 2$ . La cancelación que ocurre en el coeficiente  $A_1$  es debida a los canales  $t$  y  $s$  del intercambio de  $Z$  y  $\gamma$  de las tres ondas parciales. Para el término  $A_2$  y las ondas parciales asociadas a  $J = 0, 1$ , las cancelaciones son debidas a los diagramas con el bosón de Higgs.

<sup>1</sup>Una manera metódica de ver todas las respectivas cancelaciones de los comportamientos de ordenes polinomiales en la amplitud de dispersión del proceso preponderante  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  es presentado con mayor detalle en el apéndice B

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

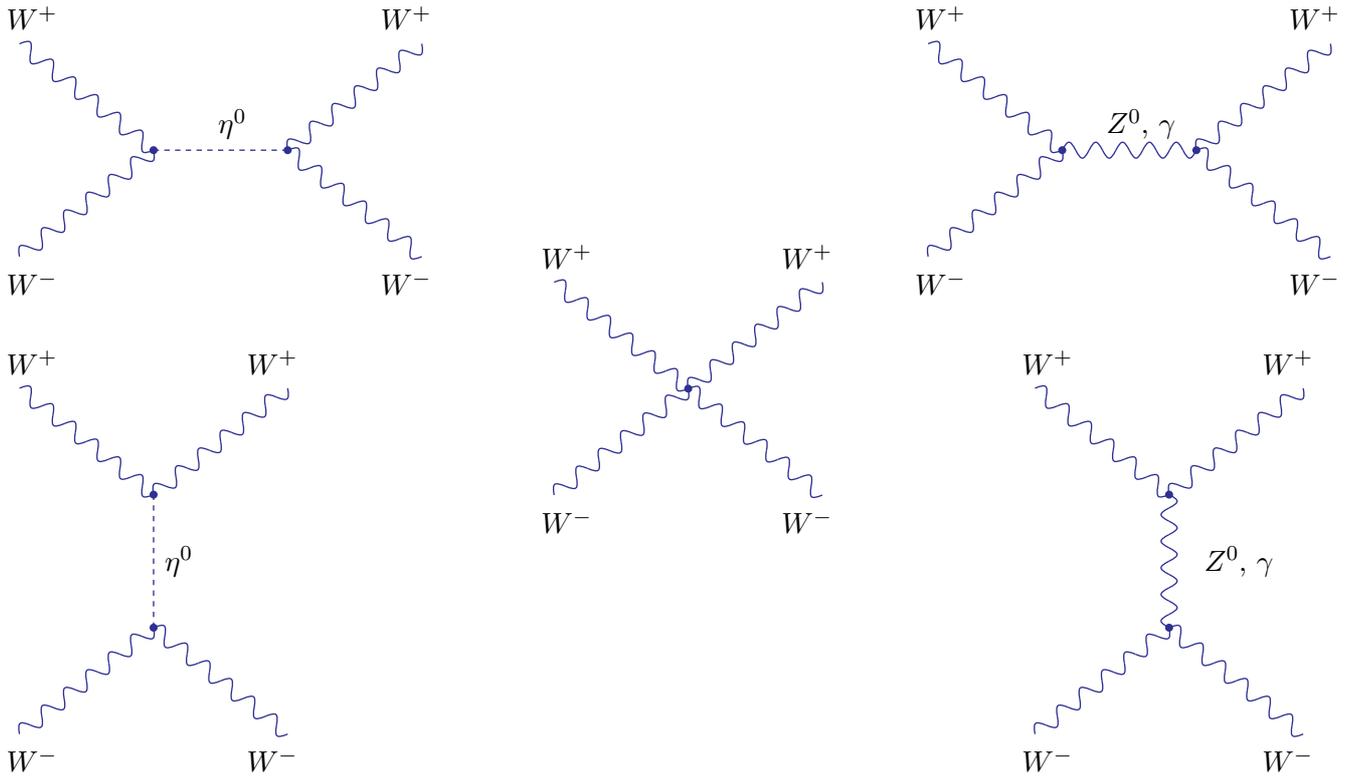


Figura 4.1.: Diagramas a nivel árbol para el proceso  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

Para el término de dispersión  $A_3$  es necesario un análisis más cuidadoso, ya que su contribución en el régimen de altas energías no es -necesariamente- pequeño aunque su comportamiento a esa escala es aceptable. Las contribuciones para  $A_3$  son debidas a los diagramas de acople directo y de intercambio de bosones gauge ( $Z, \gamma$ ) y son del orden de  $G_f m_w^2 \sqrt{2}/\pi = \alpha/\sin\theta_w$  en todas las energías. Así para el cálculo aquí buscado, dichos elementos de matriz no serán tenidos en cuenta. Para los canales con Higgs, el término debido a  $A_3$  puede ser del orden de la unidad para valores de  $m_{\eta^0}$  lo suficientemente grandes.

Desde el teorema de equivalencia (establecido en el apéndice A) y del lagrangiano (2.107) podemos encontrar el elemento matricial asociado a la dispersión  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  [2, 8, 9],

$$\mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = -\sqrt{2}G_f M_{\eta^0}^2 \left( \frac{s}{s - M_{\eta^0}^2} + \frac{t}{t - M_{\eta^0}^2} \right). \quad (4.2)$$

El coeficiente  $a_J$  para la onda parcial  $J = 0$  se determina a partir de [57]:

$$a_0 = \frac{1}{16\pi s} \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) dt. \quad (4.3)$$

Recordando que en el régimen de  $s \gg m_w^2$ , los valores límites de la integral llegan a ser:  $t_0 = 0$  y  $t_1 = -s$ . Así el valor del coeficiente de la onda parcial asociada a  $J = 0$  es

$$a_0 = -\frac{\sqrt{2}G_f M_{\eta^0}^2}{16\pi} \left( 1 + \frac{s}{s - M_{\eta^0}^2} - \frac{M_{\eta^0}^2}{s} \log \left( \frac{M_{\eta^0}^2 + s}{M_{\eta^0}^2} \right) \right). \quad (4.4)$$

Si tomamos ahora el límite  $s \gg M_{\eta^0}^2$ , se llega a que  $a_0$  adquiere el valor extremal

$$a_0 = -\frac{\sqrt{2}G_f M_{\eta^0}^2}{8\pi}. \quad (4.5)$$

Utilizando la restricción del círculo unitario de Argand ( $|\mathcal{R}e(a_0)| < 1/2$ ), encontramos un valor límite para la masa del Higgs minimal, dado por

$$M_{\eta^0} < \sqrt{\frac{4\pi}{\sqrt{2}G_f}} \simeq 731 \text{ (GeV)}. \quad (4.6)$$

Este límite se puede interpretar como el valor en la masa del bosón de Higgs minimal en el que la unitariedad es *violada* para la amplitud a *nivel árbol* del proceso en una energía del centro de masa lo suficientemente grande. En una teoría consistentemente construida (i.e renormalizable en virtud a su predictibilidad), la amplitud -desde todos los ordenes en la teoría de perturbaciones- no puede violar unitariedad. Ya que para masas del bosón de Higgs lo suficientemente grandes, los acoples trilineales y cuadrilineales debidos a las autointeracciones del Higgs son fuertes, la teoría de perturbaciones no es realizable, así no es posible saber si la unitariedad es restaurada al incluir términos de ordenes superiores en la amplitud invariante. Desde este punto de vista, este límite se puede pensar como la frontera de un régimen para que la teoría de perturbaciones es satisfecha para todos los valores de energía del centro de masa [57]. Para ver de manera más amplia el problema anterior, en [9] se han introducido correcciones a un loop que dejan de ser independientes de la energía en todos los regímenes posibles de esta aproximación, además de hacer que la amplitud de la onda parcial  $a_0$  no restaure unitariedad en energías lo suficientemente grandes.

Al mirar el comportamiento (Figura 4.2) de la sección eficaz (a nivel árbol) en función del momentum del centro de masa, se observa como la ausencia del bosón Higgs permite el crecimiento de la sección eficaz a medida que incrementa  $E_{cm}$ . Lo anterior está en desacuerdo con el teorema óptico, violando la unitariedad (a nivel árbol) de la teoría. Por otro lado, al introducir los canales  $s$  y  $t$  de presencia del bosón de Higgs, la unitariedad de la teoría se ve restaurada, permitiendo que un proceso de renormalización sea llevado a cabo para este mecanismo en particular.

A fin de complementar las discusiones anteriores, miraremos el comportamiento de la parte real del coeficiente de la onda parcial  $J = 0$  en función de la energía del centro de masa a través de la relación general (4.4). El único parámetro libre de la teoría que aquí entra en juego es la masa del bosón de Higgs minimal. La dependencia de la parte real  $a_0$  con este factor se ve ilustrada en la figura 4.3. Esencialmente se tienen regímenes en  $m_{\eta^0}$  donde la unitariedad es restaurada desde lo que serían las divergencias logarítmicas<sup>2</sup>, y otras donde esto no ocurre. En el panel superior se ven dos comportamientos extremos del coeficiente  $a_0$ , uno para el cual la unitariedad se ve restaurada en  $E_{cm} \gg m_{\eta^0}$  ( $m_{\eta^0} = 400 \text{ GeV}$ ), y otro ( $m_{\eta^0} = 1200 \text{ GeV}$ ) donde la unitariedad viola la restricción concerniente en todos los regímenes de energías y para todas las limitantes que puede imponer el diagrama unitario de Argand ( $|a_0| < 1$  y  $|\mathcal{R}e(a_0)| < 1/2$ ). Para mirar donde la restricción más fuerte tiene su comportamiento crítico, se utilizó el límite provisto por  $|\mathcal{R}e(a_0)| < 1/2$  en el régimen de  $E_{cm} \gg m_{\eta^0}$ . Con esto, se encuentra una región crítica asociada a los valores  $m_{\eta^0} \in [730, 732] \text{ (GeV)}$ , con amplia concordancia en el valor límite encontrado en (4.6).

<sup>2</sup>Las divergencias logarítmicas vienen desde las divergencias en los propagadores más no del comportamiento en el régimen de altas energías del proceso. La teoría de perturbaciones se ve realizada cuando la unitariedad es respetada al abolir solo divergencias cuadráticas.

4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

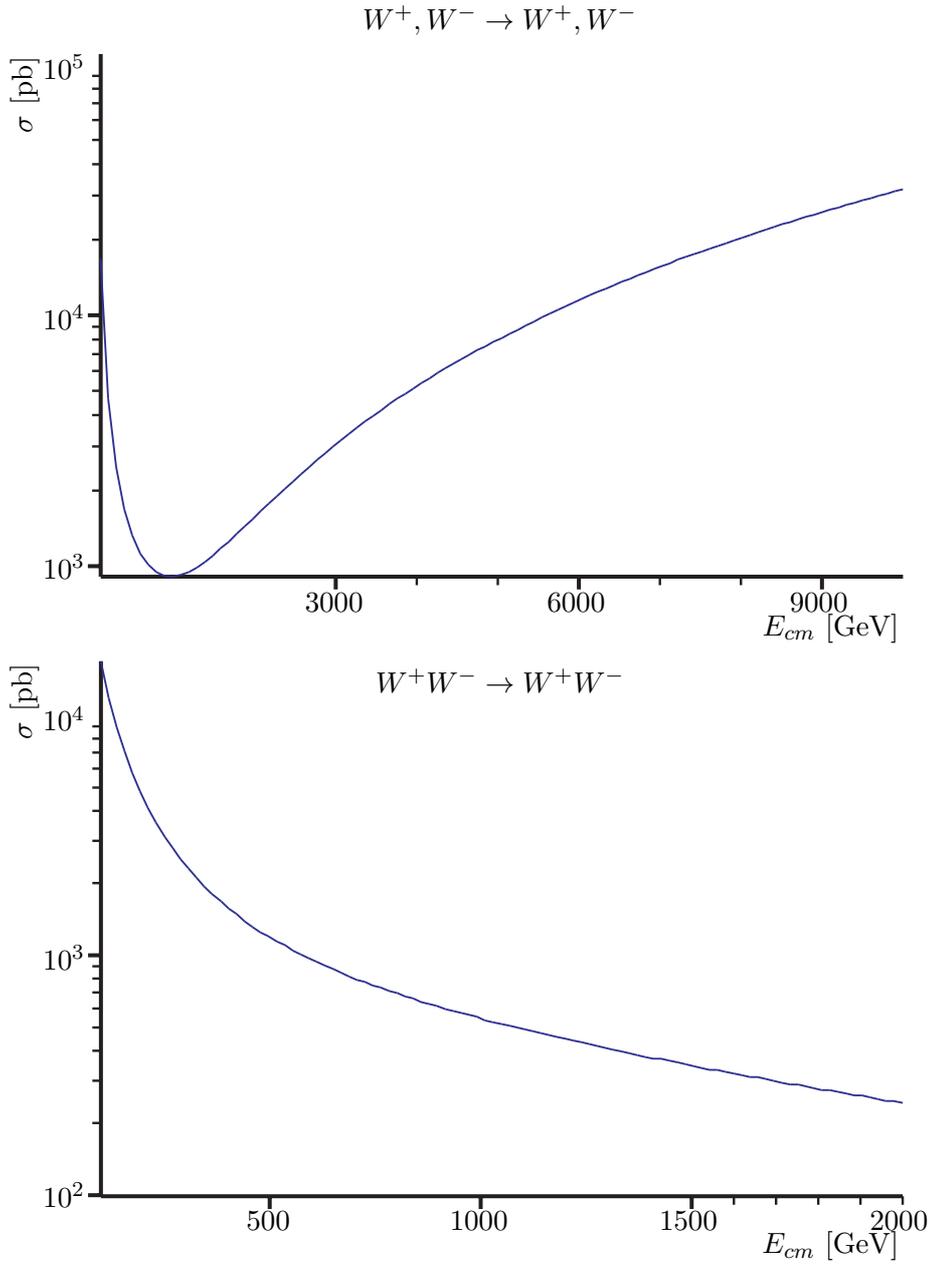


Figura 4.2.: Sección eficaz en función del momentum del centro de masa para el proceso  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ . (Arriba) La contribución sin presencia del bosón de Higgs en los canales  $t$  y  $s$ . (Abajo) Contribución total con presencia del bosón de Higgs en los dos canales con  $m_{H^0} = 125$  (GeV). Evaluada numéricamente con CalcHep [112]

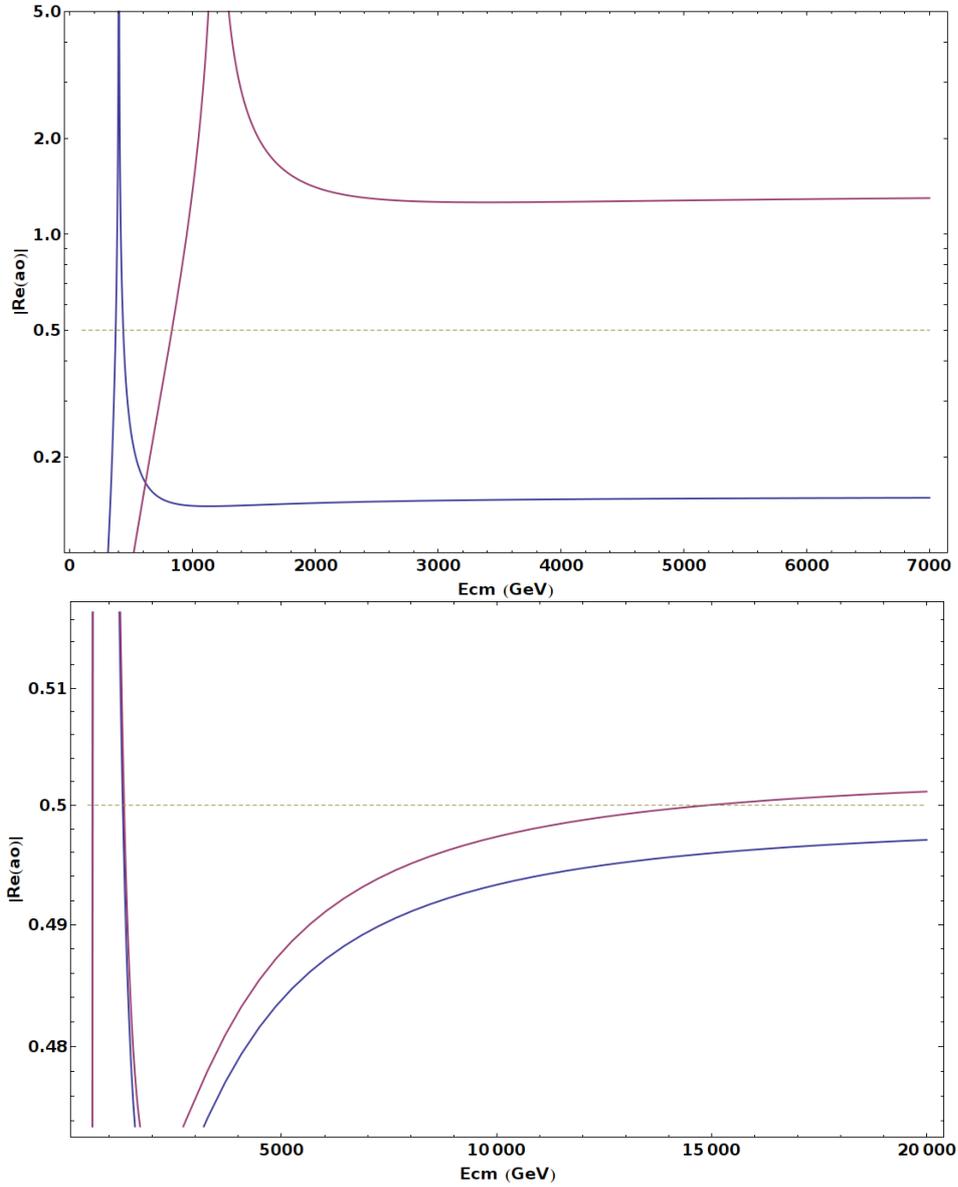


Figura 4.3.: Parte real del coeficiente de la onda parcial  $J = 0$  en función de la energía del centro de masa para el proceso  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  en las masas (Arriba)  $m_{\eta^0} = 400, 1200$  (GeV), y (Abajo) en las masas críticas  $m_{\eta^0} = 730, 732$  (GeV).

### 4.1.1. Energías críticas y violación de la unitariedad

Se vuelve más útil considerar las restricciones en unitariedad en el caso  $m_V^2 \ll s \ll m_{\eta^0}^2$  (con  $m_V$  la masa de los bosones vectoriales). Para este régimen podemos deducir un límite en  $E_{cm}(s)$  donde la unitariedad de las amplitudes a nivel árbol es violada. Tomaremos  $s_c$  el valor máximo para que la unitariedad a nivel árbol es restaurada en el límite  $m_{\eta^0} \rightarrow \infty$ . Existen varias interpretaciones de  $s_c$ , o más específicamente de  $\sqrt{s_c}$ ; pero la más apropiada es en la que se trata aquella escala como la energía donde regímenes en *nueva física* deben entrar (e.g un sector de bosones gauge *fuertemente* acoplados, ó la inclusión de nuevas partículas que no han sido contempladas en el espectro habitual del SM <sup>3</sup>). Desde (4.4),  $a_0$  en este régimen queda dado por

$$a_0 = \frac{\sqrt{2}G_f s}{16\pi}. \quad (4.7)$$

Así desde la condición unitaria

$$s < s_c \equiv \frac{8\pi}{\sqrt{2}G_f} \simeq (1033)^2 \text{ GeV}^2. \quad (4.8)$$

Para una energía crítica cercana a los 1.033 TeV la teoría de perturbaciones no es realizable en el límite  $m_{\eta^0} \rightarrow \infty$ . Esto implica para este proceso en particular que la interacción de los bosones longitudinales no es “debil” para esta escala de energía.

Existe un aspecto fundamental en la teoría de perturbaciones (TP) que necesita un discusión más amplia. En ordenes más altos de la TP, aparecen loops cerrados en algunos diagramas que producen divergencias de origen *ultravioleta*. Gracias a un proceso de renormalización, para algunas teorías de campos cuánticos, dichas divergencias pueden ser removidas. Para un modelo de la QFT general, la renormabilizabilidad de las divergencias ultravioletas en ordenes más altos de la TP tienen un vinculo muy estrecho con el comportamiento a altas energías de las amplitudes de dispersión a nivel árbol. Como un ejemplo de lo anterior, el crecimiento arbitrario con  $s$  de las amplitudes a nivel árbol implica la no-renormabilizabilidad en ordenes más altos para la amplitud del proceso dispersivo [9, 63].

### 4.1.2. Modelo de dos Dobletes de Higgs

La presencia de un doblete trae consigo nuevos acoples para el sector de Higgs. Estos se encuentran caracterizados por el ángulo de mezcla ( $\alpha$ ) y razón entre los valores esperados en el vacío ( $\tan \beta$  ó simplemente  $\beta$ ) de cada uno de los dobletes. Esto se puede ver desde la estructura de los nuevos dobletes de Higgs -sin violación  $CP$ - que indica que los valores esperados en el vacío son reales (sin pérdida de generalidad, los VEVs serán asumidos no negativos). Así

$$\Phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j^+ \\ (v_j + \rho_j + i\eta_j)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

con  $v_1 = v \cos \beta$  y  $v_2 = v \sin \beta$ . Entonces el bosón de Goldstone neutro (que en el gauge unitario llega a ser la parte longitudinal del bosón  $Z^0$ ) y el pseudoescalar emergen desde

$$G^0 = \eta_1 \cos \beta + \eta_2 \sin \beta, \quad (4.10)$$

$$A^0 = \eta_1 \sin \beta - \eta_2 \cos \beta. \quad (4.11)$$

---

<sup>3</sup>Aunque la introducción de nueva física al modelo restaure la unitariedad a nivel árbol, esta debe ser consistente tanto con los limitantes fenomenológicos (e.g medidas de precisión) como con las demás restricciones teóricas impuestas desde la QFT (e.g estabilidad del vacío, parámetros oblicuos)

#### 4.1. $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

Los bosones de Goldstone cargados (que en el gauge unitario son las partes longitudinales de  $W^\pm$ ) y el bosón de Higgs cargado, llegan a representarse mediante la combinación lineal

$$G^+ = \phi_1^+ \cos \beta + \phi_2^+ \sin \beta, \quad (4.12)$$

$$H^+ = \phi_1^+ \sin \beta - \phi_2^+ \cos \beta. \quad (4.13)$$

Para los Higgs neutros  $H^0$  y  $h^0$ , tenemos

$$H = \rho_1 \cos \alpha + \rho_2 \sin \alpha, \quad (4.14)$$

$$h = \rho_1 \sin \alpha - \rho_2 \cos \alpha. \quad (4.15)$$

Así el Higgs del SM minimal debiera describirse a través de los Higgs neutros ( $CP$ -*Par*) del 2HDM, por medio de

$$H^{SM} = \rho_1 \cos \beta + \rho_2 \sin \beta, \quad (4.16)$$

que en términos de los autoestados de masa,

$$H^{SM} = h \sin(\alpha - \beta) - H \cos(\alpha - \beta). \quad (4.17)$$

Esto permite, desde los acoplos con el SM, describir los vértices de interacción  $H^0 W^+ W^-$  y  $h^0 W^+ W^-$  del 2HDM, a través de:

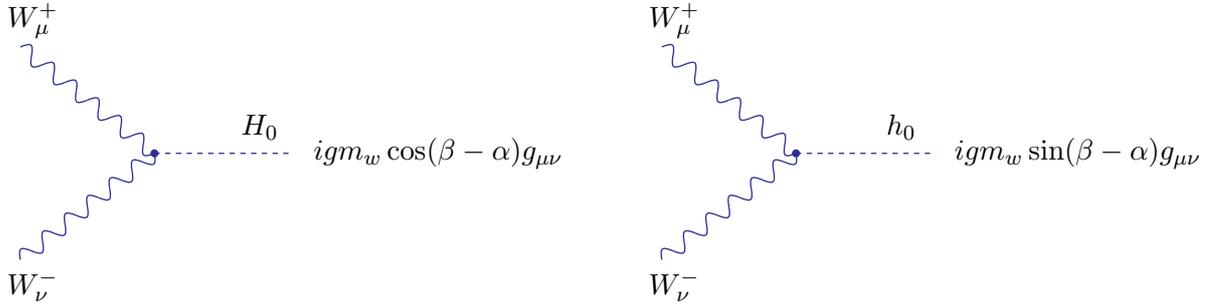


Figura 4.4.: Reglas diagramáticas para los acoplos de los bosones de Higgs de  $CP$ -par con los bosones gauge  $W^\pm$ .

#### $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

Siguiendo la demostración del elemento matricial asociado al proceso  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  del SM (con las cancelaciones concernientes), se encuentra para el 2HDM que el elemento matricial de este proceso neurálgico está dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = & -\sqrt{2} G_f \cos^2(\beta - \alpha) m_{H^0}^2 \left( \frac{s}{s - m_{H^0}^2} + \frac{t}{t - m_{H^0}^2} \right) \\ & - \sqrt{2} G_f \sin^2(\beta - \alpha) m_{h^0}^2 \left( \frac{s}{s - m_{h^0}^2} + \frac{t}{t - m_{h^0}^2} \right), \end{aligned} \quad (4.18)$$

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

y así el coeficiente  $a_0$  es

$$a_0 = -\frac{\sqrt{2}G_f m_{H^0}^2 \cos^2(\beta - \alpha)}{16\pi} \left( 1 + \frac{s}{s - m_{H^0}^2} - \frac{m_{H^0}^2}{s} \log \left( \frac{m_{H^0}^2 + s}{m_{H^0}^2} \right) \right) - \frac{\sqrt{2}G_f m_{h^0}^2 \sin^2(\beta - \alpha)}{16\pi} \left( 1 + \frac{s}{s - m_{h^0}^2} - \frac{m_{h^0}^2}{s} \log \left( \frac{m_{h^0}^2 + s}{m_{h^0}^2} \right) \right). \quad (4.19)$$

Por lo tanto, la condición unitaria adquiere la forma

$$m_{H^0}^2 \cos^2(\beta - \alpha) + m_{h^0}^2 \sin^2(\beta - \alpha) < \frac{4\pi}{\sqrt{2}G_f}. \quad (4.20)$$

En virtud a que existen nuevos parámetros libres el análisis asociado es un poco más complejo. Es necesario, para controlara todas las variables correspondientes al comportamiento de  $a_0$ , tener claro que ángulos  $\alpha$  y  $\beta$  nos daran una imagen global de las limitantes unitarias aquí inmersas. Para  $\alpha$  haremos un barrido normal para valores razonables en el primer cuadrante  $< \pi/2$  ( $\alpha = 0, \pi/4, \pi/3$ )<sup>4</sup>, solo teniendo en cuenta el limitante fenomenológico inferior establecido por los regímenes de exclusión del LEP, TEVATRON y LHC. Para  $\beta$ , tomaremos los valores típicos provistos por la tangente en el primer cuadrante ( $\tan \beta = 1, 10, 30$ ). En los modelos tipo I y II del 2HDM, el primer valor de la tangente de  $\beta$  está asociado al hecho de que los dobletes adquieren el mismo valor esperado en el vacío. Las posibles combinaciones de  $\alpha$  y  $\beta$ , mas las combinaciones de las masas de los bosones de Higgs neutros ( $CP$ -par) del espectro darán una aproximación a la funcionalidad de  $\mathcal{R}e(a_0)$  con respecto a estos parámetros libres.

La restricción (4.20) se encuentra esquematizada en las Figuras 4.5-4.9. En las primeras 4 gráficas se establece la región de parámetros en el plano  $m_{H^0} - m_{h^0}$  en 4 diferentes valores de  $\alpha$  ( $0, \pi/4, \pi/3, \pi/4$ ). Para cada gráfica se tienen diferentes valores de  $\tan \beta$  ( $0, 1, 10, 30$ ) discriminados en parejas, donde los dos primeros se encuentra en el panel superior, mientras que los dos últimos se encuentran en el panel inferior. Si tomamos en todas las figuras el valor  $m_{h^0} = m_{H^0}$  se restaura la restricción para el SM minimal. Lo anterior se encuentra representado por la recta maximal que confluye en puntos cercanos a  $(m_{h^0} = 700, m_{H^0} = 700)$  GeV en todas las regiones de parámetros. En la gráfica 4.9, los planos de la región de parámetros son respectivamente  $m_{H^0} - \tan \beta$  (panel superior) y  $m_{H^0} - \alpha$  (panel inferior). En las dos figuras hemos dejado constante el valor de  $m_{h^0}$ <sup>5</sup>. En el panel superior en la Figura 4.9  $\alpha$  es tomado con los valores  $0, \pi/4, \pi/3, \pi/2$ , mientras que el panel inferior se establece para los valores  $\tan \beta = 0, 1, 10, 30$ .

En la Figura 4.5 las regiones permitidas por la restricción (4.20) son presentadas para  $\alpha = 0$ . Para el panel superior donde  $\tan \beta = 0, 1$  ( $v_2 = 0$  y  $v_2 = v_1$  -respectivamente- los VEVs de cada uno de los dobletes), se observa que la región de parámetros permitida en el plano  $m_{H^0} - m_{h^0}$  a medida que incrementa el valor de  $\tan \beta$ . Los límites respectivos para cada uno de los valores se encuentran en dos puntos  $(700, 700)$  GeV para  $v_2 = 0$  y  $(700, 725[750])$  GeV para  $v_2 = v_1$ , donde los paréntesis indican el intervalo de saturación para  $m_{h^0}$ . Siendo estos valores cercanos al valor establecido para el SM minimal, relación (4.6). Para una gran parte de la región permitida en  $m_{h^0}$  en  $\tan \beta = 0$  el límite unitario es saturado en el valor  $\sim 725$  GeV. Lo anterior es debido a que cuando  $\beta - \alpha = 0$ , el bosón de Higgs neutro más ligero  $h^0$  no se acopla a nivel árbol a los bosones vectoriales, haciendo que el límite en unitariedad solo dependa del comportamiento de  $H^0$ .

<sup>4</sup>En [118], se muestra como se puede asumir, sin perdida de generalidad, que  $\beta$  se encuentra en el primer cuadrante (i.e  $v_1$  y  $v_2$  son reales no negativos). Como una invarianza ante una fase  $\pi$ , se puede adicionar este valor a  $\alpha$ , invirtiendo los signos de los Higgs  $H^0$  y  $h^0$  sin afectar la física ya presente. En el MSSM a nivel árbol (y así en el 2HDM tipo II),  $\alpha$  es tomado a residir en el cuarto cuadrante. Este caso no se extrapola al 2HDM general, por tanto escogeremos a  $\alpha$  un valor en el primer o cuarto cuadrante (debido a la invarianza de este parámetro ante la fase  $\pi$ ). Como en [80], en este texto escogeremos nuestras variables independientes a ser  $\tan \beta$  y  $\alpha$  que son funciones univaluadas en el rango permitido.

<sup>5</sup>La escogencia de este parámetro está motivada en los valores experimentales que representan los diferentes regímenes de exclusión para bosones de Higgs neutros ligeros (ver sección 2.4).

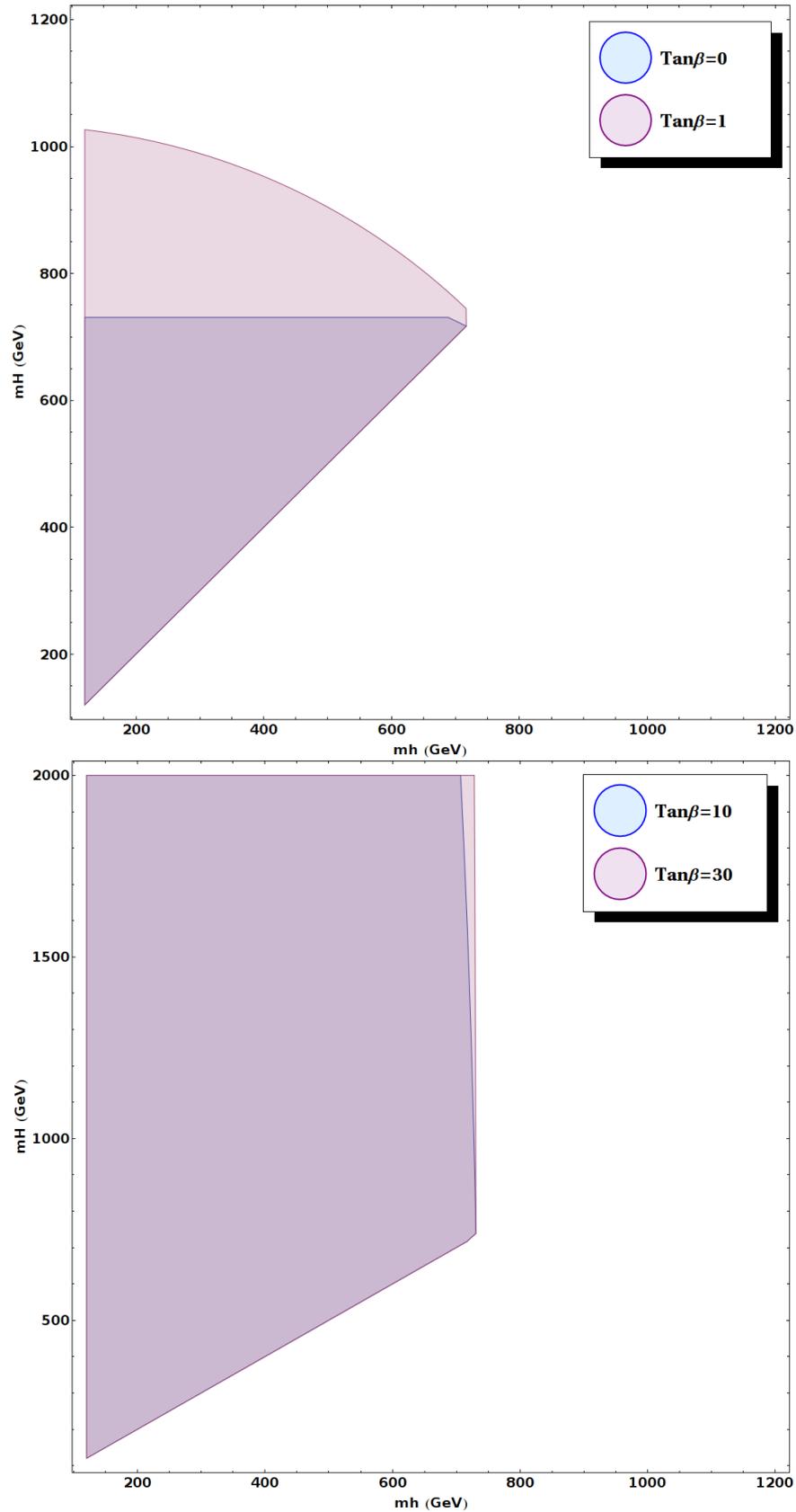


Figura 4.5.: (Superior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = 0$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 0, 1$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-). (Inferior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = 0$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 10, 30$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-).

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

Para el panel inferior en la Figura 4.5 los valores respectivos son  $\tan\beta = 10, 30$ . Dos comportamientos relativamente relacionados pueden ser inferidos desde esta región de parámetros reducidos. El primero radica en el hecho que los límites en unitariedad son saturados en todo el plano  $(m_{h^0}, m_{H^0})$  desde un valor maximal de  $m_{h^0}$  cercano al valor alcanzado para los primeros valores de  $\tan\beta$ , mientras que el valor de  $m_{H^0}$  no se encuentra acotado en valores relativamente cercanos al límite alcanzado por  $m_{h^0}$ . A medida que  $v_2 > v_1$  se hace más significativo en  $\alpha = 0$  (es decir el argumento general se aproxima a  $\beta - \alpha = \pi/2$ ) el acople de  $H^0$  con los bosones vectoriales se hace débil comparado con el alcanzado por  $h^0$ , haciendo que el límite unitario sea independiente del valor de  $m_{H^0}$ . El segundo comportamiento se deriva del anterior al hacer que la región de parámetros entre los dos valores de  $\tan\beta$  sean muy cercanas hasta valores relativamente altos de  $m_{H^0}$ .

En la Figura 4.6 se establece la misma región de parámetros salvo que  $\alpha = \pi/4$ . Ya que  $\beta - \alpha = 0$  para  $v_2 = v_1$ , entonces el límite en  $m_{H^0}$  se hace independiente del comportamiento alcanzado por  $h^0$ . Esto hace que la región de parámetros permitida sea mínima para  $\tan\beta = 1$ . El límite máximo obtenido en  $m_{H^0}$  para valores bajos de  $m_{h^0}$  es cercano a 1.25 TeV, mientras que el valor máximo conseguido por  $m_{h^0}$  es cercano a 700 GeV para un valor similar en  $m_{H^0}$ . Siendo este último régimen extrapolable a un intervalo cercano para  $\tan\beta = 0$ .

Para el panel inferior de la Figura 4.6, se cumple que el límite máximo alcanzado para  $m_{H^0}$  es menor a medida que la razón entre los valores esperados en el vacío se hace significativamente más grande. Debido al comportamiento con  $\tan\beta = 1$ , el límite de  $m_{H^0}$  con respecto a un valor pequeño de  $m_{h^0}$  es cercano a 950 GeV para  $\tan\beta = 10$  y 1 TeV para  $\tan\beta = 30$ . Los límites máximos entre los dos valores de masas pueden ser extendidos en todos los valores de  $\tan\beta$ .

En la Figura 4.7 se establece la región de parámetros tradicional para  $\alpha = \pi/3$ . En virtud a que la contribución en el régimen  $\beta = 0$  y  $\alpha = \pi/3$  es mayor para el bosón de Higgs neutro ligero, el límite para  $m_{H^0}$  se hace más débil a medida que la restricción para  $m_{h^0}$  se hace más fuerte. Todo lo anterior se alcanza para valores de  $m_{H^0}$  por encima de los 2 TeV. Para  $v_2 = v_1$  el límite para  $m_{H^0}$  se satura en valores cercanos a los 760 GeV para un rango amplio de  $m_{h^0}$  (hasta el valor maximal de  $m_{h^0} = 700$  GeV). Lo anterior se establece como una consecuencia de que el acople de  $h^0$  con los bosones vectoriales se hace débil con respecto al acople de los bosones vectoriales con  $H^0$ .

En el panel inferior de la Figura 4.7, los límites maximales para el bosón del Higgs más pesado (en  $m_{h^0} = 120$  GeV) son llevados a valores más reducidos que los alcanzados para  $\alpha = 0$  y  $\pi/4$ , todo como consecuencia de que a medida que la  $\tan\beta$  crece  $\beta \rightarrow \pi/2$ , así la restricción para  $m_{H^0}$  reduce el espacio de parámetros en el plano  $m_{h^0} - m_{H^0}$  (siendo este comportamiento el límite máximo que se puede aplicar en dicha región sin que ninguno de los bosones de Higgs se desacoplen de los bosones vectoriales).

En la Figura 4.8 se tiene el caso extremal de  $\alpha = \pi/2$ . Para  $\tan\beta = 0$  el límite en  $m_{H^0}$  se hace nuevamente no acotado para valores relativamente pequeños ( $< 1.2$  TeV) y con restricciones en la masas del bosón de Higgs neutro más ligero cercanas al valor inicial de 120 GeV. Esto ocurre por que cuando  $\beta \rightarrow 0$  el argumento tiende a  $\pi/2$ , haciendo que el bosón de Higgs neutro de CP-par más pesado no interactue a nivel árbol con los bosones vectoriales, y por tanto el valor de su masa no sea relevante ante la restricción global impuesta por la unitariedad. Por otro lado, para  $\tan\beta = 1$  los límites son restaurados en un valor maximal cercano punto  $(m_{h^0} = 700, m_{H^0} = 700)$  GeV. Esto impone límites similares al conseguido para el bosón de Higgs minimal. Para un valor  $m_{h^0} = 120$  GeV, la región de parámetros aumenta de tal manera que la restricción sobre  $m_{H^0}$  crece a un valor cercano a 1 TeV.

Para el panel inferior de la Figura 4.8, tenemos el comportamiento para  $\beta \rightarrow \pi/2$  en valores específicos de  $\tan\beta = 10, 30$ , donde  $\beta - \alpha \rightarrow 0$  para  $\beta$  que reside en este intervalo, haciendo más débil el acople a nivel árbol del bosón de Higgs neutro ligero con los bosones vectoriales, saturando en los dos casos el límite sobre  $m_{H^0}$  en un valor cercano a los 725 GeV en un rango grande de valores de  $m_{h^0}$  (respetando siempre el limitante  $m_{h^0} < m_{H^0}$ ).

Los argumentos acerca de los parámetros  $\beta$  y  $\alpha$  en los análisis anteriores adquieren una representación directa en la Figura 4.9, al correlacionarlos por separado a la masa del bosón de Higgs  $H^0$  y tomando el valor constante de  $m_{h^0} = 125$  GeV. En la variación con respecto a  $\tan\beta$  se observa como las restricciones de los valores de  $m_{H^0}$  se hacen más fuertes en la región de  $\alpha \rightarrow 0$  en  $v_2 \ll v_1$ . Para esta combinación el valor máximo sobre  $m_{H^0}$

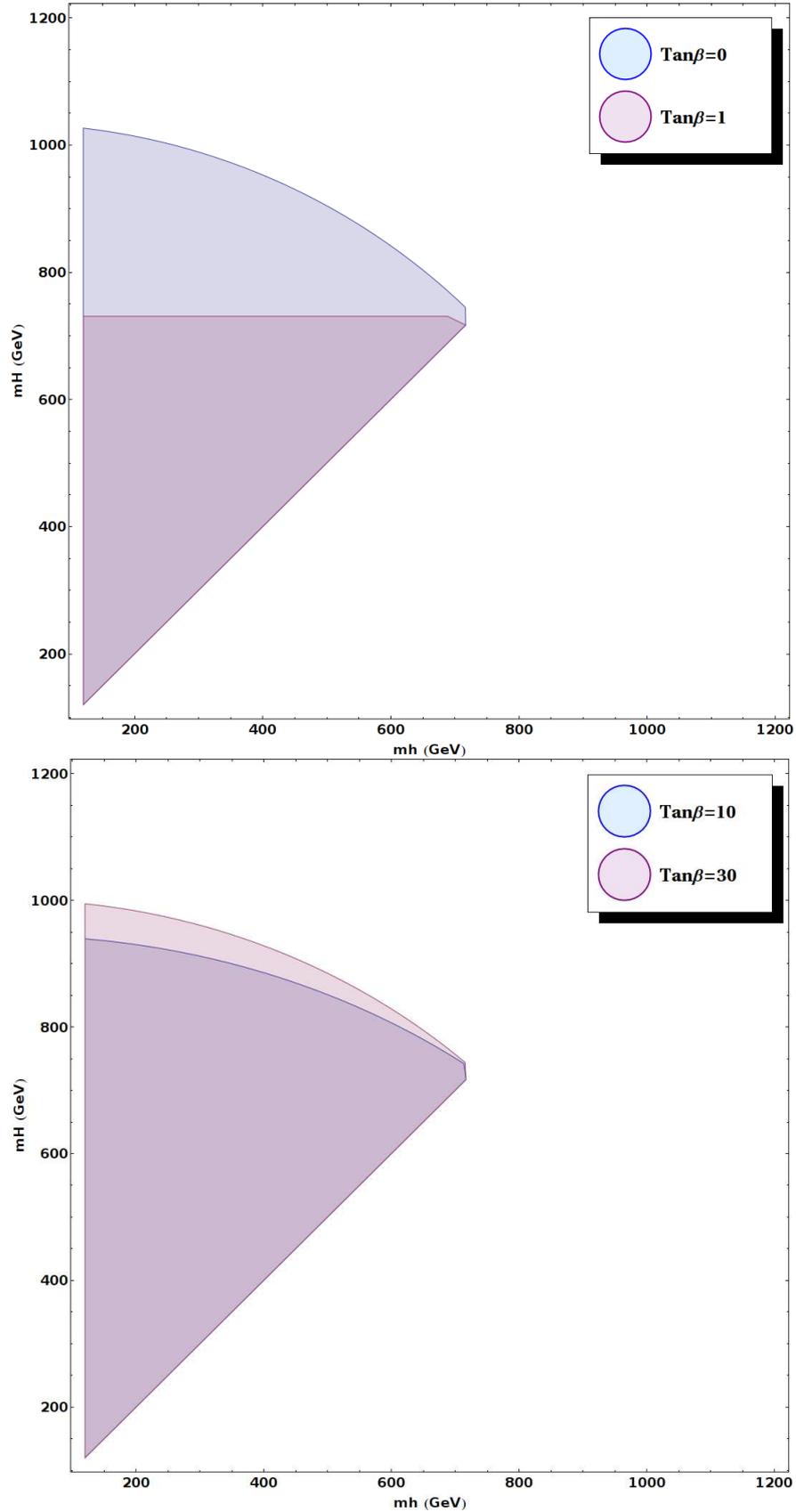


Figura 4.6.: (Superior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/4$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 0, 1$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-). (Inferior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/4$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 10, 30$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-).

4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

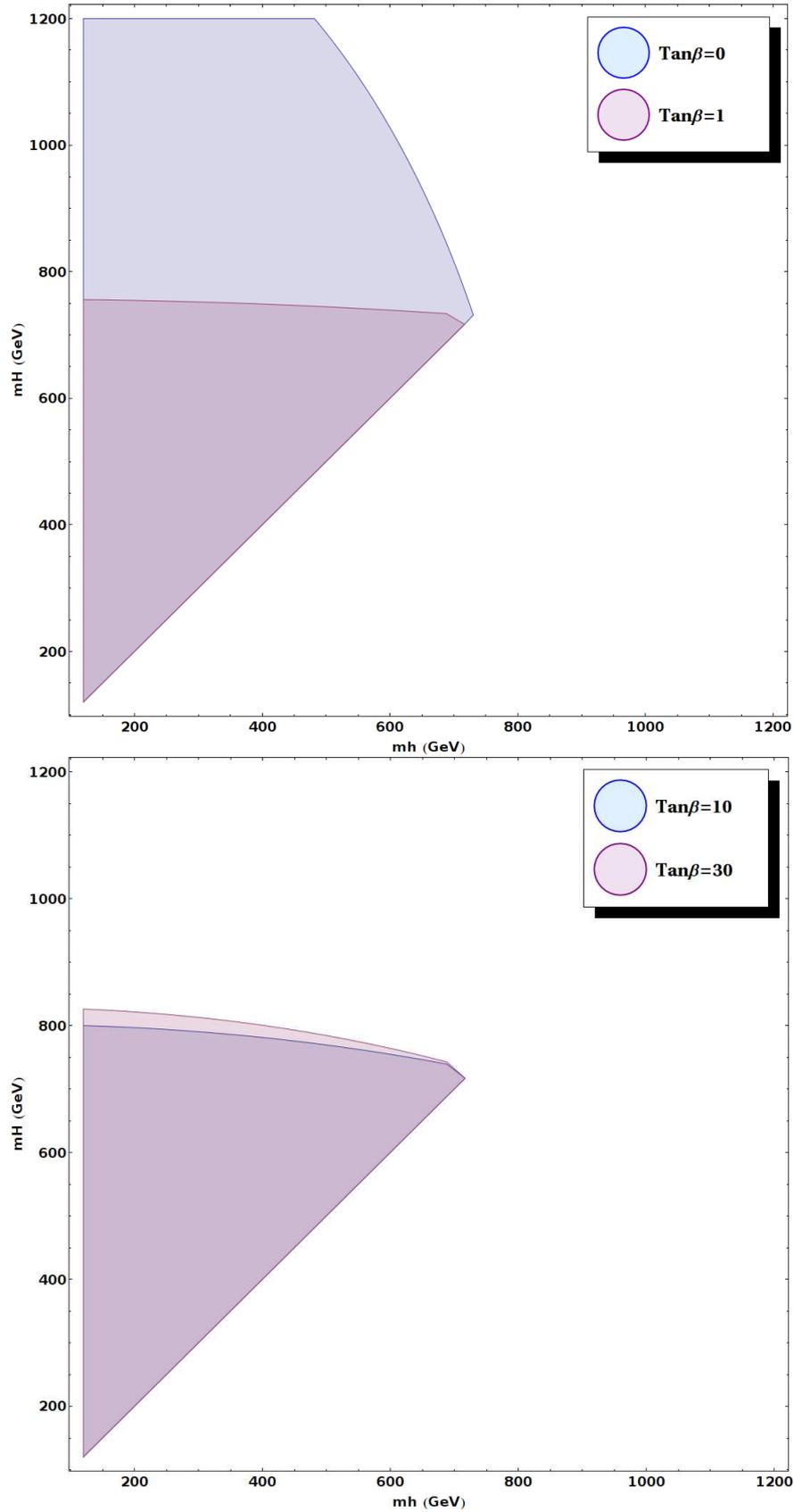


Figura 4.7.: (Superior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/3$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 0, 1$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-). (Inferior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/3$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 10, 30$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-).

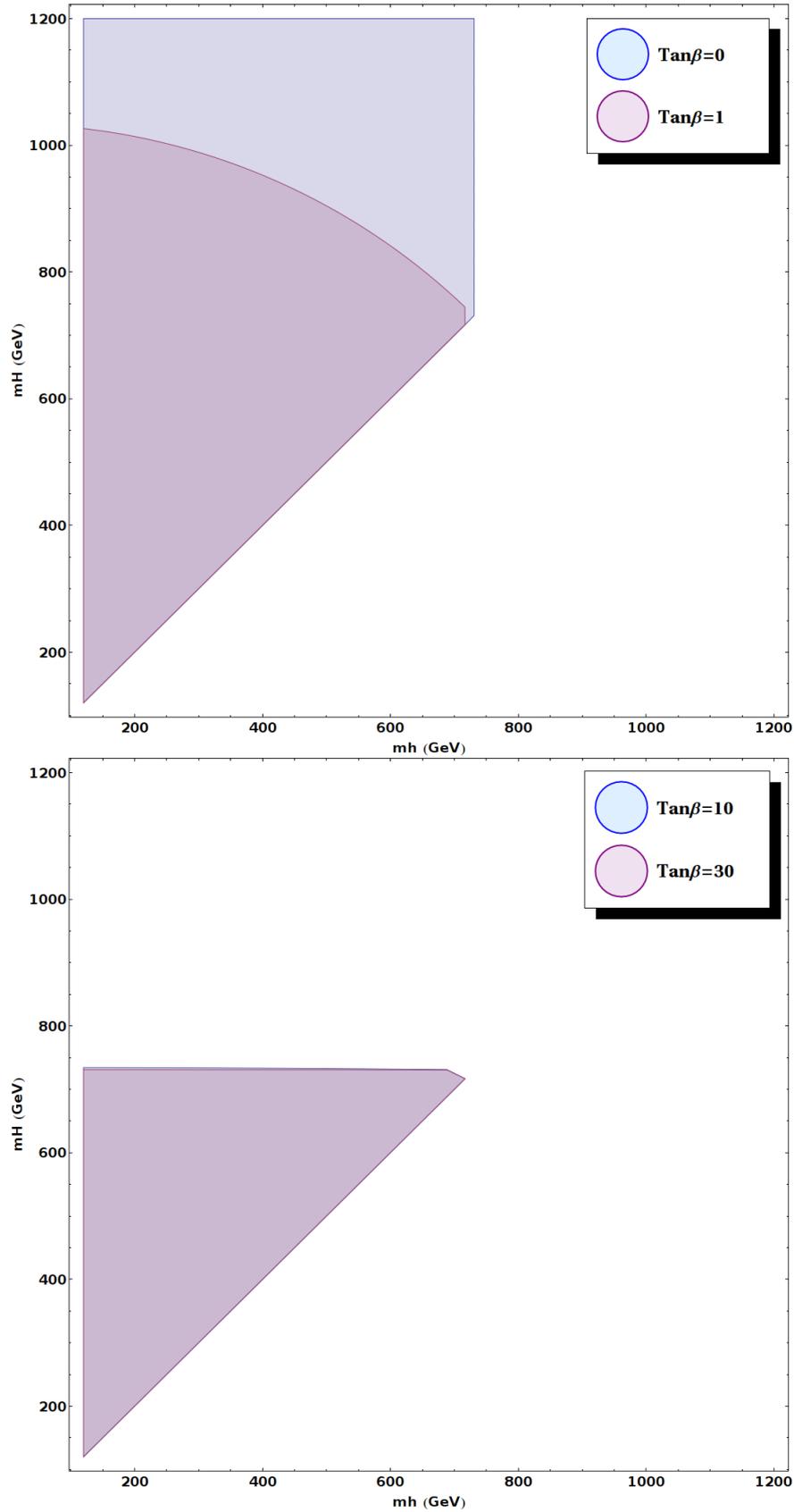


Figura 4.8.: (Superior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/2$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para  $\tan\beta = 0, 1$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-). (Inferior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $\alpha = \pi/2$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para la  $\tan\beta = 10, 30$  (Azul claro y Purpura claro -respectivamente-).

4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

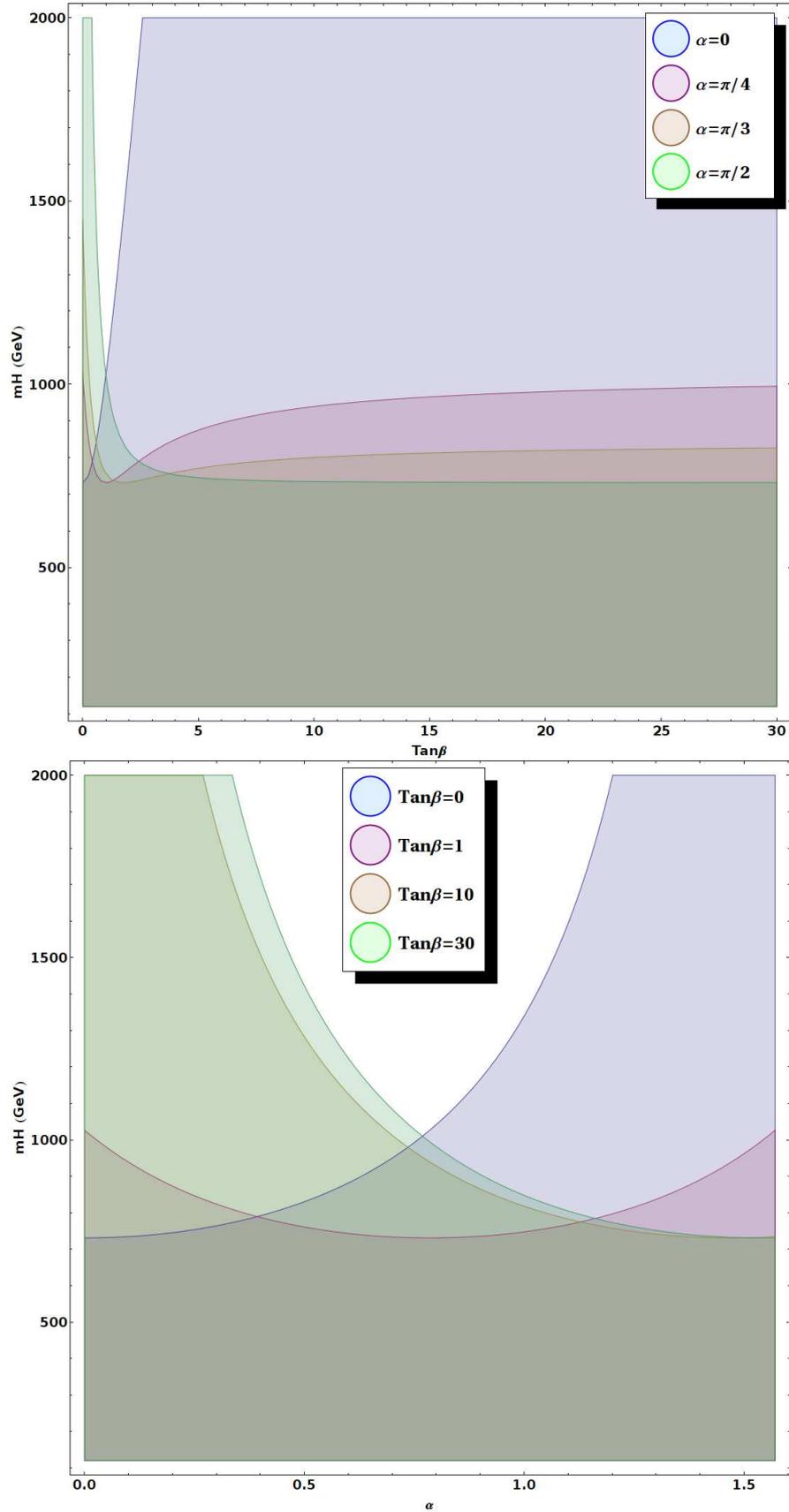


Figura 4.9.: (Superior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $m_{h^0} = 125$  GeV. En cada región se obtienen los diferentes valores para  $\alpha = \pi/4, \pi/3, \pi/2$  (Azul claro, Purpura claro y Marrón claro -respectivamente-) variando  $\text{tan}\beta$  y  $m_{H^0}$ . (Inferior) Regiones permitidas por la restricción de unitariedad para  $m_{h^0} = 125$ . En cada región se obtienen los diferentes valores para  $\text{tan}\beta = 0, 1, 10, 30$  (Azul claro, Purpura claro, Marrón claro y Verde claro -respectivamente-) variando  $\alpha$  y  $m_{H^0}$ .

es cercano a 750 GeV. Manteniendo  $\alpha = 0$  e incrementando  $\beta$  la región de parámetros accesible unitariamente incrementa, todo en virtud a que cuando el argumento asociado a los ángulos de mezcla tiende a  $\pi/2$  el bosón de Higgs  $H^0$  se comporta débilmente ante los acoples con los bosones  $W^\pm$  (ver las reglas de la Figura 4.4). El desacople de  $H^0$  también se presenta en  $\beta \rightarrow 0$  y  $\alpha = \pi/2$ , ya que en este límite la restricción para la masa de  $H^0$  se hace más débil ante la región de parámetros correlacionada en nuestra representación. Para este valor del ángulo de mezcla  $\alpha$  se recupera la región de parámetros de  $m_{H^0} \rightarrow 730$  GeV para  $v_2 \gg v_1$ . Los parámetros intermedios establecen como para  $\alpha = \pi/4$  a medida que incrementa  $\tan\beta$  la región de parámetros permitida del plano  $(\tan\beta, m_{H^0})$  se hace más grande, por ende el límite unitario se debilita en este intervalo de valores. Este caso es extrapolable pero con una sencibilidad menor para  $\alpha = \pi/3$ .

Cuando varía  $\alpha$  continuamente se observa un patrón general de las posibles combinaciones para la región de parámetros del plano  $(\alpha, M_{H^0})$ , y es como todos los valores mínimos para la restricción unitaria confluyen al valor típico de  $m_{H^0}$  cercano a los 730 GeV. De manera particular, la región más restrictiva se encuentra en  $\tan\beta = 1$  con valores máximos sobre  $m_{H^0}$  cercanos a 1 TeV. Para  $\beta \rightarrow \pi/2$  la región unitaria permitida se hace no acotada en valores de  $\alpha \rightarrow 0$ , ratificando el límite de desacople de  $H^0$  con los bosones gauge en este régimen  $(\tan\beta = 10, 30)$ . Los anteriores hechos son restaurados a un valor finito cuando  $\alpha \rightarrow \pi/2$ , permitiendo un acople fuerte del bosón  $H^0$  con  $W^\pm$  (con la estructura de acoples, esto implica que el Higgs  $h^0$  presente en estos valores un desacople del espectro habitual para el proceso en estudio). El caso contrario se presenta en  $\beta \rightarrow 0$ . Aquí la región se hace no acotada en  $\alpha \rightarrow \pi/2$  ya que restaura el límite de desacople de  $H^0$  en la interacción con los  $W^\pm$ .

### 4.1.3. Reglas de suma para acoples $WW\eta^0$

Como se había hecho explícito en los capítulos preámbulo, las reglas de suma son restricciones sobre las cancelaciones *no triviales* entre los diagramas de Feynman que contribuyen a un proceso dado. Por ejemplo, en la dispersión  $WW \rightarrow WW$ , las cancelaciones de términos que crecen con la energía es garantizada en el SM por la relación a nivel árbol  $g_{HWW} = gm_w$ . En modelos con sectores de Higgs más complicados (e.g el 2HDM), no es indispensable que solo un bosón de Higgs “cure” esos problemas en la unitariedad. Así, las reglas de suma son por ende un manera sistemática de garantizar la unitariedad alcanzada minimalmente (i.e. a través de un bosón Higgs neutro) por el SM.

En lo establecido en el apéndice B del tratamiento a nivel árbol de la dispersión de bosones vectoriales polarizados longitudinalmente, encontramos la siguiente relación unitaria fundamental para modelos multidobletes,

$$\frac{m_w^2}{\rho \cos^2 \theta_w} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \sum_{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} = 0, \quad (4.21)$$

que garantiza las cancelaciones de las contribuciones de orden  $\mathcal{O}(E^2)$ , si se cumplen las reglas de suma para los acoples bosonicos vectoriales-escalares, y si se satisface la restricción fenomenológica sobre el parámetro  $\rho \equiv 1$  (traducida a un limitante teórico a través de la simetría de custodia con sectores extendidos de Higgs). Esta nueva regla permite vincular las predicciones en  $\rho$  con sectores extendidos que conserven la simetría  $CP$  por medio del desacople del Higgs pseudoescalar del espectro bosónico vectorial [13], que es el caso particular que estamos teniendo en cuenta en nuestro análisis global de la unitariedad en el 2HDM.

## 4.2. $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$

Ya que en el proceso relevante  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  no existen acoples entre fermiones y los Higgs neutros escalares, no existe una manera de distinguir fuertemente entre los diferentes tipos estándar del 2HDM, ya que se encuentran caracterizados con la forma de los acoples del sector escalar con los fermiones del modelo. Como ya se discutió, el 2HDM tipo III permite las corrientes neutras de cambio de sabor. En este modelo el parámetro  $\beta$  es un valor espureo, ya que los dobletes (en la base del Higgs) han sido rotados de tal forma que

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

solo un doblete (e.g el asociado a  $H1$ ) adquiera VEV, mientras que el segundo doblete tiene un VEV nulo. Así solo en el 2HDM tipo I y 2HDM tipo II,  $\beta$  es un parámetro libre con un significado “físico” directo<sup>6</sup>. Para discriminar los tres modelos es necesario considerar un proceso donde los acoples con los fermiones aparezcan explícitamente como los mecanismos  $f\bar{f} \rightarrow W^+W^-$  y  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ .

Consideramos el caso general del proceso  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$  en el background del modelo estándar electrodébil (i.e no tendremos en cuenta el diagrama con gluones). Los diagramas con presencia del bosón de Higgs son

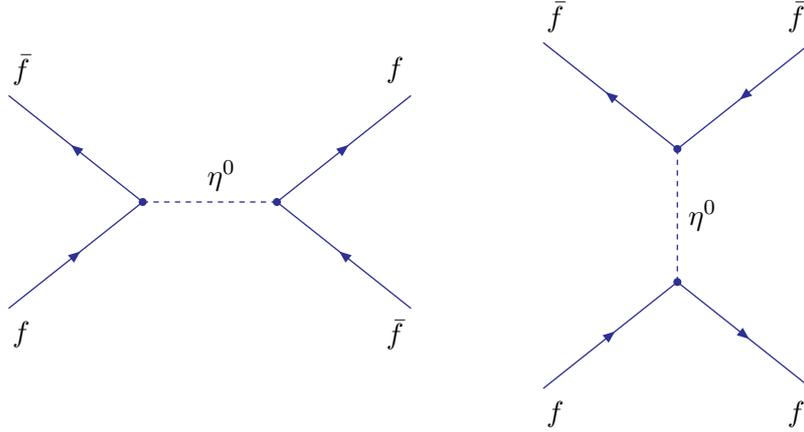


Figura 4.10.: Diagramas a nivel árbol con contribución escalar física (bosones de Higgs neutros) para el proceso  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$

Aquí  $\eta^0$  hace alusión al Higgs minimal del modelo estándar, o a los higgs neutros de CP-par y CP-impar del 2HDM. De manera general, el elemento matricial de la amplitud de dispersión para este mecanismo se encuentra descrito por:

$$\mathcal{M}(f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}) = \sum_{\eta^0} \left( \bar{v}_2 i \chi_{ff}^{\eta^0} u_1 \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 \chi_{ff}^{\eta^0} v_4 + \bar{v}_2 i \chi_{ff}^{\eta^0} v_4 \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 i \chi_{ff}^{\eta^0} u_1 \right). \quad (4.22)$$

La suma se encuentra realizada sobre los diferentes Higgs neutros del modelo. El acople pseudoescalar de  $A^0$ ,  $\chi_{ff}^{A^0}$  contiene  $i\gamma_5$ . Ya que los autoestados de helicidad son autoestados de quiralidad en el límite de altas energías, este término al evaluarlo explícitamente aportará solo un signo en adición a las multiplicaciones entre en los eigenespinores habituales (ver apéndice C). Los acoples entre los fermiones pueden ser descritos por medio de un término “universal” en los diferentes modelos factorizando a un elemento adimensional “dependiente del modelo”, i.e

$$\chi_{f\bar{f}}^{\eta^0} = -\frac{gm_f}{2m_w} \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}. \quad (4.23)$$

En virtud a que  $G_f = \sqrt{2}g^2/8m_w^2$ , dicha descomposición puede describirse a través de la forma del acople dentro del elemento matricial como

<sup>6</sup>Esta es la denominada paradoja de  $\beta$ . Se espera que la fenomenología resuelva únivocamente el verdadero papel que pueda llegar a jugar este parámetro ante el comportamiento general de la física que pueda estar inmersa en el modelo y que tiene que ser ratificada experimentalmente a través de los *límites de precisión*.

$$\left(\chi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 = \sqrt{2}G_f m_f^2 \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2. \quad (4.24)$$

Con esta parametrización nuestro elemento matricial toma la forma

$$\mathcal{M}(f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left( \bar{v}_2 u_1 \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 v_4 + \bar{v}_2 v_4 \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 u_1 \right). \quad (4.25)$$

Desde el cálculo de los eigenespinores en referencia a los estados de helicidad, podemos desarrollar esta amplitud invariante, cuya descomposición es presentada en el apéndice C. Esta forma de determinar los elementos matriciales se vuelve útil ya que logra discriminar que combinaciones de estados no nulos son relevantes ante el proceso global. Allí se demuestra que en el límite de altas energías los diferentes elementos matriciales pueden ser descritos a través de las formas dependientes de los acoples y de la masa del bosón de Higgs:

$$\mathcal{M}(f_\uparrow \bar{f}_\uparrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left( \frac{4s}{s - m_{\eta^0}^2} \right), \quad (4.26a)$$

$$\mathcal{M}(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left( \frac{4s}{s - m_{\eta^0}^2} - \frac{4t}{t - m_{\eta^0}^2} \right), \quad (4.26b)$$

$$\mathcal{M}(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\downarrow \bar{f}_\downarrow) = 0, \quad (4.26c)$$

$$\mathcal{M}(f_\uparrow \bar{f}_\uparrow \rightarrow f_\downarrow \bar{f}_\downarrow) = 0. \quad (4.26d)$$

Los coeficientes de la onda parcial  $J = 0$  para los elementos matriciales (4.26a) y (4.26b) son respectivamente:

$$\begin{aligned} a_0(f_\uparrow \bar{f}_\uparrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) &= \frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 \mathcal{M}(f_\uparrow \bar{f}_\uparrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) dt \\ &= -\frac{\sqrt{2}G_f m_f^2}{16\pi s} \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left( \frac{4s^2}{s - m_{\eta^0}^2} \right). \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} a_0(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) &= \frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 \mathcal{M}(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) dt \\ &= -\frac{\sqrt{2}G_f m_f^2}{16\pi s} \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left( \frac{4s^2}{s - m_{\eta^0}^2} - 4s + 4m_{\eta^0}^2 \log \left( \frac{s + m_{\eta^0}^2}{m_{\eta^0}^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (4.28)$$

En el régimen  $s \gg m_{\eta^0}^2$ ,  $a_0$  resulta ser en los dos casos:

$$a_0(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\uparrow \bar{f}_\uparrow) \rightarrow -\frac{\sqrt{2}G_f m_f^2}{4\pi} \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2, \quad (4.29a)$$

$$a_0(f_\downarrow \bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\downarrow \bar{f}_\downarrow) \rightarrow 0. \quad (4.29b)$$

Con la condición de unitariedad (1.48) para las amplitudes de dispersión concernientes, el primer proceso en estados de helicidad se traduce en la restricción sobre los acoples generales:

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

$$\sum_{\eta^0} \left( \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 < \frac{2\sqrt{2}\pi}{G_f m_{f_i}^2} \equiv a_i. \quad (4.30)$$

Las restricciones más fuertes en el 2HDM tipo III se encuentran para procesos donde la única contribución al mecanismo  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$  proviene del canal  $s$ . Para el mismo modelo, los acoples con los bosones neutros de  $CP$ -par tanto para el sector down como para el sector up tienen la misma forma mientras que para el sector escalar  $CP$ -impar ambos acoples difieren en un signo, así dicha desigualdad puede ser reescrita de manera general a través de

$$\left( \Xi_{i\bar{i}}^{H^0} \right)^2 + \left( \Xi_{i\bar{i}}^{h^0} \right)^2 + \left( \Xi_{i\bar{i}}^{A^0} \right)^2 < a_i. \quad (4.31)$$

Al aplicar las formas explícitas de estos acoples<sup>7</sup>, la restricción unitaria adquiere la estructura

$$\frac{\xi_{ii}^2}{m_i^2} v^2 + 1 < a_i. \quad (4.32)$$

Con la parametrización de Sher y Cheng [88] ( $\xi_{ii} = \sqrt{2}m_i\lambda_{ii}/v$  tratada en la sección 3.5.2), esta desigualdad toma la forma

$$|\lambda_{ii}| < \sqrt{\frac{a_i - 1}{2}}. \quad (4.33)$$

Estos valores diagonales de los acoples con FCNC se encuentran representados para diferentes quarks en la Tabla 4.2.

$\lambda_{ii}$	$ \lambda_{ii} _{unit}$	$\sim \mathcal{O}$
$\lambda_{tt}$	3.5	$\mathcal{O}(1)$
$\lambda_{bb}$	147	$\mathcal{O}(10^2)$
$\lambda_{cc}$	486	$\mathcal{O}(10^2)$
$\lambda_{ss}$	$6.1 \times 10^3$	$\mathcal{O}(10^3)$

Cuadro 4.1.: *Acoples de Yukawa máximos y mínimos desde la restricción de unitariedad impuesta por (4.33) para procesos netamente elásticos  $f_i\bar{f}_i \rightarrow f_i\bar{f}_i$  en el 2HDM tipo III. Las masas respectivas fueron tomadas de [47]:  $m_t = 172 \text{ GeV}$ ,  $m_b = 4.2 \text{ GeV}$ ,  $m_c = 1.27 \text{ GeV}$ ,  $m_s = 0.1 \text{ GeV}$ .*

Cabe anotar que la aproximación del límite de altas energías y del tratamiento con espinores de helicidad para quarks pesados, como el quark top, tiene que ser implementado adecuadamente en virtud a que la masa de dicho fermión necesita  $s \gg m_t^2$ , a fin de tener una formulación consistente en todas las escalas, así las restricciones sean independientes de esta variable. Para quarks ligeros y leptones hasta de la segunda generación, los limitantes de unitariedad son débilmente restrictivos, con respecto a las cotas fenomenológicas ya obtenidas [69, 80]. Estas cotas fenomenológicas son dependientes de la estructura de masas escalares, lo que las diferencia de este tratamiento unitario (libre de otros parámetros como los ángulos de mezcla y del espectro bosónico de Higgs). Esto será debatido en la sección 4.2.1.

<sup>7</sup>Estas formas relativas al SM para el 2HDM tipo III bajo la parametrización fundamental (i.e tomar  $\beta = 0$  en el Lagrangiano respectivo) son [69]:  $\xi_{u\bar{u}}^{A^0} = -\frac{\xi_{uu}}{\sqrt{2}m_u}v$  (sector up);  $\xi_{d\bar{d}}^{A^0} = \frac{\xi_{dd}}{\sqrt{2}m_d}v$  (sector down);  $\xi_{f\bar{f}}^{H^0} = \cos\alpha + \frac{\xi_{ff}\sin\alpha}{\sqrt{2}m_f}v$ ;  $\xi_{f\bar{f}}^{h^0} = -\sin\alpha + \frac{\xi_{ff}\cos\alpha}{\sqrt{2}m_f}v$

### Restricciones unitarias para el 2HDM tipo I y II

Aunque los procesos de FCNC están abolidos en los tipos I y II por medio del mecanismo de Pashos-Weinberg-Glashow, las restricciones unitarias (4.30) pueden ser utilizadas para determinar la forma de los acoplos netamente diagonales que existen entre los fermiones y los bosones de Higgs de CP-par del 2HDM.

Desde los acoplos para el 2HDM presentados en la sección 3.5.1, y a través de nuestra restricción global (4.30), encontramos para los quarks del sector up el límite máximo permitido en el ángulo de mezcla  $\beta$  en el tipo II,

$$\sin \beta < \left( \frac{2}{a_{iup} + 1} \right)^{1/2}. \quad (4.34)$$

$a_{iup}$  hace referencia al valor de  $a_i$  para el sector up de los dobletes en la restricción (4.30). Para quarks tipo down, de una forma análoga se obtiene

$$\cos \beta < \left( \frac{2}{a_{idown} + 1} \right)^{1/2}. \quad (4.35)$$

En el modelo tipo I del 2HDM, la restricción para los fermiones pesados, independientemente del sector (up o down), se encuentra descrito por

$$\sin \beta < \left( \frac{2}{a_i + 1} \right)^{1/2}. \quad (4.36)$$

En los tres casos, el límite concerniente depende de la masa del fermión acoplado a los bosones de Higgs, haciendo que esta sistemática no sea *universal* en la determinación de una restricción unitaria estándar en el parámetro  $\beta$ .

#### 4.2.1. Canales mixtos

Para un canal mixto <sup>8</sup> el elemento matricial toma la forma,

$$\mathcal{M}(f_{\downarrow}\bar{f}_{\downarrow} \rightarrow f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left( \frac{4 \left( \Xi_{f_i\bar{f}_i}^{\eta^0} \Xi_{f_j\bar{f}_j}^{\eta^0} \right) s}{s - m_{\eta^0}^2} - \frac{4 \left( \Xi_{f_i\bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 t}{t - m_{\eta^0}^2} \right). \quad (4.37)$$

El coeficiente de la onda parcial  $J = 0$  es

$$a_0 = -\sqrt{2} \frac{G_f m_f^2}{16\pi s} \sum_{\eta^0} \left( \frac{4 \left( \Xi_{f_i\bar{f}_i}^{\eta^0} \Xi_{f_j\bar{f}_j}^{\eta^0} \right) s^2}{s - m_{\eta^0}^2} - 4 \left( \Xi_{f_i\bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 s + 4 \left( \Xi_{f_i\bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 m_{\eta^0}^2 \log \left( \frac{s + m_{\eta^0}^2}{m_{\eta^0}^2} \right) \right). \quad (4.38)$$

Y tomando el límite  $s \gg m_{\eta^0}^2$ , encontramos que este coeficiente se convierte en <sup>9</sup>

<sup>8</sup>Haciendo referencia a que los estados iniciales fermiónicos no coinciden con los estados finales e.g.  $t\bar{t} \rightarrow c\bar{c}$ . Este tipo de procesos con nuestro formalismo pueden ser conseguidos a través de los elementos matriciales de los canales  $s$  y  $t$ , como un proceso dispersivo típico, en virtud a que a nivel árbol en el modelo 2HDM tipo III se establece la presencia de corrientes escalares neutras de cambio de sabor. Para los tipos I y II dichos procesos FCNC están abolidos, por ende la contribución del canal  $t$  es nula.

<sup>9</sup>En este punto ya se tienen en cuenta las diferentes mezclas que ocurren a través de este proceso para separar el término masivo  $\sqrt{m_i m_j}$ .

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

$$a_0 \rightarrow -\sqrt{2} \frac{G_f m_{f_i} m_{f_j}}{16\pi} \sum_{\eta^0} \left( 4\Xi_{f_i \bar{f}_i}^{\eta^0} \Xi_{f_j \bar{f}_j}^{\eta^0} - 4 \left( \Xi_{f_i \bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 \right), \quad (4.39)$$

y con la condición unitaria ( $|\mathcal{R}e(a_0)| < 1/2$ )

$$\sum_{\eta^0} \left( \Xi_{f_i \bar{f}_i}^{\eta^0} \Xi_{f_j \bar{f}_j}^{\eta^0} - \left( \Xi_{f_i \bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 \right) < a_{ij}. \quad (4.40)$$

Con  $a_{ij} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{G_f m_{f_i} m_{f_j}}$ . Aquí las cargas de los fermiones  $f_i$  y  $f_j$  deben ser consistentes con la conservación de la carga en los vértices de interacción en los canales  $s$  como de los canales  $t$ . Sabiendo que en el 2HDM tipo III los acoples no-diagonales poseen la forma [88, 119]:

$$\chi_{f_i \bar{f}_j}^{H^0} = -(\sqrt{2}G_f)^{1/2} \sqrt{2m_{f_i} m_{f_j}} \lambda_{ij} \sin \alpha \rightarrow \Xi_{f_i \bar{f}_j}^{H^0} = \lambda_{ij} \sin \alpha, \quad (4.41a)$$

$$\chi_{f_i \bar{f}_j}^{h^0} = -(\sqrt{2}G_f)^{1/2} \sqrt{2m_{f_i} m_{f_j}} \lambda_{ij} \cos \alpha \rightarrow \Xi_{f_i \bar{f}_j}^{h^0} = \lambda_{ij} \cos \alpha, \quad (4.41b)$$

$$\chi_{u_i \bar{u}_j}^{A^0} = (\sqrt{2}G_f)^{1/2} \sqrt{2m_{f_i} m_{f_j}} \lambda_{ij} \rightarrow \Xi_{u_i \bar{u}_j}^{A^0} = -\lambda_{ij}, \quad (4.41c)$$

$$\chi_{d_i \bar{d}_j}^{A^0} = -(\sqrt{2}G_f)^{1/2} \sqrt{2m_{f_i} m_{f_j}} \lambda_{ij} \rightarrow \Xi_{d_i \bar{d}_j}^{A^0} = \lambda_{ij}, \quad (4.41d)$$

con  $i \neq j$ , la restricción unitaria (4.40) queda descrita a través de

$$\lambda_{ii} \lambda_{jj} - \lambda_{ij}^2 < \frac{a_{ij} - 1}{2}. \quad (4.42)$$

Para los procesos  $t\bar{t} \rightarrow c\bar{c}$  y  $b\bar{b} \rightarrow s\bar{s}$  esta desigualdad se encuentra esquematizada respectivamente en las Figuras 4.11 y 4.12.

En la región de parámetros de la Figura 4.11, la correlación del plano  $\lambda_{tt} - \lambda_{tc}$  permite desde las restricción unitaria valores de  $|\lambda_{ct}| \simeq 15$  para el valor más bajo de  $|\lambda_{cc}| = 300$ . Desde este punto la región de parámetros accesible se hace más reducida en  $\lambda_{tc}$  a medida que  $|\lambda_{cc}|$  toma valores más altos, encontrando para el acople de Yukawa de la mezcla el rango máximo permitido de  $-30 \lesssim \lambda_{tc} \lesssim 30$ .

En la correlación del plano  $\lambda_{cc} - \lambda_{tc}$  existe una región de parámetros no acotada para valores de  $|\lambda_{tt}| \leq 1.5$ . Para el límite unitario máximo de  $|\lambda_{tt}|$  se encuentra la región máxima permitida en  $-25 \lesssim \lambda_{tc} \lesssim 25$ .

Los planos de correlación  $\lambda_{bs} - \lambda_{bb}$  y  $\lambda_{bs} - \lambda_{ss}$  junto a la información unitarias sobre los acoples  $\lambda_{bb}$  y  $\lambda_{ss}$  establece el comportamiento de los FCNC para la mezcla en el sector down de la segunda y tercera generación (Figura 4.12). Por ejemplo en el plano  $\lambda_{bs} - \lambda_{ss}$  la restricción máxima cercana al límite unitario de  $|\lambda_{bb}|$  pertenece a un rango de  $-650 \lesssim \lambda_{bs} \lesssim 650$  en la restricción saturada de  $|\lambda_{ss}|$ . Del mismo modo como ocurría con los planos A medida que el plano entra en el intervalo permitido por unitariedad en los acoples  $b\bar{b}$  y  $s\bar{s}$  la región unitaria accesible se amplifica.

Sí consideramos al acople FCNC (solo en el 2HDM tipo III) desde los estados iniciales y finales (i.e  $f_i \bar{f}_j \rightarrow f_j \bar{f}_i$ ), la restricción unitaria del canal  $s$  4.30 se traduce en

$$\sum_{\eta^0} \left( \Xi_{f_i \bar{f}_j}^{\eta^0} \right)^2 < \frac{2\sqrt{2}\pi}{G_f m_{f_i} m_{f_j}} \equiv a_{ij} \quad (4.43)$$

Ó lo que es equivalente en el 2HDM tipo III bajo el anzats de Sher y Cheng

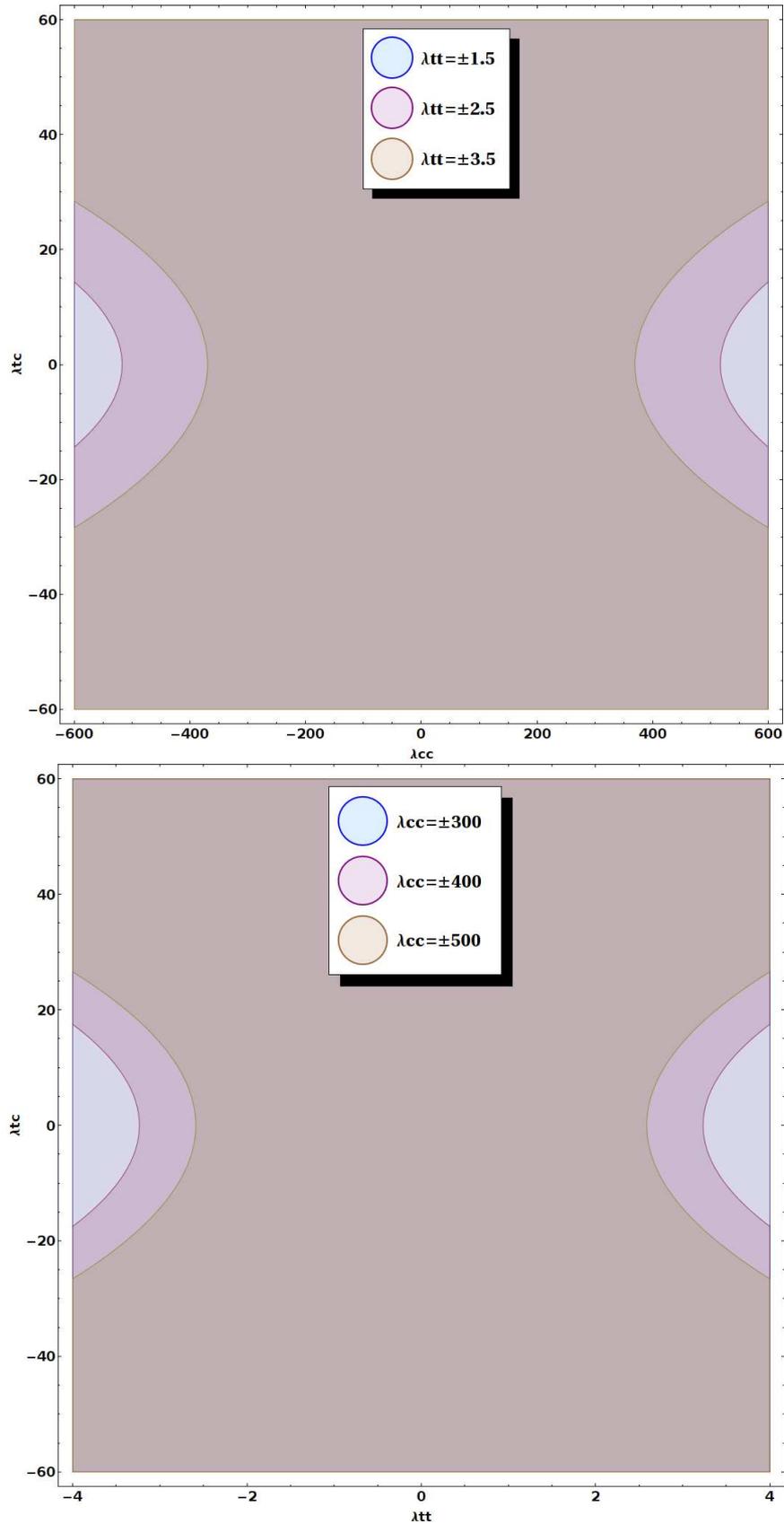


Figura 4.11.: Región de parámetros del proceso  $t\bar{t} \rightarrow c\bar{c}$  que cumplen la restricción de unitariedad (4.42) bajo la parametrización de Sher y con los planos correlacionados  $\lambda_{cc} - \lambda_{tc}$  (Arriba) y  $\lambda_{tt} - \lambda_{tc}$  (Abajo). Para la primera los valores típicos son de  $\lambda_{tt} = \pm 1.5, \pm 2.5, \pm 3.5$  (con los colores respectivos: azul, magenta y morado). Para la segunda gráfica se establecen los valores  $\lambda_{cc} = \pm 300, \pm 400, \pm 500$  (azul, magenta y morado -respectivamente-).

4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

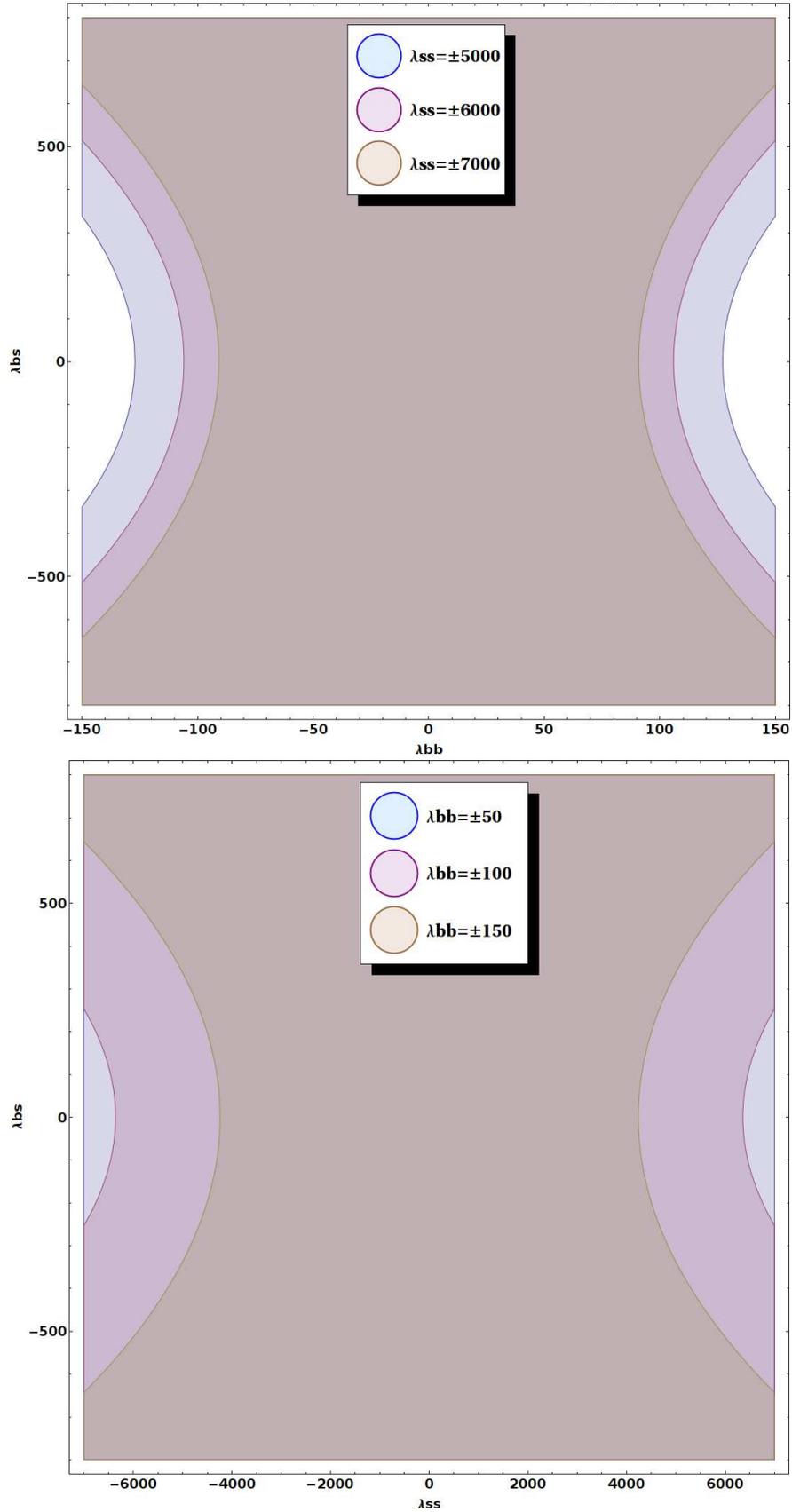


Figura 4.12.: Región de parámetros del proceso  $b\bar{b} \rightarrow s\bar{s}$  que cumplen la restricción de unitariedad (4.42) bajo la parametrización de Sher y con los planos correlacionados  $\lambda_{bb} - \lambda_{bs}$  (Arriba) y  $\lambda_{ss} - \lambda_{bs}$  (Abajo). Para la primera los valores típicos son de  $\lambda_{ss} = \pm 5000, \pm 6000, \pm 7000$  (con los colores respectivos: azul, magenta y morado). Para la segunda gráfica se establecen los valores  $\lambda_{bb} = \pm 50, \pm 100, \pm 150$  (azul, magenta y morado -respectivamente-). Las masas consideradas son tomadas desde [47] como lo establecido en los Cuadros 4.2 y 4.2.

$$|\lambda_{ij}| < \sqrt{\frac{a_{ij}}{2}} \quad (4.44)$$

Algunos valores de acoples de Yukawa mixtos pueden ser encontrados en la Tabla 4.2. Los limitantes allí considerados están en amplia concordancia con las correlaciones encontradas numéricamente desde las Figuras (4.11) y (4.12).

$\lambda_{ij}$	$ \lambda_{ij} _{unit}$	$\sim \mathcal{O}$
$\lambda_{tc}$	43	$\mathcal{O}(10)$
$\lambda_{tu}$	$0.8 - 1.1 \times 10^3$	$\mathcal{O}(10^3)$
$\lambda_{bs}$	$0.95 \times 10^3$	$\mathcal{O}(10^3)$
$\lambda_{bd}$	$3.9 - 4.7 \times 10^3$	$\mathcal{O}(10^3)$

Cuadro 4.2.: *Acoples de Yukawa máximos y mínimos desde la restricción unitaria (4.44) para procesos mixtos  $f_i \bar{f}_j \rightarrow f_i \bar{f}_j$  en el 2HDM tipo III. Las masas respectivas fueron tomadas de [47]:  $m_t = 172 \text{ GeV}$ ,  $m_b = 4.2 \text{ GeV}$ ,  $m_c = 1.27 \text{ GeV}$ ,  $m_s = 0.1 \text{ GeV}$ ,  $m_u = 1.7 - 3.3 \times 10^{-3} \text{ GeV}$  y  $m_d = 4.1 - 5.8 \times 10^3 \text{ GeV}$ .*

Para otras combinaciones leptónicas y de quarks de la primera y segunda generación, los limitantes no son lo suficientemente fuertes en virtud a que los valores de las masas incluidas no son fundamentalmente grandes para reducir el valor de la restricción unitaria.

Todos los análisis anteriores permiten deducir como los limitantes de unitariedad pueden ser introducidos a procesos más allá de los establecidos por bosones gauge polarizados longitudinalmente, ya que restringen -hasta cierta medida- los valores en los acoples de Yukawa de los procesos netamente fermiónicos a través del comportamiento de la onda parcial  $J = 0$  de las amplitudes de dispersión asociadas.

Examinemos algunos limitantes fenomenológicos sobre los acoples de Yukawa bajo el anatz de Sher y Cheng. Un decaimiento de relativa importancia, ya que desaparece del SM, es  $B \rightarrow K \mu \tau$ . Este proceso fue buscado por BABAR, encontrando que el producto  $\sqrt{\lambda_{bs} \lambda_{\mu\tau}} \lesssim \mathcal{O}(10)$ , haciendo de las “factorias de B” algo promisorio en el estudio de decaimientos raros relativos al SM [113]. Para procesos  $D - \bar{D}$  se establecieron los efectos de  $\lambda_{ct}$  y  $\lambda_{ut}$ , los cuales se encuentran con  $\sqrt{\lambda_{ut} \lambda_{ct}} \lesssim 8 - 10$  para masas escalares entre los 100 y 400 GeV [115]. Para diferentes procesos del tipo  $F - \bar{F}$  mixing  $F = (K, B, D)$  y con un masa del pseudoescalar de 500 GeV, las cotas sobre acoples mixtos respectivos fueron deducidas en [114]:  $\lambda_{ds} < 0.2$ ,  $\lambda_{db} < 0.25$  y  $\lambda_{uc} < 0.6$ .

Con respecto a acoples diagonales en el sector de quarks, y tratando a  $\lambda_{tt}$  y  $\lambda_{bb}$  como acoples fundamentales en el proceso  $b \rightarrow s \gamma$  se obtiene -para una masa de un higgs cargado debajo de los 300 GeV- una cota de  $\lambda_{tt} \lesssim 1.7$  [116]. Al suponer solo estos dos acoples diferentes de cero el sector escalar neutro no juega un papel preponderante en la determinación de esta restricción [117].

Para el sector leptónico, y desde el análisis del momento magnético anómalo del muón se determinó una cota fenomenológica sobre  $\lambda_{\mu\tau}$  con  $10 < \lambda_{\mu\tau} < 80$  [69]. Además allí encontraron, por medio del proceso  $\mu \rightarrow e \gamma$  (a través del intercambio de un escalar y como fermión interno un  $\tau$ ) para un valor de masas en un rango característico y considerando el pseudoescalar muy pesado, un límite en la composición de  $\lambda_{e\tau} \lambda_{\mu\tau} < 0.04$ . Con esto también se deduce que  $\lambda_{e\tau} < 10^{-3}$ . Se concluye que si la discrepancia del momento magnético anómalo del muón es debido al intercambio de un escalar entonces existirá un jerarquía sustancial entre  $\lambda_{\mu\tau}$  y  $\lambda_{e\tau}$ , y el tamaño de esta jerarquía debiera excluir al 2HDM tipo III.

### 4.3. Proceso $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$

Por medio del formalismo de estados de helicidad en el régimen de altas energías se pueden encontrar los elementos matriciales para un canal de interacción que involucre interacciones fermiónicas y bosónicas vectoriales

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

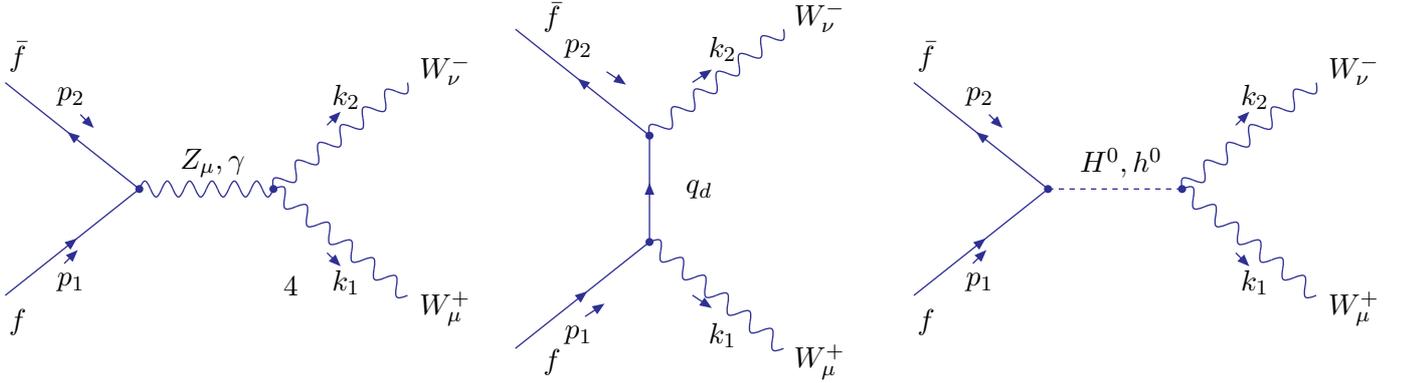


Figura 4.13.: Diagramas a nivel árbol para el proceso  $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$

simultáneamente, como es el mecanismo de dispersión inelástico  $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$ . Los diagramas a nivel árbol para este proceso se encuentran esquematizados en la Figura 4.13. En realidad, solo el diagrama con el bosón de Higgs en el canal  $s$  es relevante ante la determinación de cotas unitarias sobre los parámetros libres de los modelos más allá del SM, como el 2HDM <sup>10</sup>.

Las amplitudes, en términos de los acoples “universales” ó relativos al SM, son resumidas en (4.45):

$$\mathcal{M}(f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow} \rightarrow W_L^+ W_L^-) = - \sum_{\eta^0} 4\sqrt{2}G_f m_f \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \Xi_{ww}^{\eta^0} \frac{s^{3/2}}{s - m_{\eta^0}^2} + \mathcal{O}(E^{-1/2}), \quad (4.45)$$

$$\mathcal{M}(f_{\downarrow}\bar{f}_{\downarrow} \rightarrow W_L^+ W_L^-) = - \sum_{\eta^0} 4\sqrt{2}G_f m_f \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \Xi_{ww}^{\eta^0} \frac{s^{3/2}}{s - m_{\eta^0}^2} + \mathcal{O}(E^{-1/2}). \quad (4.46)$$

Con la condición unitaria para los dos canales

$$\frac{\sqrt{2}G_f m_f}{4\pi} \sum_{\eta^0} \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \Xi_{ww}^{\eta^0} \frac{s^{3/2}}{s - m_{\eta^0}^2} < \frac{1}{2}. \quad (4.47)$$

Esta expresión permite ver la manera fuerte en la que se encuentra relacionada la masa del Higgs con la energía asociada a la dispersión, así que no existe una manera únivoca e independiente de establecer un limitante unitario para este proceso. Para mirar de forma más amplia este concepto consideramos el cálculo de la sección eficaz  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+ W^-)$  a través del uso del teorema de equivalencia y del comportamiento de los bosones de Goldstone en los R-gauges<sup>11</sup>.

Para el Modelo Estándar, la sección eficaz tanto para el quark top (panel superior) como para el quark charm (panel inferior) se encuentra esquematizada en la Figura 4.14. Cada panel contiene la contribución total y la asociada a los bosones de Goldstone. Como se ha discutido, este último comportamiento describe, mediante el teorema de equivalencia, la contribución de los bosones  $W_L$  en el régimen de altas energías, así que cualquier

<sup>10</sup>Cancelaciones entre los diagramas de Feynman para las distintas contribuciones han sido demostradas en [120]

<sup>11</sup>Todos los cálculos se presentan de una manera esquemática en los apéndices D y E

desviación con respecto al acercamiento unitario puede verse reflejado por esta emisión. La sección eficaz asociada a la aniquilación  $t\bar{t}$  supera por en cerca de un orden magnitud la correspondiente a  $c\bar{c}$ , todo en virtud a la forma lineal en la masa fermiónica de los acoples de Yukawa.

En el acercamiento al 2HDM consideramos distintos casos extremales en la forma de los acoples para la parametrización tipo II del modelo (con quarks top como estados fermiónicos iniciales). Uno de ellos es el *límite de desacople* en el 2HDM II, que se presenta cuando  $\cos(\beta - \alpha) \simeq 0$  y bajo la suposición de que  $H^0, A^0, H^\pm$  sean lo suficientemente pesados para considerar solo acoples cuárticos de orden  $\lesssim \mathcal{O}(E^0)$ . En esta región de parámetros, los acoples en todos los sectores al bosón de Higgs más ligero de CP par  $-h^0$  son casi idénticos a los generados para el caso minimal del SM [69]. Esto hace que el SM se considere como una teoría efectiva de bajas energías del 2HDM. Este comportamiento, coexistente con el límite fermiofóbico del bosón de Higgs CP-par más pesado  $H^0$  al sector up de quarks ( $\alpha = 0$  en virtud a la escogencia del primer cuadrante), se establece en la Figura 4.15. El límite fermiofóbico al sector up de quarks del bosón de Higgs de CP más ligero ( $\alpha = \pi/2$ ) se encuentra representado por la sección eficaz en el panel inferior de la Figura 4.15. En ambos casos, para energías lo suficientemente altas, la contribución de los bosones de Goldstone (bosones  $W_L^\pm$  en  $E_{cm} \gg m_w$ ) es menor a la contribución total y decae a medida que incrementa la energía del centro de masa, haciendo que su comportamiento ante la *unitariedad a nivel árbol* sea consistente.

Para el 2HDM tipo III el límite de desacople se presenta al tomar la *parametrización fundamental* (fijando  $\beta = 0$ ) y cuando  $\cos\alpha \simeq 0$ <sup>12</sup>. Esto permite evaluar otros regímenes para la región de parámetros del 2HDM-III bajo el *ansatz* de Sher y Cheng. El primero de ellos está representado en el panel superior de la Figura (4.16) donde se ha variado los acoples diagonales  $\lambda_{tt} = 0.1, 1, 10$ . El panel inferior representa, para los mismos parámetros, el comportamiento de la sección eficaz para los bosones de Goldstone  $G^+, G^-$ . La influencia de los parámetros  $\lambda_{tt}$  es claramente diferente para  $E_{cm} \ll m_{H^0}$ . Para estos valores la contribución de  $\lambda_{tt} = 10$  es mayor que las asociadas a  $\lambda_{tt} = 0.1, 1$ , lo que es esperado desde las formas de los acoples entre los Higgs de CP-par y los fermiones. Para energías superiores existe una correspondencia similar entre todos los parámetros ante el comportamiento global de la sección eficaz, haciendo que esta dependencia no sea esencial ante la determinación de limitantes provistos por la unitariedad (como caso contrario a los procesos  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ ). Los bosones de Goldstone, que evalúan en el régimen de altas energías el comportamiento de los bosones vectoriales polarizados longitudinalmente, tienen un contribución a nivel árbol adecuada en esta región, haciendo de este proceso un mecanismo que respeta unitariedad a nivel árbol en las escalas de energía concernientes. La variación de las masas de los bosones de Higgs de CP-par corren el valor de la divergencia logarítmica asociada al propagador de cada uno de los canales escalares. Para los valores de  $\lambda_{tt} = 0.1$  existe un desacople del bosón de Higgs más ligero, que permitiría discriminar fenomenológicamente este tipo de procesos ante los acoples de Yukawa con el quark top en una región de parámetros diferente a la conseguida por los regímenes fermiofóbicos de los bosones de Higgs.

En el panel superior de la Figura 4.17 se encuentra la sección eficaz para el proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+ W^-$  en el 2HDM tipo III bajo el *ansatz* de Cheng y Sher para  $\alpha = \pi/4$ . El panel inferior representa la sección eficaz asociada para cada uno de los valores de los acoples diagonales  $\lambda_{tt}$  a la emisión de bosones de Goldstone. En el sentido unitario esta región de parámetros se comporta de manera similar a la sección eficaz del proceso para  $\alpha = \pi/3$ . Para esta región de parámetros se presenta un desacople del Higgs ligero en valores de  $\lambda_{tt} \ll 1$ . De nuevo esto diferencia los acoples de Yukawa y el parámetro de mezcla  $\alpha$  ante las descripciones fenomenológicas.

<sup>12</sup>A diferencia de las parametrizaciones I y II del 2HDM,  $\beta$  llega a ser una cantidad espurá ante la física del 2HDM tipo III, todo en virtud a que se puede eliminar uno de los VEV, haciendo que los autoestados de masa sean simples. La parametrización fundamental se obtiene al tomar  $v_2 = 0$  esto implica que  $\beta = 0$ . Así el primer doblete realiza el rompimiento espontáneo de la simetría -generando las masas de las partículas e interacciones del espectro habitual del SM-, mientras que el segundo doblete solo provee interacciones con ellos [69, 80]

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

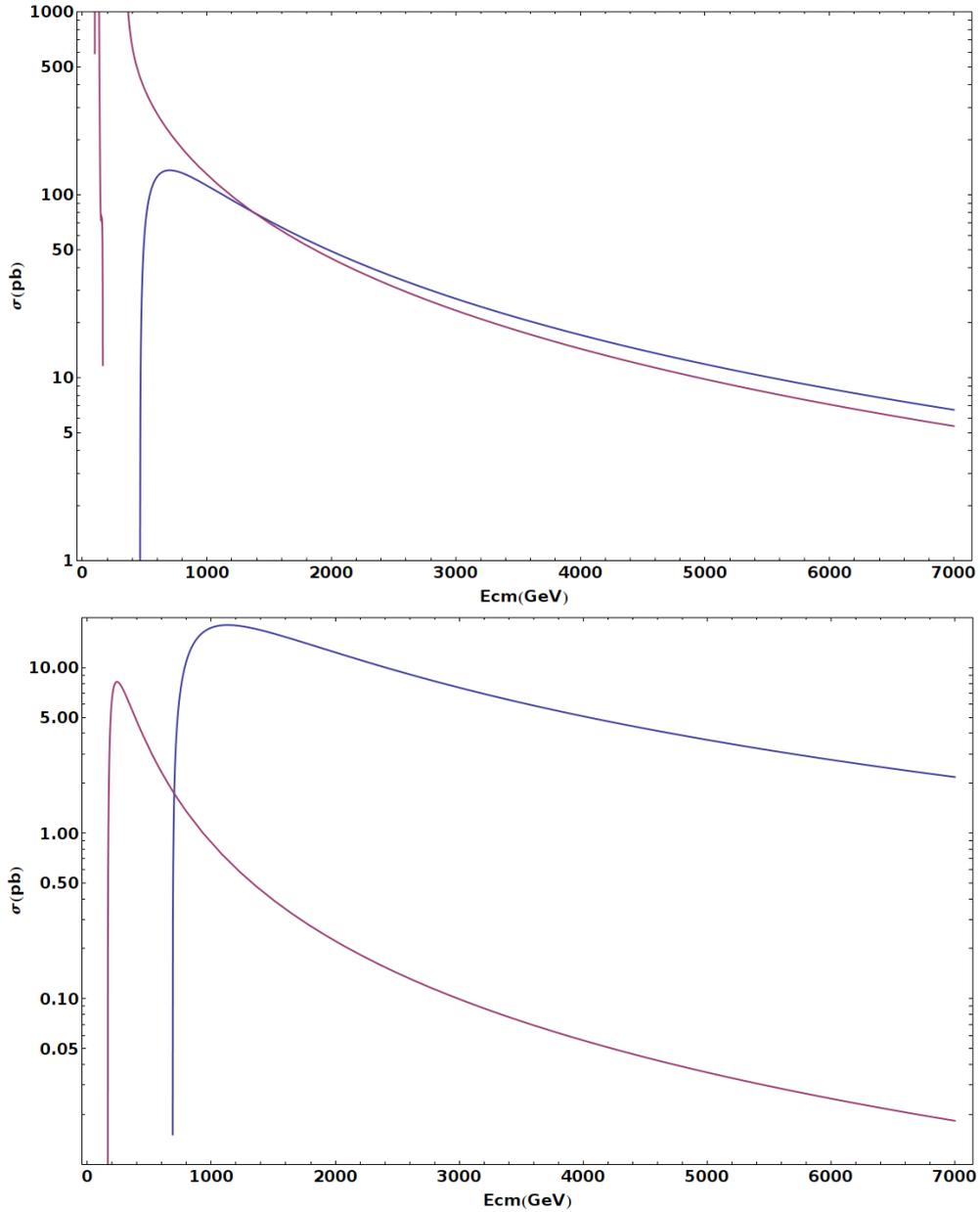


Figura 4.14.: Sección eficaz del proceso  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$  en el SM minimal para quarks top (Arriba) y quarks charm (Abajo) con  $m_h = 120$  GeV y bajo la jerarquía de la matriz CKM. En ambos paneles, la línea azul representa la sección eficaz total mientras que la línea morada representa la sección eficaz para la emisión de bosones de Goldstone  $G^+, G^-$  en la aniquilación de parejas de quarks del tipo up (e.g, top y charm). Las masas del espectro habitual del SM y demás parámetros han sido tomados desde los reportes globales de [47]. Se utilizan estos fermiones pesados ya que en virtud a la forma masiva de los Yukawa, los quarks charm y top se acoplan fuertemente a los diferentes sectores escalares (sin considerar los demás parámetros libres que allí pueden aparecer).

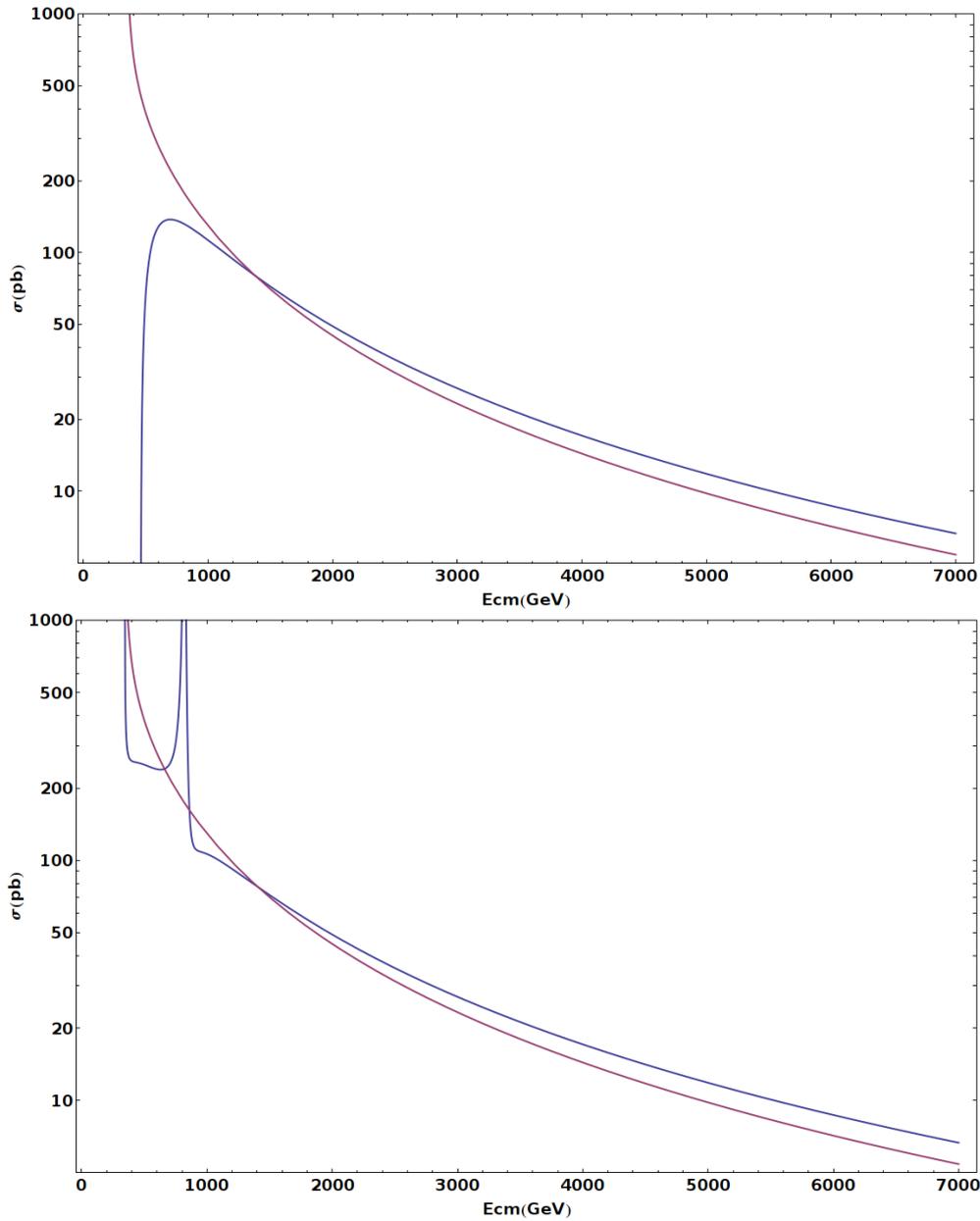


Figura 4.15.: (Arriba) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-$  en el 2HDM tipo II para el límite de desacople y estructura fermiofóbica al sector up del bosón de Higgs de CP-par más pesado  $H^0$  ( $\alpha = 0$ ). (Abajo) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-$  en el 2HDM tipo II en el límite fermiofóbica al sector up del bosón de Higgs de CP-par más ligero  $h^0$  ( $\alpha = \pi/2$ ). En ambos paneles, la línea azul representa la sección eficaz total mientras que la línea morada representa la sección eficaz para la emisión de bosones de Goldstone en la aniquilación de parejas de quarks top. Ambas secciones eficaces se encuentran bajo la jerarquía de la matriz CKM. Las masas del espectro habitual del SM y demás parámetros han sido tomados desde los reportes globales de [47].

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

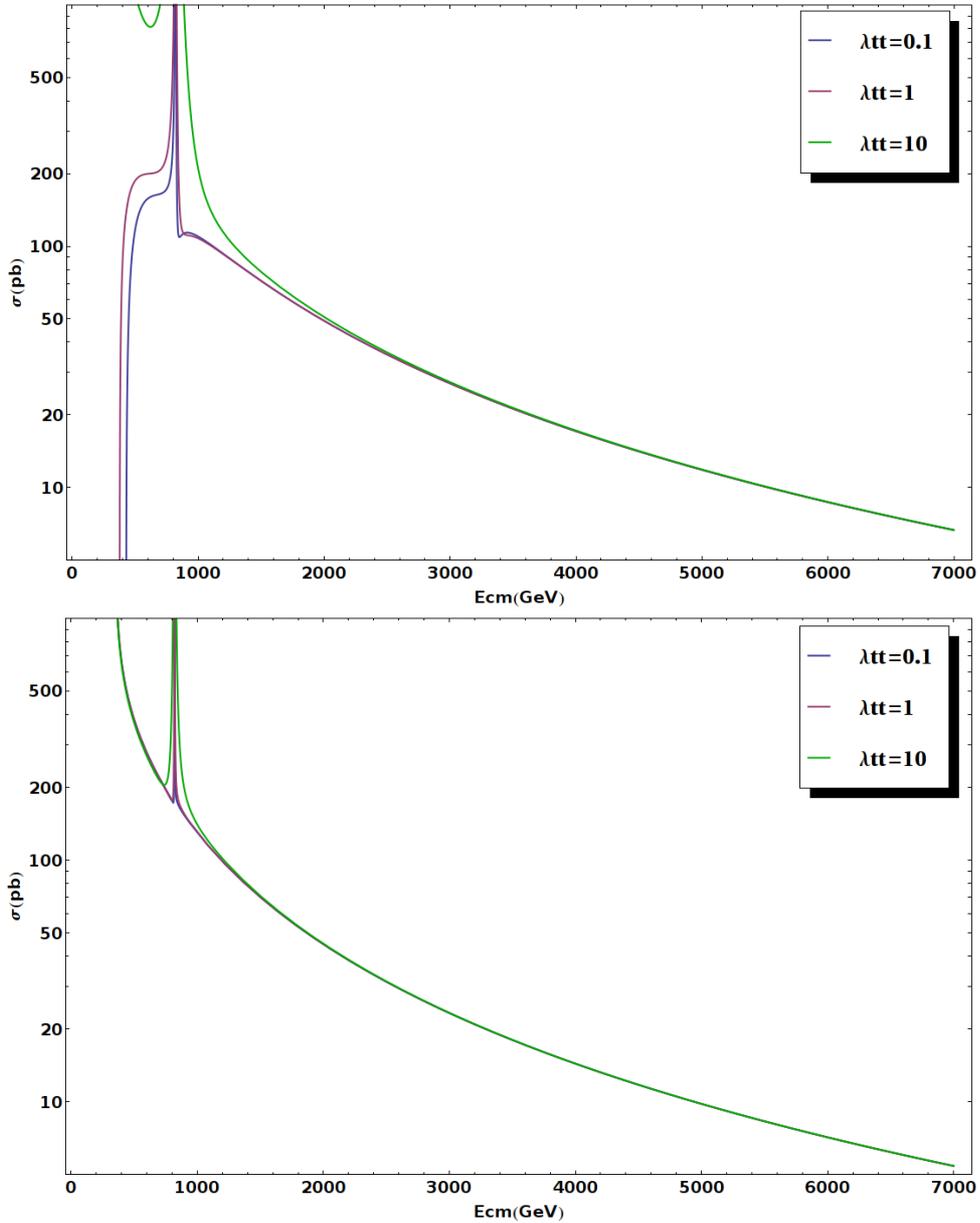


Figura 4.16.: (Arriba) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-$  en el 2HDM tipo III bajo el ansatz de Cheng y Sher, donde varía  $\lambda_{tt}$ , y con  $m_{h^0} = 125$  GeV,  $m_{H^0} = 820$  GeV y  $\alpha = \pi/3$  y en la parametrización fundamental, bajo la jerarquía de la matriz CKM. (Abajo) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow G^+G^-$  en el 2HDM tipo III con  $m_{h^0} = 125$  GeV,  $m_{H^0} = 820$  GeV  $\alpha = \pi/3$  y en la parametrización fundamental. Para las dos representaciones, las masas del espectro habitual del SM y demás parámetros han sido tomados desde los reportes globales de [47].

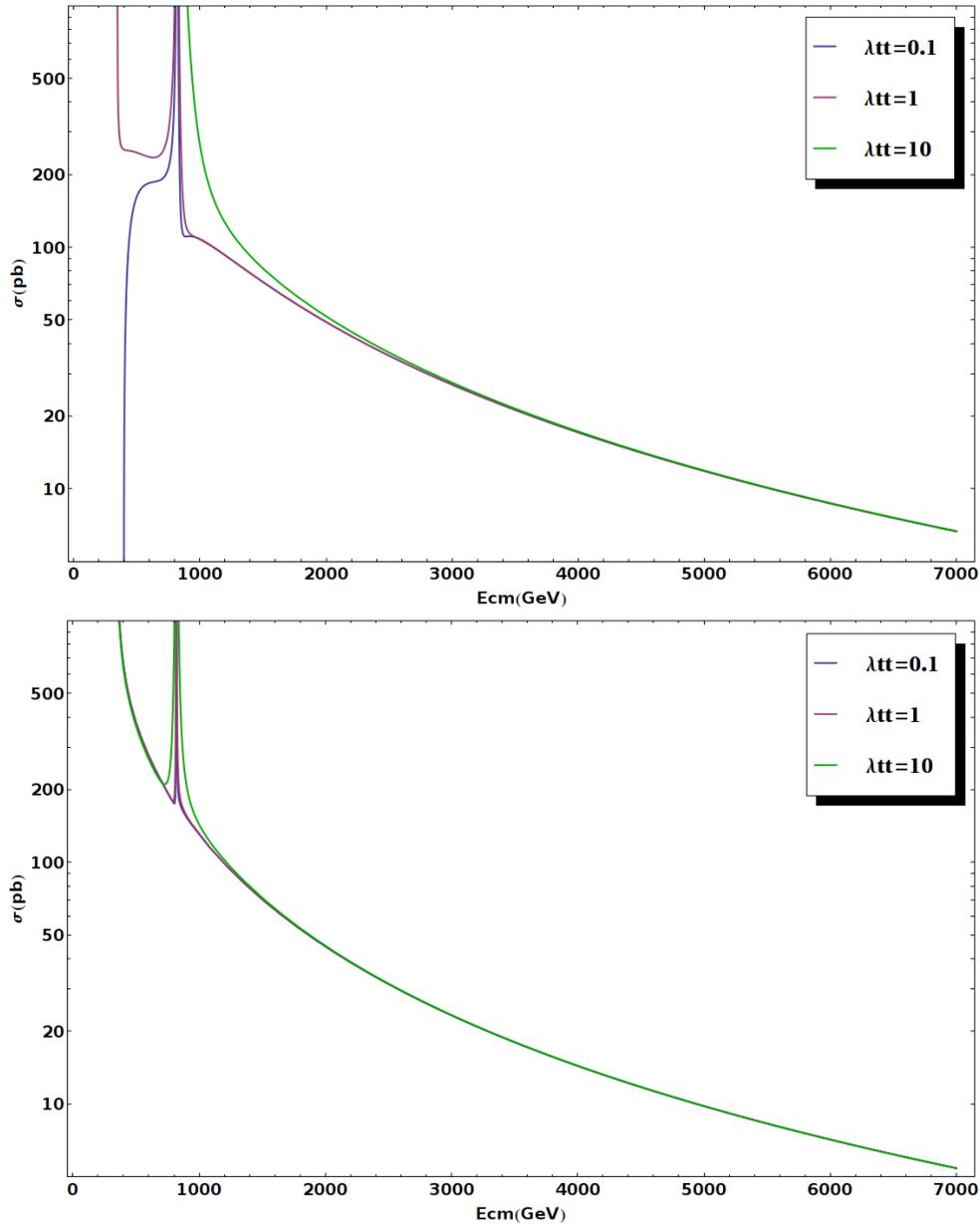


Figura 4.17.: (Arriba) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+ W^-$  en el 2HDM tipo III bajo el ansatz de Cheng y Sher, donde varía  $\lambda_{tt}$ , y con  $m_{h^0} = 125$  GeV,  $m_{H^0} = 820$  GeV y  $\alpha = \pi/4$  y en la parametrización fundamental, bajo la jerarquía de la matriz CKM. (Abajo) Sección eficaz del proceso  $t\bar{t} \rightarrow G^+ G^-$  en el 2HDM tipo III con  $m_{h^0} = 125$  GeV,  $m_{H^0} = 820$  GeV  $\alpha = \pi/4$  y en la parametrización fundamental. Para las dos representaciones, las masas del espectro habitual del SM y demás parámetros han sido tomados desde los reportes globales de [47].

Los limitantes provistos por la unitariedad han sido estudiados en el marco formal de las realizaciones gauge del Modelo Estándar Minimal y el Modelo de Dos Dobletes de Higgs. A fin de ello y desde la discusión heurística del uso de la unitariedad de la matriz de dispersión en diversas teorías de interacciones fundamentales, y pasando por las implicaciones de esta en el teorema óptico, segunda ley de la termodinámica y el teorema *CPT*, se motiva la introducción de la expansión general de Jacob-Wick en estados de momentum angular, todo con el fin de establecer las regiones unitarias para diferentes amplitudes de dispersión bosónicas y fermiónicas. Para estados de helicidad simétricos en los estados iniciales y finales se recobra la expansión tradicional de ondas planas para partículas sin espín y por ende la restricción unitaria más fuerte asociada a los coeficientes ( $\text{Re}(a_0) < 1/2$ ).

Desde un recorrido formal sobre todos los sectores del Modelo Estándar Electrodébil y desde el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría se analizó como un sector escalar provee las masas de los campos de radiación y materia del modelo construyendo así una teoría realista de la naturaleza. Esto genera las bases para discutir como los limitantes fenomenológicos y teóricos de precisión han permitido caracterizar las posibles regiones donde los parámetros -aún no detectados directamente- podrían aparecer en los experimentos actuales. Aún después de los logros fenomenológicos explicativos y predictivos, existe un conjunto amplio de cuestiones que conllevan a que el Modelo Estándar sea una formulación incompleta. Entre estos se encuentra la jerarquía de masas en la tercera generación de quarks, la cuantización de la carga, y la no evidencia directa de un sector de Higgs minimal. Además la sola presencia de un bosón Higgs hace que la teoría no sea una construcción completamente satisfactoria. Dos diferentes acercamientos a estas problemáticas han sido contemplados en nuestra discusión: el planteamiento fenomenológico y la evaluación del SM en escalas superiores de energía.

Para mirar la consistencia fenomenológica de la teoría, realizamos un estatus de las búsquedas del bosón de Higgs del SM en las colaboraciones LEP, TEVATRON y LHC. En realidad, el establecer la verdadera naturaleza del bosón de Higgs (existente ó no) ha sido el mayor objetivo de estos aceleradores y se ha convertido en un reto en virtud a la cantidad de ruido detectado desde el sector de parámetros en el que se espera aparezca un estado de origen escalar. Así que la cantidad de colisiones, medidas por la luminosidad, necesitadas para archivar un conjunto de datos de amplia relevancia estadística debe ser muy grande tal que un señal de fluctuación con respecto al background sea lo suficientemente fuerte para que *no* se considere dentro del ruido generado por el amplio conjunto de procesos electrodébiles y fuertes que en estos regímenes ocurren. Los canales de rastreo del bosón de Higgs analizados son los siguientes:  $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow b\bar{b}(\tau\bar{\tau})$  (LEP:  $\sqrt{s} = 207$  GeV),  $gg \rightarrow h \rightarrow b\bar{b}(WW^*)$  (TEVATRON:  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV), y desde la fusión de gluones (LHC:  $\sqrt{s} = 7$  TeV) a  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $h \rightarrow \tau\tau$ ,  $h \rightarrow bb$ ,  $h \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$ ,  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ,  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\tau$ ,  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\nu$  y  $h \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2q$ . Para el LEP y en un nivel de confianza (CL) del 95 %, el rango excluido para el bosón de Higgs es  $m_h > 114.4$  GeV. En el TEVATRON se ha excluido, a través del proceso de decaimiento a bosones vectoriales  $WW^*$ , el rango de masas  $156 < m_h(\text{GeV}) < 177$  en un 95 % CL. En virtud a que la energía del centro de masa es lo suficientemente grande para generar una luminosidad mayor, y en adición al ampliamiento de los canales de rastreo, en el LHC se han producido nuevas prescripciones con el fin de discriminar comportamientos en el background y en las fluctuaciones con respecto a este. Por ejemplo en los análisis combinados, basados en la extracción de información de una señal fuerte y desde una verosimilitud completa en la que se incluyen las incertidumbres sistemáticas y sus correlaciones, las regiones excluidas en un 95 % CL se encuentran en el

rango de  $133 < m_h(\text{GeV}) < 230$  y en  $251 < m_h(\text{GeV}) < 466$ . Un exceso de eventos en  $m_h \approx 126$  GeV es reconstruido desde los canales  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  con una probabilidad local de cerca de  $2.2\sigma$ ; así que ninguna conclusión fuerte sobre este régimen puede ser obtenida hasta el momento. Se espera que al incrementar la luminosidad a cerca de  $20 \text{ fb}^{-1}$  algunos resultados importantes lleguen a ser lo suficientemente contundentes ante las hipótesis planteadas, lo que develaría, independiente de los resultados, diferentes acercamientos a la verdadera estructura cuántica y de espacio-tiempo de las interacciones fundamentales que allí toman lugar.

Desde un sentido teórico, se estudiaron las influencias del SM en diferentes escalas de energía, todas basadas en propiedades no deseadas del modelo en esos regímenes. Una de estas inconsistencias es el denominado problema de naturalidad ó jerarquía, el cual se encuentra descrito por la dependencia cuadrática en la escala de corte para las correcciones radiativas a diferentes ordenes. Si dicha escala de corte es tomada en la escala de energía de las teorías de unificación ( $10^{16}$  TeV) es necesario un rearrreglo de 16 dígitos entre el rango de masas desnudas del bosón de Higgs y las correcciones radiativas, a fin de obtener un Higgs físico en el rango de  $100 \lesssim m_h(\text{GeV}) \lesssim 1000$ . Para controlar estos comportamientos extremos se define la cantidad de ajuste fino, encargada de medir la sencibilidad de la escala electrodébil ante el valor de corte. Otro escenario en niveles de energías superiores se presenta por medio de los desacoples cuárticos de los campos escalares, como garantía en la obtención de una teoría perturbativa en todas las escala de energía. Reinterpretando este mecanismo, es posible definir el dominio de energía para el cual el SM es válido; traduciendo en un nivel de corte para que el acople  $\lambda$  siempre se mantenga finito en dicho régimen. Al tomar de nuevo dicho nivel como la escala de gran unificación, se encuentra que  $m_h < 160$  GeV a fin de cumplir la restricción de trivialidad. En particular, la escala de corte se interpreta como una escala de nueva física debido a que para energías de corte muy superiores a la escala electrodébil del SM, es necesario introducir, además de las correcciones estándar, correcciones de origen no perturbativo. Otra sistemática que pone en duda la aplicabilidad del SM en regímenes superiores es la determinación de un vacío estable, mediante la exigencia de que el potencial sea acotado inferiormente, esto se traduce en garantizar la positividad del acople cuártico  $\lambda$  en todas las escalas. Para el dominio de teoría de gran unificación, la existencia de un punto estable en todas las energías es asegurado por medio de la relación  $m_h(\text{GeV}) > 130 + 2(m_t - 170)$ . Todos los análisis considerados se encuentran en la base de diferentes estatus presentados por la amplia literatura. Para llegar a la unitariedad de una manera natural es importante introducir adecuadamente este tipo de limitantes teóricos, ya que el estudio completo de ellos, además de sus relaciones no solo permite evaluar al SM en regímenes superiores en energía si no que también restringe las diferentes extensiones no-minimales que desde el sector escalar pueden emerger.

La unitariedad es en realidad una prueba directa de la consistencia interna de la teoría cuántica de fondo con el modelo de interacciones fundamentales que se quiere instaurar. En este punto extendimos un paralelo entre la renormabilizabilidad de la teoría y la unitariedad perturbativa de la misma a través de los análisis de los gauges renormabilizables, haciendo que las dos formulaciones sean *necesarias* para ser garantizadas simultáneamente. Este nivel de la discusión surge prácticamente desde la indagación primigenia en determinar cual es la influencia particular sobre un conjunto específico de procesos dispersivos tal que los parámetros libres asociados, como las masas del bosón de Higgs, sean acotados superiormente; garantizando la perturbatividad por medio del teorema óptico. Esta es la base del método de Lee, Quigg y Thacker, donde a través de un organización matricial de coeficientes de ondas parciales se llega a una cota sobre la masa del Higgs, que es interpretada como el límite máximo para que la teoría de perturbaciones sea realizable en el SM. Numéricamente dicho valor es cercano a los 730 GeV. Esto impone una nueva escala de energía donde nueva física debe aparecer, todo con el fin de hacer la teoría perturbativa salvando la *unitariedad* a este nivel. En esta disertación se hizo una introducción de la forma de los procesos dispersivos en los R-gauges, los cuales conllevan al uso idóneo del teorema de equivalencia; siendo esta una de las formulaciones más fuertes que emerge desde el rompimiento espontáneo de la simetría y que relaciona las partes longitudinales de los bosones vectoriales masivos con los bosones de Goldstone. Esta formulación minimal permite no solo evaluar al SM en escalas mayores de energía si no también generar la base conceptual para la discusión unitaria de cualquier teoría gauge con sectores de Higgs extendidos ó con simetrías más grandes.

El Modelo de Dos Dobletes surge como una posible extensión al Modelo Estándar de tal forma que algunas de

#### 4. Análisis de las Restricciones Unitarias en el SM y 2HDM

estas problemáticas teóricas y fenomenológicas sean tratadas mediante la inclusión de un doblete extra en el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría. En realidad existe un conjunto mayor de motivaciones en la exploración de dichos escenarios escalares. Uno de ellos es el amplio desconocimiento del sector de Higgs. Además, el rompimiento espontáneo ó explícito de la simetría  $CP$  aparece de manera natural en esta extensión no-trivial del sector de Higgs, lo cual introduce nueva fenomenología en todos los sectores del modelo. Un segundo doblete permitiría una solución a la ambigua jerarquía de la tercera familia de quarks generada en el SM. En adición si el sector escalar es debido a dos dobletes de Higgs, mecanismos como el de Peccei-Quinn de violación de la simetría  $CP$  en la QCD son solo posibles si el sector escalar es del tipo 2HDM. Además existen modelos gauges de simetrías más grandes en los que su sector escalar a bajas energías se desarrolla en un sector no minimal de Higgs como el presentado en el 2HDM (e.g supersimetría, little Higgs, gran unificación etc). Otra motivación de gran interés es la presencia de corrientes neutras de cambio de sabor, que aunque suprimidas fuertemente por los experimentos no violan ninguna ley de fundamental de la naturaleza y podrían proveer una explicación natural a la *oscilación de neutrinos*. A temperatura finita el modelo, puede ser utilizado como un escenario posible en la descripción de fenómenos tales como la bariogénesis y leptogénesis. Una de las falencias más grandes del modelo es la cantidad de parámetros libres introducidos, los cuales tienen que en primera instancia ser delimitados a través de mecanismos teóricos y fenomenológicos no directos como: la estabilidad del vacío, simetría de custodia, la unitariedad de la teoría y el momento magnético anómalo del muón. Los limitantes experimentales directos surgirán en aceleradores de nueva generación donde las energías de centro de masa sean lo suficientemente altas para diferenciar el comportamiento cuartico del sector bosónico del modelo.

Para establecer naturalmente estos limitantes, y en especial la unitariedad, se consideró la formulación general del modelo, estudiando todos los sectores introducidos por medio de la nueva forma de generar el rompimiento espontáneo de la simetría, y a su vez la influencia de las simetrías discretas y continuas (clasificadas en las impuestas por la presencia de dos familias de Higgs y en las provenientes por la simetría  $CP$ ) en estos nuevos escenarios. En el sector de Yukawa se consideraron los casos más globales asociados a si existe ó no conservación natural del sabor en corrientes neutras. Se discute la influencia de la simetría  $Z_2$  ante mecanismos como el rompimiento de la simetría  $CP$  y el desacople primordial de modelos con simetrías más grandes. En este punto se trata de manera cuantitativa como en un modelo realista, el rompimiento suave de  $Z_2$  (violación en ordenes superiores de la teoría de perturbaciones) podría ser un escenario favorable para constituir efectivamente al 2HDM como el límite escalar de bajas energías de modelos establecidos en escalas superiores.

Para el 2HDM la unitariedad, los demás limitantes teóricos y las restricciones fenomenológicas indirectas surgen como respuesta a la discriminación total del conjunto de parámetros libres establecidos en el 2HDM más general, además de construir una formulación totalmente consistente con los fundamentos cuánticos y espacio-temporales que la caracterizan. La unitariedad se incorpora como la única sistemática restrictiva en todos los ordenes y en especial, para modelos asintóticos, a nivel árbol; haciendo que las demás limitantes sean garantizadas a través de la realización directa de la teoría de perturbaciones. En este escenario se consideraron las reglas de suma que garantizan al 2HDM eliminar aportes mal comportados en el régimen de altas de energías de los diagramas con acoples entre los bosones de Higgs y los bosones gauge.

Desde los análisis unitarios presentados en el SM y el 2HDM (con conservación de la simetría  $CP$ ) se estudiaron, por medio de las restricciones generales de la expansión general de estados de helicidad, un nuevo conjunto de limitantes establecidos desde las amplitudes de dispersión  $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ ,  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$  y  $f\bar{f} \rightarrow W_L^+W_L^-$ . En el primer proceso enteramente bosónico y a través de las cancelaciones entre las contribuciones a la amplitud de los diferentes diagramas de Feynman para el SM se encontraron condiciones particulares para modelos multidobletes todo con el fin de eliminar diferentes contribuciones dependientes de la energía. La más importantes de ellas es el cumplimiento simultáneo de las reglas de suma y de la simetría de custodia a nivel árbol, a fin de salvaguardar la unitariedad de la teoría. Existe por ende un vínculo en las predicciones en  $\rho$  con sectores extendidos que conserven la simetría  $CP$  por medio del desacople del Higgs pseudoescalar del espectro bosónico vectorial. Para el sector minimal se muestra como la sección eficaz sería no acotada si los diagramas debidos al bosón de Higgs no son considerados, exhibiendo una violación de la unitariedad a nivel árbol. Para las regiones

de exclusión independientes de la energía del centro de masa se logró determinar que, para  $h^0$  dentro de las zonas fenomenológicas, el bosón de Higgs neutro más pesado de  $CP$ -par es ampliamente restringido desde las bases unitarias para  $\alpha > \pi/4$  y  $\tan\beta > 2$ . Para  $\alpha \rightarrow \pi/2$  y  $\tan\beta \rightarrow 0$ ,  $H^0$  se desacopla del espectro bosónico, lo que conduce a que no exista una saturación de la unitariedad. Este es el denominado *límite de desacople* donde se recupera al SM como una teoría efectiva a bajas energías cuando los bosones de Higgs  $H^0, H^\pm$  y  $A^0$  son lo suficientemente pesados para que los acoples cuárticos sean de orden  $\lesssim \mathcal{O}(1)$ . Para  $\alpha \rightarrow 0$  la región excluida es “fuerte” solo cuando  $\tan\beta \rightarrow 0$ , ya que en este régimen existe un desacople del bosón de Higgs más ligero de  $CP$ -par, haciendo que solo el Higgs más pesado sature la condición de unitariedad del tipo SM. Para la dispersión fermiónica y a través de la sistemática anterior se encuentra un desacople de la masa de Higgs resultando solo restricciones unitarias -independientes de la energía- para parámetros de mezcla y para acoples de Yukawa en el 2HDM tipo III. Mediante el formalismo de estados de helicidad, los elementos matriciales son calculados con el fin de aplicar el método general de expansión de Jacob-Wick en procesos fermiónicos. Las restricciones unitarias sobre  $\beta$  en las parametrizaciones tipo I y II describen limitantes no generales en la forma concerniente de este elemento, esto es debido a la forma de acople entre los dobletes y las partes up y down de los dobletes fermiónicos. Para la parametrización tipo III del 2HDM (en la escogencia fundamental  $\beta = 0$ ) los acoples *no-universales* de Yukawa diagonales tienen una dependencia inversa a la masa del fermión. Así para quarks pesados dicha restricción se traduce en limitantes suficientemente fuertes y que se desvían a lo máximo en dos ordenes de magnitud con respecto a las restricciones fenomenológicas reportadas [69, 80, 113, 115, 117]. En los acoples no diagonales se utilizaron canales mixtos de interacción del tipo  $f_i \bar{f}_j \rightarrow f_i \bar{f}_j$ , donde las cotas unitarias exhiben un comportamiento inverso a la raíz cuadrada del producto de las masas fermiónicas, como consecuencia del *ansatz* de Sher y Cheng para los acoples de Yukawa asociados. Estos términos se desvían de las restricciones fenomenológicas hasta en tres ordenes de magnitud, así que esta imposición unitaria es débil ante este tipo de procesos. Para modelos más allá del SM, estos mecanismos abren por ende una metodología *no tradicional* en la determinación de cotas sobre las masas y acoples de Yukawa para la nueva física aquí generada. Para procesos del tipo  $f\bar{f} \rightarrow W_L^+ W_L^-$  no existe una manera unívoca e independiente de establecer un limitante unitario ya que los parámetros libres están fuertemente relacionados a la energía de dispersión con respecto a la saturación de los elementos matriciales al valor máximo del coeficiente de la onda parcial  $J = 0$ . Para atacar el problema de una manera diferente se calcula la sección eficaz asociada a este mecanismo. Allí las contribuciones de los bosones polarizados longitudinalmente en  $E_{cm} \gg m_w$  son bien comportadas. Esta parte de las amplitudes invariantes y por consiguiente de la sección eficaz son las llamadas tener aportes dependientes de la energía del centro de masa en todas las escalas debido a la naturaleza de sus acoples. Así la unitariedad es respetada a nivel árbol en virtud a que ningún elemento matricial supera este comportamiento a fin de obtener aportes de ordenes diferentes en los diagramas de Feynman. Fenomenológicamente, la sección eficaz asociada al proceso  $t\bar{t} \rightarrow W^+ W^-$  permite recobrar el límite de desacople y en el régimen fermiofóbico del sector up al  $H^0$  en el 2HDM tipo II, el cual se reduce al comportamiento para el SM minimal. Además se establece el límite fermiofóbico del sector up para el Higgs más ligero  $h^0$ . En el 2HDM III, y para la parametrización fundamental (i.e.  $\beta = 0$ ), en intervalos intermedios de  $\alpha = \pi/4, \pi/3$ , la sección eficaz conlleva a diferenciar las contribuciones debidas a  $\lambda_{tt}$  con regiones en  $E_{cm} < 1$  TeV. Estos análisis diferencian los aportes de modelos en los que existen FCNC a nivel árbol con respecto a teorías en las que dichos procesos son abolidos.

Con el fin de establecer el verdadero comportamiento de los procesos de dispersión a través de la condición de unitariedad del teorema óptico, y mirar su estrecha relación con los parámetros libres del potencial escalar, es importante determinar los diferentes acoples en la base de los autoestados gauge. En esta base los vértices se vuelven más sencillos al hacer uso del teorema de equivalencia. A continuación se darán los mecanismos y fundamentos necesarios para establecer en que regímenes y bajo que suposiciones podemos tratar indiferentemente los autoestados gauge de los autoestados de masa del SM con rompimiento espontáneo de la simetría.

### A.1. Gauges- $R$

En realidad, existen otros procedimientos de fijamiento del gauge además que el provisto por el *gauge unitario* ( $U$ )<sup>1</sup>, todo debido a las diferentes formas que podemos tomar la invarianza ante el esquema  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  y de la manera en la que se logra el SSB. Aquí se estudiarán un conjunto importante de sistemáticas de encontrar los proceso de fijamiento del gauge, los cuales son denominados los gauges *Renormalizables* ( $R$ ).

Los Gauges- $R$  fueron inventados con el fin de evitar las divergencias producidas en el régimen de altas energías por algunos propagadores en teorías gauge no Abelianas con un mecanismo de Higgs. El procedimiento de fijar el gauge en los gauges  $R$  es completamente diferente al proceso de fijamiento del gauge Unitario. Para definir el procedimiento, se mantienen los bosones de Goldstone como campos auxiliarios *no físicos*; se necesita adicionar al lagrangiano invariante gauge un término no invariante de *fijamiento del gauge* en el que se involucre tanto los campos vectoriales como los campos no físicos escalares. Esto último se realiza a través de una sistemática parecida al “anzats” de Fermi para la QED, que consiste en sumar un término proporcional a  $(\partial_\mu A^\mu)^2$  al Lagrangiano cinético de Maxwell.

Estos procesos están caracterizadas por el comportamiento de los propagadores en los diferentes regímenes de energía. Por ejemplo, en la región ultravioleta, los propagadores tienen un comportamiento adecuado de tal forma que las propiedades de renormabilizad del SM se hacen más claras. Además, en estos gauges se puede reformular una de las propiedades más importantes que emergen de una teoría con rompimiento espontáneo de la simetría, representada a través del denominado *teorema de equivalencia*; el cual relaciona las amplitudes de dispersión para las partes longitudinales de los bosones vectoriales con los bosones escalares de Goldstone

<sup>1</sup>El propagador en el gauge unitario para bosones vectoriales masivos tiene la forma canónica:

$$D_{\mu\nu}(k) = \frac{-g_{\mu\nu} + m^{-2}k_\mu k_\nu}{k^2 - m^2 + i\epsilon}, \quad (\text{A.1})$$

donde  $m$  es la correspondiente masa. Se observa como este término no decrece cuando  $k \rightarrow \infty$  como los propagadores *normales* lo hacen. Este tipo de comportamientos producen diagramas de Feynman altamente divergentes.

no-físicos. Este método facilita el análisis del comportamiento en altas energías de las amplitudes de dispersión que quieran estudiarse.

Para un sector minimal del SSB, se estudiará -brevemente- el espíritu de la formulación de los gauges- $R$ . Comenzamos con la parametrización del campo  $\Phi$ ,

$$\Phi = \begin{pmatrix} -iG^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + \eta + iz) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$G^+$  es complejo y los campos  $\eta, z$  son campos reales, y  $\nu$  el valor esperado en el vacío. El Lagrangiano de fijamiento del gauge se escribe a partir de

$$\mathcal{L}_{g.f} = -\frac{1}{2\xi} |\partial^\mu W_\mu^- - \xi m_w G^-|^2 - \frac{1}{2\xi} |\partial^\mu W_\mu^+ - \xi m_w G^+|^2 - \frac{1}{2\chi} (\partial^\mu - \chi m_z G^0)^2 - \frac{1}{2\alpha} (\partial^\mu A_\mu). \quad (\text{A.3})$$

Cuya forma funcional se presenta de tal forma que esta remueve los términos de mezcla bilineales entre los campos  $G^\pm$ ,  $G^0$  y los campos  $W^\pm$  y  $Z$ . Al introducir esta forma de parametrización en el lagrangiano asociado al término cinético de los campos, obtenemos

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \supset m_w (W_\mu^+ \partial^\mu G^- + W_\mu^- \partial^\mu G^+) + m_z Z_\mu \partial^\mu G^0. \quad (\text{A.4})$$

( $\supset$  indica que dichos términos de interacción están contenidos en el lagrangiano completo<sup>2</sup>). Para el Lagrangiano  $\mathcal{L}_{g.f}$ . se obtiene

$$\mathcal{L}_{g.f} \supset m_w (G^- \partial^\mu W_\mu^+ + G^+ \partial^\mu W_\mu^-) + m_z G^0 \partial^\mu Z_\mu. \quad (\text{A.5})$$

Después de sumar los dos lagrangianos, dicha adición puede reescribirse a través de las siguientes formas bilineales

$$\mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{g.f} \supset m_w \partial^\mu (G^- W_\mu^+ + G^+ W_\mu^-) + m_z \partial^\mu G^0 \partial^\mu Z_\mu. \quad (\text{A.6})$$

Estos términos pueden ser omitidos sin alterar la dinámica conseguida por los demás términos producidos por  $\mathcal{L}_{Higgs}$ . En lo que respecta a las masas, los propagadores pueden ser reconstruidos y con ellos todas las interacciones entre los bosones de Higgs y los bosones de Goldstone ( $G^\pm, G^0$ ) para el SM-minimal. Para los parámetros de masa de los bosones de Goldstones *no-físicos*, se tiene:

$$m_w^2 = \xi m_w^2, \quad m_z^2 = \chi m_z^2. \quad (\text{A.7})$$

Así los propagadores de los bosones vectoriales llegan a ser [63, 24]:

$$D_{\mu\nu}^{(W)}(k) = \left( -g_{\mu\nu} + (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi m_w^2} \right) \frac{1}{k^2 - m_w^2 + i\epsilon}, \quad (\text{A.8a})$$

$$D_{\mu\nu}^{(Z)}(k) = \left( -g_{\mu\nu} + (1 - \chi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \chi m_z^2} \right) \frac{1}{k^2 - m_z^2 + i\epsilon}, \quad (\text{A.8b})$$

$$D_{\mu\nu}^{(A)}(k) = \left( -g_{\mu\nu} + (1 - \alpha) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) \frac{1}{k^2 + i\epsilon}. \quad (\text{A.8c})$$

<sup>2</sup>Este tipo de términos también emergen en el SSB a través del análisis con dos dobles como se enfatiza en la sección 3.4.1

## A. Teorema de Equivalencia y R-Gauges

Las formas de los propagadores en (A.8) se comportan como  $k^{-2}$  para  $k \rightarrow \infty$  (lo cual le da el nombre de gauges renormalizables).

Los propagadores de los bosones de Goldstone son por tanto:

$$D^{(w)}(k) = \frac{1}{k^2 - \xi m_w^2 + i\epsilon}, \quad (\text{A.9a})$$

$$D^{(z)}(k) = \frac{1}{k^2 - \chi m_z^2 + i\epsilon}. \quad (\text{A.9b})$$

Examinando los propagadores de bosones vectoriales, podemos ver que si tomamos  $\xi = \chi = \alpha = 1$ , los propagadores llegan a ser diagonales. Esta escogencia representa al denominado gauge *'t Hooft-Feynman*. El gauge unitario se obtiene cuando  $\xi \rightarrow \infty$ ,  $\chi \rightarrow \infty$ . Esto corresponde a bosones de Goldstone no-físicos “infinitamente pesados”. Esto es una forma de ver como dichos grados de libertad desaparecen en este gauge, dejando solo el contenido físico de la teoría.

Para los términos de interacción, los vértices entre bosones escalares y los bosones intermediarios pueden encontrarse a través de los cambios  $W^\pm \rightarrow G^\pm$  y  $Z \rightarrow G^0$ . El reemplazo es hecho en pares de esos campos (e.g.  $Z^\mu Z_\mu \rightarrow (G^0)^2$ ). Para las interacciones trilineales que involucran dos escalares  $G^\pm$  con un bosón vectorial neutro están descritos por <sup>3</sup>

$$\mathcal{L}_{G^-G^+V} = i\zeta_{ww}^\gamma G^- \overleftrightarrow{\partial}^\mu G^+ A_\mu + i\zeta_{ww}^Z G^- \overleftrightarrow{\partial}^\mu G^+ Z_\mu. \quad (\text{A.10})$$

Las interacciones con el sector fermiónico vienen dadas por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & i\chi_{f_u f_d}^w \bar{f}_u [(m_{f_u} - m_{f_d}) - (m_{f_u} + m_{f_d})\gamma_5] f_d G^+ - i\chi_{f_u f_d}^w \bar{f}_d [(m_{f_u} - m_{f_d}) + (m_{f_u} + m_{f_d})\gamma_5] f_u G^- \\ & - i\chi_{f_u f_u}^z \bar{f}_u \gamma_5 f_u z - i\chi_{f_d f_d}^z \bar{f}_d \gamma_5 f_d z - \chi_{f_u f_u}^h f_u f_u h - \chi_{f_d f_d}^h f_d f_d h. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

con  $f_u = u, c, t, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  y  $f_d = d, s, b, e, \mu, \tau$ <sup>4</sup>. En el SM, los términos con acoples con  $z$  y  $h$  en (A.11) desaparecen cuando se considera el sector up de los leptones en virtud a que los neutrinos no se han considerado masivos.

A fin de encontrar los vértices cuárticos entre los escalares de Goldstone con el campo de Higgs utilizamos el potencial asociado, con lo cual

$$\mathcal{L} = -\lambda v h \left( 2\omega^- \omega^+ + (G^0)^2 + h^2 \right) - \frac{1}{4} (2\omega^- \omega^+ + (G^0)^2 + h^2)^2. \quad (\text{A.12})$$

Para el 2HDM dichos acoples se encuentran inmersos en el sector del potencial escalar por medio de formas trilineales y cuadrilineales asociadas al lagrangiano completo, como se establece en la sección 3.4.

## A.2. Teorema de equivalencia

El mecanismo de Higgs trae consigo que los bosones de Goldstone deban convertirse en las componentes longitudinales de los bosones vectoriales asociados a los generadores de grupo rotos, a fin de que estos sean masivos. Este procedimiento puede establecerse de una manera más formal por medio del uso de los elementos matriciales de  $S$  a través del denominado *teorema de equivalencia*, el cual actúa en el régimen de altas energías. En esta región de los modelos los elementos matriciales para un proceso con bosones vectoriales masivos son

<sup>3</sup>Para el SM:  $\zeta_{ww}^\gamma = 1$ ,  $\zeta_{ww}^Z = \frac{g}{\cos\theta_w} \left( \frac{1}{2} - \sin^2\theta_w \right)$

<sup>4</sup>En el SM  $\chi_{f_u f_d}^w = \frac{g}{2\sqrt{2}m_w}$ , y  $\chi_{f_{u(d)} f_{u(d)}}^h = \chi_{f_{u(d)} f_{u(d)}}^z = \frac{gm_{f_u(f_d)}}{2m_w}$

iguales a los elementos matriciales (calculados en el Gauge  $R$ ) de un proceso donde dichos bosones vectoriales polarizados longitudinalmente son reemplazados por los correspondientes bosones de Goldstone. Explícitamente y formalmente dicho teorema puede escribirse por medio de [64]:

**Teorema de equivalencia:** *Consideremos un proceso donde se involucran a parte de otras partículas físicas  $A$  (estado inicial) y  $B$  (estado final), un cierto número de bosones polarizados longitudinalmente. Denotemos  $n_1$  al número de ellos en el estado inicial y a  $n_2$  en el estado final (con energía  $E_v$  tal que  $E_v \gg m_V$ ), se obtiene que los elementos matriciales tienen la siguiente correspondencia:*

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi}(V_L(i_1), \dots, V_L(i_{n_1}), A \rightarrow V_L(f_1), \dots, V_L(f_{n_2}), B) &= \mathcal{M}_{fi}(\psi(i_1), \dots, \psi(i_{n_1}), A \rightarrow \psi_L(i_1), \dots, \psi(i_{n_1}), B) \\ &\times (i)^{n_1-n_2} C \left[ 1 + \mathcal{O}\left(\frac{m_V}{E_V}\right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

donde  $\psi$  representan los bosones de Goldstone correspondientes a sus contrapartes masivas.  $C$  es un factor independiente de la energía, el cual es debido a los efectos de la renormalización (a nivel árbol  $C = 1$ ). La demostración primigenia de este teorema puede ser encontrada en [2, 65].

El teorema de equivalencia, de hecho, puede ser representado a través de un forma más general debido a que esta evaluación es característica de cualquier teoría gauge que tenga un mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría, como es el caso de la siguiente extensión no trivial al SM; el Modelo de dos Dobletes de Higgs.

En virtud a la complejidad de algunas de las interacciones a nivel árbol, es necesario analizar el comportamiento en diferentes escenarios de distintos procesos. Con el fin de ver el comportamiento unitario desde un punto de vista completo, estudiamos el cálculo a nivel árbol de la dispersión elástica de bosones vectoriales en el régimen de altas energías, considerando las diferentes contribuciones que pueden ocurrir en este nivel. Esta sistemática permite, además de observar las *reglas de suma* desde una manera natural, encontrar vínculos entre la unitariedad con otras restricciones teóricas y fenomenológicas de modelos con sectores de Higgs extendidos. En primera instancia, consideramos el cálculo de la amplitud a nivel árbol de la dispersión de bosones  $W^\pm$ . Debido a que el comportamiento neuralgico en altas energías lo poseen las componentes longitudinales de estos, nos centraremos en el elemento matricial del mecanismo  $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ . En realidad existen 6 diagramas provenientes de la contribución del Higgs,  $Z$  y fotón (3 son asociados al canal  $s$  y 3 son asociados al canal  $t$ ). Además existe un diagrama que proviene del acople directo de los bosones gauge  $W^\pm$ . Estudiemos el canal  $s$  con un bosón  $Z$  en el propagador:

$$\mathcal{M}_z^s = (\zeta_{ww}^z)^2 \epsilon_1^\mu J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q) \epsilon_2^\nu \frac{1}{q^2 - m_z^2} \left( g^{\lambda\sigma} - \frac{q^\lambda q^\sigma}{m_z^2} \right) \epsilon_3^{\alpha*} J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_1, q) \epsilon_4^{*\beta}. \quad (\text{B.1})$$

Utilizando la identidad de t' Hooft<sup>1</sup>, que es válida para los  $R$ -Gauges, dicho término puede describirse a través de

$$\mathcal{M}_z^s = (\zeta_{ww}^z)^2 \epsilon_1^\mu J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q) \epsilon_2^\nu \frac{1}{q^2 - m_z^2} g^{\lambda\sigma} \epsilon_3^{\alpha*} J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_1, q) \epsilon_4^{*\beta}. \quad (\text{B.3})$$

Siguiendo un procedimiento análogo para el fotón, encontramos

$$\mathcal{M}_\gamma^s = (\zeta_{ww}^z)^2 \epsilon_1^\mu J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q) \epsilon_2^\nu \frac{1}{q^2} g^{\lambda\sigma} \epsilon_3^{\alpha*} J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_1, q) \epsilon_4^{*\beta}. \quad (\text{B.4})$$

Así las dos contribuciones pueden ser escritas en un solo término mediante

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s = \epsilon^\mu(k_1) \epsilon^\nu(k_2) J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q) g^{\lambda\sigma} J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_4, q) \epsilon^{*\alpha}(k_3) \epsilon^{*\beta}(k_4) \left[ \frac{1}{s} \zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \frac{1}{s - m_z^2} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.5})$$

<sup>1</sup>Para nuestro caso en particular, la identidad de t'Hooft establece:

$$p^\mu J_{\lambda\mu\nu}(k, p, q) = q_\lambda q_\nu - k_\lambda k_\nu. \quad (\text{B.2})$$

con  $s$  la variable de Mandelstam asociada a la energía del centro de masa. Podemos expandir el propagador para  $Z$  en términos de la siguiente factorización,

$$\frac{1}{s - m_z^2} = \frac{1}{s} + \frac{m_z^2}{s^2} + \frac{m_z^4}{s^3} + \frac{m_z^6}{(s - m_z^2)s^3}. \quad (\text{B.6})$$

Lo cual tiene una representación en una serie infinita:

$$\frac{1}{s - m_z^2} = \frac{1}{s} + \frac{m_z^2}{s^2} + \frac{m_z^4}{s^3} + \dots = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{m_z^{2n-4}}{s^{n-1}}. \quad (\text{B.7})$$

Usando esta expansión podemos expresar nuestro elemento matricial conjunto a través de,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Z,\gamma}^s &= \mathcal{M}_z^s + M_\gamma^s = -\epsilon^\mu(k_1)\epsilon^\nu(k_2)J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q)g^{\lambda\sigma}J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_4, q)\epsilon^{*\alpha}(k_3)\epsilon^{*\beta}(k_4), \\ &\times \left[ \frac{1}{s} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2}{s^2} + \frac{m_z^4}{s^3} + \dots \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right], \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

con

$$\begin{aligned} J_{\mu\nu\lambda}(k_1, k_2, -q) &= g_{\mu\nu}(k_1 - k_2)_\lambda + g_{\nu\lambda}(k_2 + q)_\mu - g_{\lambda\mu}(q + k_1)_\nu, \\ J_{\alpha\beta\sigma}(-k_3, -k_4, q) &= g_{\alpha\beta}(k_4 - k_3)_\sigma - g_{\beta\sigma}(q + k_4)_\alpha + g_{\sigma\alpha}(q + k_3)_\beta. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

La polarización longitudinal de un vector masivo se comporta asintóticamente (altas energías) como:

$$\epsilon^\mu(k) = \frac{k^\mu}{m} + \Delta^\mu(k). \quad (\text{B.10})$$

Donde  $\Delta(p)$  representa el comportamiento la corrección de la forma  $\mathcal{O}(m/E)$  (aquí  $E$  hace referencia solo a la energía cinética). Haciendo uso de este comportamiento, los términos de la forma del elemento de matriz quedan descritos por

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s = - \left[ \frac{s^2(s + 2t - 4m_w^2)}{4m_w^4} \right] \left[ \frac{1}{s} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2}{s^2} + \frac{m_z^4}{s^3} + \dots \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.11})$$

Con la evaluación respectiva,

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s = - \left[ \frac{s(s + 2t - 4m_w^2)}{4m_w^4} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2(s + 2t - 4m_w^2)}{4m_w^4} + \frac{m_z^4(s + 2t - 4m_w^2)}{4m_w^4 s} \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.12})$$

Descomponiendo este resultado en elementos de orden  $\mathcal{O}(E^4)$ ,  $\mathcal{O}(E^2)$  y  $\mathcal{O}(E^0)$  se obtiene

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s(\mathcal{O}(E^4)) = -\frac{s^2 + 2st}{4m_w^4} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z), \quad (\text{B.13a})$$

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s(\mathcal{O}(E^2)) = -\frac{m_z^2(s + 2t)}{4m_w^4} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z + \frac{s}{m_w^2} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z), \quad (\text{B.13b})$$

$$\mathcal{M}_{Z,\gamma}^s(\mathcal{O}(E^0)) = -\frac{m_z^4}{2m_w^4} \frac{t}{s} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z. \quad (\text{B.13c})$$

### B. Amplitud $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

En realidad existen otros términos  $\mathcal{O}(E^0)$ , pero estos terminan siendo valores no dependientes del comportamiento cinético. De igual manera para el canal  $t$  de las contribuciones de  $Z$  y el fotón en el propagador, se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{z,\gamma}^t &= -\epsilon^\mu(k_1)\epsilon^{*\alpha}(k_3)J_{\mu\alpha\lambda}(-k_1, k_3, -q')g^{\lambda\sigma}J_{\nu\beta\sigma}(-k_2, k_4, q')\epsilon^\nu(k_2)\epsilon^{*\beta}(k_4), \\ &\times \left[ \frac{1}{t} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2}{t^2} + \frac{m_z^4}{t^3} + \dots \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Donde se ha hecho uso de las identidades de t'Hooft y de la expansión en series del propagador. Aquí  $J_{\mu\alpha\lambda}$  y  $J_{\nu\beta\sigma}$  están representados por

$$\begin{aligned} J_{\mu\alpha\lambda}(k_1, k_3, -q') &= [g_{\mu\alpha}(k_1 - k_3)_\lambda + g_{\mu\lambda}(q + k_3)_\alpha - g_{\lambda\mu}(k_1 + q)_\alpha], \\ J_{\nu\beta\sigma}(k_4, k_2, q') &= [+g_{\nu\beta}(k_4 - k_2)_\sigma + g_{\nu\sigma}(k_2 - q)_\beta + g_{\beta\sigma}(q - k_4)_\nu]. \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

A través del comportamiento de los vectores de polarización longitudinales, se llega a que este elemento matricial toma la forma

$$\mathcal{M}_{z,\gamma}^t = - \left[ \frac{t^2(2s + t - 4m_w^2)}{4M_w^4} \right] \left[ \frac{1}{t} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2}{t^2} + \frac{m_z^4}{t^3} + \dots \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.16})$$

Expandiendo esta relación hasta términos de orden  $\mathcal{O}(E^0)$ , se encuentra

$$\mathcal{M}_{z,\gamma}^t = - \left[ \frac{(2st + t^2 - 4m_w^2 t)}{4M_w^4} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z) + \left( \frac{m_z^2(2s + t - 4m_w^2)}{4M_w^4} + \frac{m_z^4(2s + t)}{t \cdot 4M_w^4} \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.17})$$

Separando las diferentes contribuciones  $\mathcal{O}(E^4)$ ,  $\mathcal{O}(E^2)$  y  $\mathcal{O}(E^0)$  se llega a

$$\mathcal{M}_{z,\gamma}^t(\mathcal{O}(E^4)) = -\frac{t^2 + 2st}{4m_w^4} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z), \quad (\text{B.18a})$$

$$\mathcal{M}_{z,\gamma}^t(\mathcal{O}(E^2)) = -\frac{m_z^2(t + 2s)}{4m_w^4} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z + \frac{t}{m_w^2} (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z), \quad (\text{B.18b})$$

$$\mathcal{M}_{z,\gamma}^t(\mathcal{O}(E^0)) = -\frac{m_z^4}{2m_w^4} \frac{s}{t} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z. \quad (\text{B.18c})$$

También tenemos la contribución directa

$$i\mathcal{M}_{ww}^{ww} = i\zeta_{ww}^{ww} \epsilon^\mu(k_1)\epsilon^\nu(k_2) [2g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha} - g_{\mu\nu}g_{\alpha\beta} - g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta}] \epsilon^{*\alpha}(k_3)\epsilon^{*\beta}(k_4). \quad (\text{B.19})$$

Al realizar las contracciones respectivas,

$$\mathcal{M}_{ww}^{ww} = \zeta_{ww}^{ww} [2\epsilon^\mu(k_1)\epsilon^\nu(k_2)\epsilon_\nu^*(k_3)\epsilon_\mu^*(k_4) - \epsilon^\mu(k_1)\epsilon_\mu(k_2)\epsilon^{*\alpha}(k_3)\epsilon_\alpha^*(k_4) - \epsilon^\mu(k_1)\epsilon^\nu(k_2)\epsilon_\mu^*(k_3)\epsilon_\nu^*(k_4)]. \quad (\text{B.20})$$

En función de los momentos correspondientes, se obtiene

$$\mathcal{M}_{ww}^{ww} = \zeta_{ww}^{ww} \left[ \frac{1}{m_w^4} (2k_1 \cdot k_4 k_2 \cdot k_3 - k_1 \cdot k_2 k_3 \cdot k_4 - k_1 \cdot k_3 k_2 \cdot k_4) + \mathcal{O}\left(\frac{m_w^4}{E^4}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{m_w^2}{E^2}\right) \right]. \quad (\text{B.21})$$

Existen términos de la forma  $\mathcal{O}(E^0)$ , los cuales, en este nivel de la discusión, no tiene implicaciones para los análisis que se quieren determinar. En variables de Mandelstam, tenemos:

$$k_1 \cdot k_2 = k_3 \cdot k_4 = \frac{1}{2} (s - 2m_w^2), \quad (\text{B.22a})$$

$$k_1 \cdot k_3 = k_2 \cdot k_4 = -\frac{1}{2} (t - 2m_w^2), \quad (\text{B.22b})$$

$$k_1 \cdot k_4 = k_2 \cdot k_3 = -\frac{1}{2} (u - 2m_w^2), \quad (\text{B.22c})$$

$$u = 4m_w^2 - s - t. \quad (\text{B.22d})$$

Esto conduce a

$$\mathcal{M}_{ww}^{ww} = \zeta_{ww}^{ww} \left[ \frac{s^2 + 4st + t^2 - 4m_w^2(s+t)}{4m_w^4} \right]. \quad (\text{B.23})$$

Considerando por separado los elementos de la forma  $\mathcal{O}(E^4)$  y  $\mathcal{O}(E^2)$ , tenemos:

$$\mathcal{M}_{ww}^{ww} (\mathcal{O}(E^4)) = \frac{s^2 + 4st + t^2}{4m_w^4} \zeta_{ww}^{ww}, \quad (\text{B.24a})$$

$$\mathcal{M}_{ww}^{ww} (\mathcal{O}(E^2)) = \frac{s+t}{m_w^2} \zeta_{ww}^{ww}. \quad (\text{B.24b})$$

Para el SM se tiene que  $\zeta_{ww}^{ww} = g^2$ ,  $\zeta_{ww}^\gamma = g \sin \theta_w$  y  $\zeta_{ww}^z = g \cos \theta_w$ . Al comparar (B.24a) con la suma de (B.13a) y (B.18a) observamos que la divergencia  $\mathcal{O}(E^4)$  es automáticamente cancelada. Para otros modelos, vemos que la divergencia debida a los términos  $\mathcal{O}(E^4)$  es nula si dichos acoples cumplen con la relación

$$\zeta_{ww}^{ww} = \zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z. \quad (\text{B.25})$$

La contribución debida únicamente a la presencia de bosones gauge puede describirse por

$$\mathcal{M}_G = \mathcal{M}_G(\mathcal{O}(E^2)) + \mathcal{M}_G(\mathcal{O}(E^0)). \quad (\text{B.26})$$

Los demás términos no serán relevantes en el régimen de energías en el que estamos trabajando, ya que son finitos o no son dinámicamente influyentes (i.e por ejemplo las masas de los bosones gauge o funciones de ellas). Estos términos tienen la forma

$$\mathcal{M}_G(\mathcal{O}(E^2)) = \frac{(s+t)}{m_w^2} \left[ \frac{m_z^2}{4m_w^2} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z + (\zeta_{ww}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma + \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \zeta_{ww}^{ww}) \right], \quad (\text{B.27a})$$

$$\mathcal{M}_G(\mathcal{O}(E^0)) = -\frac{m_z^4}{2m_w^4} \left( \frac{t}{s} + \frac{s}{t} \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z. \quad (\text{B.27b})$$

Haciendose explícito el hecho de que al usar la propiedad (B.25) no solo términos de orden  $\mathcal{O}(E^4)$ , si no que algunos términos de origen  $\mathcal{O}(E^2)$  son también cancelados. Sabemos que las masas de los bosones gauge cumplen con la restricción de precisión fenomenológica  $\rho = m_w^2/m_z^2 \cos^2 \theta_w = 1$  a nivel árbol, y que además cualquier modelo con sector de Higgs extendido debe salvaguardar la simetría de custodia que ella posee (tratado en

### B. Amplitud $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

la sección 3.7.3 de parámetros oblicuos en el 2HDM). Si consideramos estos comportamientos restrictivos, la contribución a segundo orden de los bosones gauge a la amplitud de dispersión, pueden describirse a través de:

$$\mathcal{M}_G(\mathcal{O}(E^2)) = \frac{(s+t)}{4m_w^2} \left[ \frac{1}{\rho \cos^2 \theta_w} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z \right]. \quad (\text{B.28})$$

Ahora considerando la importante contribución del Higgs <sup>2</sup>, tenemos para el canal  $s$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_H^s &= \epsilon^\mu(k_1) \epsilon^\nu(k_2) g_{\mu\nu} \chi_{ww}^h \frac{1}{s - m_h^2} \chi_{ww}^h g_{\alpha\beta} \epsilon^{*\alpha}(k_3) \epsilon^{*\beta}(k_4), \\ &= -\epsilon(k_1) \cdot \epsilon(k_2) \chi_{ww}^h \frac{1}{s - m_h^2} \chi_{ww}^h \epsilon^*(k_3) \cdot \epsilon^*(k_4). \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

Para el canal  $t$ , tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_H^t &= -\epsilon^\mu(k_1) \epsilon^{*\alpha}(k_3) g_{\mu\alpha} \chi_{ww}^h \frac{1}{t - m_h^2} \chi_{ww}^h g_{\nu\beta} \epsilon^\nu(k_2) \epsilon^{*\beta}(k_4), \\ &= -\epsilon(k_1) \cdot \epsilon^*(k_3) \chi_{ww}^h \frac{1}{t - m_H^2} \chi_{ww}^h \epsilon(k_2) \cdot \epsilon^*(k_4). \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

En términos de los momentos respectivos y con la expansión del propagador en series, se obtiene

$$\mathcal{M}_H^s = -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \left[ \frac{1}{m_w^4} (k_1 \cdot k_2 \ k_3 \cdot k_4) + \mathcal{O}\left(\frac{m_w^4}{E^4}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{m_w^2}{E^2}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{m_w^0}{E^0}\right) \right] \left[ \frac{1}{s} + \frac{m_h^2}{s^2} + \frac{m_h^4}{s^3} + \dots \right]. \quad (\text{B.31})$$

Con las variables de Mandelstam, los términos de la forma  $\mathcal{O}(E^2)$  y  $\mathcal{O}(E^4)$  dentro del primer parentesis cuadrado, adquieren la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_H^s &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} (s - 2m_w^2) (s - 2m_w^2) \left[ \frac{1}{s} + \frac{m_h^2}{s^2} + \frac{m_h^4}{s^3} + \dots \right] \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} (s^2 - 4sm_w^2 + 4m_w^4) \left[ \frac{1}{s} + \frac{m_h^2}{s^2} + \frac{m_h^4}{s^3} + \dots \right] \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} \left[ \frac{(s^2 - 4sm_w^2 + 4m_w^4)}{s} + \frac{m_h^2 (s^2 - 4sm_w^2 + 4m_w^4)}{s^2} + \frac{m_h^4 (s^2 - 4sm_w^2 + 4m_w^4)}{s^3} + \dots \right], \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} [s - 4m_w^2 + m_h^2 + \mathcal{O}(E^{-2})] \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

De un modo similar se obtiene para el canal  $t$ ,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_H^t &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^H \frac{1}{4m_w^4} (t - 2m_w^2) (t - 2m_w^2) \left[ \frac{1}{t} + \frac{m_h^2}{t^2} + \frac{m_h^4}{t^3} + \dots \right] \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} (t^2 - 4tm_w^2 + 4m_w^4) \left[ \frac{1}{t} + \frac{m_h^2}{t^2} + \frac{m_h^4}{t^3} + \dots \right] \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} \left[ \frac{(t^2 - 4tm_w^2 + 4m_w^4)}{t} + \frac{m_h^2 (t^2 - 4tm_w^2 + 4m_w^4)}{t^2} + \frac{m_h^4 (t^2 - 4tm_w^2 + 4m_w^4)}{t^3} + \dots \right], \\ &= -\chi_{ww}^h \chi_{ww}^h \frac{1}{4m_w^4} [t - 4m_w^2 + m_h^2 + \mathcal{O}(E^{-2})]. \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

---

<sup>2</sup>Desde la construcción del SM, y como lo hemos discutido en varias partes del texto, sabemos que toda teoría gauge con SSB es renormalizable [5].

Así el elemento de matriz debido al Higgs se describe como

$$\mathcal{M}_H = \mathcal{M}_H(\mathcal{O}(E^2)) + \mathcal{M}_H(\mathcal{O}(E^0)), \quad (\text{B.34})$$

con

$$\mathcal{M}_H(\mathcal{O}(E^2)) = -\frac{(s+t)}{4m_w^4} \chi_{ww}^H \chi_{ww}^h, \quad (\text{B.35})$$

$$\mathcal{M}_H(\mathcal{O}(E^0)) = -\frac{(m_h^2 - 4m_w^2)}{4m_w^4} \chi_{ww}^h \chi_{ww}^h. \quad (\text{B.36})$$

Al comparar (B.28) y (B.35), y con el fin de eliminar definitivamente la presencia de términos de orden  $\mathcal{O}(E^2)$  en la amplitud de dispersión, se establecen las siguientes relaciones entre los acoplos de los bosones gauge y del bosón de Higgs:

$$\frac{m_w^2}{\rho \cos^2 \theta_w} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \chi_{ww}^h \chi_{ww}^h = 0. \quad (\text{B.37})$$

La cual es satisfecha automáticamente en el SM, ya que en la teoría background  $\zeta_{ww}^z = g \cos \theta_w$ , y en el sector minimal de Higgs  $\chi_{ww}^H = gm_w$  y fenomenológicamente  $\rho = 1$ . Para un modelo multidobletes de Higgs, esta relación puede convertirse en

$$\frac{m_w^2}{\rho \cos^2 \theta_w} \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \sum_{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} = 0. \quad (\text{B.38})$$

Por lo tanto cualquier teoría con un sector de Higgs extendido cumple esta restricción, y por tanto hace de la dispersión de bosones vectoriales polarizados longitudinalmente un procesos unitario si:

- Se satisfacen las reglas de suma unitarias  $\sum_{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} = \chi_{ww}^H \chi_{ww}^H$ , con  $\eta^0$  todos los bosones de Higgs neutros de  $CP$ -par del modelo extendido, y  $H$  el bosón de Higgs minimal.
- Protege la simetría de custodia<sup>3</sup> a nivel árbol  $\rho = 1$ .

Existe así una relación entre los limitantes teóricos de los modelos más allá del SM con sectores extendidos de Higgs, ya que para el proceso particular  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ , la restricción unitaria de las reglas de suma para los acoplos entre los bosones vectoriales y los Higgs neutros (ver la sección 3.7.4), y la restricción proveída por los límites de precisión para el parámetro  $\rho$ , tienen que ser satisfechas simultáneamente a fin de no tener contribuciones a la amplitud de dispersión provenientes de términos  $\mathcal{O}(E^2)$ . Viendo esta sistemática en una manera contraria, se puede establecer que si la unitariedad con contribuciones de sectores de Higgs extendidos

<sup>3</sup>En realidad la simetría de isoespín protege restringe el valor de este parámetro incluso en las siguientes correcciones radiativas. Con las contribuciones

$$\rho \equiv \frac{m_w^2}{m_z^2 \cos^2 \theta_w} = \frac{\sum_{T,Y} [4T(T+1) - Y^2] |V_{T,Y}|^2 c_{T,Y}}{\sum_{T,Y} 2Y^2 |V_{T,Y}|^2}. \quad (\text{B.39})$$

donde  $V_{T,Y} = \langle \phi(T,Y) \rangle$  define los valores esperados en el vacío de cada campo de Higgs neutro, y  $T$  e  $Y$  especifica el isoespín total  $SU(2)_L$  y la hipercarga de la representación de Higgs en que esta reside. Los coeficientes  $c_{T,Y}$  especifica si la representación es compleja o real. Se define una representación real que consiste de un multiplete real con isoespín entero e Hipercarga  $Y = 0$ . La simetría de custodia como simetría aproximada (presente solo en el potencial) guarda un esquema de rompimiento  $SU(2)_R \times SU(2)_L \rightarrow SU(2)_V$  ( $V$  vectorial diagonal) cuando ocurre el SSB [69, 80].

B. Amplitud  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$

a nivel árbol -es respetada-, el parámetro  $\rho$  debe ser la unidad a este nivel de los cálculos de dicho elemento matricial particular.

Así la contribución total asociada a la dispersión  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$  queda finalmente descrita a través de términos de orden  $\mathcal{O}(E^0)$

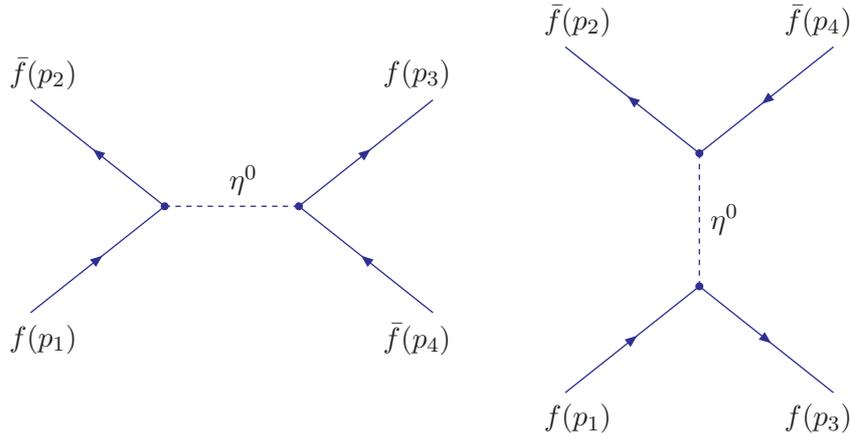
$$\mathcal{M} = -\frac{m_z^4}{2m_w^4} \left( \frac{t}{s} + \frac{s}{t} \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \frac{(m_h^2 - 4m_w^2)}{4m_w^4} \chi_{ww}^h \chi_{ww}^h. \quad (\text{B.40})$$

Para un sector extendido de Higgs, esta amplitud puede describirse a través de:

$$\mathcal{M} = -\frac{m_z^2}{2\rho m_w^2 \cos^2 \theta_w} \left( \frac{t}{s} + \frac{s}{t} \right) \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^z - \sum_{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} \chi_{ww}^{\eta^0} \frac{(m_{\eta^0}^2 - 4m_w^2)}{4m_w^4}. \quad (\text{B.41})$$

Consideremos el cálculo de la amplitud de dispersión a nivel árbol del proceso  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$  a través del formalismo de estados de helicidad donde  $s \gg m_{\eta^0}^2 \gg m_z^2, m_w^2$ . Estos desarrollos son fundamentales en las restricciones unitarias netamente fermiónicas, en las que se determinan restricciones sobre los acoples de las teorías no minimales como el 2HDM.

Los diagramas de Feynman con la contribución del Higgs  $\eta^0$  en este nivel son



El elemento matricial, presentado de modo general, está queda descrito por:

$$\mathcal{M}(f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}) = \sum_{\eta^0} \left( \bar{v}_2 i \chi_{ff}^{\eta^0} u_1 \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} i \bar{u}_3 \chi_{ff}^{\eta^0} v_4 + \bar{v}_2 i \chi_{ff}^{\eta^0} v_4 \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 i \chi_{ff}^{\eta^0} u_1 \right). \quad (\text{C.1})$$

La suma se encuentra realizada sobre los diferentes Higgs neutros del modelo ( $H^0, h^0$  y  $A^0$ ). Los acoples entre los fermiones pueden ser descritos por medio de un término “universal” en los diferentes modelos factorizando a un elemento adimensional “dependiente del modelo”, i.e

$$\chi_{f\bar{f}}^{\eta^0} = -\frac{gm_f}{2m_w} \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}. \quad (\text{C.2})$$

En virtud a que  $G_f = \sqrt{2}g^2/8M_w^2$ , dicha descomposición puede describirse a través de

$$\left( \chi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 = \sqrt{2}G_f m_f^2 \left( \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2. \quad (\text{C.3})$$

### C. Amplitud $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$

Con esta parametrización nuestro elemento matricial toma la forma

$$\mathcal{M}(f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left( \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 \left( \bar{v}_2 u_1 \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 v_4 + \bar{v}_2 v_4 \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_3 u_1 \right). \quad (\text{C.4})$$

Desde un punto de vista general, los eigenespinores en estados de helicidad para coordenadas esféricas polares tienen la forma funcional [121]:

$$u_{\uparrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad u_{\downarrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} \sin \frac{\theta}{2} \\ -\frac{|\mathbf{p}|}{E+m} e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.5a})$$

$$v_{\uparrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} \sin \frac{\theta}{2} \\ -\frac{|\mathbf{p}|}{E+m} e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad v_{\downarrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E+m} e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.5b})$$

Cuyo comportamiento en el límite de altas energías está dado por:

$$u_{\uparrow}(p) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E} e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad u_{\downarrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E} \sin \frac{\theta}{2} \\ -\frac{|\mathbf{p}|}{E} e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.6a})$$

$$v_{\uparrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{|\mathbf{p}|}{E} \sin \frac{\theta}{2} \\ -\frac{|\mathbf{p}|}{E} e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad v_{\downarrow}(p) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \frac{|\mathbf{p}|}{E} \cos \frac{\theta}{2} \\ \frac{|\mathbf{p}|}{E} e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.6b})$$

Desde el punto de vista cinemático establecemos el siguiente sistema de referencia en coordenadas esféricas  $(r, \theta, \phi)$ :

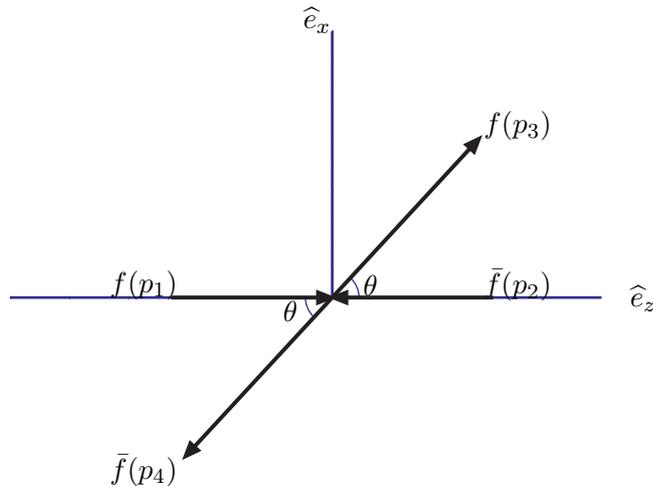


Figura C.1.: Sistema de referencia para la evaluación cinemática del proceso  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ .

El estado inicial del fermión puede ser tanto de helicidad de mano derecha o de mano izquierda (restringiendo toda la cinemática a un plano al tomar  $\phi = 0$ ), obtenemos:

$$u_{\uparrow}(p_1) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad u_{\downarrow}(p_1) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{C.7})$$

y para el estado final del antifermión ( $\theta = \pi$ ):

$$v_{\uparrow}(p_2) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad v_{\downarrow}(p_2) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{C.8})$$

Ahora para los estados finales de los fermiones, (escogiendo  $\phi = 0$ ):

$$u_{\uparrow}(p) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad u_{\downarrow}(p) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} -\sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.9})$$

mientras que para el antifermión tenemos ( $\theta \rightarrow \pi - \theta$  y  $\phi = \pi$ ):

$$v_{\uparrow}(p) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad v_{\downarrow}(p) = \sqrt{E} \begin{pmatrix} \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{C.10})$$

Miremos a continuación los diferentes estados de polarización que pueden ocurrir en este proceso. Así para  $f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow} \rightarrow f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow}$  y para acoples escalares con bosones de Higgs CP-par, nuestro elemento matricial puede escribirse por medio de

$$\mathcal{M}(f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow} \rightarrow f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left( \Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 \left( \bar{v}_{2\uparrow} u_{1\uparrow} \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_{3\uparrow} v_{4\uparrow} + \bar{v}_{2\uparrow} v_{4\uparrow} \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_{3\uparrow} u_{1\uparrow} \right). \quad (\text{C.11})$$

Así uno por uno los productos respectivos, para los estados iniciales, son

$$\begin{aligned} \bar{v}_{2\uparrow} u_{1\uparrow} &= v_{2\uparrow}^{\dagger} \gamma^0 u_{1\uparrow} = E (1, 0, -1, 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ &= E (1, 0, 1, 0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 2E. \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

### C. Amplitud $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$

Para el producto de los estados finales

$$\begin{aligned} \bar{u}_{3\uparrow}v_{4\uparrow} &= u_{3\uparrow}^\dagger\gamma^0v_{4\uparrow} = E \left( \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2}, \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \\ &= E \left( \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2}, -\cos \frac{\theta}{2}, -\sin \frac{\theta}{2} \right) \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = 2E. \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

De igual forma tenemos para la mezcla de los estados iniciales y finales de los antifermiones:

$$\begin{aligned} \bar{v}_{2\uparrow}v_{4\uparrow} &= v_{2\uparrow}^\dagger\gamma^0v_{4\uparrow} = E (1, 0, -1, 0) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \\ &= E (1, 0, 1, 0) \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} \\ -\cos \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

Para los productos concernientes al antifermión final seguimos un procedimiento similar:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{3\uparrow}u_{1\uparrow} &= u_{3\uparrow}^\dagger\gamma^0u_{1\uparrow} = E \left( \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2}, \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ &= E \left( \cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2}, -\cos \frac{\theta}{2}, -\sin \frac{\theta}{2} \right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

Con esto mostramos que para los acoples escalares CP-par y fermiones

$$\mathcal{M}(f_\uparrow\bar{f}_\uparrow \rightarrow f_\uparrow\bar{f}_\uparrow) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left( \xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 \left( \frac{4s}{s - m_{\eta^0}^2} \right). \quad (\text{C.16})$$

Con un procedimiento análogo, se llega a que

$$\mathcal{M}(f_\downarrow\bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\downarrow\bar{f}_\downarrow) = 0. \quad (\text{C.17})$$

Consideremos un canal mixto (en los estados de helicidad) para la amplitud de dispersión con la estructura

$$\mathcal{M}(f_\downarrow\bar{f}_\downarrow \rightarrow f_\uparrow\bar{f}_\uparrow) = -8G_f^2 m_f^2 M_w^2 \sum_{\eta^0} \left( \xi_{f\bar{f}}^{\eta^0} \right)^2 \left( \bar{v}_{2\downarrow}u_{1\downarrow} \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_{3\uparrow}v_{4\uparrow} + \bar{v}_{2\downarrow}v_{4\uparrow} \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} \bar{u}_{3\uparrow}u_{1\downarrow} \right). \quad (\text{C.18})$$

Los nuevos productos entre eigenespinores tienen la forma

$$\begin{aligned}\bar{v}_{2\downarrow}u_{1\downarrow} &= v_{2\downarrow}^\dagger\gamma^0u_{1\downarrow} = E(0,1,0,1) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \\ &= E(0,1,0,-1) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = 2E.\end{aligned}\tag{C.19}$$

$$\begin{aligned}\bar{v}_{2\downarrow}v_{4\uparrow} &= v_{2\downarrow}^\dagger\gamma^0v_{4\uparrow} = E(0,1,0,1) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ \sin\frac{\theta}{2} \\ -\cos\frac{\theta}{2} \\ -\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \\ &= E(0,1,0,-1) \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ \sin\frac{\theta}{2} \\ -\cos\frac{\theta}{2} \\ -\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = 2E\sin\frac{\theta}{2}.\end{aligned}\tag{C.20}$$

Sabiendo que  $\bar{u}_{3\uparrow}v_{4\uparrow} = 2E$  y en adición

$$\begin{aligned}\bar{u}_{3\uparrow}u_{1\downarrow} &= u_{3\uparrow}^\dagger\gamma^0u_{1\downarrow} = E(\cos\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}, \cos\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= E(\cos\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}, -\cos\frac{\theta}{2}, -\sin\frac{\theta}{2}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = 2E\sin\frac{\theta}{2}.\end{aligned}\tag{C.21}$$

Con el uso de estos resultados, el elemento matricial asociado toma la forma

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(f_{\downarrow}f_{\downarrow} \rightarrow f_{\uparrow}f_{\uparrow}) &= -\sqrt{2}G_fm_f^2 \sum_{\eta^0} (\xi_{f\bar{f}}^{\eta^0})^2 \left( \frac{4E^2}{s-m_{\eta^0}^2} + \frac{4E^2\sin^2\frac{\theta}{2}}{t-m_{\eta^0}^2} \right) \\ &= -\sqrt{2}G_fm_f^2 \sum_{\eta^0} (\xi_{f\bar{f}}^{\eta^0})^2 \left( \frac{4E^2}{s-m_{\eta^0}^2} + \frac{2E^2(1-\cos\theta)}{t-m_{\eta^0}^2} \right).\end{aligned}\tag{C.22}$$

En el sistema de referencia descrito, las variables de Mandelstam (bajo la suposición de  $m_{f_1} = m_{f_2}$  y  $m_{f_3} = m_{f_4}$ <sup>1</sup>) están descritas por

<sup>1</sup>Para cualquier combinación de estados iniciales, tenemos en la variable de Mandelstam  $s$ , lo siguiente

$$s = (p_1 + p_2)^2 = m_{f_1}^2 + m_{f_2}^2 + 2E_{1cm}E_{2cm} + 2E_{1cm}E_{2cm}\sqrt{1 - \frac{m_{f_2}^2}{E_{2cm}^2} - \frac{m_{f_1}^2}{E_{1cm}^2} + \frac{m_{f_1}^2 m_{f_2}^2}{E_{1cm}E_{2cm}}}.$$

En límite de altas energías  $s \rightarrow E_{cm}^2$ .

### C. Amplitud $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$

$$\begin{aligned}
s &= (p_1 + p_2)^2 = 2m_f^2 + 2p_1 \cdot p_2 = 2m_f^2 + 2\frac{E_{cm}^2}{4} - 2(\mathbf{p}_{1cm} \cdot \mathbf{p}_{2cm}) = 2m_f^2 + \frac{E_{cm}^2}{2} - 2|\mathbf{p}_{1cm}|^2 \cos \theta_{12} \\
&= 2m_f^2 + \frac{E_{cm}^2}{2} + 2\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - m_f^2\right) = E_{cm}^2.
\end{aligned} \tag{C.23}$$

$$\begin{aligned}
t &= (p_1 - p_3)^2 = m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - 2p_1 \cdot p_3 = m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - 2\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - (\mathbf{p}_{1cm} \cdot \mathbf{p}_{3cm})\right), \\
&= m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - 2\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - |\mathbf{p}_{1cm}||\mathbf{p}_{3cm}| \cos \theta\right) \\
&= m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - 2\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - \sqrt{\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - m_{f_1}^2\right)\left(\frac{E_{cm}^2}{4} - m_{f_3}^2\right)} \cos \theta\right).
\end{aligned} \tag{C.24}$$

Reemplazando el valor de la variable de Mandelstam  $s$  en la relación para  $t$ , obtenemos

$$\begin{aligned}
t &= m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - 2\left(\frac{s}{4} - \sqrt{\left(\frac{s}{4} - m_{f_1}^2\right)\left(\frac{s}{4} - m_{f_3}^2\right)} \cos \theta\right), \\
&= m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2 - \frac{s}{2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{s}(m_{f_1}^2 + m_{f_3}^2) + \frac{16}{s^2}m_{f_1}^2 m_{f_3}^2} \cos \theta\right).
\end{aligned} \tag{C.25}$$

En límite altas energías esta expresión toma la forma

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta). \tag{C.26}$$

Con estos tratamientos nuestro elemento de matriz (C.22), expresado a través de  $s$  y  $t$ , toma la forma

$$\mathcal{M}(f_{\downarrow}\bar{f}_{\downarrow} \rightarrow f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left(\frac{4s}{s - m_{\eta^0}^2} - \frac{4t}{t - m_{\eta^0}^2}\right). \tag{C.27}$$

De la misma forma se puede mostrar que el siguiente canal mixto cumple con

$$\mathcal{M}(f_{\uparrow}\bar{f}_{\downarrow} \rightarrow f_{\downarrow}\bar{f}_{\downarrow}) = 0. \tag{C.28}$$

Por tanto, las relaciones (C.16) y (C.27) representan las amplitudes de dispersión más útiles que pueden emerger del proceso general  $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$  en el límite de altas energías y de  $m_{\eta^0} \gg m_W, m_z$  con respecto a la restricción unitaria sobre los parámetros libres en el sector fermiónico-escalar del 2HDM, considerado en el capítulo 3.

### Acoples con $A^0$

Consideremos el siguiente elemento matricial para los acoples pseudoescalares (CP-impar) son <sup>2</sup>

$$\mathcal{M}(f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow} \rightarrow f_{\uparrow}\bar{f}_{\uparrow}) = -\sqrt{2}G_f m_f^2 \sum_{\eta_{CP-imp}^0} \left(\Xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}\right)^2 \left(i\bar{v}_{2\uparrow}\gamma_5 u_{1\uparrow} \frac{1}{s - m_{\eta^0}^2} i\bar{u}_{3\uparrow}\gamma_5 v_{4\uparrow} + i\bar{v}_{2\uparrow}\gamma_5 v_{4\uparrow} \frac{1}{t - m_{\eta^0}^2} i\bar{u}_{3\uparrow}\gamma_5 u_{1\uparrow}\right). \tag{C.29}$$

<sup>2</sup>Los acoples entre fermiones pesados y el bosón de Higgs neutro  $A^0$  tienen la forma:  $A^0 f\bar{f} = i\gamma_5 \Xi_{f\bar{f}}^{A^0}$

En virtud a que los estados de helicidad en el límite de altas energías son también estados propios de  $\gamma_5$ ,

$$\gamma_5 u_\uparrow = +u_\uparrow; \quad \gamma_5 u_\downarrow = -u_\downarrow; \quad \gamma_5 v_\uparrow = -v_\uparrow; \quad \gamma_5 v_\downarrow = +v_\downarrow, \quad (\text{C.30})$$

los productos ahora con  $\gamma_5$  son por ende

$$\bar{v}_{2\uparrow} \gamma_5 u_{1\uparrow} = \bar{v}_{2\uparrow} u_{1\uparrow}, \quad (\text{C.31a})$$

$$\bar{u}_{3\uparrow} \gamma_5 v_{4\uparrow} = -\bar{u}_{3\uparrow} v_{4\uparrow}, \quad (\text{C.31b})$$

$$\bar{v}_{2\uparrow} \gamma_5 v_{4\uparrow} = -\bar{v}_{2\uparrow} v_{4\uparrow}, \quad (\text{C.31c})$$

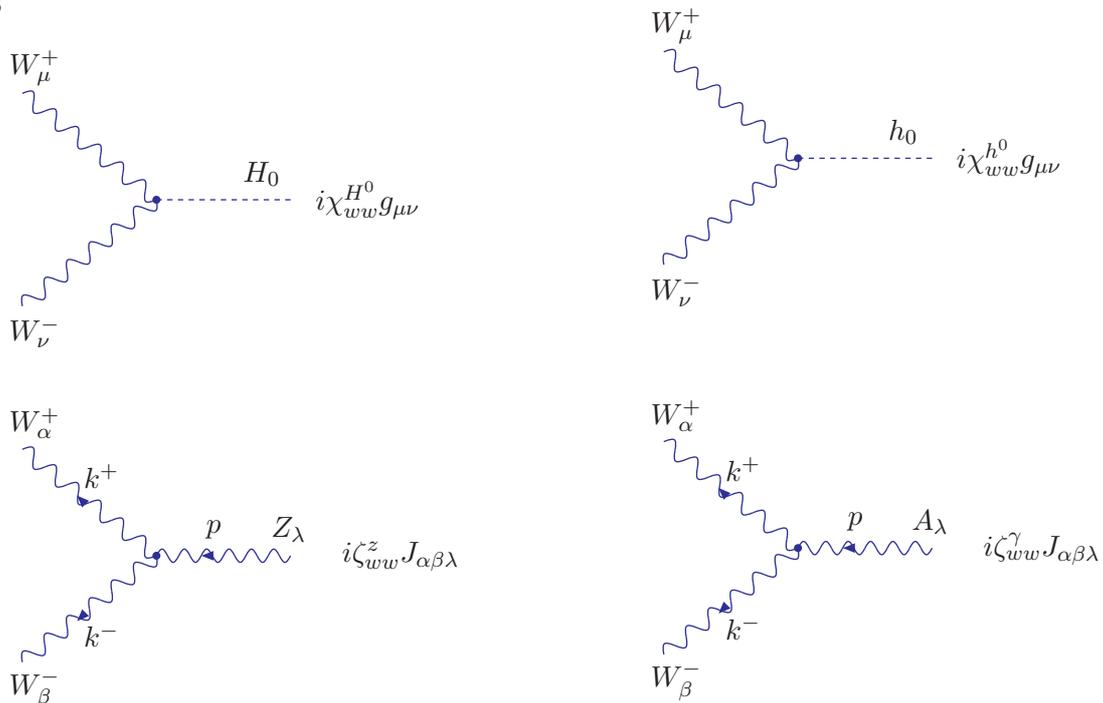
$$\bar{u}_{3\uparrow} \gamma_5 u_{1\uparrow} = \bar{u}_{3\uparrow} u_{1\uparrow}. \quad (\text{C.31d})$$

Reproduciendo así el mismo elemento matricial conseguido para los acoples escalares (C.11). Desde tratamien-  
tos similares se puede mostrar que todos los elementos matriciales asociados a los bosones de CP-par coinciden  
con los de CP-impar bajo la utilización de los estados de quiralidad.

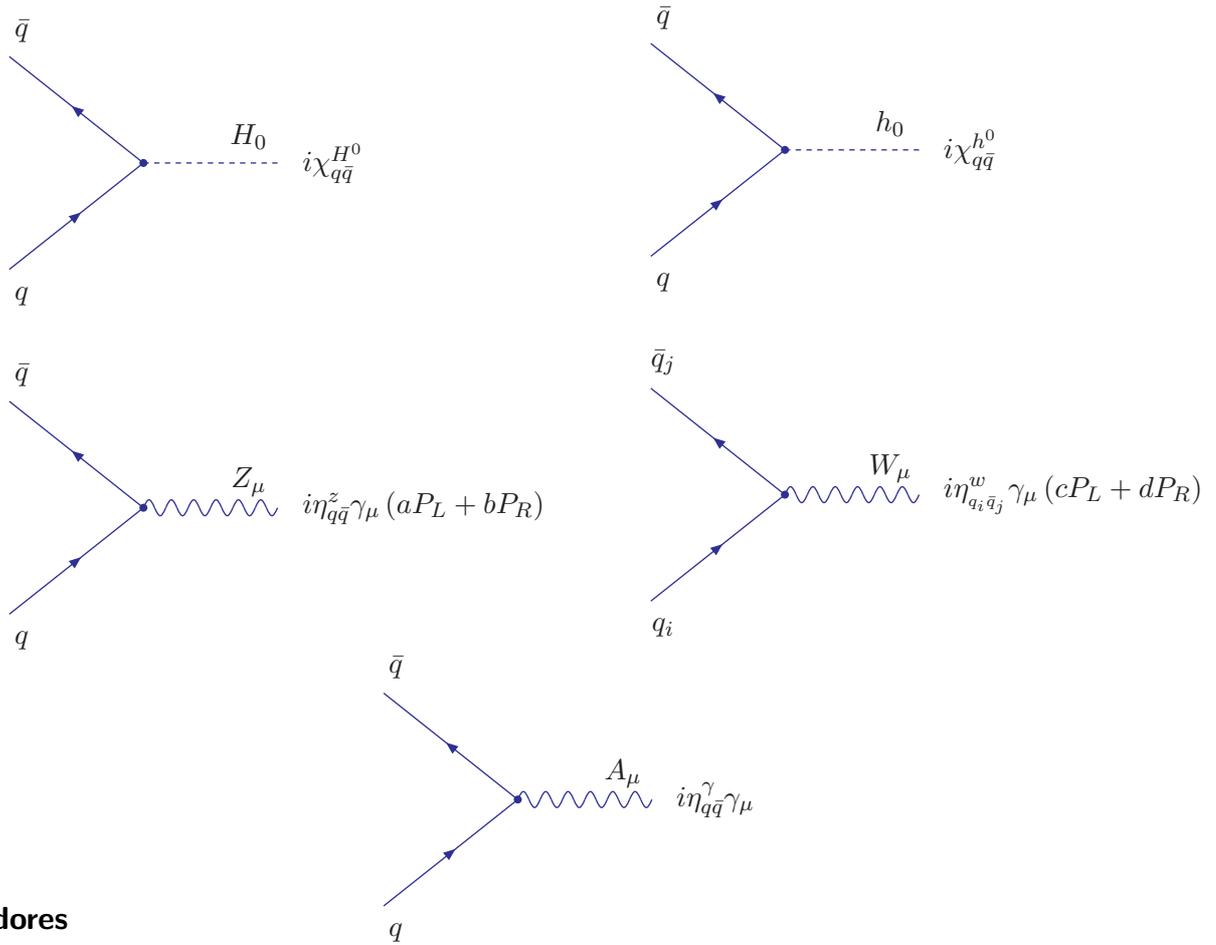
### Reglas de Feynman

Las siguientes reglas, presentadas aquí desde un punto de vista de la estructura de Lorentz, pueden ser encontradas en Higgs Hunters Guide, Griffiths, Haber y otros. (Nucl. Phys. B 272 (1986) 1, B 278 (1986) 449, B 307 (1988) 445.).

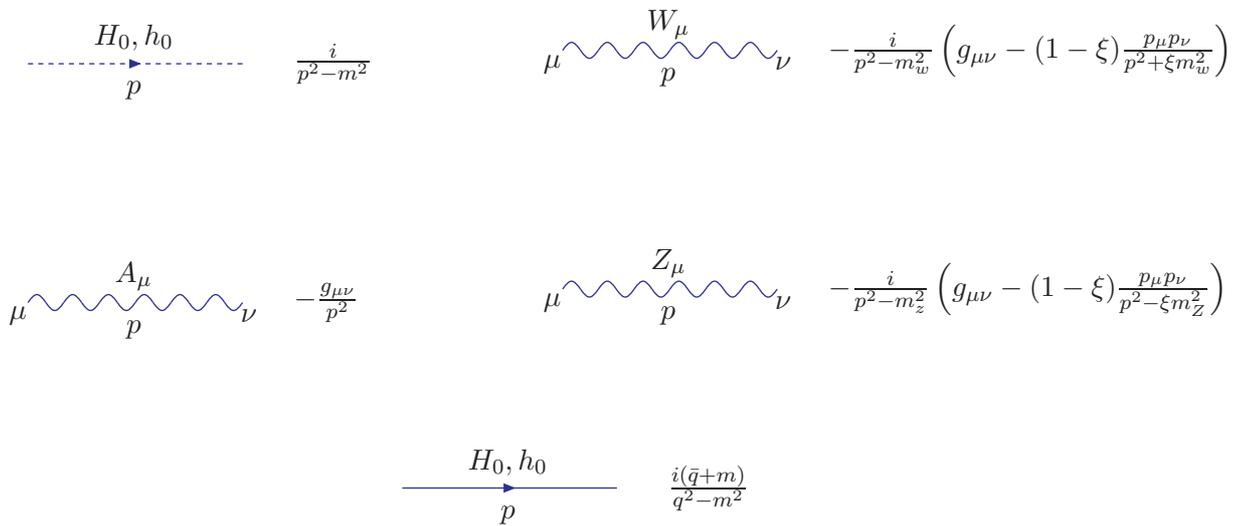
#### Vértices



Con  $J_{\alpha\beta\lambda} = [g_{\alpha\beta}(k_+ - k_-)_\lambda - g_{\alpha\lambda}(p + k^+)_\beta + g_{\beta\lambda}(p + k^-)_\alpha]$ . Con  $k^+$ ,  $k^-$  y  $p$  los momentos *incidentes* en el vértice de interacción.



**Propagadores**



### D. Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

#### Acoples

Quarks tipo Up (Los acoples fermiónicos para el 2HDM tipo III se encuentran en la parametrización fundamental  $\beta = 0$ ).

Acople/Modelo	MSM	THDM I	THDM II	THDM III
$\chi_{q\bar{q}}^{\eta^0}$	$-\frac{gm_q}{2m_w}$			
$\chi_{q\bar{q}}^{H^0}$		$-\frac{gm_q \sin \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$-\frac{gm_q \sin \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$-\frac{gm_q}{2m_w} \left( \cos \alpha + \frac{\xi_{qq} \sin \alpha}{\sqrt{2}m_q} v \right)$
$\chi_{q\bar{q}}^{h^0}$		$-\frac{gm_q \cos \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$-\frac{gm_q \cos \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$-\frac{gm_q}{2m_w} \left( -\sin \alpha + \frac{\xi_{qq} \cos \alpha}{\sqrt{2}m_q} v \right)$
$\chi_{ww}^{\eta^0}$	$gm_w$			
$\chi_{ww}^{H^0}$		$gm_w \cos(\beta - \alpha)$	$gm_w \cos(\beta - \alpha)$	$gm_w \cos(\beta - \alpha)$
$\chi_{ww}^{h^0}$		$gm_w \sin(\beta - \alpha)$	$gm_w \sin(\beta - \alpha)$	$gm_w \sin(\beta - \alpha)$

Cuadro D.1.: Estructura de acoples en el sector de Higgs para los diferentes modelos minimales y 2HDM

Para quarks tipo Down, es necesario solo cambiar los acoples en el sector de Yukawa del Modelo de Dos Dobletes de Higgs

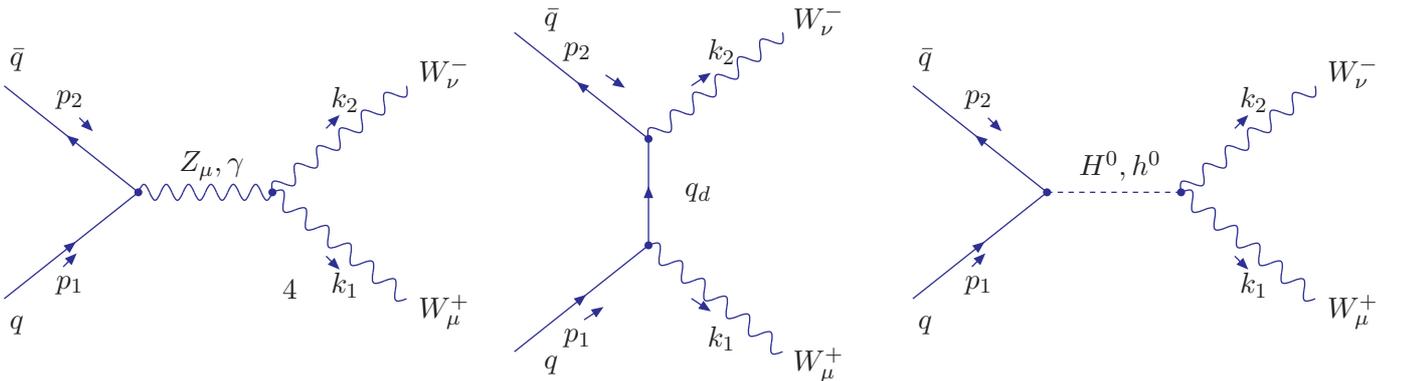
Acople/Modelo	THDM I	THDM II	THDM III
$\chi_{q\bar{q}}^{H^0}$	$-\frac{gm_q \sin \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$-\frac{gm_q \cos \alpha}{2m_w \cos \beta}$	$-\frac{gm_q}{2m_w} \left( \cos \alpha + \frac{\xi_{qq} \sin \alpha}{\sqrt{2}m_q} v \right)$
$\chi_{q\bar{q}}^{h^0}$	$-\frac{gm_q \cos \alpha}{2m_w \sin \beta}$	$\frac{gm_q \sin \alpha}{2m_w \cos \beta}$	$-\frac{gm_q}{2m_w} \left( -\sin \alpha + \frac{\xi_{qq} \cos \alpha}{\sqrt{2}m_q} v \right)$

Cuadro D.2.: Estructura de acoples para los diferentes modelos minimales y 2HDM I, II y III para los quarks tipo down

Donde se observa que el cambio significativo ocurre solo en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo II. Los acoples *universales* del Modelo Estándar están establecidos en la siguiente tabla:

Acople/Modelo	Modelo Estándar
$\zeta_{ww}^\gamma$	$g \sin \theta_w$
$\zeta_{ww}^z$	$g \cos \theta_w$
$\eta_{q_i q_j}^w$	$-\frac{gU_{ij}}{2\sqrt{2}}$
$\eta_{q\bar{q}}^\gamma$	$e$
$\eta_{q\bar{q}}^z$	$-\frac{g}{\cos \theta_w}$

### Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$



A nivel árbol en el THDM, existen 7 diagramas que contribuyen al proceso  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$ . De estos 5 provienen del background del modelo estándar. De los cuales 2 (figuras de la izquierda) son del canal  $s$  con los bosones vectoriales  $Z$  ( $\mathcal{M}_I$ ) y fotón ( $\mathcal{M}_{II}$ ), y 3 (figura del centro) provienen del canal  $t$  ( $\mathcal{M}_{III}$ ) con los tres diferentes quarks del tipo down (up) en el propagador (sí los quarks en las líneas externas son del tipo up (down)). En este punto consideramos la jerarquía CKM en donde solo la contribución de los términos diagonal sera tenida en cuenta para el cálculo del modo correspondiente. Para el sector de Higgs, existen dos (figura de la derecha) contribuciones de los Higgs neutros del modelo THDM, debidas al Higgs neutro más pesado  $H^0$  ( $\mathcal{M}_{IV}$ ) y al Higgs más liviano  $h^0$  ( $\mathcal{M}_V$ ). El Higgs pseudoescalar  $A^0$  tendría una contribución asociada si la teoría violara explícitamente  $\mathcal{CP}$ , lo cual no es el caso que aquí se tendrá en cuenta.

Consideramos el R-gauge de Feynman-t'Hooft, donde los propagadores tienen la forma ya establecida en nuestras reglas diagramáticas y las relaciones bosónicas entre los vectores de polarización son funciones independientes del cuadrimomentum [24]<sup>1</sup>. La manera de abordar los cálculos concernientes introduce para cada amplitud invariante la contribución de la emisión de los bosones de Goldstone  $G^+$  y  $G^-$  en ese canal. Por tanto, esta sistemática conduce al comportamiento a altas energías del proceso  $q\bar{q} \rightarrow W_L^+W_L^-$  y genera el marco propicio en el análisis de la verdadera influencia ante el mecanismo de dispersión global.

### Contribución de $Z$

La amplitud invariante, en el gauge de Feynman-t'Hooft, para el canal del bosón  $Z$  es

$$i\mathcal{M}_I = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\eta_{f\bar{f}}^z \gamma_\sigma (c_v - c_a \gamma_5) u(p_1, \sigma_1) \frac{-i}{q^2 - m_z^2} (g^{\sigma\lambda}) \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) i\zeta_{ww}^z J_{\mu\nu\lambda} \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2). \quad (\text{D.1})$$

Con  $\sigma_i$  el estado de helicidad de espín de los fermiones y  $\lambda_i$  el estado de polarización de los bosones. Aquí  $\bar{q} = \gamma^\sigma q_\sigma$ . Con el fin de simplificar la notación, haremos las siguientes definiciones;  $\bar{v}_2 \equiv \bar{v}(p_2, \sigma_2)$ ,  $u_1 \equiv u(p_1, \sigma_1)$ ,  $\epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \equiv \epsilon_1^\mu$  y  $\epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \equiv \epsilon_2^\nu$ .

Con esto el elemento matricial toma la forma

$$\mathcal{M}_I = \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z}{q^2 - m_z^2} \bar{v}_2 \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5) u_1 \epsilon_1^{*\mu} J_{\mu\nu\lambda} \epsilon_2^{*\nu}. \quad (\text{D.2})$$

El elemento al cuadrado *no-polarizado* (aquí se promedia sobre los estados iniciales y se suma sobre los finales), queda descrito por

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_I^* \rangle = \frac{(\eta_{f\bar{f}}^z)^2 (\zeta_{ww}^z)^2}{(q^2 - m_z^2)^2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] \left[ \epsilon_1^{*\mu} J_{\mu\nu\lambda} \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^\alpha J_{\alpha\beta\sigma} \epsilon_2^\beta \right]. \quad (\text{D.3})$$

Aquí  $\mathcal{Q}_1 = \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5)$  y  $\mathcal{Q}_2 = \gamma^\sigma (c_v - c_a \gamma_5)$ . Examinemos el término fermiónico

$$\sum_{\sigma_1 \sigma_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] = \sum_{\sigma_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2 v_2] = \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2]. \quad (\text{D.4})$$

Utilizando las propiedades de las matrices quirales podemos expandir dicha traza, obteniendo

<sup>1</sup>Esto se convierte en una forma de ver el comportamiento de los procesos dispersivos que cumplan con la condición de unitariedad en el régimen de altas energías, ya que el comportamiento fuerte es atribuido a los bosones vectoriales polarizados longitudinalmente.

D. Cálculo  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

$$\begin{aligned} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u)\mathcal{Q}_1(\bar{p}_1 + m_u)\mathcal{Q}_2] &= \text{Tr} \left[ (\bar{p}_2 - m_u)\gamma^\lambda (c_v - c_a\gamma_5) (\bar{p}_1 + m_u)\gamma^\sigma (c_v - c_a\gamma_5) \right] \\ &= c_v^2 \text{Tr} \left[ \bar{p}_2\gamma^\lambda\bar{p}_1\gamma^\sigma \right] + c_a^2 \text{Tr} \left[ \bar{p}_2\gamma^\lambda\bar{p}_1\gamma^\sigma \right] \\ &\quad - m_u^2 c_v^2 \text{Tr} \left[ \gamma^\lambda\gamma^\sigma \right] + m_u^2 c_a^2 \text{Tr} \left[ \gamma^\lambda\gamma^\sigma \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Para los estados bosónicos, tenemos la relación en el gauge de Feynman t'Hooft

$$\sum_{\lambda_1\lambda_2} \epsilon_1^{\mu*} \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^{\nu*} \epsilon_2^\beta = g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta}. \quad (\text{D.6})$$

Así el elemento matricial cuadrado en términos de las variables de Mandelstam toma la forma

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_I^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left( \eta_{f\bar{f}}^z \right)^2 (\zeta_{ww}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s, t). \quad (\text{D.7})$$

Donde la función  $\mathcal{A}(s, t)$ , tiene la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s, t) &= -4 \left[ c_a^2 (5m_u^4 - m_u^2 (22m_w^2 + 15s + 10t) + 5m_w^4 + 2m_w^2 (s - 5t) + 4s^2 + 5st + 5t^2) \right. \\ &\quad \left. + c_v^2 (5m_u^4 + m_u^2 (14m_w^2 + 3s - 10t) + 5m_w^4 + 2m_w^2 (s - 5t) + 4s^2 + 5st + 5t^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

La sección eficaz diferencial<sup>2</sup> queda descrita por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{A}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s (s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_I^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s (s - 4m_u^2)} \frac{\left( \eta_{f\bar{f}}^z \right)^2 (\zeta_{ww}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

Y así la sección eficaz toma la forma

$$\sigma_{\mathcal{A}}(s) = \frac{1}{64\pi s (s - 4m_u^2)} \frac{\left( \eta_{f\bar{f}}^z \right)^2 (\zeta_{ww}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s), \quad (\text{D.11})$$

con  $\mathcal{A}(s)$  definida a través de

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{A}(s, t) dt = -\frac{1}{3} \beta_w s \left[ c_a^2 (s(5\beta_w^2 s + 84m_w^2 + 33s) - 24m_u^2 (16m_w^2 + 5s)) \right. \\ &\quad \left. + c_v^2 (s(5\beta_w^2 s + 84m_w^2 + 33s) + 48m_u^2 (m_w^2 + 2s)) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

<sup>2</sup>La sección eficaz diferencial en una dispersión de dos cuerpos en términos de la variable de Mandelstam  $t$  está definida como [47]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|\mathbf{p}_{1cm}|^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{D.9})$$

Los límites de integración asociados son las restricciones cinemáticas de los diferentes procesos  $t_{0,1} = m_1^2 + m_3 - \frac{s}{2}(1 \pm \beta_w)$  con  $\beta_w = \sqrt{1 - \frac{4(m_1^2 + m_3^2)}{s} + \frac{16m_1^2 m_3^2}{s^2}}$  y  $t_0 > t_1$

## Contribución del fotón

La amplitud invariante asociada a este canal está dada por

$$i\mathcal{M}_{II} = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\eta_{q\bar{q}}^\gamma u(p_1, \sigma_1) \frac{-ig^{\sigma\lambda}}{q^2} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) i\zeta_{ww}^\gamma J_{\mu\nu\lambda} \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2). \quad (\text{D.13})$$

Este elemento matricial coincide con el asociado al canal  $z$  (relación (D.2) para  $c_a = 0$  y  $c_v = 1$  con un propagador vectorial no masivo en el gauge Feynman t'Hooft). Por lo tanto, podemos extrapolar el cálculo asociado a la contribución de  $z$  para el canal del fotón. Esto produce el elemento matricial al cuadrado,

$$\langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{II}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^\gamma\right)^2 (\zeta_{ww}^\gamma)^2}{s^2} \mathcal{B}(s, t). \quad (\text{D.14})$$

Con  $\mathcal{B}(s, t) = \mathcal{A}(s, t)$  para  $c_a = 0$  y  $c_v = 1$ . Esto conlleva, después de un conjunto de simplificaciones, a que  $\mathcal{B}(s, t)$  tome la forma

$$\mathcal{B}(s, t) = -4 \left[ 5m_u^4 + m_u^2(14m_w^2 + 3s - 10t) + 5m_w^4 + 2m_w^2(s - 5t) + 4s^2 + 5st + 5t^2 \right]. \quad (\text{D.15})$$

Con esto la sección eficaz diferencial adquiere la estructura

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{B}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{II}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^\gamma\right)^2 (\zeta_{ww}^\gamma)^2}{s^2} \mathcal{B}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.16})$$

Por tanto la sección eficaz toma la forma,

$$\sigma_{\mathcal{B}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^\gamma\right)^2 (\zeta_{ww}^\gamma)^2}{s^2} \mathcal{B}(s). \quad (\text{D.17})$$

Con  $\mathcal{B}(s)$  definida a través de

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{B}(s, t) dt \\ &= -\frac{1}{3} \beta_w s \left[ s((5\beta_w^2 + 33)s + 84m_w^2) + 48m_u^2(m_w^2 + 2s) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.18})$$

## Contribución de los términos con quarks tipo down (up) en el propagador

La amplitud invariante, asociada a este canal, está dada por

$$i\mathcal{M}_{III} = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\eta_{q_i q_j}^w \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2) \frac{i(\bar{q} + m_d)}{q^2 - m_d^2} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) i\eta_{q_i q_j}^w \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, \sigma_1). \quad (\text{D.19})$$

Utilizando la notación introducida en el aparte del cálculo de la contribucion del canal  $Z$ , y reorganizando estos términos, tenemos

D. Cálculo  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

$$\mathcal{M}_{III} = -\frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2}{q^2 - m_d^2} \bar{v}_2 \gamma_\nu (1 - \gamma_5) (\bar{q} + m_d) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_1 \left[ \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^{*\mu} \right]. \quad (\text{D.20})$$

Esta amplitud invariante está destinada a determinar una sección eficaz *no-polarizada*, para ello promediamos sobre los estados iniciales y sumamos sobre los finales. El elemento matricial al cuadrado queda establecido así por

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle = \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{(q^2 - m_d^2)^2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_\nu u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_\beta v_2 \left[ \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^{*\mu} \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta \right]. \quad (\text{D.21})$$

Evaluemos la suma sobre los estados fermiónicos

$$\sum_{\sigma_1 \sigma_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2 = \sum_{\sigma_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2 v_2 = \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2]. \quad (\text{D.22})$$

Al expandir esta traza en términos de  $\mathcal{Q}_1 = \gamma_\nu (1 - \gamma_5) (\bar{q} + m_d) \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$  y  $\mathcal{Q}_2 = \gamma_\beta (1 - \gamma_5) (\bar{q} + m_d) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5)$ , y utilizando las propiedades de las matrices de Dirac, se llega finalmente a:

$$\text{Tr} \rightarrow 8 \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\nu \bar{q} \gamma_\mu \bar{p}_1 \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] + 4 m_d m_u \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\nu \gamma_\mu \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] + 2 m_d^2 \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\nu \gamma_\mu \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] - 2 m_u m_d \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\nu \bar{q} \gamma_\mu \gamma_\beta \gamma_\alpha]. \quad (\text{D.23})$$

Utilizando la relación para los estados bosónicos (D.6) y realizando las contracciones respectivas, nuestro elemento matricial al cuadrado toma la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{(q^2 - m_d^2)^2} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] \\ &= \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{(t - m_d^2)^2} \mathcal{C}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.24})$$

Con  $\mathcal{C}$  una función dependiente de las variables de Mandelstam, y definida a través de la contracción de la suma sobre de los estados bosónicos con la traza debida al promedio de los estados iniciales fermiónicos:

$$\mathcal{C}(s, t) = -16 [m_d^2 (2m_u^2 - s) + m_d m_u (m_u^2 - m_w^2 + t) + 8t(s - 2m_u^2)]. \quad (\text{D.25})$$

Si tomamos la definición de la sección eficaz diferencial con respecto a  $t$ , tenemos

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{(t - m_d^2)^2} \mathcal{C}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.26})$$

Así

$$\sigma_c = \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{64\pi s(s-4m_u^2)} \int_{t_1}^{t_0} \frac{\mathcal{C}(s,t)}{(t-m_d^2)^2} dt = \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^4}{64\pi s(s-4m_u^2)} \mathcal{C}(s), \quad (\text{D.27})$$

donde  $\mathcal{C}(s)$  está definido a través de:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(s) = 16 & \left[ \log\left(\frac{m_d^2 - t_0}{m_d^2 - t_1}\right) (16m_u^2 - m_d m_u - 8s) \right. \\ & \left. + \left(\frac{1}{m_d^2 - t_0} - \frac{1}{m_d^2 - t_1}\right) (14m_d^2 m_u^2 - 7m_d^2 s - m_d m_u^3 - m_d^3 m_u + m_d m_u m_w^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.28})$$

### Contribución del Higgs $H^0$

La amplitud invariante asociada es

$$i\mathcal{M}_{IV} = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\chi_{ff}^{H^0} u(p_1, \sigma_1) \frac{i}{q^2 - m_{H^0}^2} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) i\chi_{ww}^{H^0} g_{\mu\nu} \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2). \quad (\text{D.29})$$

Cuyo elemento al cuadrado, promediado sobre los estados iniciales y sumado sobre los finales, está dado por

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{\left(\chi_{ff}^{H^0}\right)^2 \left(\chi_{ww}^{H^0}\right)^2}{(q^2 - m_{H^0}^2)^2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 u_1 \bar{u}_1 v_2] [\epsilon_1^{*\mu} \epsilon_{2\mu}^* \epsilon_1^{*\nu} \epsilon_{2\nu}^*] \\ &= \frac{1}{4} \frac{\left(\chi_{ff}^{H^0}\right)^2 \left(\chi_{ww}^{H^0}\right)^2}{(q^2 - m_{H^0}^2)^2} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u)(\bar{p}_1 + m_u)] g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{4} \frac{\left(\chi_{ff}^{H^0}\right)^2 \left(\chi_{ww}^{H^0}\right)^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s, t), \end{aligned} \quad (\text{D.30})$$

con

$$\mathcal{D}(s, t) = 4(4p_1 \cdot p_2 - 4m_u^2). \quad (\text{D.31})$$

Desde el uso de las variables de Mandelstam, se obtiene finalmente

$$\mathcal{D}(s, t) = 4(4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.32})$$

Para la sección eficaz diferencial tenemos

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{D}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\chi_{ff}^{H^0}\right)^2 \left(\chi_{ww}^{H^0}\right)^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.33})$$

### D. Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

Por lo tanto  $\sigma_{\mathcal{D}}$ , adquiere la forma

$$\sigma_{\mathcal{D}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{ww}^{H^0})^2}{(s-m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s), \quad (\text{D.34})$$

donde

$$\mathcal{D}(s) \equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{D}(s, t) dt = 4\beta_w s (4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.35})$$

### Contribución del Higgs $h^0$

Para este canal tenemos la amplitud invariante <sup>3</sup>

$$i\mathcal{M}_V = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\chi_{f\bar{f}}^{h^0} u(p_1, \sigma_1) \frac{i}{q^2 - m_{h^0}^2} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda_1) i\chi_{ww}^{h^0} g_{\mu\nu} \epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_2). \quad (\text{D.36})$$

Al seguir un procedimiento similar dada para la contribución de  $H^0$ , el elemento matricial al cuadrado es

$$\langle \mathcal{M}_V \mathcal{M}_V^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{ww}^{h^0})^2}{(s-m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s, t), \quad (\text{D.37})$$

con

$$\mathcal{E}(s, t) = 4(4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.38})$$

Así la sección eficaz diferencial

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{E}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_V \mathcal{M}_V^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{ww}^{h^0})^2}{(s-m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.39})$$

Así  $\sigma_{\mathcal{E}}$ , adquiere la forma

$$\sigma_{\mathcal{E}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{ww}^{h^0})^2}{(s-m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s), \quad (\text{D.40})$$

donde

$$\mathcal{E}(s) \equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{E}(s, t) dt = 4\beta_w s (4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.41})$$

---

<sup>3</sup>Para esta contribución solo es necesario cambiar, en el canal de  $H^0$ , los acoples de Yukawa y del sector Bosónico de la interacción con el Higgs.

## Términos de interferencia

### Contribución Z-fotón

Siguiendo el procedimiento del cálculo para el elemento individual matricial al cuadrado del canal Z, se establece que la contribución *no-polarizada* de este canal de interferencia es

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle = \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^\gamma}{(q^2 - m_z^2) q'^2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] \left[ \epsilon_1^{*\mu} J_{\mu\nu\lambda} \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^\alpha J_{\alpha\beta\sigma} \epsilon_2^\beta \right], \quad (\text{D.42})$$

aquí  $\mathcal{Q}_1 = \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5)$  y  $\mathcal{Q}_2 = \gamma^\sigma$ . La suma sobre los estados fermiónicos reproduce la traza

$$\begin{aligned} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] &= \text{Tr} \left[ (\bar{p}_2 - m_u) \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5) (\bar{p}_1 + m_u) \gamma^\sigma \right] \\ &= c_v \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\lambda \bar{p}_1 \gamma_\sigma] - m_u^2 \text{Tr} [\gamma_\lambda \gamma_\sigma]. \end{aligned} \quad (\text{D.43})$$

Realizando la suma sobre los estados bosónicos con la relación (D.6), se llega a que este elemento matricial toma la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^\gamma}{(q^2 - m_z^2) q'^2} [J_{\mu\nu\lambda} J_{\alpha\beta\sigma}] g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2], \\ &= \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^\gamma}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.44})$$

Con  $\mathcal{F}(s, t)$  dependiente de las variables de Mandelstam:

$$\mathcal{F}(s, t) = -4c_v [5m_u^4 + m_u^2(14m_w^2 + 3s - 10t) + 5m_w^4 + 2m_w^2(s - 5t) + 4s^2 + 5st + 5t^2]. \quad (\text{D.45})$$

Por lo tanto la sección eficaz -asociada a este canal- queda determinada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{F}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^\gamma}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.46})$$

La contribución a la sección eficaz es por ende

$$\sigma_{\mathcal{F}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{ww}^z \zeta_{ww}^\gamma}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s), \quad (\text{D.47})$$

con

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{F}(s, t) dt \\ &= -\frac{1}{3} \beta_w c_v s [s^2(5\beta_w^2 + 33) + 84s^2 m_w^2 + 48m_u^2(m_w^2 + 2s)]. \end{aligned} \quad (\text{D.48})$$

D. Cálculo  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

### Contribución Z-propagador tipo down (up)

Utilizando las amplitudes invariantes (D.2) y (D.20), podemos construir el elemento matricial al cuadrado de la forma

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{ww}^z}{(s - m_z^2)(t - m_d^2)} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] \left[ \epsilon_1^{*\mu} J_{\mu\nu\lambda} \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta \right]. \quad (\text{D.49})$$

Cuya notación es invocada para reproducir una sección eficaz no-polarizada. Aquí  $\mathcal{Q}_1$  y  $\mathcal{Q}_2$  tienen la forma funcional:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_1 &= \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5), \\ \mathcal{Q}_2 &= \gamma_\nu (1 - \gamma_5) (\bar{q} + m_d) \gamma_\mu (1 - \gamma_5). \end{aligned}$$

Al realizar la suma sobre los estados fermiónicos, se encuentra que

$$\begin{aligned} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] &= \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] \\ &= 2c_v \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\lambda \bar{p}_1 \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] + 2c_a \text{Tr} [\bar{p}_2 \gamma_\lambda \bar{p}_1 \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] \\ &\quad - 2m_u^2 c_v \text{Tr} [\gamma_\lambda \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha] + 2m_u^2 c_a \text{Tr} [\gamma_\lambda \gamma_\beta \bar{q} \gamma_\alpha]. \end{aligned} \quad (\text{D.50})$$

Considerando la relación de completez para los estados bosónicos (D.6), el elemento matricial al cuadrado toma la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle &= -\frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{ww}^z}{(s - m_z^2)(t - m_d^2)} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] J_{\mu\nu\lambda} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \\ &= \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{ww}^z}{(s - m_z^2)(t - m_d^2)} \mathcal{G}(s, t), \end{aligned} \quad (\text{D.51})$$

con

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(s, t) &= 16 \left[ c_a (4m_u^4 + m_u^2 (-5m_w^2 + s - 5t) + m_w^4 - m_w^2 (s + 2t) + t(3s + t)) \right. \\ &\quad \left. + c_v (-2m_u^4 + m_u^2 (m_w^2 + s + t) + m_w^4 - m_w^2 (s + 2t) + t(3s + t)) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.52})$$

La sección eficaz diferencial es por tanto

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{G}}}{dt} &= -\frac{1}{16\pi s (s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle \\ &= -\frac{1}{64\pi s (s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{ww}^z}{(s - m_z^2)(t - m_d^2)} \mathcal{G}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.53})$$

Y así

$$\begin{aligned}
\sigma_g &= -\frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \int_{t_1}^{t_0} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle dt \\
&= -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{ww}^z}{(s-m_z^2)} \mathcal{G}(s),
\end{aligned} \tag{D.54}$$

donde

$$\begin{aligned}
\mathcal{G}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \frac{1}{t-m_d^2} \mathcal{G}(s,t) dt \\
&= 16(t_0-t_1)(c_a(m_d^2-5m_u^2-2m_w^2+3s) + c_v(m_d^2+m_u^2-2m_w^2+3s)) \\
&+ 16 \log\left(\frac{t_0-m_d^2}{t_1-m_d^2}\right) \left[ c_a(m_d^4+m_d^2(-5m_u^2-2m_w^2+3s) + (m_u^2-m_w^2)(4m_u^2-m_w^2+s)) \right. \\
&\left. + c_v(m_d^4+m_d^2(m_u^2-2m_w^2+3s) - (m_u^2-m_w^2)(2m_u^2+m_w^2-s)) \right] + 8(t_0^2-t_1^2)(c_a+c_v).
\end{aligned} \tag{D.55}$$

### Contribución Z-H<sup>0</sup>

Desde los elementos matriciales individuales correspondientes (D.2) y (D.29), podemos llegar a que la contribución de este canal de interferencia puede describirse a través de

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(q^2-m_z^2)(q'^2-m_{H^0}^2)} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] [\epsilon_1^{*\mu} J_{\mu\nu\lambda} \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^\alpha \epsilon_{2\alpha}], \tag{D.56}$$

con  $\mathcal{Q}_1 = \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5)$  y  $\mathcal{Q}_2 = 1$ . En virtud a los procedimientos anteriores, este término puede convertirse en

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(q^2-m_z^2)(q'^2-m_{H^0}^2)} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] J_{\mu\nu\lambda} g^{\mu\alpha} g'_\alpha. \tag{D.57}$$

La traza correspondiente es

$$\begin{aligned}
\text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] &= \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \gamma^\lambda (c_v - c_a \gamma_5) (\bar{p}_1 + m_u)] \\
&= 4c_v m_u p_{2\lambda} - 4c_a m_u p_{1\lambda}.
\end{aligned} \tag{D.58}$$

Este elemento matricial puede escribirse, en términos de las variables de Mandelstam, a través de

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(s-m_z^2)(s-m_{H^0}^2)} \mathcal{H}(s,t), \tag{D.59}$$

con

$$\mathcal{H}(s,t) = 12c_v m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s - 2t). \tag{D.60}$$

### D. Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

Con la sección eficaz diferencial

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\mathcal{H}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle \\ &= -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(s-m_z^2)(s-m_{H^0}^2)} \mathcal{H}(s,t).\end{aligned}\quad (\text{D.61})$$

En virtud a los límites de integración, la sección eficaz asociada es nula,

$$\sigma_{\mathcal{H}} = 0. \quad (\text{D.62})$$

### Contribución $Z$ - $h^0$

El elemento matricial al cuadrado, en términos de variables de Mandelstam, tiene la forma

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_V^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s-m_z^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{I}(s,t). \quad (\text{D.63})$$

Con

$$\mathcal{I}(s,t) = 12c_v m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s - 2t). \quad (\text{D.64})$$

Con la sección eficaz diferencial

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{\mathcal{I}}}{dt} &= -\frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_V^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{ww}^z \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(s-m_z^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{I}(s,t).\end{aligned}\quad (\text{D.65})$$

En virtud a los límites de integración, la sección eficaz asociada es nula,

$$\sigma_{\mathcal{I}} = 0. \quad (\text{D.66})$$

### Contribución fotón-propagador tipo down (up)

Utilizando un procedimiento análogo al conseguido para el canal de  $z$ -propagador fermiónico, se llega a que el elemento matricial asociado a la interferencia fotón-propagador tipo down (up) es

$$\langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{III}^* \rangle = -\frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^w\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma}{s(t-m_d^2)} \mathcal{J}(s,t), \quad (\text{D.67})$$

con  $\mathcal{J}(s,t) = \mathcal{G}(s,t)$  para  $c_v = 1$  y  $c_a$ . Así, después de un conjunto de simplificaciones, se llega a que  $\mathcal{J}(s,t)$  tiene la estructura

$$\mathcal{J}(s, t) = 16 \left[ c_v (-2m_u^4 + m_u^2(m_w^2 + s + t) + m_w^4 - m_w^2(s + 2t) + t(3s + t)) \right]. \quad (\text{D.68})$$

Y así la sección eficaz asociada toma la forma

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathcal{J}} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \int_{t_1}^{t_0} \langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{III}^* \rangle dt \\ &= -\frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left( \eta_{q_i q_j}^w \right)^2 \eta_{q\bar{q}}^\gamma \zeta_{ww}^\gamma}{s} \mathcal{J}(s), \end{aligned} \quad (\text{D.69})$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \frac{1}{t - m_d^2} \mathcal{J}(s, t) dt \\ &= 16(t_0 - t_1)(c_v(m_d^2 + m_u^2 - 2m_w^2 + 3s)) \\ &\quad + 16 \log \left( \frac{t_0 - m_d^2}{t_1 - m_d^2} \right) \left[ c_v(m_d^4 + m_d^2(m_u^2 - 2m_w^2 + 3s) - (m_u^2 - m_w^2)(2m_u^2 + m_w^2 - s)) \right] + 8(t_0^2 - t_1^2)c_v. \end{aligned} \quad (\text{D.70})$$

### Contribución fotón- $H^0$

Siguiendo el método dado para la interferencia entre  $Z$  y  $H^0$ , se puede concluir que este canal llega a tener la contribución nula, i.e

$$\sigma_{\kappa} = 0. \quad (\text{D.71})$$

### Contribución fotón- $h^0$

Desde la contribución anterior, se establece que

$$\sigma_{\mathcal{L}} = 0. \quad (\text{D.72})$$

### Contribución Propagador Fermiónico tipo down (up)- $H^0$

Desde las amplitudes invariantes (D.20) y (D.36), se puede llegar a que esta interferencia puede describirse por

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left( \eta_{q_i q_j}^w \right)^2 \chi_{ff}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(q^2 - m_d^2)(q'^2 - m_{H^0}^2)} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] [\epsilon_1^{*\mu} \epsilon_2^{*\nu} \epsilon_1^\alpha \epsilon_{2\alpha}]. \quad (\text{D.73})$$

Aquí  $\mathcal{Q}_1 = 1$ ,  $\mathcal{Q}_2 = \gamma^\alpha (1 - \gamma^5)(\bar{q} + m_d) \gamma^\beta (1 - \gamma^5)$ . Al usar el truco de Cassimir y la relación de completéz para los bosones, este elemento matricial al cuadrado toma la forma

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left( \eta_{q_i q_j}^w \right)^2 \chi_{ff}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(q^2 - m_d^2)(q'^2 - m_{H^0}^2)} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] g^{\mu\alpha} g_\alpha^\nu. \quad (\text{D.74})$$

### D. Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

Al evaluar esta traza explícitamente, se tiene

$$\begin{aligned}
\text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u)(\bar{p}_1 + m_u)\mathcal{Q}_2] &= \text{Tr} \left[ (\bar{p}_2 - m_u)\gamma^\alpha(1 - \gamma^5)(\bar{q} + m_d)\gamma^\beta(1 - \gamma^5) \right] \\
&= 2m_u \text{Tr} \left[ \bar{p}_2\gamma^\beta\bar{q}\gamma^\alpha \right] - 2m_u \text{Tr} \left[ \bar{p}_1\gamma^\beta\bar{q}\gamma^\alpha \right] \\
&= 8m_u(-g^{\alpha\beta}p_2 \cdot q + p_2^\beta q^\alpha + p_2^\alpha q^\beta) - 8m_u(-g^{\alpha\beta}p_1 \cdot q + p_1^\beta q^\alpha + p_1^\alpha q^\beta). \quad (\text{D.75})
\end{aligned}$$

Las contracciones respectivas llevan a que la contribución a la sección eficaz diferencial está dada por

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\mathcal{M}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{IV}\mathcal{M}_{III}^* \rangle \\
&= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f_i\bar{f}_j}^w\right)^2 \chi_{ff}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(t - m_d^2)(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{M}(s, t). \quad (\text{D.76})
\end{aligned}$$

Con

$$\mathcal{M}(s, t) = 16m_u(m_u^2 - m_w^2 + t). \quad (\text{D.77})$$

Con esto la sección eficaz es

$$\begin{aligned}
\sigma_{\mathcal{M}} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \int_{t_1}^{t_0} \langle \mathcal{M}_{IV}\mathcal{M}_{III}^* \rangle dt \\
&= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f_i\bar{f}_j}^w\right)^2 \chi_{ff}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{M}(s), \quad (\text{D.78})
\end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}(s) &\equiv \int_{t_1}^{t_0} \frac{1}{t - m_d^2} \mathcal{M}(s, t) dt \\
&= 16m_u \left[ (m_d^2 + m_u^2 - m_w^2) \log \left( \frac{t_0 - m_d^2}{t_1 - m_d^2} \right) + (t_0 - t_1) \right] \quad (\text{D.79})
\end{aligned}$$

### Contribución Propagador Fermiónico tipo down (up)- $h^0$

Desde el canal anterior podemos llegar fácilmente a que la sección eficaz correspondiente a este modo está dada por

$$\begin{aligned}
\sigma_{\mathcal{N}} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \int_{t_1}^{t_0} \langle \mathcal{M}_{IV}\mathcal{M}_{III}^* \rangle dt \\
&= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f_i\bar{f}_j}^w\right)^2 \chi_{ff}^{h^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{N}(s), \quad (\text{D.80})
\end{aligned}$$

donde  $\mathcal{N}(s) = \mathcal{M}(s)$ .

## Contribución $H^0 - h^0$

En virtud a las amplitudes D.29 y D.36, el elemento matricial al cuadrado asociado a la interferencia del Higgs más pesado con el Higgs más ligero del 2HDM se convierte en

$$\langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_V^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\chi_{ff}^{H^0} \chi_{ff}^{h^0} \chi_{ww}^{H^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s - m_{H^0}^2)(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s, t). \quad (\text{D.81})$$

Con  $\mathcal{O}(s, t) = \mathcal{D}(s, t) = \mathcal{E}(s, t)$

$$\mathcal{O}(s, t) = 4(4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.82})$$

Para la sección eficaz diferencial tenemos

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{O}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_V^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\chi_{ff}^{H^0} \chi_{ff}^{h^0} \chi_{ww}^{H^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s - m_{H^0}^2)(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{D.83})$$

Así  $\sigma_{\mathcal{O}}$

$$\sigma_{\mathcal{O}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\chi_{ff}^{H^0} \chi_{ff}^{h^0} \chi_{ww}^{H^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s - m_{H^0}^2)(s - m_{h^0}^2)} I(s), \quad (\text{D.84})$$

donde

$$\mathcal{O}(s) \equiv \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{O}(s, t) dt = 4\beta_w s (4s - 12m_u^2). \quad (\text{D.85})$$

## Sección eficaz en el 2HDM

La sección eficaz asociada al proceso  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$  en el nivel de Bohr está dada por

$$\sigma^{Born} = \sigma_{\mathcal{A}} + \sigma_{\mathcal{B}} + \sigma_{\mathcal{C}} + \sigma_{\mathcal{D}} + \sigma_{\mathcal{E}} + 2\sigma_{\mathcal{F}} + 2\sigma_{\mathcal{G}} + 2\sigma_{\mathcal{H}} + 2\sigma_{\mathcal{I}} + 2\sigma_{\mathcal{J}} + 2\sigma_{\mathcal{K}} + 2\sigma_{\mathcal{L}} + 2\sigma_{\mathcal{M}} + 2\sigma_{\mathcal{N}} + 2\sigma_{\mathcal{O}}. \quad (\text{D.86})$$

Utilizando los acoples respectivos al background Modelo Estándar (con quarks up como estados iniciales), las contribuciones individuales quedan descritas por<sup>4</sup>:

<sup>4</sup>Utilizamos la constante de Fermi  $G_F = \sqrt{2}g^2/8m_w^2$  para ser coherentes en la notación con las demás partes del escrito.

D. Cálculo  $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$

$$\sigma_{\mathcal{A}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{32m_w^4 G_f^2}{(s-m_z^2)^2} \mathcal{A}(s) \quad (\text{D.87a})$$

$$\sigma_{\mathcal{B}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{32m_w^4 G_f^2 \sin^4 \theta_w}{s^2} \mathcal{B}(s) \quad (\text{D.87b})$$

$$\sigma_{\mathcal{C}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{m_w^4 G_f^2 U_{ij}^4}{2} \mathcal{C}(s) \quad (\text{D.87c})$$

$$\sigma_{\mathcal{D}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{ww}^{H^0})^2}{(s-m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s), \quad (\text{D.87d})$$

$$\sigma_{\mathcal{E}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{ww}^{h^0})^2}{(s-m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s), \quad (\text{D.87e})$$

Los canales de interferencia con el bosón  $Z^0$  son:

$$\sigma_{\mathcal{F}}(s) = -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{32m_w^4 G_f^2 \sin^2 \theta_w}{(s-m_z^2)s} \mathcal{F}(s), \quad (\text{D.88a})$$

$$\sigma_{\mathcal{G}}(s) = -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{4m_w^4 G_f^2 U_{ij}^2}{(s-m_z^2)} \mathcal{G}(s), \quad (\text{D.88b})$$

$$\sigma_{\mathcal{H}}(s) = 0, \quad (\text{D.88c})$$

$$\sigma_{\mathcal{I}}(s) = 0. \quad (\text{D.88d})$$

Las interferencias con el fotón están dadas por:

$$\sigma_{\mathcal{J}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{4m_w^4 G_f^2 U_{ij}^2 \sin^2 \theta_w}{s} \mathcal{J}(s), \quad (\text{D.89a})$$

$$\sigma_{\mathcal{K}}(s) = 0, \quad (\text{D.89b})$$

$$\sigma_{\mathcal{L}}(s) = 0, \quad (\text{D.89c})$$

Los canales de interferencia con el propagador fermiónico están dados por

$$\sigma_{\mathcal{M}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{m_w^2 G_f U_{ij}^2 \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{ww}^{H^0}}{\sqrt{2} (s-m_{H^0}^2)} \mathcal{M}(s), \quad (\text{D.90a})$$

$$\sigma_{\mathcal{N}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{m_w^2 G_f U_{ij}^2 \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{ww}^{h^0}}{\sqrt{2} (s-m_{h^0}^2)} \mathcal{N}(s). \quad (\text{D.90b})$$

Y la interferencia entre los dos bosones de Higgs de CP-par

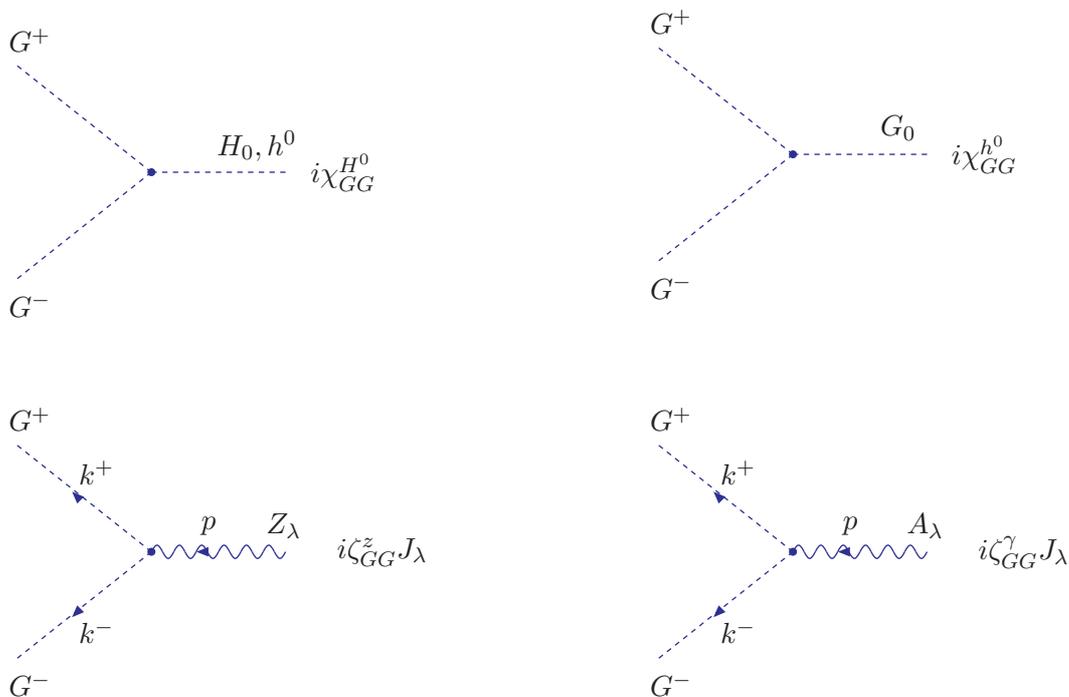
$$\sigma_{\mathcal{O}}(s) = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{ww}^{H^0} \chi_{ww}^{h^0}}{(s-m_{H^0}^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s). \quad (\text{D.91})$$

Aquí presentamos el cálculo de la sección eficaz para el proceso  $f\bar{f} \rightarrow G^+G^-$ . Este mecanismo, en virtud al teorema de equivalencia, confluye en el régimen de altas energías, salvo ordenes  $\mathcal{O}(m_V/E_V)$ , con la sección eficaz del proceso de dispersión inelástico  $f\bar{f} \rightarrow W_L^+W_L^-$ , permitiendo ver en realidad el comportamiento en este escenario unitario de los diferentes acoples del modelo.

### Reglas de Feynman

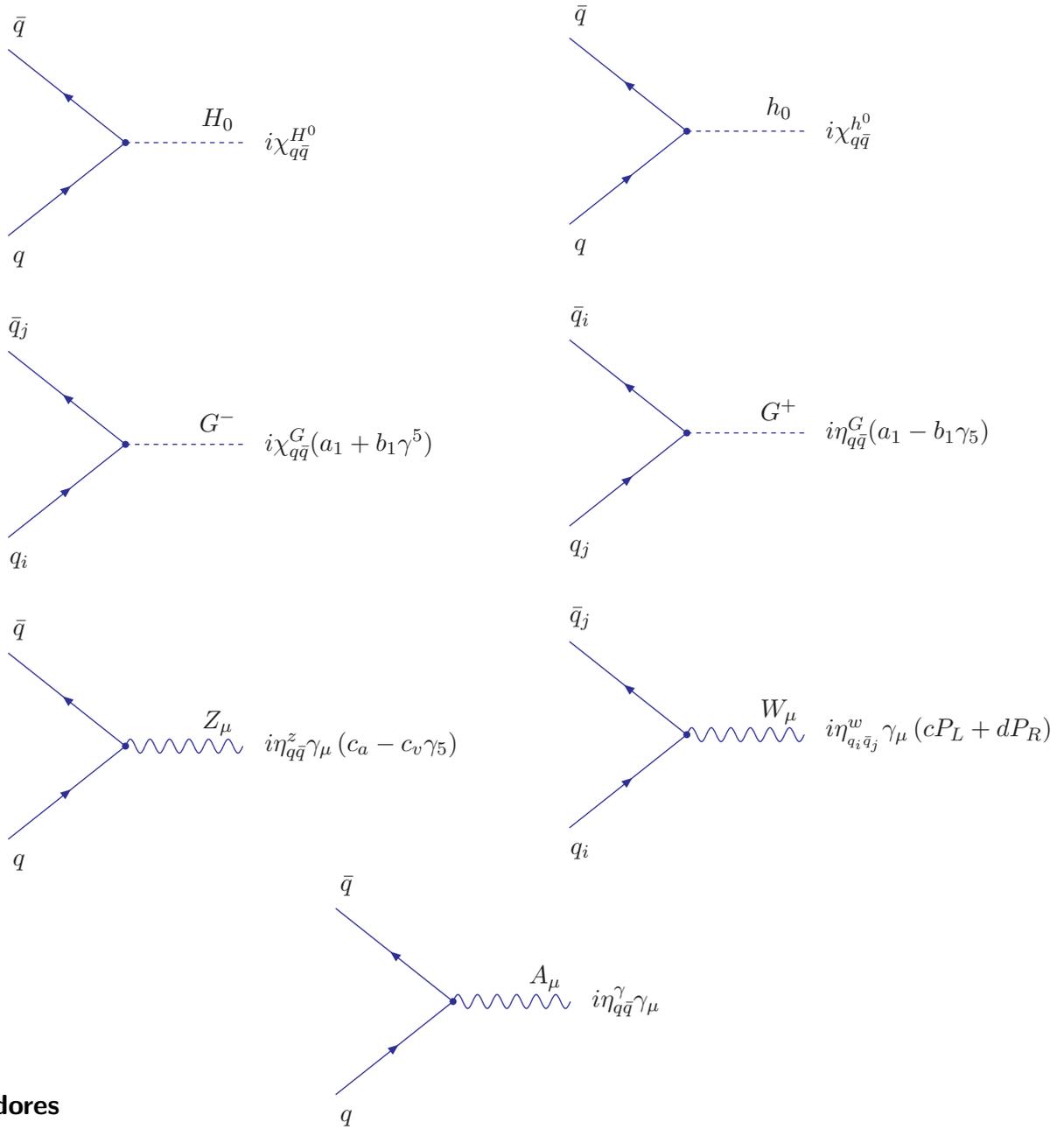
Las siguientes reglas en los gauges  $R$ , presentadas aquí desde un punto de vista de la estructura de Lorentz, son tomadas de la referencia [57].

#### Vértices

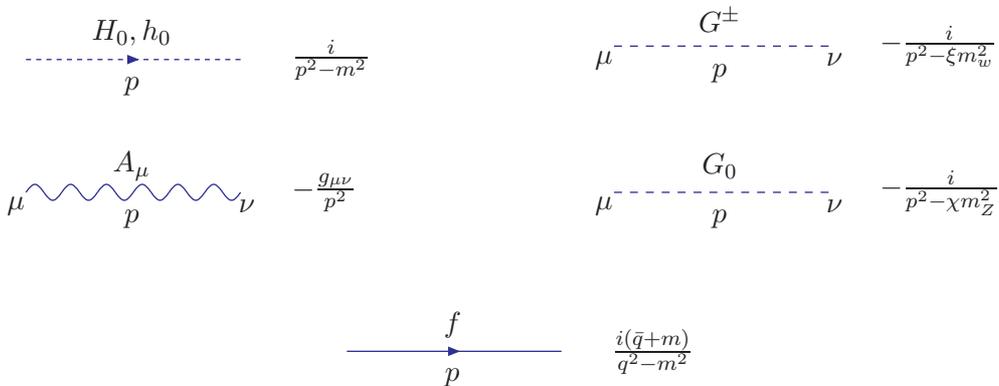


Con  $J_\lambda = (k_+ - k_-)_\lambda$ . Con  $k^+$ ,  $k^-$  los momentos *emergentes* del vértice de interacción.

E. Cálculo  $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$



Propagadores

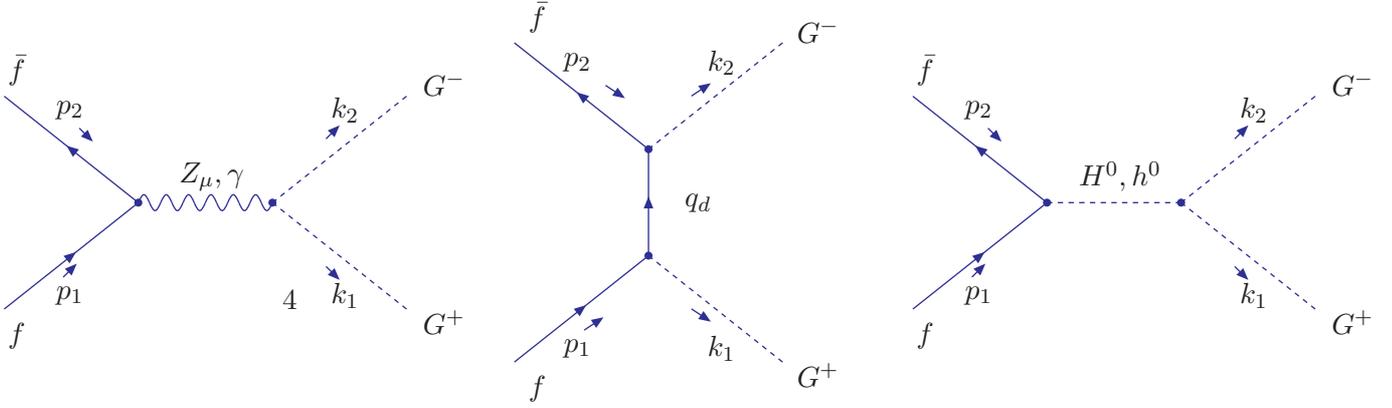


## Acoples del espectro habitual con los bosones de Goldstone

Los diferentes acoples con los bosones de Goldstone están provistos en la siguiente tabla:

Acople/Modelo	THDM
$\zeta_{GG}^\gamma$	$e$
$\zeta_{GG}^z$	$\frac{g \cos 2\theta_w}{2 \cos \theta_w}$
$\chi_{G\bar{q}q}^{H^0}$	$-\frac{gm_z}{2 \cos \theta_w} \cos 2\beta \cos(\beta + \alpha)$
$\chi_{G\bar{q}q}^{h^0}$	$\frac{gm_z}{2 \cos \theta_w} \cos 2\beta \sin(\beta + \alpha)$
$\eta_{q\bar{q}}^z$	$\frac{g}{\cos \theta_w}$
$\eta_{q\bar{q}}^\gamma$	$gQ \sin \theta_w$
$\eta_{q_i\bar{q}_j}^G$	$\frac{g}{2\sqrt{2}m_w}$

## Cálculo $\sigma(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$



A nivel árbol en el THDM e igualmente que en el cálculo del proceso  $f\bar{f} \rightarrow W^+W^-$ , existen 7 diagramas que contribuyen al proceso  $f\bar{f} \rightarrow G^+G^-$ . De estos 5 provienen del background del modelo estándar. De los cuales 2 (figuras de la izquierda) son del canal  $s$  con los bosones vectoriales  $Z$  ( $\mathcal{M}_I$ ) y fotón ( $\mathcal{M}_{II}$ ), y 3 (figura del centro) provienen del canal  $t$  ( $\mathcal{M}_{III}$ ) con los tres diferentes quarks del tipo down (up) en el propagador (sí los quarks en las líneas externas son del tipo up (down)). En lo que respecta al sector de Higgs, existen dos (figura de la derecha) contribuciones de los Higgs neutros del modelo THDM, debidas al Higgs neutro más pesado  $H^0$  ( $\mathcal{M}_{IV}$ ) y al Higgs más liviano  $h^0$  ( $\mathcal{M}_V$ ). El Higgs pseudoescalar  $A^0$  tendría una contribución asociada si la teoría violara explícitamente  $\mathcal{CP}$ , lo cual no es el caso que aquí se tendrá en cuenta.

Este cálculo permite, además de complementar la descripción metódica de la sección eficaz  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$  en el gauge de Feynman t'Hooft, mirar el comportamiento en este proceso de los bosones vectoriales polarizados longitudinalmente en el régimen de altas energías, ya que en virtud al teorema de equivalencia los dos procesos difieren a lo máximo en el orden  $\mathcal{O} = m_V/E_V$ .

## Contribución de $Z$

Con la amplitud invariante en el Gauge R de Feynman t'Hooft

$$i\mathcal{M}_I = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\eta_{f\bar{f}}^z \gamma^\mu (c_v - c_a \gamma^5) u(p_1, \sigma_1) \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - m_z^2} i\zeta_{GG}^z (k_+ - k_-)^\nu. \quad (\text{E.1})$$

### E. Cálculo $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

En este gauge  $m_{G^+} = m_W$  y  $m_{G^0} = m_z$ . Con  $\sigma_i$  el estado de helicidad de espín de los fermiones y  $\lambda_i$  el estado de polarización de los bosones. Aquí  $\bar{q} = \gamma^\sigma q_\sigma$ . Con el fin de simplificar la notación, haremos las siguientes definiciones;  $\bar{v}_2 \equiv \bar{v}(p_2, \sigma_2)$ ,  $u_1 \equiv u(p_1, \sigma_1)$ . Con todo lo anterior, el elemento matricial al cuadrado *no-polarizado* adquiere la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_I^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^z\right)^2 (\zeta_{GG}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \text{Tr} \left[ (\not{p}_2 - m_f) \gamma^\mu (c_v - c_a \gamma^5) (\not{p}_1 + m_f) \gamma^\alpha (c_v - c_a \gamma^5) \right] \\ &\quad \times g_{\alpha\beta} g_{\mu\nu} (k_+ - k_-)^\nu (k_+ - k_-)^\beta. \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

La sección eficaz diferencial queda descrita por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{A}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_I^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^z\right)^2 (\zeta_{GG}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

Con

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s, t) &= -8c_a^2(m_u^4 - 2m_u^2(m_w^2 + t) + m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t)) \\ &\quad - 8c_v^2(m_u^4 + m_u^2(2m_w^2 - s - 2t) + m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t)). \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

Así la contribución a la sección eficaz, se encuentra descrita por:

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathcal{A}} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^z\right)^2 (\zeta_{ww}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{A}(s, t) dt, \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{f\bar{f}}^z\right)^2 (\zeta_{GG}^z)^2}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s). \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

Donde

$$\mathcal{A}(s) = -\frac{2}{3} \beta_w s \left[ c_a^2 (s((\beta_w^2 - 3)s + 12m_w^2) + 12m_u^2(s - 4m_w^2)) + c_v^2 s((\beta_w^2 - 3)s + 12m_w^2) \right] \quad (\text{E.6})$$

### Contribución del fotón

La amplitud invariante asociada a este canal está dada por

$$i\mathcal{M}_{II} = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\eta_{f\bar{f}}^z \gamma^\mu u(p_1, \sigma_1) \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} i\zeta_{GG}^\gamma (k_+ - k_-)^\nu. \quad (\text{E.7})$$

En virtud a la identidad de t' Hooft (tratada en el apéndice B), este elemento matricial coincide con el asociado al canal  $z$  (relación (E.1) para  $c_a = 1$  y  $c_b = 0$  con un propagador vectorial no masivo en el gauge de Feynman t'Hooft). Por lo tanto, podemos extrapolar el cálculo asociado a la contribución de  $z$  para el canal del fotón. Así la sección eficaz para esta parte del proceso tiene la forma

$$\sigma_B = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\eta_{ff}^\gamma)^2 (\zeta_{GG}^\gamma)^2}{s^2} \mathcal{B}(s). \quad (\text{E.8})$$

Con

$$\mathcal{B}(s) = -\frac{2}{3}\beta_w s^2 [(\beta_w^2 - 3)s + 12m_w^2] \quad (\text{E.9})$$

### Contribución de los términos con quarks tipo down (up) en el propagador

La amplitud invariante, asociada a este canal, está dada por

$$\mathcal{M}_{III} = -\frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^2}{q^2 - m_d^2} \bar{v}_2 \gamma_\nu (a_1 + b_1 \gamma_5) (\bar{q} + m_d) \gamma_\mu (a_1 - b_1 \gamma_5) u_1. \quad (\text{E.10})$$

Esta amplitud invariante está destinada a determinar una sección eficaz *no-polarizada*, para ello promediamos sobre los estados iniciales y sumamos sobre los finales. Con lo cual el elemento matricial al cuadrado queda establecido por

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle = \frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^4}{(q^2 - m_d^2)^2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_{\nu\mu} u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_{\beta\alpha} v_2. \quad (\text{E.11})$$

Evaluemos la suma sobre los estados fermiónicos

$$\sum_{\sigma_1 \sigma_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2 = \sum_{\sigma_2} \bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2 v_2 = \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2]. \quad (\text{E.12})$$

Con esto el elemento matricial al cuadrado toma la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^4}{(q^2 - m_d^2)^2} \\ &\times \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) (a_1 + b_1 \gamma_5) (\not{h} + m_d) (a_1 - b_1 \gamma_5) (\bar{p}_1 + m_u) (a_1 + b_1 \gamma_5) (\not{h} + m_d) (a_1 + b_1 \gamma_5)]. \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

La sección eficaz diferencial es por lo tanto

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{III}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^4}{(t - m_d^2)^2} \mathcal{C}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

Con

E. Cálculo  $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}(s, t) = & -a_1^4 [m_d^2(5m_u^2 - 2s) + 8m_d m_u(m_u^2 - m_w^2 + t) + 2m_u^4 + m_u^2(t - 4m_w^2) + 2(m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t))] \\
& + (4a_1^3 b_1 + 4a_1 b_1^3)(2m_d m_u^2 - m_d s + m_u^3 - m_u m_w^2 + m_u t)m_d \\
& + a_1^2 b_1^2 [3m_d^2 m_u^2 + 10m_d m_u(m_u^2 - m_w^2 + t) + 2(-4m_u^4 + m_u^2(8m_w^2 + t) - 4(m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t)))] \\
& + b_1^4 [m_d^2(3m_u^2 - 2s) + 4m_d m_u(m_u^2 - m_w^2 + t) - 2m_u^4 + m_u^2(4m_w^2 - t) - 2(m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t))].
\end{aligned} \tag{E.15}$$

Así la sección eficaz en el nivel de Born asociada a este canal es:

$$\begin{aligned}
\sigma_c &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^4 \int \frac{1}{(t - m_d^2)^2} \mathcal{C}(s, t) dt \\
\sigma_c &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^4 \mathcal{C}(s),
\end{aligned} \tag{E.16}$$

donde

$$\begin{aligned}
\mathcal{C}(s) = & \frac{1}{t_1 - m_d^2} \left[ -2a_1^4(4m_d^3 m_u + m_d^2(3m_u^2 - 2m_w^2 + 2t_1)) + 4m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) + m_u^4 - 2m_u^2 m_w^2 + m_w^4 - t_1^2 \right] \\
& + 4(a_1 b_1^3 - a_1^3 b_1)m_d(m_d^2 m_u + 2m_d m_u^2 - m_d s + m_u^3 - m_u m_w^2) \\
& + a_1^2 b_1^2(10m_d^3 m_u + m_d^2(5m_u^2 - 8(-2m_w^2 + s + 2t_1)) + 10m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) - 8(m_u^4 - 2m_u^2 m_w^2 + m_w^4 - t_1^2)) \\
& + 2b_1^4(2m_d^3 m_u + m_d^2(m_u^2 - 2(-m_w^2 + s + t_1)) + 2m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) - m_u^4 + 2m_u^2 m_w^2 - m_w^4 + t_1^2) \\
& - \frac{1}{t_0 - m_d^2} \left[ -2a_1^4(4m_d^3 m_u + m_d^2(3m_u^2 - 2m_w^2 + 2t_0)) + 4m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) + m_u^4 - 2m_u^2 m_w^2 + m_w^4 - t_0^2 \right] \\
& + 4(a_1 b_1^3 - a_1^3 b_1)m_d(m_d^2 m_u + 2m_d m_u^2 - m_d s + m_u^3 - m_u m_w^2) \\
& + a_1^2 b_1^2(10m_d^3 m_u + m_d^2(5m_u^2 - 8(-2m_w^2 + s + 2t_0)) + 10m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) - 8(m_u^4 - 2m_u^2 m_w^2 + m_w^4 - t_0^2)) \\
& + 2b_1^4(2m_d^3 m_u + m_d^2(m_u^2 - 2(-m_w^2 + s + t_0)) + 2m_d(m_u^3 - m_u m_w^2) - m_u^4 + 2m_u^2 m_w^2 - m_w^4 + t_0^2) \\
& + \log\left(\frac{m_d^2 - t_0}{m_d^2 - t_1}\right) \left[ a_1^4(4m_d^2 + 8m_d m_u + m_u^2 - 4m_w^2 + 2s) + 4a_1^3 b_1 m_d m_u \right. \\
& \left. + 2a_1^2 b_1^2(8m_d^2 - 5m_d m_u - m_u^2 - 8m_w^2 + 4s) - 4a_1 b_1^3 m_d m_u + b_1^4(4m_d^2 - 4m_d m_u + m_u^2 - 4m_w^2 + 2s) \right].
\end{aligned} \tag{E.17}$$

Recordando que  $t_0 = m_w^2 + m_u^2 - s/2(1 - \beta_w)$  y  $t_1 = m_w^2 + m_u^2 - s/2(1 + \beta_w)$ .

### Contribución del Higgs $H^0$

La amplitud invariante asociada es

$$i\mathcal{M}_{IV} = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\chi_{f\bar{f}}^{H^0} u(p_1, \sigma_1) \frac{i}{q^2 - m_{H^0}^2} i\chi_{GG}^{H^0}. \tag{E.18}$$

El elemento al cuadrado, promediado sobre los estados iniciales y promediado sobre los finales, está dado por

$$\begin{aligned}
\langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle &= \frac{1}{4} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{GG}^{H^0})^2}{(q^2 - m_{H^0}^2)^2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} [\bar{v}_2 u_1 \bar{u}_1 v_2] \\
&= \frac{1}{4} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{GG}^{H^0})^2}{(q^2 - m_{H^0}^2)^2} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u)(\bar{p}_1 + m_u)] \\
&= \frac{1}{4} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{GG}^{H^0})^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s, t),
\end{aligned} \tag{E.19}$$

con

$$\mathcal{D}(s, t) = 2(s - 2m_u^2) - 4m_u^2. \tag{E.20}$$

Para la sección eficaz tenemos

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\mathcal{D}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle \\
&= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{GG}^{H^0})^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s, t).
\end{aligned} \tag{E.21}$$

Con la contribución integrada

$$\sigma_{\mathcal{D}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\chi_{GG}^{H^0})^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s). \tag{E.22}$$

Aquí

$$\mathcal{D}(s) = -2\beta_w s(4m_u^2 - s). \tag{E.23}$$

### Contribución del Higgs $h^0$

Para este canal tenemos la amplitud invariante

$$i\mathcal{M}_V = \bar{v}(p_2, \sigma_2) i\chi_{f\bar{f}}^{h^0} u(p_1, \sigma_1) \frac{i}{q^2 - m_{h^0}^2} i\chi_{GG}^{h^0}. \tag{E.24}$$

Al seguir un procedimiento similar que el conseguido para el cálculo de la contribución de  $H^0$ , el elemento matricial al cuadrado es

$$\langle \mathcal{M}_V \mathcal{M}_V^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{GG}^{h^0})^2}{(s - m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s, t), \tag{E.25}$$

E. Cálculo  $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

con

$$\mathcal{E}(s, t) = 2(s - 2m_u^2) - 4m_u^2. \quad (\text{E.26})$$

Así la sección eficaz

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\chi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\chi_{GG}^{h^0})^2}{(s - m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s). \quad (\text{E.27})$$

Aquí

$$\mathcal{E}(s) = -2\beta_w s(4m_u^2 - s). \quad (\text{E.28})$$

## Términos de interferencia

### Contribución Z-fotón

Siguiendo el procedimiento del cálculo para el elemento individual matricial al cuadrado del canal Z, se llega a que la contribución *no-polarizada* en el gauge de Feynman t'Hooft de este canal de interferencia es

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle = \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^z \zeta_{GG}^\gamma}{(q^2 - m_z^2) q'^2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} [\bar{v}_2 \mathcal{Q}_1 u_1 \bar{u}_1 \mathcal{Q}_2 v_2] \left[ (k_+ - k_-)^\nu (k_+ - k_-)^\beta \right]. \quad (\text{E.29})$$

Aquí  $\mathcal{Q}_1 = \gamma_\nu$  y  $\mathcal{Q}_2 = \gamma_\beta (c_v - c_a \gamma_5)$ . La suma sobre los estados fermiónicos y su evaluación respectiva reproduce la relación

$$\text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] = c_v \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \gamma_\nu (\bar{p}_1 + m_u) \gamma_\beta] - c_a m_u^2 \text{Tr} [\gamma_\nu \gamma_\beta]. \quad (\text{E.30})$$

Donde hemos hecho uso de las propiedades quirales de la matriz  $\gamma_5$ . La contracción entre la traza y los momentos es representada en la función  $\mathcal{F}(s, t)$  dentro del elemento matricial al cuadrado,

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^z \zeta_{GG}^\gamma}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s, t). \quad (\text{E.31})$$

Con

$$\mathcal{F}(s, t) = -8c_v [m_u^4 + m_u^2(2m_w^2 - s - 2t) + m_w^4 - 2m_w^2 t + t(s + t)]. \quad (\text{E.32})$$

Por lo tanto la sección eficaz -asociada a este canal- queda determinada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{F}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{II}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^z \zeta_{GG}^\gamma}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.33})$$

Así

$$\sigma_{\mathcal{F}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^z \zeta_{GG}^\gamma}{(s-m_z^2)s} \mathcal{F}(s). \quad (\text{E.34})$$

con

$$\mathcal{F}(s) = -\frac{2}{3} \beta_w c_v s^2 ((\beta_w^2 - 3)s + 12m_w^2). \quad (\text{E.35})$$

### Contribución Z-propagador tipo down (up)

Utilizando las amplitudes invariantes (E.1) y (E.10), podemos construir el elemento matricial al cuadrado de la forma

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle &= -\frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{GG}^z}{(s-m_z^2)(t-m_d^2)} \\ &\times \text{Tr}[(\not{p}_2 - m_u)\gamma_\nu(c_v - c_a\gamma_5)(\not{p}_1 + m_u)(a_1 + b_1\gamma_5)(\not{q} + m_d)(a_1 - b_1\gamma_5)](k_+ - k_-)^\nu. \end{aligned} \quad (\text{E.36})$$

Cuya notación es invocada para reproducir una sección eficaz no-polarizada. Después de realizar las contracciones respectivas, la sección eficaz diferencial adquiere la forma

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{G}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{III}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{GG}^z}{(s-m_z^2)(t-m_d^2)} \mathcal{G}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.37})$$

Con

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(s, t) &= 4 \left[ a_1^2 c_v (m_d m_u (-2m_u^2 - 2m_w^2 + s + 2t) - m_u^4 + m_w^4 - 2m_w^2 t + st + t^2) \right. \\ &\quad \left. + 2a_1 b_1 c_a m_u^2 (m_u^2 - m_w^2 - t) + b_1^2 c_v (m_d m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s - 2t) - m_u^4 + m_w^4 - 2m_w^2 t + st + t^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.38})$$

Así la sección eficaz

$$\sigma_{\mathcal{G}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \eta_{q\bar{q}}^z \zeta_{GG}^z}{(s-m_z^2)} \mathcal{G}(s). \quad (\text{E.39})$$

Donde

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(s) &= 4(t_0 - t_1) \left[ a_1^2 c_v (m_d^2 + 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) - 2a_1 b_1 c_a m_u^2 + b_1^2 c_v (m_d^2 - 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) \right] \\ &\quad + 4 \log \left( \frac{t_0 - m d^2}{t_1 - m_d^2} \right) \left[ a_1^2 c_v (m_d^4 + 2m_d^3 m_u + m_d^2 (s - 2m_w^2) + m_d m_u (-2m_u^2 - 2m_w^2 + s) - m_u^4 + m_w^4) \right. \\ &\quad - 2a_1 b_1 c_a m_u^2 (m_d^2 - m_u^2 + m_w^2) \\ &\quad \left. + b_1^2 c_v (m_d^4 - 2m_d^3 m_u + m_d^2 (s - 2m_w^2) + m_d m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s) - m_u^4 + m_w^4) \right] \\ &\quad + 2c_v (t_0^2 - t_1^2) (a_1^2 + b_1^2). \end{aligned} \quad (\text{E.40})$$

E. Cálculo  $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

### Contribución Z- $H^0$

Desde los elementos matriciales individuales correspondientes (E.1) y (E.18), la contribución de este canal de interferencia puede describirse a través de

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{GG}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(q^2 - m_z^2)(q'^2 - m_{H^0}^2)} \text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \gamma_\nu (c_v - c_a \gamma_5) (\bar{p}_1 + m_u)] (k_+ - k_-)^\nu. \quad (\text{E.41})$$

Evaluemos la traza correspondiente a través de las propiedades de la matriz quiral  $\gamma_5$

$$\text{Tr} [(\bar{p}_2 - m_u) \mathcal{Q}_1 (\bar{p}_1 + m_u) \mathcal{Q}_2] = c_v (p_2 - p_1)_\nu. \quad (\text{E.42})$$

Este elemento matricial de interferencia puede escribirse, en términos de las variables de Mandelstan, por medio de

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{GG}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(s - m_z^2)(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{H}(s, t). \quad (\text{E.43})$$

Con

$$\mathcal{H}(s, t) = c_v m_u (s + 2t - 2m_u^2 - 2m_w^2). \quad (\text{E.44})$$

Con la sección eficaz diferencial

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{H}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_{IV}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{GG}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(s - m_z^2)(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{H}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.45})$$

Y la sección eficaz

$$\sigma_{\mathcal{H}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{GG}^z \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(s - m_z^2)(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{H}(s), \quad (\text{E.46})$$

donde

$$\mathcal{H}(s) = \int_{t_1}^{t_0} \mathcal{H}(s, t) dt = 0. \quad (\text{E.47})$$

### Contribución Z- $h^0$

El elemento matricial al cuadrado para este canal tiene una forma análoga al canal Z- $H^0$ ,

$$\langle \mathcal{M}_I \mathcal{M}_V^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^z \zeta_{GG}^z \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{h^0}}{(s - m_z^2)(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{I}(s, t). \quad (\text{E.48})$$

Con

$$\mathcal{I}(s, t) = \mathcal{H}(s, t). \quad (\text{E.49})$$

Y por ende la sección eficaz asociada es nula

$$\sigma_{\mathcal{I}} = \sigma_{\mathcal{H}} = 0. \quad (\text{E.50})$$

### Contribución fotón-propagador tipo down (up)

Utilizando un procedimiento análogo al conseguido para el canal de  $z$ -propagador fermiónico, se llega a que el elemento matricial asociado a la interferencia fotón-propagador tipo down (up) es

$$\langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{III}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left( \eta_{q_i q_j}^G \right)^2 \eta_{q\bar{q}}^\gamma \zeta_{GG}^\gamma}{s(t - m_d^2)} \mathcal{J}(s, t). \quad (\text{E.51})$$

Con  $\mathcal{J}(s, t) = \mathcal{G}(s, t)$  para  $c_v = 1$  y  $c_a = 0$ . Así, después de un conjunto de simplificaciones, se llega a que  $\mathcal{J}(s, t)$  tiene la estructura

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(s, t) = & 4 \left[ a_1^2 (m_d m_u (-2m_u^2 - 2m_w^2 + s + 2t) - m_u^4 + m_w^4 - 2m_w^2 t + st + t^2) \right. \\ & \left. + b_1^2 (m_d m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s - 2t) - m_u^4 + m_w^4 - 2m_w^2 t + st + t^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.52})$$

Con la sección eficaz

$$\sigma_{\mathcal{J}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\left( \eta_{q_i q_j}^G \right)^2 \eta_{q\bar{q}}^\gamma \zeta_{GG}^\gamma}{s(t - m_d^2)} \mathcal{J}(s). \quad (\text{E.53})$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(s) = & 4(t_0 - t_1) \left[ a_1^2 (m_d^2 + 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) + b_1^2 (m_d^2 - 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) \right] \\ & + 4 \log \left( \frac{t_0 - m d^2}{t_1 - m_d^2} \right) \left[ a_1^2 (m_d^4 + 2m_d^3 m_u + m_d^2 (s - 2m_w^2) + m_d m_u (-2m_u^2 - 2m_w^2 + s) - m_u^4 + m_w^4) \right. \\ & \left. + b_1^2 (m_d^4 - 2m_d^3 m_u + m_d^2 (s - 2m_w^2) + m_d m_u (2m_u^2 + 2m_w^2 - s) - m_u^4 + m_w^4) \right] \\ & + 2(t_0^2 - t_1^2) (a_1^2 + b_1^2). \end{aligned} \quad (\text{E.54})$$

### Contribución fotón- $H^0$

Siguiendo el método dado para la interferencia entre  $Z$  y  $H^0$ , se puede concluir que este canal llega a tener la contribución

$$\langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^\gamma \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{s(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{K}(s, t). \quad (\text{E.55})$$

E. Cálculo  $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

Con  $\mathcal{K}(s, t) = \mathcal{H}(s, t)$  para  $c_v = 1$ . Así

$$\mathcal{K}(s, t) = m_u(s + 2t - 2m_u^2 - 2m_w^2). \quad (\text{E.56})$$

Por ende la sección eficaz

$$\sigma_{\mathcal{K}} = 0. \quad (\text{E.57})$$

### Contribución fotón- $h^0$

Desde la contribución anterior, se puede determinar la asociada a este canal

$$\langle \mathcal{M}_{II} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\eta_{f\bar{f}}^\gamma \zeta_{GG}^\gamma \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{h^0}}{s(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{L}(s, t). \quad (\text{E.58})$$

Con

$$\mathcal{L}(s, t) = c_v m_u (s + 2t - 2m_u^2 - 2m_w^2). \quad (\text{E.59})$$

En virtud a que la cinemática asociada a las variables de Mandelstam es igual a la conseguida para los canales con  $z$  y propagadores fermiónicos, la sección eficaz de este modo del proceso global es nula,

$$\sigma_{\mathcal{L}} = 0. \quad (\text{E.60})$$

### Contribución Propagador Fermiónico tipo down- $H^0$

Desde las amplitudes invariantes (E.10) y (E.18), se establece que esta interferencia puede describirse por

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^2 \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(q^2 - m_d^2)(q'^2 - m_{H^0}^2)} \text{Tr}[(\not{p}_2 - m_u)(\not{p}_1 + m_u)(a_1 + b_1 \gamma_5)(\not{q} + m_d)(a_1 - b_1 \gamma_5)]. \quad (\text{E.61})$$

Así la sección eficaz diferencial en términos de las variables de Mandelstam puede ser descrita como

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{M}}}{dt} &= \frac{1}{16\pi s(s - 4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle \\ &= \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{(\eta_{q_i q_j}^G)^2 \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{(t - m_d^2)(s - m_{H^0}^2)} \mathcal{M}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.62})$$

con

$$\mathcal{M}(s, t) = a_1^2 (m_d(2s - 8m_u^2) - 4m_u(m_u^2 - m_w^2 + t)) + 2b_1^2 m_u(2m_d m_u + 2m_w^2 - s - 2t). \quad (\text{E.63})$$

Así en la contribución directa

$$\sigma_{\mathcal{M}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{GG}^{H^0}}{\left((s-m_{H^0}^2)\right)} \mathcal{M}(s), \quad (\text{E.64})$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(s) = & -2 \log \left( \frac{t_0 - m_d^2}{t_1 - m_d^2} \right) \left[ a_1^2 (2m_d^2 m_u + 4m_d m_u^2 - m_d s + 2m_u^3 - 2m_u m_w^2) \right. \\ & \left. + b_1^2 m_u (2m_d^2 - 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) \right] - 4m_u (t_0 - t_1) (a_1^2 + b_1^2). \end{aligned} \quad (\text{E.65})$$

### Contribución Propagador Fermionico tipo down (up)- $h^0$

Con las amplitudes invariantes (E.10) y (E.24), se llega a que esta interferencia puede describirse por

$$\langle \mathcal{M}_{III} \mathcal{M}_{IV}^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{h^0}}{(q^2 - m_d^2)(q'^2 - m_{h^0}^2)} \text{Tr} [(p_2 - m_u)(p_1 + m_u)(a_1 + b_1 \gamma_5)(\not{q} + m_d)(a_1 - b_1 \gamma_5)]. \quad (\text{E.66})$$

Siguiendo un procedimiento análogo al canal de interferencia propagador fermiónico tipo down - $H^0$ , encontramos que la contribución asociada a la sección eficaz de este canal es

$$\sigma_{\mathcal{N}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\left(\eta_{q_i q_j}^G\right)^2 \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{h^0}}{\left((s-m_{h^0}^2)\right)} \mathcal{N}(s), \quad (\text{E.67})$$

con

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(s) = & -2 \log \left( \frac{t_0 - m_d^2}{t_1 - m_d^2} \right) \left[ a_1^2 (2m_d^2 m_u + 4m_d m_u^2 - m_d s + 2m_u^3 - 2m_u m_w^2) \right. \\ & \left. + b_1^2 m_u (2m_d^2 - 2m_d m_u - 2m_w^2 + s) \right] - 4m_u (t_0 - t_1) (a_1^2 + b_1^2). \end{aligned} \quad (\text{E.68})$$

### Contribución $H^0 - h^0$

En virtud a las amplitudes (E.18) y (E.24) y a los cálculos desde allí desplegados, el elemento matricial al cuadrado asociado a la interferencia del Higgs más pesado con el Higgs más ligero se convierte en

$$\langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_V^* \rangle = \frac{1}{4} \frac{\chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{H^0} \chi_{GG}^{h^0}}{(s-m_{H^0}^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{N}(s, t). \quad (\text{E.69})$$

Por tanto la sección eficaz diferencial toma la forma

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\mathcal{O}}}{dt} = & \frac{1}{16\pi s(s-4m_u^2)} \langle \mathcal{M}_{IV} \mathcal{M}_V^* \rangle \\ = & \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{\chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{H^0} \chi_{GG}^{h^0}}{(s-m_{H^0}^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s, t). \end{aligned} \quad (\text{E.70})$$

### E. Cálculo $\sigma(f\bar{f} \rightarrow G^+G^-)$

Con

$$\mathcal{O}(s, t) = 2(s - 2m_u^2) - 4m_u^2. \quad (\text{E.71})$$

Y así la contribución a la sección eficaz

$$\sigma_{\mathcal{O}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{\chi_{f\bar{f}}^{H^0} \chi_{f\bar{f}}^{h^0} \chi_{GG}^{H^0} \chi_{GG}^{h^0}}{(s - m_{H^0}^2)(s - m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s). \quad (\text{E.72})$$

donde

$$\mathcal{O}(s) = -2\beta_w s(4m_u^2 - s). \quad (\text{E.73})$$

## Sección eficaz en el background del modelo estándar electrodébil

Utilizando los acoples respectivos al background Modelo Estándar (con quarks up como estados iniciales) y con el sector de Higgs del 2HDM sin violación  $\mathcal{CP}$ , las contribuciones individuales quedan descritas por:

$$\sigma_{\mathcal{A}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{32m_w^4 G_f^2 \cos^2 2\theta_w}{4 \cos^4 \theta_w} \frac{1}{(s - m_z^2)^2} \mathcal{A}(s). \quad (\text{E.74a})$$

$$\sigma_{\mathcal{B}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{32m_w^4 G_f^2 Q^2 \sin^4 \theta_w}{s^2} \mathcal{B}(s). \quad (\text{E.74b})$$

$$\sigma_{\mathcal{C}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{m_w^4 G_f^2}{2m_w^4} \mathcal{C}(s). \quad (\text{E.74c})$$

$$\sigma_{\mathcal{D}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{2m_u^2 m_w^4 G_f^2}{\cos^4 \theta_w} \frac{(\Xi_{f\bar{f}}^{H^0})^2 (\Xi_{GG}^{H^0})^2}{(s - m_{H^0}^2)^2} \mathcal{D}(s). \quad (\text{E.74d})$$

$$\sigma_{\mathcal{E}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{2m_f^2 m_w^4 G_f^2}{\cos^4 \theta_w} \frac{(\Xi_{f\bar{f}}^{h^0})^2 (\Xi_{GG}^{h^0})^2}{(s - m_{h^0}^2)^2} \mathcal{E}(s). \quad (\text{E.74e})$$

Con  $\xi_{GG}^{\eta^0}$  y  $\xi_{f\bar{f}}^{\eta^0}$  son los acoples relativos dependientes del modelo. Las contribuciones de las interferencias con el canal del  $Z$  están esquematizadas por

$$\sigma_{\mathcal{F}} = \frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{32m_w^2 G_f^2 \tan^2 \theta_w \cos 2\theta_w Q}{(s - m_z^2) s} \mathcal{F}(s). \quad (\text{E.75a})$$

$$\sigma_{\mathcal{G}} = -\frac{1}{64\pi s(s - 4m_u^2)} \frac{4m_w^2 G_f^2 \cos 2\theta_w}{m_w^2 \cos^2 \theta_w} \frac{1}{(s - m_z^2)} \mathcal{G}(s) \quad (\text{E.75b})$$

$$\sigma_{\mathcal{H}} = 0. \quad (\text{E.75c})$$

$$\sigma_{\mathcal{I}} = 0. \quad (\text{E.75d})$$

Las restantes interferencias debidas al fotón, se encuentran esquematizadas por

$$\sigma_{\mathcal{J}} = -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{8m_w^2 Q \sin^2 \theta_w}{m_w^2 s} \mathcal{J}(s). \quad (\text{E.76})$$

$$\sigma_{\kappa} = 0. \quad (\text{E.77})$$

$$\sigma_{\mathcal{L}} = 0. \quad (\text{E.78})$$

Los demás términos de interferencias con los canales en los propagadores fermiónicos

$$\sigma_{\mathcal{M}} = -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{G_f^2 m_f m_w m_z}{m_w^2 \cos \theta_w} \frac{\xi_{f\bar{f}}^{H^0} \xi_{GG}^{H^0}}{(s-m_{H^0}^2)} \mathcal{M}(s). \quad (\text{E.79a})$$

$$\sigma_{\mathcal{N}} = -\frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{G_f^2 m_f m_w m_z}{m_w^2 \cos \theta_w} \frac{\xi_{f\bar{f}}^{h^0} \xi_{GG}^{h^0}}{(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{N}(s). \quad (\text{E.79b})$$

Y finalmente la interferencia entre los bosones de Higgs de CP-par del 2HDM

$$\sigma_{\mathcal{O}} = \frac{1}{64\pi s(s-4m_u^2)} \frac{2m_f^2 G_f^2 m_z^2}{\cos^2 \theta_w} \frac{\xi_{f\bar{f}}^{H^0} \xi_{f\bar{f}}^{h^0} \xi_{GG}^{H^0} \xi_{GG}^{h^0}}{(s-m_{H^0}^2)(s-m_{h^0}^2)} \mathcal{O}(s). \quad (\text{E.80})$$

Así en la aproximación a nivel árbol, la sección eficaz total asociada al proceso  $f\bar{f} \rightarrow G^+G^-$  está dada por

$$\sigma^{Born} = \sigma_{\mathcal{A}} + \sigma_{\mathcal{B}} + \sigma_{\mathcal{C}} + \sigma_{\mathcal{D}} + \sigma_{\mathcal{E}} + 2\sigma_{\mathcal{F}} + 2\sigma_{\mathcal{G}} + 2\sigma_{\mathcal{H}} + 2\sigma_{\mathcal{I}} + 2\sigma_{\mathcal{J}} + 2\sigma_{\kappa} + 2\sigma_{\mathcal{L}} + 2\sigma_{\mathcal{M}} + 2\sigma_{\mathcal{N}} + 2\sigma_{\mathcal{O}}. \quad (\text{E.81})$$

Para el SM minimal solo existe la contribución de un bosón de Higgs, por tanto se encuentra que la sección eficaz asociada es

$$\sigma^{Born} = \sigma_{\mathcal{A}} + \sigma_{\mathcal{B}} + \sigma_{\mathcal{C}} + \sigma_{\mathcal{D}}^{SM} + 2\sigma_{\mathcal{F}} + 2\sigma_{\mathcal{G}}^{SM} + 2\sigma_{\mathcal{J}} + 2\sigma_{\kappa} + 2\sigma_{\mathcal{L}}^{SM}. \quad (\text{E.82})$$

- [1] CERN Press release. [http/cern.ch](http://cern.ch). CMS collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30–61.
- [2] Lee B, Quigg C, Thacker G. *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 883; *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977).
- [3] Dicus D, Mathur V. *Phys. Rev.* **D7** (1973) 3111.
- [4] Arnison G et al (UA1 collaboration). *Phys. Lett.* **107B** (1981) 320 . G Arnison et al. *Phys. Lett.* **122B** (1983a) 103. Arnison G et al (UA1 collaboration). *Phys. Lett.* **126B** (1983b) 398. Banner M et al (UA2 collaboration). *Phys. Lett.* **122B** (1983a) 476. Bagnaia P et al (UA2 collaboration). *Phys. Lett.* **129B** (1983b) 130. Denegri D. *Phys. Rep.* 403–404 (2004) 107 – 145.
- [5] Cornwall J, Levin D, and Tiktopoulos G. *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1145
- [6] Chanowitz M, Gaillard M. *Phys. Lett.* **B142** (1984) 85; *Nucl. Phys.* **B261** (1985) 379.
- [7] Chanowitz M, Golden M, Georgi H. *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2344; *Phys. Rev.* **D36** (1987) 1490.
- [8] Weldon H. *Phys. Rev.* **D30** (1984) 1547; *Phys. Lett.* **146B** (1984) 59.
- [9] Dawson S, Willenbrock S. *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1232.
- [10] Dawson S, Valencia G. *Phys. Lett.* **B246** (1990) 156.
- [11] Marciano W, Valencia G, Willenbrock S. *Phys. Rev.* **D40** (1989) 1725.
- [12] Abe F et al. (CDF Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 14; Abachi S. et al (DØ Collaboration). *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 13.
- [13] Guinon J, Haber H, Wudka J. *Phys. Rev.* **D43** (1991) 904.
- [14] Casalbuoni R, Dominici D, Ferulgio F, Gatto R. *Nucl. Phys.* **B299** (1988) 117; *Phys. Lett.* **B200** (1988) 495; Casalbuoni R, Dominici D, Gatto R, Giunti C. *Phys. Lett.* **B178** (1986) 235.
- [15] Maalampi J, Sirkka J, Vilja I. *Phys. Lett. B265* (1991) 371.
- [16] Kanemura S, Kubota T, Takasugi E. *Phys. Lett.* **B313**, 155 (1993).
- [17] Akeroyd A, Arhrib A, Naimi E. *Phys. Lett.* **B490**, 119 (2000).

- [18] Hořejši J, Kladiiva M. Aparts of Master's Thesis on unitarity bounds in 2HDM. *Eur. Phys. J. C* **46**: 81-91 (2006), arXiv:hep-ph/0510154v2.
- [19] Kaffas A, Khater W, Ogreidc O, Osland P. *Nucl. Phys.* **B775** 45-77 (2007). arXiv:hep-ph/0605142v2.
- [20] Olness F, Ebel M. *Phy. Rev.* **D32** (1985) 1769-1779.
- [21] Deutsh J. *Acta Physica Hungarica, Vol 68, N 1-2.* 129-134 (1991).6
- [22] Durand L, Lopez J. *Phys. Rev.* **D40** (1989) 207-222.
- [23] Ryder L. *Quantum field theory.* Cambridge University Press. Segunda edición. Cambridge 1996.
- [24] Peskin. M, Schroeder D. *An introduction to quantum field theory.* Westview Press. 1995.
- [25] Weinberg S. *The Quantum Theory of Fields: Foundations.* Cambridge University Press. 2005.
- [26] Griffiths D. *Introduction to Elementary Particles.* Jhon Wiley & Sons. 1987.
- [27] Wu-Ki Tung. *Group Theory in Physics.* World Scientific Publishing. 2003.
- [28] Diaz R. *Group Theory in Physics: Lecture Notes.* Universidad Nacional de Colombia. Bogotá. 2010.
- [29] Goldberger M, Watson K. *Collision Theory.* Jhon Wiley & Sons. 1964.
- [30] Jacob M. Wick G, *Annals of Physics*, 7 (1959) 404.
- [31] S. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264; A. Salam, en "Elementary Particle Theory", ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1969) p. 367.
- [32] P. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508; *ibid.* *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321; G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1965) 585; T. Kibble, *Phys. Rev.* 155 (1967) 1554.
- [33] M. Blu. For the CMS collaboration. arXiv: hep-exp/1201.5858 (2012).
- [34] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-021 (2011).
- [35] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-030 (2011).
- [36] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-009 (2011).
- [37] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-029 (2011).
- [38] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-031 (2011).
- [39] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-014 (2011).
- [40] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-024 (2011).
- [41] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-025 (2011).
- [42] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-028 (2011).
- [43] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-026 (2011).
- [44] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-027 (2011).

## Bibliografía

- [45] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, and LHC Higgs Combination Group, “Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011”, ATL-PHYS-PUB-2011-818, CMS NOTE-2011/005 (Agosto, 2011).
- [46] CMS Collaboration, CMS PAS HIG-11-032 (2011).
- [47] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
- [48] ATLAS collaboration, *Combined search for the Standard Model Higgs boson with collision data at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  with the ATLAS*. CERN-PH-EP-2012-019 (2012).
- [49] ATLAS collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with  $4.9\text{fb}^{-1}$  of ATLAS data at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , CERN-PH-EP-2012-013 (2012).
- [50] ATLAS collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  with  $4.8\text{fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , CERN-PH-EP-2012-014 (2012). 4.
- [51] ATLAS collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  with  $4.8\text{fb}^{-1}$  decay channel of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  with the ATLAS detector*, CERN-PH-EP-2012-190.
- [52] ATLAS collaboration, *Search for the Higgs boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  using  $h \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu q\bar{q}$  with  $4.8\text{fb}^{-1}$  decay channel and the ATLAS detector*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 231801.
- [53] ATLAS collaboration, *Search for the Higgs boson in  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$  decay channel with ATLAS detector*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 221802.
- [54] ATLAS collaboration, *Search for the Higgs boson in the channel  $h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$  using ATLAS detector*, *Phys. Lett.* **B707** (2012) 27-45.
- [55] N. Arkani-Hamed, G. Cohen, H. Georgi, *Phys Lett.* **B513** (2001) 232.
- [56] C. Hill, H. Simmons. *Physics Reports* **381** (2003) 235.
- [57] J. Gunion, H. Haber, G. Kane, and S. Dawson, *The Higgs Hunter’s Guide*, Addison–Wesley, Reading (USA), 1990.
- [58] J.R. Espinosa and M. Quiros, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 257.
- [59] T. Hambye, K. Riesselmann, *Phys. Rev.* **D55**, 7255 (1997).
- [60] M. Veltman, *Acta Phys. Polon.* **B12** (1981) 437.
- [61] M. Einhorn and D. Jones, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 5206. I. Jack and D.R.T. Jones, *Nucl. Phys.* **B342** (1990) 127; R. Decker and J. Pestieau, *Mod. Phys. Lett.* **A4** (1989) 2733; M. Capdequi-Peyran’re, J. Montero and G. Moul-etaka, *Phys. Lett.* **B260** (1991) 138; P. Osland and T. Wu, *Phys. Lett.* **B291** (1992) 315; M. Chaichian, R. Gonzalez-Felipe and K. Huitu, *Phys. Lett.* **B363** (1995) 101; A. Andrianov and N. Romanenko, *Phys. Lett.* **B343** (1995) 295.
- [62] C.F. Kolda and H. Murayama, *JHEP* **0007** (2000) 035. J.A. Casas, J.R. Espinosa and I. Hidalgo, *JHEP* **0411** (2004) 057.
- [63] J. Hořejší. *Fundamentals of electroweak theory*. The Karolinum Press, Prague 2002.
- [64] J. Hořejší, *Czech. J. Phys.* **47** (1997) 951-977.
- [65] J. Cornwall, D. Levin, G. Tiktopoulos, *Phys. Rev.* **D10**, 1145 (1974); C. Vayonakis. *Lett. Nuov. Cim.* **17**, 383 (1976).

- [66] Kodama K. et al. (DONUT Collaboration). *Phy. Lett.* **B504** (2001) 218. arXiv: hep-ex/0012035. Kodama K. et al. (DONUT Collaboration). *Phy. Rev.* **D78** (2008) 052002. arXiv: 0711.0728. Schwienhorst et al. (DONUT Collaboration). *Phy. Lett.* **B513** (2001) 23. arXiv: hep-ex/0102026.
- [67] E. Haber, G. Kane, *Phys. Rept.* **117** (1985) 75.
- [68] J. Kim, *Phys. Rept.* **150** (1987) 1.
- [69] Diaz R. *Phenomenological analysis of the Two Higgs Doublet Model*. Ph.D. Thesis. Universidad Nacional de Colombia. Bogotá 2003.
- [70] Barbieri et al, *Phys.Rev.* **D75**, 035007 (2007).
- [71] Ginzburg I, Ivanov I. *Phys. Rev.* **D72** (2005) 115010. arXiv:hep-ph/0508020v1., F. Ginzburg, I. Ivanov, K. Kanishev. *Phys. Rev. D* **81**, 085031 (2010).
- [72] F. Ginzburg, K. Kanishev. *Phys. Rev. D* **76**, 095013 (2007); arXiv:0704.3664.
- [73] W. Cottingham, N. Hasan. *Phys. Rev. D* **51**, 866 (2007);
- [74] N. Turok. J. Zadrozny. *Nucl. Phys.* **B369**, 729 (1992).
- [75] G. Dvali, A. Melfo, G. Senjanovic. *Phys. Rev. D* **54**, 7857 (1996).
- [76] LEP Collaboration, *Phys. Lett.* **B565**, 61 (2003).
- [77] Tevatron for LHC Report: Higgs. arXiv: hep-ph/0612172v2.
- [78] M. Herndon for the Babar, CDF and DØ collaborations. arXiv: hep-exp/0810.3705 v1.
- [79] CDF Collaboration, TEVNPH Working Group. FERMILAB PUB-08-069-E. arXiv: hep-exp/0804.3423.
- [80] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher, J. Silva. arXiv: hep-ph/1106.0034v3. Submitted to Physics Reports.
- [81] H. Haber, S. Davidson. *Phys. Rev.* **D72** (2005) 035004; Erratum-ibid. **D72** (2005) 099902. H. Haber, D, O' Neil. *Phys. Rev.* **D83** (2011) 055017.
- [82] S. Glashow, S. Weinberg. *Phys. Rev.* **D15** (1977) 1958.
- [83] E. Paschos, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 1958.
- [84] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura, K. Yagyu. *Phys. Rev.* **D80** (2009) 015017. arXiv:hep-ph/0902.4665v3.
- [85] D. Bjorken y S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 622.
- [86] B. McWilliams y L. Li, *Nucl. Phys.* **179** (1981) 62.
- [87] U. Shanker, *Nucl. Phys. B* **206** (1982) 253.
- [88] T. Cheng y M. Sher, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 3484.
- [89] F. Botella, J Silva, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3870.
- [90] T. Lee, G. Wick, *Phys. Rev.* **148** (1966) 1385.
- [91] I. Ivanov. *Phys. Rev.* **D75** (2007) 035001 [erratum-ibid. **D76** (2007) 039902]

## Bibliografía

- [92] H. Haber, R. Hempfling, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4280.
- [93] SS. Bao, Y. Tang, YL. Wu, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 075006.
- [94] P. Ferreira, R. Santos y A. Barroso, *Phys. Lett.* **B603** (2004) 219 [arXiv:hep-ph/0406231]. P Ferreira y T. Jones, *JHEP* **0980** (2009) 069.
- [95] A. Barroso, P. Ferreira y R. Santos, *Phys. Lett. B* **652** (2007) 181 [arXiv:hep-ph/0702098]. A. Barroso, P. Ferreira y R. Santos, *Phys. Lett. B* **632** (2006) 684 [arXiv:hep-ph/0507224].
- [96] P. Ferreira, L. Lavoura y J. Silva, *Phys. Lett.* **B688** (2010) 341 [arXiv:hep-ph/0980.1554]. W. Grimus y L. Lavoura, *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 219 [arXiv:hep-ph/0409231].
- [97] S. Dawson. Charlas dictadas en el escuela de verano en física de partículas del 2011 en el Abdus-Salam ICTP.
- [98] I. Ivanov, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 015017 [arXiv:hep-ph/0710.3490].
- [99] D. Eriksson, J. Rathsman, O. Stål, *Comput. Phys. Commun.* **181**: (2010) 189-205. [arXiv: hep-ph/0902.0851].
- [100] Muon g-2 collaboration, G. W. Bennett et. al. *Phys. Rev.* **D73** (2006) 072003, [hep-ex/0602035]. F. Jegerlehner y A. Nyffeler [arXiv:hep-ex/0902.3360].
- [101] S. M. Barr and A. Zee *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 21–24.
- [102] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Ludwig, K. Moenig, M. Schott, J. Stelzer, arXiv:hep-ph/1107.0975v1. Submitted to European Journal of Physics-C.
- [103] I. P. Ivanov, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 015017. [arXiv:hep-ph/0710.3490v1]
- [104] J.F Ginzburg, preprint- arXiv:hep-ph/0810.1546.
- [105] I.F. Ginzburg, M. Krawczyk. *Phys.Rev.* **D72** (2005) 115013. arXiv/hep-ph:0408011.
- [106] Guinon J, Haber H, Wudka J. *Phys. Rev.* **D43** (1991) 904.
- [107] Cornwall J, Levin D, and Tiktopoulos G. *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1145
- [108] C. Llewelyn, *Phys. Lett.* **46B**, (1973) 233.
- [109] K. Cheung and O. C. W. Kong *Phys. Rev.* **D68** (2003) 053003, [hep-ph/0302111]; K. Cheung, C.-H. Chou, and O. C. W. Kong *Phys. Rev. D* **64** (2001) 111301.
- [110] W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid, y P. Osland, *J. Phys.* **G35** (2008) 075001, [arXiv/hep-ph:0711.4022]; W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid, y P. Osland *Nucl. Phys.* **B801** (2008) 81 [arXiv/hep-ph:0802.4353]. I. Maksymyk, C. P. Burgess, y D. London, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 529 [hep-ph/9306267].
- [111] Complex States Working Group. ATL-PHYS-PROC-2011-285.
- [112] A. Pukhov, A. Belyaev, N. Christensen, *CalHep: a package for calculation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space.*
- [113] BABAR collaboration. *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 201801.
- [114] D. Atwood, L. Reina and A. Soni, *Phys. Rev.* **D55**, 3156 (1977).

- [115] E. Golowich et al. *Phys. Rev. D* **76** (2007) 095009.
- [116] Bowser et al. *Phys. Rev. D* **D59** (1999) 115006. J.A. Rodriguez et al [arXiv:hep-ph/0309103].
- [117] F. Mahmoudi y O. Stal, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 035016. D. Milanes, A. Rodriguez, R. Martinez. *Phys. Rev.* **D72** (2005) 035017.
- [118] M. Carena, H. Haber. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **50** (2003). [arXiv:hep/ph/0208209]
- [119] M. Gomez, R. Noriega. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **32** 761. 2006
- [120] M. S. Chanowitz, M. A. Furman, and I. Hinchliffe, *Nucl. Phys.* **B153**, 402 (1979).
- [121] M. Thompson. *Cambridge Lectures on Particle Physics*. Cambridge University, 2009.