



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE FÍSICA "LUIS RIVERA TERRAZAS"

**"FENOMENOLOGÍA DE UN MODELO 2HDM
PARCIALMENTE ALINEADO"**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

**MAESTRA EN CIENCIAS
(FÍSICA)**

PRESENTA:

ROCÍO GÓMEZ ROSAS

ASESOR(ES):

**DR. LAO TSÉ LÓPEZ LOZANO
DR. ROBERTO CARTAS FUENTEVILLA**

JULIO, 2018

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mis padres y hermanos, que siempre han creído en mí y que me han brindado su apoyo incondicionalmente. Agradezco también la compañía de mis compañeros y amigos, ya que juntos hemos logrado una meta más. A ti Isaías que estuviste conmigo todo el tiempo, mostrándome siempre tu apoyo.

No puedo dejar de manifestar mi gratitud al Dr. Lao Tsé López Lozano y al Dr. Roberto Cartas Fuentevilla, quienes con su conocimiento hicieron posible este trabajo.

Finalmente agradezco a CONACYT por la beca otorgada durante el periodo de la maestría.

Resumen

Actualmente el área de la física de partículas elementales se encuentra en una nueva era, a partir del descubrimiento del bosón de Higgs hasta ahora el Modelo Estándar (ME) se ha configurado como la mejor descripción de la física en la escala electrodébil. No obstante, se sabe que dicho modelo no representa aún una descripción completa, puesto que aún quedan muchas preguntas sin responder. Por lo que es necesario la búsqueda de modelos que vayan más allá del ME. Sin embargo, no es fácil construir modelos que sean consistentes con todos los datos experimentales que hasta ahora se tienen.

Una de las extensiones más simples es el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM). Dentro del marco de trabajo del 2HDM aparecen corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC), las cuales son restringidas como se ha observado experimentalmente. Sin embargo, los elementos fuera de la diagonal de las matrices de Yukawa pueden brindar información adicional del sabor de las partículas, que son estudiadas en el modelo que llamamos “parcialmente alineado”, el cual propone una transformación unitaria en la base de sabor para las matrices de Yukawa, tal estructura puede atribuirse a simetrías de sabor en el sector de quarks.

Índice general

Agradecimientos	1
Resumen	2
1. Introducción	5
2. Modelo de dos dobletes de Higgs	10
2.1. Análisis general del 2HDM	10
3. 2HDM parcialmente alineado	16
3.1. Modelo parcialmente alineado	16
3.2. Matrices de Yukawa generadas por $SU(3)$	19
3.2.1. Acoplamientos de Yukawa en el 2HDM-III	20
4. Fenomenología del PA-2HDM en decaimientos de mesones	22
4.1. Hamiltoniano efectivo	22
4.2. Decaimientos leptónicos de mesones neutros	23
5. Análisis numérico	28
5.1. Cota para la masa del pseudoescalar A^0	28
5.2. Estructura de las matrices \tilde{A}^f como un subgrupo de $SU(3)$	31
5.2.1. Simetría Iso-Espín	32
5.2.2. Simetría U-Espín	33
5.2.3. Simetría V-Espín	35
5.3. Ajuste χ^2	36
5.4. Resultados	38

5.4.1. Simetría 1	38
5.4.2. Simetría 2	40
5.4.3. Simetría 3	42
5.5. Comparación de resultados con el Modelo Estándar	43
5.6. Análisis sobre los parámetros de las matrices \tilde{A}	48
6. Conclusiones	53
Bibliografía	55

Capítulo 1

Introducción

Actualmente se sabe que el universo está hecho de unas pocas partículas, las cuales experimentan cuatro fuerzas fundamentales. Nuestro mejor entendimiento de cómo estas partículas y tres de estas fuerzas se relacionan están englobadas en el conocido Modelo Estándar (ME) de la física de partículas.

Dentro de este modelo las partículas se encuentran en dos grupos: fermiones y bosones, dentro de los fermiones se encuentran seis leptones; el electrón, el muón, el tau y sus respectivos neutrinos, además se tienen 6 quarks; tres tipo down (d, s, b) y tres tipo up (u, c, t). Los leptones participan sólo en las interacciones electromagnéticas y débiles, mientras que los quarks también participan en las interacciones fuertes. Cabe recalcar que todas estas partículas experimentan la fuerza gravitacional, la cual no está contenida en el ME.

Los bosones de norma son las partículas mediadoras de las interacciones; los fotones median la interacción electromagnética, los bosones W y Z median la interacción débil y los gluones se encargan de mediar la interacción fuerte, además se conoce la existencia del bosón de Higgs.

El ME es una teoría cuántica de campos que incorpora los principios básicos de la mecánica cuántica y la relatividad especial. Dicho modelo es una teoría de norma con un grupo de norma no Abelianiano $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, tal grupo de norma está compuesto de tres grupos con diferentes propiedades [1]:

- El $SU(3)$ nos da la cromodinámica cuántica, la teoría de las interacciones fuertes.

- El grupo $SU(2) \otimes U(1)$ describe el sector electrodébil del ME. Se descompone en el subgrupo $U(1)$ de la electrodinámica cuántica mediante el mecanismo del Higgs, dando masa a los bosones W y Z los cuales son los responsables de las interacciones débiles de corriente neutra y cargada.

Dentro del ME las masas de las partículas son generadas vía el mecanismo del Higgs [2], puesto que los términos directos de masa no son permitidos dentro del ME, ya que no son invariantes bajo el grupo de norma. Sin embargo, se pueden encontrar acoplamientos de Yukawa que respeten la simetría del grupo, que efectivamente se convierten en términos de masa y las interacciones con los escalares, una vez que la simetría electrodébil es rota espontáneamente.

A pesar de que el ME explica satisfactoriamente muchos datos experimentales, aún quedan problemas que éste no puede resolver, algunos de ellos se mencionan en seguida:

- La gravedad: el ME no proporciona una explicación para esta interacción fundamental.
- Materia y energía oscura: el ME estándar describe la materia bariónica, es decir, aproximadamente el 4% de la materia y energía presente en el universo, de acuerdo a las observaciones experimentales, el resto sigue siendo un problema abierto [3].
- Masa de los neutrinos: de acuerdo al ME los neutrinos son partículas sin masa, pero las oscilaciones de neutrinos muestran lo contrario. Sin embargo actualmente para considerar el hecho de que estas partículas tengan masa, se extiende el ME, ya sea incluyendo neutrinos de Dirac o neutrinos de Majorana [4, 5].
- Asimetría materia- anti materia: la materia y anti-materia debieron haberse creado al mismo tiempo, pero esto habría creado una aniquilación de una con otra durante el enfriamiento del universo o regiones desconectadas del universo con materia y antimateria, lo cual no se observa actualmente [6, 7].

Debido a las deficiencias que el ME presenta es necesario explorar más allá de este modelo, es decir, buscar nueva física. Al hablar de física más allá del ME nos

referimos a aquellos desarrollos teóricos necesarios para explicar los fenómenos que aún no han sido resueltos.

El ME tiene muchas predicciones, las predicciones más importantes y más exactas son las que provienen de las interacciones de norma, sin embargo el sector de Yukawa aún no es del todo entendido. Ambas partes tienen cierta cantidad de evidencia experimental, aunque un sector sea más entendido que el otro, los dos obedecen a las simetrías del ME. Cuando queremos tener nueva física se pueden hacer tres cosas: agregar más simetrías, más campos o se pueden poner más dimensiones, pero siempre se debe preservar a bajas energías la estructura del ME.

Un modelo que va más allá del ME, es el modelo supersimétrico [8], del cual daremos algunos detalles en breve.

- **Modelo Supersimétrico.**

Las teorías que van más allá del ME incluyen varias extensiones a través de la supersimetría. En una teoría supersimétrica, cualquier estado de fermión tiene que estar acompañado por un estado bosónico y viceversa.

En el ME es suficiente un solo doblete de Higgs para generar las masas de los leptones y quarks. En supersimetrías (SUSY), sin embargo, uno necesita al menos dos dobletes de Higgs si se desean generar los términos de masa adecuados.

Las diferentes extensiones supersimétricas del ME son divididas en dos clases principales [8]:

- Modelo estándar mínimo supersimétrico (MSSM por sus siglas en inglés): contiene el mínimo de campos y parámetros requeridos para construir un modelo realista de leptones y quarks.
- Modelo estándar supersimétrico no mínimo (NMSSM por sus siglas en inglés): típicamente incrementa el número de parámetros y no proporciona un incremento en su poder predictivo, es decir, partículas candidatas a materia oscura, divergencias en la masa del bosón del Higgs, etc.

Una de las cosas que alienta a las teorías supersimétricas, es el hecho de que no sabemos qué es la materia oscura y las partículas supersimétricas podrían representar esa parte de la materia, otra razón es que el MSSM al introducir nuevas

partículas estabilizan la masa del Higgs [9]. Sin embargo el MSSM evidentemente tiene más partículas (lo que incrementa el número de parámetros libres) y tiene más restricciones a nivel árbol que el 2HDM que sólo aumenta el sector escalar, como explicaremos más adelante.

- **Modelo de dos dobletes de Higgs.**

Otra de las extensiones del ME es el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM) [10], el cual será el marco de trabajo de esta tesis. Este modelo consiste en agregar un doblete $SU(2)$ adicional al sector de Yukawa, la introducción de este nuevo doblete generará nuevos parámetros libres con respecto al ME, que en principio deben determinarse con las mediciones experimentales.

Un problema significativo con los modelos de dos dobletes de Higgs es la generación de corrientes neutras que violan sabor (FCNC por sus siglas en inglés). Las FCNC son procesos extremadamente raros, en el ME estas corrientes neutras están prohibidas a nivel árbol y son fuertemente suprimidas a altos órdenes por el mecanismo GIM (Glashow–Iliopoulos–Maiani) [11]. Sin embargo, es importante estudiarlas puesto que ofrecen la posibilidad de encontrar física más allá del ME.

Dado que las FCNC no se han observado experimentalmente y están prohibidas en el ME a nivel árbol, para abordar este tipo de problemas uno puede imponer alguna simetría discreta en los dobletes, otra posibilidad es hacer que las partículas escalares que median la interacción sean lo suficientemente pesadas para suprimir tales efectos o imponer alguna condición de alineamiento entre las matrices de Yukawa en el espacio de sabor o en el caso más general que el producto de las dos matrices de Yukawa sean una matriz normal [12].

La forma en la que uno controla las FCNC define la versión del modelo y una fenomenología diferente que puede ser contrastada con el experimento. Los detalles del 2HDM serán expuestos en el capítulo 2.

Puesto que la mayoría de los modelos de nueva física generan estas corrientes neutras con cambio de sabor, nosotros emplearemos un modelo que permita "pequeñas" FCNC a nivel árbol, mediante el modelo que denominamos "Parcialmente Alineado (PA)" [13]. Como veremos en el capítulo 3, con este modelo proponemos una manera de reescribir las matrices de Yukawa en una representación de la base de sabor y así

obtener una estructura de sabor. Con la finalidad de reducir el número de parámetros libres suponemos que las matrices utilizadas para la transformación provienen solo de un subgrupo invariante de $SU(3)$.

Utilizaremos el 2HDM tipo III (2HDM-III) [14], que contiene interacciones escalares neutras que violan sabor a nivel árbol y por lo tanto es susceptible de describir desviaciones con respecto al ME.

En esta era donde la física del bosón de Higgs y su relación con los problemas del sabor son la tarea principal, hacer análisis fenomenológicos globales arroja información sobre las regiones permitidas de los espacios de parámetros libres de cada modelo permitiendo con ello interpretar, detectar y analizar las posibles señales de nueva física.

Para hacer el análisis estudiaremos los decaimientos de la forma $P^0 \rightarrow \bar{l}_1 l_2$, con $P^0 = K^0, D^0, B_{s,d}^0$ y $l = \tau, \mu, e$. Se escogen dichos canales ya que la contribución a nivel árbol de nueva física, con conservación de CP (carga-paridad) en los acoplamientos, sólo está dominada por A^0 . Dicha propiedad hace que estos canales sólo dependan de tres parámetros libres, $\tan\beta$, la masa del pseudoescalar M_{A^0} y el valor de los acoplamientos de Yukawa. El análisis básicamente consiste en encontrar la manera de acotar dichos parámetros libres en términos de nuestro modelo que llamamos parcialmente alineado, posteriormente se realiza una comparación entre los resultados experimentales, los predichos por el ME y por nuestro modelo, tal como se explicará en el capítulo 5.

Finalmente en el capítulo 6 se presentan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 2

Modelo de dos dobletes de Higgs

En este capítulo hablaremos del 2HDM, el cual es una de las extensiones más simples al ME, consiste en agregar un segundo doblete de Higgs. La mejor motivación conocida para modelos con más de un doblete es supersimetrías. En teorías supersimétricas los escalares pertenecen a multipletes quirales y sus complejos conjugados pertenecen a multipletes de quiralidad opuesta; puesto que multipletes de quiralidades diferentes no acoplan juntos en el lagrangiano, un solo doblete es incapaz de dar masa simultáneamente a quarks de carga $2/3$ y $-1/3$, por tanto se requiere que un segundo doblete sea añadido [10].

A continuación se dirán las características y ventajas del 2HDM, que hacen viables los estudios fenomenológicos en este marco de trabajo.

2.1. Análisis general del 2HDM

Como ya se ha mencionado el 2HDM, es una de las extensiones más simples del ME y hay muchas motivaciones para este tipo de modelo, una de ellas es supersimetrías, otras más vienen de los modelos de axión, puesto que un posible término de violación de CP en el lagrangiano de QCD (quantum chromodynamics) puede ser rotado, de tal manera que las fases de violación de CP sean eliminadas, lo cual sólo es posible si hay dos dobletes de Higgs [10] y algunas otras provienen de las restricciones experimentales del parámetro ρ , como se explicará a continuación.

Cuando se habla de modelos con más de un doblete en el sector de Higgs, uno

puede introducir campos de Higgs pertenecientes a diferentes representaciones de $SU(2)$. Si tales campos tienen un valor esperado de vacío (VEV) diferente de cero ellos deberían violar la relación $M_Z^2 = M_W^2 / \cos^2 \theta_W$, la cual es válida para cualquier número de dobletes de Higgs. En lugar de esto, tenemos a nivel árbol [15, 16]:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_{i=1}^n [I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2] v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}Y_i^2 v_i}, \quad (2.1)$$

donde I_i es el isoespín débil, Y_i la hipercarga débil y v_i el VEV.

El parámetro ρ , especifica la intensidad relativa de las corrientes de interacción débil cargadas y neutras. Experimentalmente ρ es muy cercano a uno. De acuerdo a (2.1) singletes de $SU(2)$ con $Y = 0$ y dobletes de $SU(2)$ con $Y = \pm 1$ dan $\rho = 1$, puesto que ambos tienen $I(I + 1) = \frac{3}{4}Y^2$. Otros multipletes mayores a $SU(2)$ o escalares con VEVs pequeños o nulos son compatibles con $\rho = 1$; pero tales sectores escalares tienden a ser muy complejos, por lo que la extensión más simple consiste en sólo agregar dobletes escalares y singletes [10].

El hecho de que los VEVs sean diferentes de cero es importante, debido a que este valor distinto de cero subyace al mecanismo de Higgs.

Otra motivación para los 2HDMs es el hecho de que el ME es incapaz de generar una asimetría bariónica del universo de un tamaño suficiente. Los 2HDMs pueden hacerlo, debido a la flexibilidad de su espectro de masas escalares y la existencia de fuentes adicionales de CP [10]. En general los valores esperados de vacío se pueden escribir como:

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2 e^{i\xi}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

donde la fase ξ da lugar a fuentes adicionales de violación de CP.

En el 2HDM se hacen varias simplificaciones, usualmente se asume que CP es conservado en el sector de Higgs, es decir, que la fase $\xi = 0$, con lo que podemos distinguir entre escalares y pseudoescalares. Por lo que las únicas fuentes adicionales de CP en este marco de trabajo son las que provienen de las fases de las matrices de

Yukawa.

La versión de dos dobletes de Higgs del ME es particularmente atractiva, porque:

- Es una extensión del modelo ME el cual agrega nueva fenomenología: dos bosones de Higgs cargados (H_{\pm}) y tres bosones escalares neutros (A^0 , H^0 , h^0).
- Esta es una extensión mínima, en la que menos parámetros libres nuevos son introducidos.
- Satisface restricciones teóricas de $\rho \approx 1$.
- Tal estructura del Higgs es requerida en modelos supersimétricos a baja energía.

Por estas razones es que en este trabajo se realizará el estudio fenomenológico utilizando modelos de dos dobletes de Higgs.

Bajo estas características, el potencial escalar más general para dos dobletes de Higgs Φ_1 y Φ_2 con hipercarga +1 es [10, 17]:

$$\begin{aligned}
 v = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 \\
 & + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 \\
 & + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right],
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

donde m_{11}^2 , m_{22}^2 y $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ son parámetros reales y m_{12}^2 , λ_5 , λ_6 y λ_7 son parámetros complejos.

El mínimo de este potencial está en:

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{2.4}$$

donde v_1 y v_2 son los valores esperados de vacío asociados a cada uno de los dobletes de Higgs.

Con dos dobletes escalares complejos de $SU(2)$ hay 8 campos:

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ (v_a + \rho_a + i\eta_a)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad a = 1, 2. \quad (2.5)$$

Mediante el mecanismo del Higgs tres de estos campos son "comidos" para dar masa a los bosones W^\pm y Z^0 ; los cinco restantes son campos de Higgs escalares. De los cuales dos son escalares cargados (H^\pm), dos escalares neutros (H^0, h^0) y un pseudoescalar (A^0).

Uno de los parámetros más importantes en 2HDMs es el radio de los VEVs:

$$\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.6)$$

donde el ángulo β es el ángulo de rotación que diagonaliza la matriz cuadrada de masas de los escalares cargados y el pseudoescalar. Asimismo los valores esperados de vacío de los dos dobletes de Higgs se relacionan mediante $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = 246$ GeV. Existe otro ángulo α , que es un ángulo de mezcla entre los campos escalares (sin tomar en cuenta el pseudoescalar), que junto con β determinan la interacción de los campos de Higgs con los bosones vectoriales y con los fermiones.

En resumen el 2HDM posee 6 parámetros libres: 4 masas de Higgs (H^\pm, H^0, h^0 y A^0), el radio de los valores esperados de vacío ($\tan \beta$) y un ángulo de mezcla de Higgs (α).

Una de las características de los 2HDM es la presencia de las FCNC a nivel árbol, que son altamente suprimidas, como se ha observado en el experimento y ponen a prueba los modelos con más de un doblete de Higgs, puesto que al introducir un segundo doblete éstas son introducidas inevitablemente, lo cual no sucede en el ME.

Este tipo de FCNC pueden ser evitadas imponiendo simetrías discretas de varias formas. La manera en que estas simetrías son impuestas definen el tipo de modelo y la fenomenología diferente para cada uno de ellos que puede ser contrastada con el experimento. Las posibles soluciones a este problema requieren hacer algunas hipótesis sobre la estructura de Yukawa del modelo. Por lo que es conveniente referirse al lagrangiano de Yukawa, tanto en el sector de quarks como en el leptónico [14]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{Y_i} &= \mathcal{L}_{Y_i}^q + \mathcal{L}_{Y_i}^l \\
 &= Y_i^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_i u_R + Y_i^d \bar{Q}_L \Phi_i u_R + Y_i^l \bar{L}_L \Phi_i l_R + h.c., \quad , \quad i = 1, 2.
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

donde $\Phi_i = (\phi_i^+, \phi_i^0)^T$ denota los dobletes de Higgs, $\tilde{\Phi}_i = i\sigma_2 \Phi_i^*$, $Y_i^{u,d,l}$ las matrices de Yukawa, $Q_L = (u_L, d_L)^T$, $L_L = (\nu_L, l_L)^T$ son dobletes y u_R , d_R singletes.

Una simetría discreta puede ser impuesta de tal forma que sólo un tipo de fermiones, ya sea u o d , acoplen a un sólo doblete de Higgs [18]. Recibe el nombre de modelo de dos dobletes de Higgs tipo I (2HDM-I), al caso en el cual un solo campo de Higgs da masa a ambos tipos de quarks, es decir, $Y_1^u = Y_1^d = 0$ o $Y_2^u = Y_2^d = 0$. Cuando cada tipo de quark acopla a un doblete de Higgs diferente, se tiene, $Y_1^u = Y_2^d = 0$ o $Y_2^u = Y_1^d = 0$, el modelo es conocido como modelo de dos dobletes de Higgs tipo II (2HDM-II). Existen algunas otras versiones tales como 2HDM-X y 2HDM-Y [14].

El modelo más general de 2HDMs es aquel que acopla cada fermión a ambos dobletes de Higgs, y recibe el nombre de modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III). Es importante mencionar que el modelo tipo III es un límite a bajas energías del modelo mínimo supersimétrico. Un problema inevitable es el gran número de parámetros libres que emergen como consecuencia de introducir un nuevo doblete de Higgs. Además, si uno no impone simetrías discretas en los dobletes existen FCNCs a nivel árbol, por ejemplo, los acoplamientos de Yukawa de los quarks en general serán de la forma:

$$\mathcal{L}_Y = Y_1^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_1 u_R + Y_2^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_2 u_R + Y_1^d \bar{Q}_L \Phi_1 u_R + Y_2^d \bar{Q}_L \Phi_2 u_R, \tag{2.8}$$

cuya matriz de masa se puede escribir de la siguiente manera:

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f \right), \quad f = u, d, l. \tag{2.9}$$

En el ME, diagonalizar la matriz de masa automáticamente diagonaliza las matrices de Yukawa, por tanto, no hay FCNC a nivel árbol. En el 2HDM, sin embargo, en general Y_1^f y Y_2^f no serán simultáneamente diagonalizables, y por tanto los aco-

plamientos de Yukawa no serán diagonales en sabor.

A fin de reducir parámetros libres y las FCNCs algunas restricciones son impuestas sobre las entradas de las matrices de Yukawa. Como ejemplo tenemos los modelos que involucran matrices de Yukawa con estructura de 4-ceros [19]. Una forma más general para abordar FCNCs es requerir el alineamiento en el espacio de sabor de las matrices de acoplamiento de Yukawa [20]:

$$Y_{d,l} = \zeta_{d,l} M_{d,l}, \quad Y_u = \zeta_u M_u. \quad (2.10)$$

El alineamiento garantiza que las matrices $Y'_{u,d,l}$ y $M'_{u,d,l}$ (en el espacio de masa) son proporcionales y pueden ser diagonalizadas simultáneamente o que las matrices sean normales, evitando así las FCNCs.

Hasta ahora hemos visto que en todos los modelos con más de un doblete de Higgs aparecen FCNC a nivel árbol, por tanto, puesto que la restricción más fuerte de estas corrientes viene solo del sector de quarks ligeros y de leptones, hay una posibilidad de que las FCNCs ocurran, pero son suprimidas debido a las masas de los fermiones, debido a que los acoplamientos con los escalares son proporcionales a las masas. Así que en lo siguiente estudiaremos estas FCNCs en el marco de trabajo del 2HDM-III, ya que contiene interacciones escalares neutras que violan sabor a nivel árbol y por lo tanto es susceptible de describir desviaciones con respecto al ME.

La supresión de las FCNCs pueden parametrizarse de formas diferentes, por lo que en el siguiente capítulo se propone un modelo (parcialmente alineado) para reescribir las matrices de Yukawa, como una transformación unitaria en el espacio de sabor generada por matrices que pertenecen a un subgrupo invariante de SU(3).

Toda vez que el 2HDM parcialmente alineado representa una nueva forma de parametrizar las FCNCs, es importante establecer los posibles escenarios en los que se lograría la detección, los canales más pertinentes y obtener restricciones en los espacios de parámetros libres del modelo. Trabajo que se realizará en los siguientes capítulos.

Capítulo 3

2HDM parcialmente alineado

A partir de ahora trabajaremos con el 2HDM-III, permitiendo "pequeñas" FCNCs en el sector de Yukawa, a través del "Modelo Parcialmente alineado" (PA-2HDM) que explicaremos en las siguientes secciones. La finalidad de introducir FCNC es dejar a un lado las simetrías discretas impuestas sobre los dobletes de Higgs y suponer que existe alguna simetría de sabor sobre los fermiones.

3.1. Modelo parcialmente alineado

Si se abandona la idea de las simetrías discretas sobre los escalares, uno llega a un modelo general de dos dobletes con FCNCs. Los elementos pequeños fuera de la diagonal de la matriz de Yukawa pueden ser atribuidos a una simetría aproximada de sabor sobre los fermiones la cual es ligeramente rota, y las magnitudes de la simetría rota son proporcionales a las masas de los fermiones relacionados [21].

Recordando que en general la matriz de masas se puede escribir como en (2.9), de donde:

$$Y_1^f = \frac{\sqrt{2}}{v_1} M_f - \tan \beta Y_2^f, \quad (3.1)$$

es suficiente encontrar la manera apropiada de introducir las FCNCs en una de las matrices de acoplamiento. Introducimos el concepto de la matriz de Yukawa

parcialmente alineada (PA) de acuerdo a dos criterios:

- una transformación unitaria en el espacio de sabor $SU(3)$,
- el control de las FCNCs inducidas por esta transformación, usan como criterio el ansatz de Cheng-Sher [22].

En general queremos escribir las FCNC como:

$$Y_2 = \alpha M + \beta X, \quad (3.2)$$

donde M es la matriz diagonal de masa en la base de sabor y βX representa los elementos fuera de la diagonal de la matriz de Yukawa, en general β puede ser una matriz, de tal forma que garantiza que las contribuciones no diagonales contribuyan de manera diferente. Como queremos rastrear los ceros a partir de una simetría, pero sobre los fermiones, escribimos la ecuación (3.2) como:

$$Y_2 = \alpha M + \beta X = A_L D A_R, \quad (3.3)$$

donde las matrices $A_{L,R}$ representan la manera en la que los fermiones se transforman.

Siguiendo estas ideas, el concepto de PA será definido por una nueva transformación, la cual nos permite escribir la matriz de Yukawa como una transformación unitaria de la matriz de masa [13]:

$$Y_2^f = \frac{1}{v} A_L^f M_f A_R^f, \quad (3.4)$$

donde A_L^f y A_R^f son matrices diagonales de $SU(3)$ que dan información sobre las simetrías de sabor de los fermiones y M_f contiene las propiedades de la jerarquía de las masas de los quarks. Los VEVs son combinados mediante la siguiente expresión, $v^2 = v_1^2 + v_2^2$.

Es importante mencionar, que varias versiones de los 2HDM pueden ser generadas si se hace una elección adecuada de las matrices $A_{L,R}^f$, ver cuadro (3.1).

El modelo de dos dobletes de Higgs parcialmente alineado (PA-2HDM) inducirá FCNC mediante los siguientes términos:

	A_L^u	A_R^u	A_L^d	A_R^d
I	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$
II	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$	$\sqrt{\frac{3m_W}{v}}\lambda_0$	$0_{3\times 3}$	$0_{3\times 3}$
III-IV	$\sum_{a=0,3,8} C_a^u \lambda_a$	$\left(\sum_{a=0,3,8} \tilde{C}_a^u \lambda_a\right)^\dagger$	$\sum_{a=0,3,8} C_a^d \lambda_a$	$\left(\sum_{a=0,3,8} \tilde{C}_a^d \lambda_a\right)^\dagger$
A2HDM	$C_0^u \lambda_0$	$(\tilde{C}_o^u)^* \lambda_0$	$C_0^d \lambda_0$	$(\tilde{C}_o^d)^* \lambda_0$

Cuadro 3.1: Matrices que reproducen varias versiones de las interacciones de Yukawa para el 2HDM en términos de los generadores de $SU(3)$, donde λ_i son las matrices de Gell-Mann [13].

$$\tilde{Y}_2^f = \frac{1}{v} \tilde{A}_L^f \bar{M}_f \tilde{A}_R^f, \quad (3.5)$$

donde $\tilde{A}_{L,R}^f = U_{L,R}^{f\dagger} A_{L,R}^f U_{L,R}^f$, $\bar{M}_f = \text{Diag}[m_{f1}, m_{f2}, m_{f3}]$ y $U_{L,R}^f$ son las matrices que diagonalizan la matriz de masa M_f . Así que la contribución de los acoplamientos bosones de Higgs-fermiones-fermiones está dada por [13]:

$$\left(\tilde{Y}_2^f\right)_{ij} = \frac{1}{v} \left(m_{f1} (\tilde{A}_L^f)_{i1} (\tilde{A}_R^f)_{1j} + m_{f2} (\tilde{A}_L^f)_{i2} (\tilde{A}_R^f)_{2j} + m_{f3} (\tilde{A}_L^f)_{i3} (\tilde{A}_R^f)_{3j} \right). \quad (3.6)$$

Usualmente en los 2HDM-III es utilizado el ansatz de Cheng-Sher [22]:

$$\left(\tilde{Y}_2^{cs,f}\right)_{ij} = \frac{\sqrt{m_{fi} m_{fj}}}{v} \tilde{\chi}_{ij}^f, \quad (3.7)$$

por tanto con la finalidad de comparar la parametrización dada en la ecuación (3.6) con (3.7), escribimos:

$$\left| m_{f1} (\tilde{A}_L^f)_{i1} (\tilde{A}_R^f)_{1j} + m_{f2} (\tilde{A}_L^f)_{i2} (\tilde{A}_R^f)_{2j} + m_{f3} (\tilde{A}_L^f)_{i3} (\tilde{A}_R^f)_{3j} \right| = \sqrt{m_{fi} m_{fj}} |\tilde{\chi}_{ij}^f|. \quad (3.8)$$

Este tipo de transformaciones son el punto de partida para introducir varias

hipótesis sobre la estructura de sabor para las matrices de Yukawa. Puesto que por medio de simetrías de sabor impuestas sobre las matrices \tilde{A} podemos decir algo más sobre los parámetros $\tilde{\chi}_{ij}$ y el valor que éstos podrían tomar. En la siguiente sección hablaremos más sobre esta estructura.

3.2. Matrices de Yukawa generadas por $SU(3)$

Ahora nos enfocaremos en trabajar directamente sobre las matrices $\tilde{A}_{L,R}^f$ que aparecen en la ecuación (3.5). Las hipótesis que emplearemos son las siguientes:

- Las matrices $\tilde{A}_{L,R}^f$ son matrices de $SU(3)$ que pertenecen a un subgrupo invariante (grupo normal), Iso-espín, U-espín y V-espín.
- Con la finalidad de reducir el número de parámetros libres imponemos que $\tilde{A}_L^f = \tilde{A}_R^f$, lo cual significa que la transformación es unitaria.

De acuerdo a estas dos hipótesis, tenemos que la matriz que diagonaliza la matriz de masa tiene alguna de las formas mostradas en el cuadro (3.2).

Simetría	
Iso-Espín	$\begin{pmatrix} c_3 + c_0 & ce^{i\theta} & 0 \\ ce^{-i\theta} & c_0 - c_3 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 \end{pmatrix}$
U-Espín	$\begin{pmatrix} c_3 + c_0 & 0 & ce^{i\theta} \\ 0 & c_0 & 0 \\ ce^{-i\theta} & 0 & c_0 - c_3 \end{pmatrix}$
V-Espín	$\begin{pmatrix} c_0 & 0 & 0 \\ 0 & c_0 + c_3 & ce^{i\theta} \\ 0 & ce^{-i\theta} & c_0 - c_3 \end{pmatrix}$

Cuadro 3.2: Forma general de la representación matricial de subgrupos invariantes de $SU(3)$.

Una matriz 3×3 en general siempre se puede escribir en términos de una base, donde la base está dada por la identidad y los generadores de $SU(3)$ (Matrices de Gell-Mann). Así que con la finalidad de reducir el número de parámetros, se impone que las matrices \tilde{A} tengan ceros en algunas de las entradas fuera de la diagonal. La manera en que estos ceros son colocados es imponiendo alguna de las simetrías expuestas en el cuadro (3.2). Donde la simetría Iso-espín nos dice cómo se mezclan las partículas de las familias 1 y 2, la U-espín la mezcla de las familias 1 y 3 y finalmente la V-espín la mezcla entre las familias 2 y 3.

La manera de saber cuál de estas simetrías nos sirve dependerá de cual sea más compatible con los canales que se están explorando, es decir, la simetría que genere regiones de parámetros más amplias será la más compatible con la fenomenología que otras.

Ya que tenemos una idea de la estructura que deben tener las matrices \tilde{A}^f , el siguiente paso es escribir los acoplamientos de Yukawa del 2HDM-III en términos de estas matrices.

3.2.1. Acoplamientos de Yukawa en el 2HDM-III

Comencemos escribiendo el lagrangiano del 2HDM-III, para el sector de quarks con interacciones de los bosones neutrales del Higgs [14]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_Y^q &= \frac{g}{2} \bar{d} \left[\left(\frac{m_d}{m_W} \right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \delta_{dd'} + \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_d m_{d'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{dd'} \right] d' H^0 \\
 &+ \frac{g}{2} \bar{d} \left[- \left(\frac{m_d}{m_W} \right) \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \delta_{dd'} + \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_d m_{d'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{dd'} \right] d' h^0 \\
 &+ \frac{ig}{2} \bar{d} \left[- \left(\frac{m_d}{m_W} \right) \tan \beta \delta_{dd'} + \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_d m_{d'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{dd'} \right] \gamma^5 d' A^0 \\
 &+ \frac{g}{2} \bar{u} \left[\left(\frac{m_u}{m_W} \right) \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \delta_{uu'} - \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \sin \beta} \left(\frac{\sqrt{m_u m_{u'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{uu'} \right] u' H^0 \\
 &+ \frac{g}{2} \bar{u} \left[\left(\frac{m_u}{m_W} \right) \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \delta_{uu'} - \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \sin \beta} \left(\frac{\sqrt{m_u m_{u'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{uu'} \right] u' h^0 \\
 &+ \frac{ig}{2} \bar{u} \left[- \left(\frac{m_u}{m_W} \right) \cot \beta \delta_{uu'} + \frac{1}{\sqrt{2} \sin \beta} \left(\frac{\sqrt{m_u m_{u'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{uu'} \right] \gamma^5 u' A^0,
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

donde $u, u' = u, c, t$ y $d, d' = d, s, b$. Para el sector leptónico tenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^l &= \frac{g\bar{l}}{2} \left[\left(\frac{m_l}{m_W} \right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \delta_{ll'} + \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_l m_{l'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{ll'} \right] l' H^0 \\ &+ \frac{g\bar{l}}{2} \left[- \left(\frac{m_l}{m_W} \right) \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \delta_{ll'} + \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_l m_{l'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{ll'} \right] l' h^0 \\ &+ \frac{ig\bar{l}}{2} \left[- \left(\frac{m_l}{m_W} \right) \tan \beta \delta_{ll'} + \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_l m_{l'}}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{ll'} \right] \gamma^5 l' A^0, \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde $l, l' = e, \mu, \tau$.

Es importante recordar que los parámetros $\tilde{\chi}_{u,d,l}$ pueden expresarse en términos de las matrices $\tilde{A}_{L,R}^f$, por medio de la ecuación (3.8).

Por otro lado en este trabajo estamos interesados en los procesos de la forma $P^0 \rightarrow l_1 \bar{l}_2$ donde $P^0 = K^0, D^0, B_{s,d}^0$ y $l = e, \mu, \tau$, se escogieron estos canales ya que la contribución a nivel árbol de nueva física, con conservación de CP en los acoplamientos, sólo está mediada por el intercambio del bosón pseudoescalar A^0 , lo que reduce el número de parámetros libres involucrados.

En resumen los parámetros libres del modelo PA-2HDM, son la masa del pseudoescalar A^0 (m_{A^0}), $\tan \beta$ y las entradas de las matrices \tilde{A}^f .

Dicho lo anterior, el siguiente paso es escribir la anchura de decaimiento (Branching ratio, BR por sus siglas en inglés) en términos de los parámetros de la transformación unitaria propuesta en la ecuación (3.5), con la finalidad de explorar si la fenomenología de los decaimientos, ya mencionados, pueden decirnos algo sobre la estructura de sabor en el contexto de los subgrupos de $SU(3)$.

En el siguiente capítulo se estudiará el Hamiltoniano efectivo de nuestro modelo, planteando los coeficientes de Wilson utilizados para calcular la anchura de decaimiento de los procesos $P^0 \rightarrow l_1 \bar{l}_2$.

Capítulo 4

Fenomenología del PA-2HDM en decaimientos de mesones

Para el cálculo del BR de los procesos que analizaremos ($P^0 \rightarrow \bar{l}_1 l_2$) es necesario conocer los coeficientes de Wilson [23, 24] para el modelo $PA - 2HDM$. En el presente capítulo daremos los detalles del Hamiltoniano efectivo y de igual forma calcularemos los coeficientes de Wilson para nuestro modelo en particular.

4.1. Hamiltoniano efectivo

Puesto que los hadrones están involucrados en todos los decaimientos que nos interesan, los efectos de la cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés) son inevitables. Por ello se emplean dos herramientas de la teoría cuántica de campos, el desarrollo de producto de operadores (OPE por sus siglas en inglés) y el grupo de renormalización [23]. En la OPE, el Hamiltoniano efectivo puede ser representado por la siguiente estructura genérica:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i, \quad (4.1)$$

donde G_F es la constante de Fermi, con un valor de $1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, Q_i son operadores locales relevantes, los cuales gobiernan los decaimientos en cuestión,

V_{CKM}^i son los factores de la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) y finalmente $C_i(\mu)$ son los coeficientes de Wilson que describen la intensidad con la cual un operador dado se acopla en el Hamiltoniano. Uno puede ver la ecuación (4.1) más intuitivamente considerando Q_i los vértices efectivos y C_i las correspondientes constantes de acoplamiento [24].

El punto esencial sobre la OPE es que esta separa el problema en dos partes distintas, las contribuciones de larga distancia contenidas en los elementos de matriz de los operadores Q_i y la física a corta distancia descritas por los coeficientes de Wilson C_i .

La construcción del Hamiltoniano efectivo por medio de los métodos de la OPE y el grupo de renormalización puede ser hecho completamente en el marco de trabajo de la teoría de perturbaciones. Puesto que los hadrones son estados ligados de quarks, su información relevante está contenida dentro de los factores de forma donde se toman en cuenta las interacciones de QCD[24].

Ya que se han explicado las características del H_{eff} el siguiente paso es escribir el Hamiltoniano efectivo para procesos de la forma $P^0 \rightarrow \bar{l}_1 l_2$, tarea que será parte de la siguiente sección.

4.2. Decaimientos leptónicos de mesones neutros

El Hamiltoniano efectivo, H_{eff} , el cual incluye el conjunto completo de operadores para decaimientos generales de la forma $PS(\bar{q}_f, q_i) \rightarrow l_A^+ l_B^-$, ver figura (4.1), donde PS hace referencia al mesón pseudoescalar, es [25]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff} = & - \frac{G_F^2 M_W^2}{\pi^2} [C_V^{q_f q_i} O_V^{q_f q_i} + C_A^{q_f q_i} O_A^{q_f q_i} + C_S^{q_f q_i} O_S^{q_f q_i} \\ & + C_P^{q_f q_i} O_P^{q_f q_i} + \text{primed}] + H.c., \end{aligned} \quad (4.2)$$

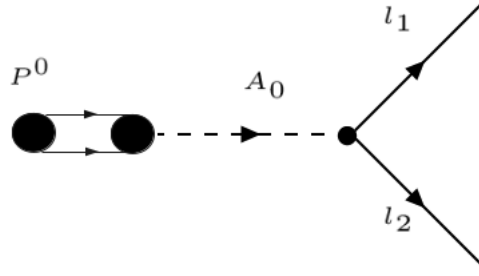


Figura 4.1: Decaimiento del mesón pseudoescalar a dos leptones, mediados por el pseudoescalar A^0 .

donde los operadores son definidos como:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{O}_V^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f \gamma_\mu P_L q_i) (\bar{l}_B \gamma^\mu l_A), & \mathcal{O}_A^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f \gamma_\mu P_L q_i) (\bar{l}_B \gamma^\mu \gamma_5 l_A), \\
 \mathcal{O}'_V^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f \gamma_\mu P_R q_i) (\bar{l}_B \gamma^\mu l_A), & \mathcal{O}'_A^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f \gamma_\mu P_R q_i) (\bar{l}_B \gamma^\mu \gamma_5 l_A), \\
 \mathcal{O}_S^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f P_L q_i) (\bar{l}_B l_A), & \mathcal{O}_P^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f P_L q_i) (\bar{l}_B \gamma_5 l_A), \\
 \mathcal{O}'_S^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f P_R q_i) (\bar{l}_B l_A), & \mathcal{O}'_P^{q_f q_i} &= (\bar{q}_f P_R q_i) (\bar{l}_B \gamma_5 l_A).
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Teniendo ya construido el Hamiltoniano efectivo podemos proceder a calcular el BR para los procesos, haciendo uso de la matriz hadrónica de elementos.

$$\langle 0 | \bar{q}_f \gamma_\mu \gamma_5 q_i | PS \rangle = i f_{PS} P_{PS}^\mu, \quad \langle 0 | \bar{q}_f \gamma_5 q_i | PS \rangle = -i f_{PS} \frac{M_{PS}^2}{(m_{q_f} + m_{q_i})}, \tag{4.4}$$

finalmente obtenemos:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}[PS(\bar{q}_f q_i) \longrightarrow l_A^+ l_B^-] &= \frac{G^4 M_W^4}{32\pi^5} f(x_A^2, x_B^2) M_{ps} f_{PS}^2 (m_{l_A} + m_{l_B})^2 \tau_{ps} \left\{ \right. \\
 &\left. \left| \frac{M_{ps}^2 (C_P^{q_f q_i} - C_P'^{q_f q_i})}{(m_{q_f} + m_{q_i})(m_{l_A} + m_{l_B})} - (C_A^{q_f q_i} - C_A'^{q_f q_i}) \right|^2 [1 - (x_A - x_B)^2] \right. \\
 &\left. + \left| \frac{M_{ps}^2 (C_S^{q_f q_i} - C_S'^{q_f q_i})}{(m_{q_f} + m_{q_i})(m_{l_A} + m_{l_B})} + \frac{(m_{l_A} - m_{l_B})}{(m_{l_A} + m_{l_B})} (C_V^{q_f q_i} - C_V'^{q_f q_i}) \right|^2 [1 - (x_A + x_B)^2] \right\}, \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

donde la función $f(x_i, x_j)$ es definida por:

$$f(x_i, x_j) = \sqrt{1 - 2(x_i + x_j) + (x_i - x_j)^2}, \quad (4.6)$$

con $x_i = \frac{m_{l_i}}{M_{PS}}$.

Los coeficientes de Wilson de los operadores que no desaparecen en la ecuación (4.2) inducidos mediante el intercambio de Higgs neutrales a nivel árbol, están dados por [25]:

$$\begin{aligned}
 C_S^{q_f q_i} &= \frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2} \sum_{k=1}^3 \frac{1}{m_{H_k^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRH_k^0} + \Gamma_{l_B l_A}^{RLH_k^0} \right) \Gamma_{q_f q_i}^{RLH_k^0}, \\
 C_P^{q_f q_i} &= \frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2} \sum_{k=1}^3 \frac{1}{m_{H_k^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRH_k^0} - \Gamma_{l_B l_A}^{RLH_k^0} \right) \Gamma_{q_f q_i}^{RLH_k^0}, \\
 C_S'^{q_f q_i} &= \frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2} \sum_{k=1}^3 \frac{1}{m_{H_k^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRH_k^0} + \Gamma_{l_B l_A}^{RLH_k^0} \right) \Gamma_{q_f q_i}^{LRH_k^0}, \\
 C_P'^{q_f q_i} &= \frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2} \sum_{k=1}^3 \frac{1}{m_{H_k^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRH_k^0} - \Gamma_{l_B l_A}^{RLH_k^0} \right) \Gamma_{q_f q_i}^{LRH_k^0}, \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

donde $H_k^0 = (H^0, h^0, A^0)$ y además $\Gamma_{q_f q_i}^{LRH_k^0}$ y $\Gamma_{q_f q_i}^{RLH_k^0}$ corresponden a las reglas de Feynman, que pueden ser obtenidas de los lagrangianos presentados en la ecuaciones

(3.9) y (3.10). Por otro lado, la hermiticidad del lagrangiano implica la siguiente relación:

$$\Gamma_{q_f q_i}^{RLH} = \Gamma_{q_f q_i}^{LRH*}. \quad (4.8)$$

Es importante recordar que en nuestro estudio fenomenológico estamos interesados en los decaimientos mediados por el Higgs pseudoescalar (A^0), por lo que las expresiones en (4.7) toman una forma más simple. Si juntamos las reglas de Feynman que vienen de los lagrangianos (3.9) y (3.10) y las sustituimos en (4.7), para finalmente sustituir en (4.5), obtenemos el BR en términos de $\tan \beta$, M_{A^0} y $\tilde{\chi}_{ij}$, tal como se observa en las ecuaciones (4.9-4.12).

$$\begin{aligned} C_P^{q_f q_i} - C_P'^{q_f q_i} &= \frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2 m_{A^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRA^0} - \Gamma_{l_B l_A}^{RLA^0} \right) \left(\Gamma_{q_f q_i}^{RLA^0} - \Gamma_{q_f q_i}^{LRA^0} \right), \quad (4.9) \\ C_S^{q_f q_i} - C_S'^{q_f q_i} &= -\frac{\pi^2}{2G_F^2 M_W^2 m_{A^0}^2} \left(\Gamma_{l_B l_A}^{LRA^0} + \Gamma_{l_B l_A}^{RLA^0} \right) \left(\Gamma_{q_f q_i}^{RLA^0} - \Gamma_{q_f q_i}^{LRA^0} \right). \end{aligned}$$

En el caso de quarks tipo down (d):

$$\Gamma_{q_f q_i}^{RLA^0} - \Gamma_{q_f q_i}^{LRA^0} = i \left[-\left(\frac{m_d}{m_W} \right) \tan \beta \delta_{dd'} + \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_d m_d'}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{dd'} \right]. \quad (4.10)$$

Para quarks tipo up (u):

$$\Gamma_{q_f q_i}^{RLA^0} - \Gamma_{q_f q_i}^{LRA^0} = i \left[-\left(\frac{m_u}{m_W} \right) \cot \beta \delta_{uu'} + \frac{1}{\sqrt{2} \sin \beta} \left(\frac{\sqrt{m_u m_u'}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{uu'} \right]. \quad (4.11)$$

Finalmente para los acoplamiento Higgs-leptón-leptón:

$$\Gamma_{l_A l_B}^{RLA^0} - \Gamma_{l_B l_A}^{RLA^0} = i \left[-\left(\frac{m_i}{m_W} \right) \tan \beta \delta_{ij'} + \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_i m_j}}{m_W} \right) \tilde{\chi}_{ij} \right]. \quad (4.12)$$

No olvidemos que el parámetro $\tilde{\chi}_{ij}$ está en términos de las matrices \tilde{A} presentadas en el capítulo anterior, objeto de estudio principal en esta tesis. Por lo que el BR también será función de las entradas de estas matrices.

Puesto que ya encontramos el BR en términos de todos los parámetros libres del modelo, podemos proseguir con el análisis numérico para acotar el valor de dichos parámetros. Tarea de la siguiente sección.

Capítulo 5

Análisis numérico

Como ya se ha mencionado en capítulos anteriores, estamos interesados en los procesos de la forma $P^0 \rightarrow \bar{l}_1 l_2$, debido a la información complementaria que pueden ofrecer en los acoplamientos de Yukawa con FCNC a nivel árbol. Puesto que nuestro modelo PA-2HDM contiene varios parámetros libres (masa del pseudoescalar M_{A^0} , radio de los VEVs $\tan\beta$ y la estructura de las matrices \tilde{A}^f), la primera tarea es buscar la manera de restringirlos. En la siguiente sección se explicará con detalle el análisis numérico utilizado para la restricción de estos parámetros libres.

5.1. Cota para la masa del pseudoescalar A^0

Comenzaremos por restringir la masa del pseudoescalar M_{A^0} , utilizando el siguiente procedimiento:

- Se calcula el BR para cada canal mostrado en el cuadro (5.1).
- Puesto que el BR depende de los parámetros: m_{A^0} , $\tan\beta$ y $\tilde{\chi} = \tilde{\chi}(\tilde{A}^f)$. Se hará un barrido sobre los parámetros $\tan\beta$ y m_{A^0} .
- El parámetro $\tan\beta$ estará contenido en el intervalo $[10, 100]$ y m_{A^0} en $[100 \text{ GeV}, 4 \text{ TeV}]$.
- En cuanto a los parámetros $\tilde{\chi} = \tilde{\chi}(\tilde{A}^f)$ hasta este punto sigue siendo "desconocida" la estructura que puedan tener las matrices \tilde{A}^f , por lo que consideraremos únicamente el orden de magnitud para $\tilde{\chi}$ reportados en la literatura [26]. Poste-

riormente se hará un análisis más detallado para obtener valores más exactos de este parámetro.

Proceso	BR (PDG)[28]
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow e^+e^-)$	$< 2.8 \times 10^{-7}$
$\mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$< 9 \times 10^{-9}$
$\mathcal{B}(K_s^0 \rightarrow e^+e^-)$	$< 9 \times 10^{-9}$
$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$< 6.2 \times 10^{-9}$
$\mathcal{B}(D^0 \rightarrow e^+e^-)$	$< 7.9 \times 10^{-8}$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow e^+e^-)$	$< 8.3 \times 10^{-8}$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)$	$< 4.1 \times 10^{-3}$

Cuadro 5.1: Violación de sabor en decaimientos de mesones pseudoescalares.

Generando de manera aleatoria los valores para $\tan \beta$ en el rango ya mencionado, haciendo un barrido en incrementos de 50 GeV en el intervalo correspondiente para la masa m_{A^0} y fijando el orden de magnitud de $\tilde{\chi} = 0.1, 0.15, 0.01, 0.015$, calculamos el BR de manera simultánea para todos los canales del cuadro (5.1) con ayuda de la ecuación (4.5) y verificamos que el valor de cada BR sea menor o igual a su cota experimental. Esto nos llevará a obtener una cota inferior para la masa del pseudoescalar.

En la figura (5.1) se han fijado algunos valores de χ y se muestran los valores mínimos de la masa m_{A^0} para las cuales los BR de todos los canales están por debajo de su cota experimental. En esta figura se grafica M_{A^0} vs $\# \text{ de eventos}$, donde número de eventos hace referencia a la cantidad de combinaciones aleatorias que hacen que el BR de todos los procesos sea menor o igual a su cota.

Evidentemente mientras mayor sea la masa más eventos estarán dentro de las cotas experimentales, puesto que $BR \sim \frac{1}{m_{A^0}^4}$. Por otro lado también hay que notar que si el valor de χ aumenta, la cota inferior de M_{A^0} también debe incrementar de tal manera que el valor de BR siga estando dentro de lo establecido.

Por tanto, hasta aquí ya tenemos una idea de la cota mínima para el valor de m_{A^0} , mismo que utilizaremos en los cálculos siguientes.

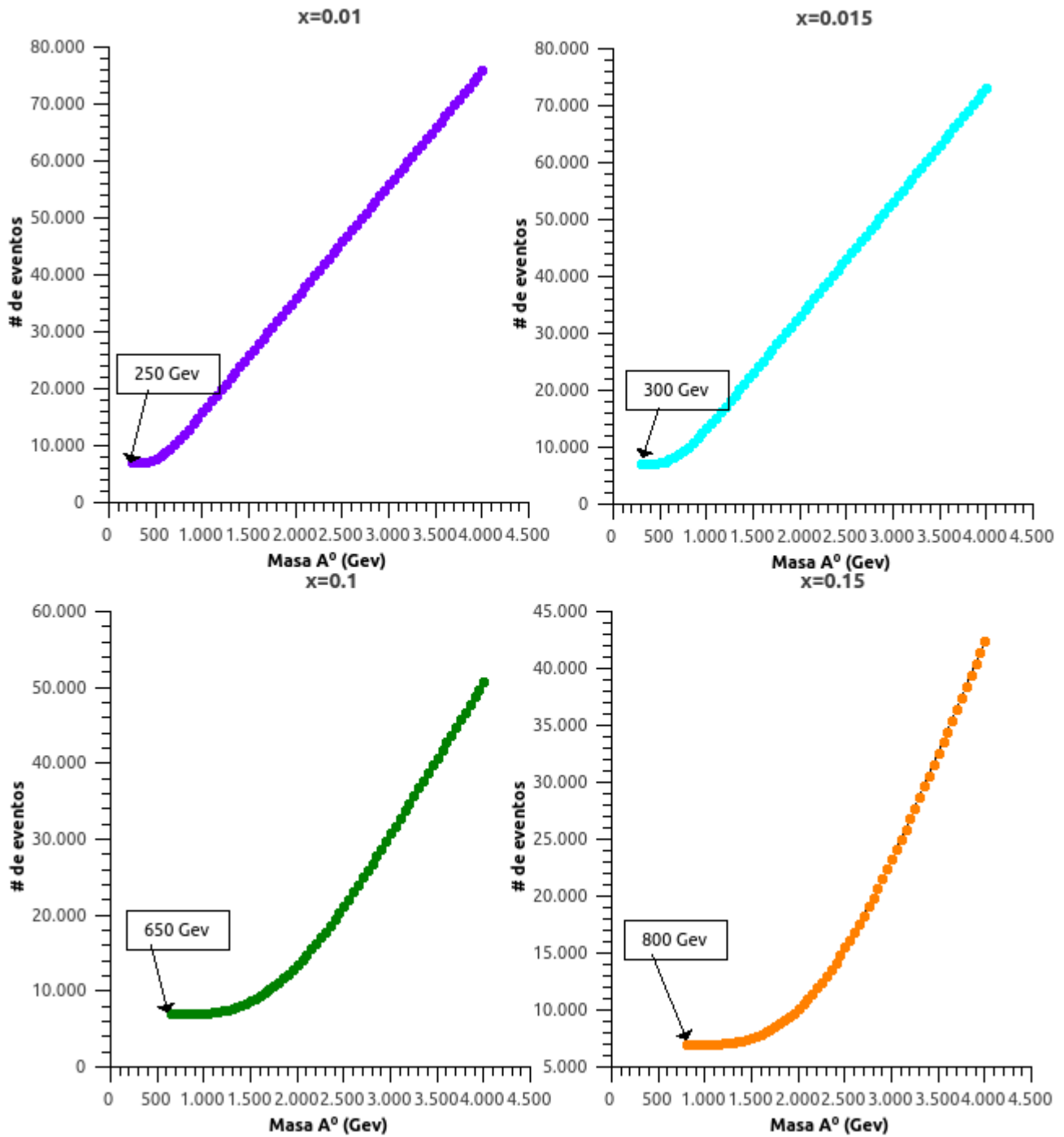


Figura 5.1: Cotas inferiores para la masa del pseudoescalar para diferentes valores de χ .

5.2. Estructura de las matrices \tilde{A}^f como un subgrupo de $SU(3)$

Como se mencionó en el capítulo 3, suponemos que las matrices \tilde{A}^f de la ecuación (3.5) son matrices de $SU(3)$ que pertenecen a un subgrupo invariante, Iso-espín, U-espín y V-espín.

Reescribamos la ecuación (3.5):

$$\begin{aligned} |m_{f_1}(\tilde{A}^f)_{i1}(\tilde{A}^f)_{1j} + m_{f_2}(\tilde{A}^f)_{i2}(\tilde{A}^f)_{2j} + m_{f_3}(\tilde{A}^f)_{i3}(\tilde{A}^f)_{3j}| & \quad (5.1) \\ & = \sqrt{m_{f_i}m_{f_j}}|\tilde{\chi}_{ij}^f| \end{aligned}$$

En el estudio de la estructura de las matrices \tilde{A}^f utilizaremos un análisis χ^2 , que nos permita acotar los parámetros de la ecuación 5.1. Los canales que se utilizarán son mostrados en el cuadro (5.2).

Proceso	BR (PDG)[28]
1. $-\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$= 6.84 \pm 0.11 \times 10^{-9}$
2. $-\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)$	$= 9 \pm_4^6 \times 10^{-12}$
3. $-\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$1.6_{-1.4}^{+1.6} \times 10^{-10}$
4. $-\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$= 2.4 \pm_{0.7}^{0.9} \times 10^{-9}$

Cuadro 5.2: Violación de sabor en decaimientos de mesones pseudoescalares.

De tal forma que los $\tilde{\chi}_{ij}^f$'s que necesitaremos para cada canal son:

1. $|\tilde{\chi}_{d\bar{s}}^d| = |\tilde{\chi}_{12}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\tilde{\chi}_{22}^l|$
2. $|\tilde{\chi}_{d\bar{s}}^d| = |\tilde{\chi}_{12}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{ee}^l| = |\tilde{\chi}_{11}^l|$
3. $|\tilde{\chi}_{d\bar{b}}^d| = |\tilde{\chi}_{13}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\tilde{\chi}_{22}^l|$
4. $|\tilde{\chi}_{s\bar{b}}^d| = |\tilde{\chi}_{23}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\tilde{\chi}_{22}^l|$

Recordando que la notación es la siguiente, $\tilde{\chi}_{ij}^f$ con $f = l, u, d$ y los subíndices i, j pueden ser (u, c, t) , (d, s, b) o (e, μ, τ) .

5.2.1. Simetría Iso-Espín

Comencemos el análisis utilizando la simetría Iso-espín. Del cuadro (5.1) obtenemos:

$$\tilde{A} = \begin{pmatrix} c_3 + c_0 & c_1 + ic_2 & 0 \\ c_1 - ic_2 & c_0 - c_3 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_3 + c_0 & ce^{i\theta} & 0 \\ ce^{-i\theta} & c_0 - c_3 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

De la ecuación (5.1) con (5.2) y los respectivos $\tilde{\chi}$'s del sector de quarks y leptones para cada canal, obtenemos:

canal 1:

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{12}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{12} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{22} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{32}| \quad (5.3) \\ &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} |m_d(c_3 + c_0)ce^{i\theta} + m_s(c_0 - c_3)ce^{i\theta}| \\ &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} |ce^{i\theta}| |m_d(c_3 + c_0) + m_s(c_0 - c_3)| \\ &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} c |m_d(c_3 + c_0) + m_s(c_0 - c_3)|. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{22}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_\mu m_\mu}} |m_e(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{12} + m_\mu(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{22} + m_\tau(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{32}| \quad (5.4) \\ &= \frac{1}{m_\mu} |m_e(ce^{-i\theta})(ce^{i\theta}) + m_\mu(c_0 - c_3)(c_0 - c_3)| \\ &= \frac{1}{m_\mu} |m_e c^2 + m_\mu(c_0 - c_3)^2|. \end{aligned}$$

canal 2:

$$|\tilde{\chi}_{12}^d| = \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} c |m_d(c_3 + c_0) + m_s(c_0 - c_3)|. \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{11}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_e m_e}} |m_e(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{11} + m_\mu(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{21} + m_\tau(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{31}| & (5.6) \\
&= \frac{1}{m_e} |m_e(c_0 + c_3)^2 + m_\mu c e^{i\theta} c e^{-i\theta}| \\
&= \frac{1}{m_e} |m_e(c_0 + c_3)^2 + m_\mu c^2|.
\end{aligned}$$

canal 3:

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{13}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{33}| & (5.7) \\
&= 0.
\end{aligned}$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_e c^2 + m_\mu (c_0 - c_3)^2|. \quad (5.8)$$

canal 4:

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{23}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_d(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{33}| & (5.9) \\
&= 0.
\end{aligned}$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_e c^2 + m_\mu (c_0 - c_3)^2|. \quad (5.10)$$

5.2.2. Simetría U-Espín

Un análisis similar al de la simetría Iso-espín se hace para la simetría U-espín, únicamente cambiando los valores correspondientes de la matriz.

$$\tilde{A} = \begin{pmatrix} c_3 + c_0 & 0 & c_1 + ic_2 \\ 0 & c_0 & 0 \\ c_1 - ic_2 & 0 & c_0 - c_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_3 + c_0 & 0 & ce^{i\theta} \\ 0 & c_0 & 0 \\ ce^{-i\theta} & 0 & c_0 - c_3 \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

canal 1:

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{12}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{12} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{22} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{32}| \quad (5.12) \\ &= 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{22}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_\mu m_\mu}} |m_e(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{12} + m_\mu(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{22} + m_\tau(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{32}| \quad (5.13) \\ &= \frac{1}{m_\mu} |m_\mu (c_0)^2| \\ &= |c_0^2|. \end{aligned}$$

canal 2:

$$|\tilde{\chi}_{12}^d| = 0. \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{11}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_e m_e}} |m_e(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{11} + m_\mu(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{21} + m_\tau(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{31}| \quad (5.15) \\ &= \frac{1}{m_e} |m_e (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c e^{i\theta} c e^{-i\theta}| \\ &= \frac{1}{m_e} |m_e (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c^2|. \end{aligned}$$

canal 3:

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{13}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{33}| \quad (5.16) \\ &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} |m_d (c_0 + c_3) (c_1 + ic_2) + m_b (c_1 - ic_2) (c_0 - c_3)| \\ &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} \sqrt{c_1^2 (m_d(c_0 + c_3) + m_b(c_0 - c_3))^2 + c_2^2 (m_d(c_0 + c_3) - m_b(c_0 - c_3))^2}. \end{aligned}$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = |c_0^2|. \quad (5.17)$$

canal 4:

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{23}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_d(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{33}| \\ &= 0. \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = |c_0^2|. \quad (5.19)$$

5.2.3. Simetría V-Espín

Finalmente realizamos el cálculo para la simetría V-espín:

$$\begin{pmatrix} c_0 & 0 & 0 \\ 0 & c_0 + c_3 & c_1 + ic_2 \\ 0 & c_1 - ic_2 & c_0 - c_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0 & 0 & 0 \\ 0 & c_0 + c_3 & ce^{i\theta} \\ 0 & ce^{-i\theta} & c_0 - c_3 \end{pmatrix}, \quad (5.20)$$

canal 1:

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{12}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{12} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{22} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{32}| \\ &= 0. \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} |\tilde{\chi}_{22}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_\mu m_\mu}} |m_e(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{12} + m_\mu(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{22} + m_\tau(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{32}| \\ &= \frac{1}{m_\mu} |m_\mu (c_0 + c_3)^2 + m_\tau ce^{i\theta} e^{-i\theta}| \\ &= \frac{1}{m_\mu} |m_\mu (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c^2|. \end{aligned} \quad (5.22)$$

canal 2:

$$|\tilde{\chi}_{12}^d| = 0. \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{11}^l| &= \frac{1}{\sqrt{m_e m_e}} |m_e(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{11} + m_\mu(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{21} + m_\tau(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{31}| \quad (5.24) \\
&= \frac{1}{m_e} |m_e (c_0)^2| \\
&= |c_0^2|.
\end{aligned}$$

canal 3:

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{13}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} |m_d(\tilde{A})_{11}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{12}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{13}(\tilde{A})_{33}| \quad (5.25) \\
&= 0.
\end{aligned}$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_\mu (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c^2|. \quad (5.26)$$

canal 4:

$$\begin{aligned}
|\tilde{\chi}_{23}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_d(\tilde{A})_{21}(\tilde{A})_{13} + m_s(\tilde{A})_{22}(\tilde{A})_{23} + m_b(\tilde{A})_{23}(\tilde{A})_{33}| \quad (5.27) \\
&= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_s (c_0 + c_3) c e^{i\theta} + m_b (c_0 - c_3)| \\
&= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |c e^{i\theta}| |m_s (c_0 + c_3) + m_b (c_0 - c_3)| \\
&= \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_s (c_0 + c_3) + m_b (c_0 - c_3)|.
\end{aligned}$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_\mu (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c^2|. \quad (5.28)$$

5.3. Ajuste χ^2

Ya que conocemos la forma de $\tilde{\chi}_{ij}$ en términos de las matrices \tilde{A} para cada uno de los canales, lo siguiente es hacer un análisis χ^2 (por cuestiones de notación cambiaremos la letra χ por ξ) que nos permita conocer los valores adecuados de las

constantes c_0 , c_1 , c_2 y c_3 . Para tal fin trabajaremos con la función definida en (5.29).

$$\xi^2 = \sum_{a=1}^N \frac{(\mathcal{B}^{exp} - \mathcal{B}^{Th})^2}{(\Delta\mathcal{B}^{exp})^2}, \quad (5.29)$$

donde \mathcal{B}^{exp} es el BR experimental, $\Delta\mathcal{B}^{exp}$ el error asociado a la medición del BR (ver [28]) y finalmente \mathcal{B}^{Th} corresponde al BR calculado teóricamente, el cual puede ser obtenido por medio de la ecuación (4.5).

Es importante recordar que el BR es una función dependiente de varios parámetros, entre ellos M_{A^0} , $\tan\beta$ y las matrices \tilde{A} , por lo que $\xi^2 = \xi^2(M_A, \tan\beta, \tilde{\chi}_{ij} \dots)$. De tal forma que ahora nos enfocaremos en acotar los parámetros relacionados con las matrices \tilde{A} y que a su vez quedan expresados en términos de $\tilde{\chi}_{ij}$.

El análisis ξ^2 se realizó de acuerdo a los siguientes pasos:

1. Se define en el programa la función ξ^2 , tal como en (5.29).
2. Puesto que $\xi^2 = \xi^2(M_A, \tan\beta, \tilde{\chi}_{ij} \dots)$ será necesario fijar algunos parámetros, para poder obtener información sobre $\tilde{\chi}_{ij}$.
3. De acuerdo a los resultados obtenidos en la sección anterior, obtuvimos que el valor de la masa del pseudoescalar A^0 mínima era de aproximadamente 250 GeV, por lo que utilizaremos este valor en el cálculo de los \mathcal{B}^{Th} .
4. El valor de $M_{A^0} = 250$ GeV se hizo considerando que $\tilde{\chi} \sim 0.01$, figura (5.1), lo que nos dice que los valores para los parámetros (c_0, c_1, c_2, c_3) que provienen de la simetría deben ser pequeños, estos parámetros serán generados de manera aleatoria en el rango de $[0, 1]$. Posteriormente de las expresiones de $\tilde{\chi}$ en términos de (c_0, c_1, c_2, c_3) obtendremos valores más exactos para $\tilde{\chi}$.
5. Para el caso del parámetro $\tan\beta$ se hará un barrido en un rango del $[20, 100]$ con incrementos de 10.
6. Se calculan los \mathcal{B}^{Th} con ayuda del mismo programa utilizado para los cálculos del capítulo 3.

7. Mediante la ecuación (5.29) verificamos que en el programa se cumpla $\tilde{\xi}^2 = \frac{\xi^2}{N} \leq 1$, donde N es el número de observables, en este caso, los canales de decaimiento.
8. Una vez que se verifica que existen puntos que cumplen $\tilde{\xi}^2 \leq 1$ ya podemos conocer las regiones permitidas para los parámetros c_0, c_1, c_2, c_3 para cada valor de $\tan \beta$ y un valor de $m_{A^0} = 250$ GeV.

5.4. Resultados

5.4.1. Simetría 1

De acuerdo a los resultados obtenidos en las secciones anteriores tenemos que para la simetría Iso-espín los canales que contribuyen son:

$$1. - \mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 6.84 \pm 0.11 \times 10^{-9}$$

$$2. - \mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow e^+ e^-) = 9 \pm_4^6 \times 10^{-12}$$

De tal forma que los $\tilde{\chi}_{ij}$ que necesitaremos son:

- $|\tilde{\chi}_{d\bar{s}}^d| = |\tilde{\chi}_{12}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\tilde{\chi}_{22}^l|$
- $|\tilde{\chi}_{d\bar{s}}^d| = |\tilde{\chi}_{12}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{ee}^l| = |\tilde{\chi}_{11}^l|$

No olvidemos que los parámetros $\tilde{\chi}_{ij}$ están en términos de c_i con $i = 0, 1, 2, 3$. Para el primer canal tenemos:

- $|\tilde{\chi}_{12}^d| = \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} c |m_d (c_3 + c_0) + m_s (c_0 - c_3)|$
 $|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_e c^2 + m_\mu (c_0 - c_3)^2|.$

En la figura (5.2) se muestra el espacio de parámetros para el canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, en ella podemos observar que conforme los valores de $\tan \beta$ incrementan la región permitida para los parámetros $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ cada vez se hace más pequeña. Además encontramos que los valores permitidos para $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ están por debajo de 0.025 para una valor de la $M_{A^0} = 250$ GeV.

Por otro lado notemos que los valores permitidos para $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ no son lo suficientemente restringidos por esta simetría. Asimismo podemos darnos cuenta que las regiones permitidas son muy pequeñas, es decir son altamente suprimidas por la simetría Iso-espín.

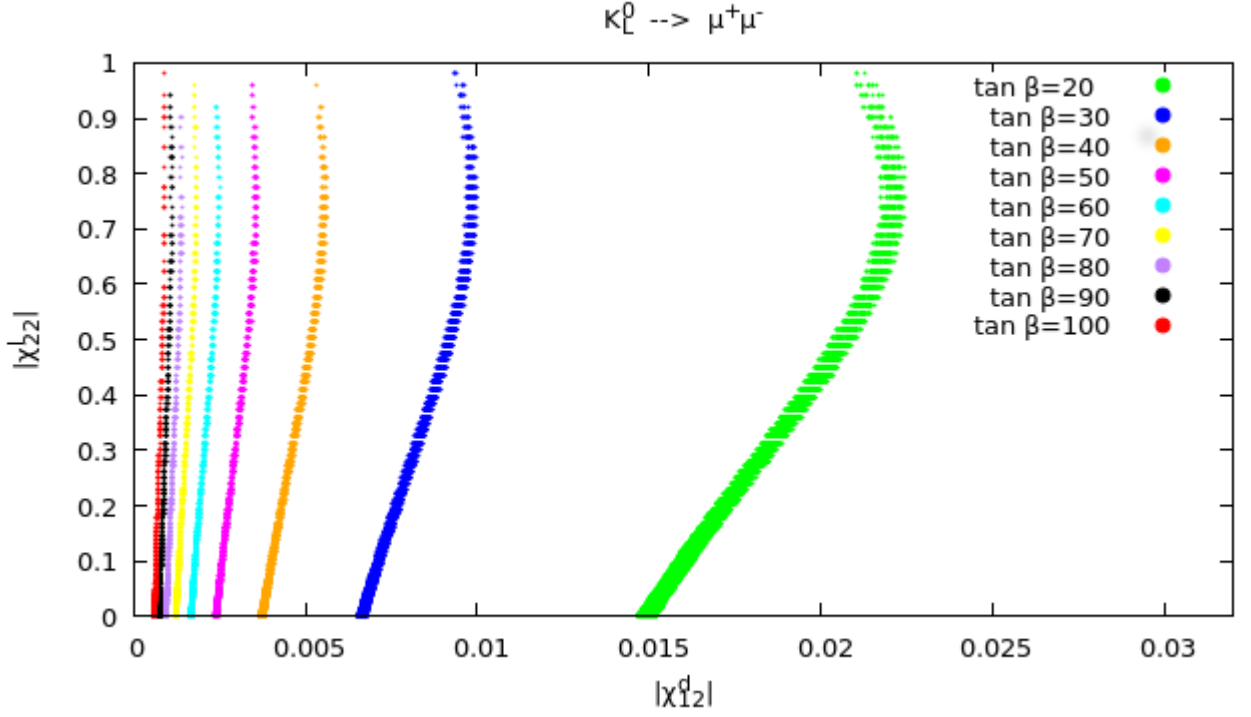


Figura 5.2: Se grafica el parámetro $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ para diferentes valores de $\tan \beta$ impuesta la simetría Iso-espín.

Los parámetros para el canal $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$ imponiendo la misma simetría son:

$$\begin{aligned} \blacksquare \quad |\tilde{\chi}_{12}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_s}} c |m_d (c_3 + c_0) + m_s (c_0 - c_3)| \\ |\tilde{\chi}_{11}^l| &= \frac{1}{m_e} |m_e (c_0 + c_3)^2 + m_\mu c^2|. \end{aligned}$$

El espacio de parámetros es mostrado en la figura (5.3), en esta gráfica están los parámetros $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{11}^l|$. De igual forma se puede apreciar que conforme los valores de $\tan \beta$ crecen las regiones permitidas se hacen cada vez más pequeñas. Sin embargo las regiones no tienden a desaparecer tan rápido como el caso del canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Por otro lado notemos que el parámetro $|\tilde{\chi}_{11}^l|$ no es restringido, como lo es $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ para los distintos valores de $\tan \beta$.

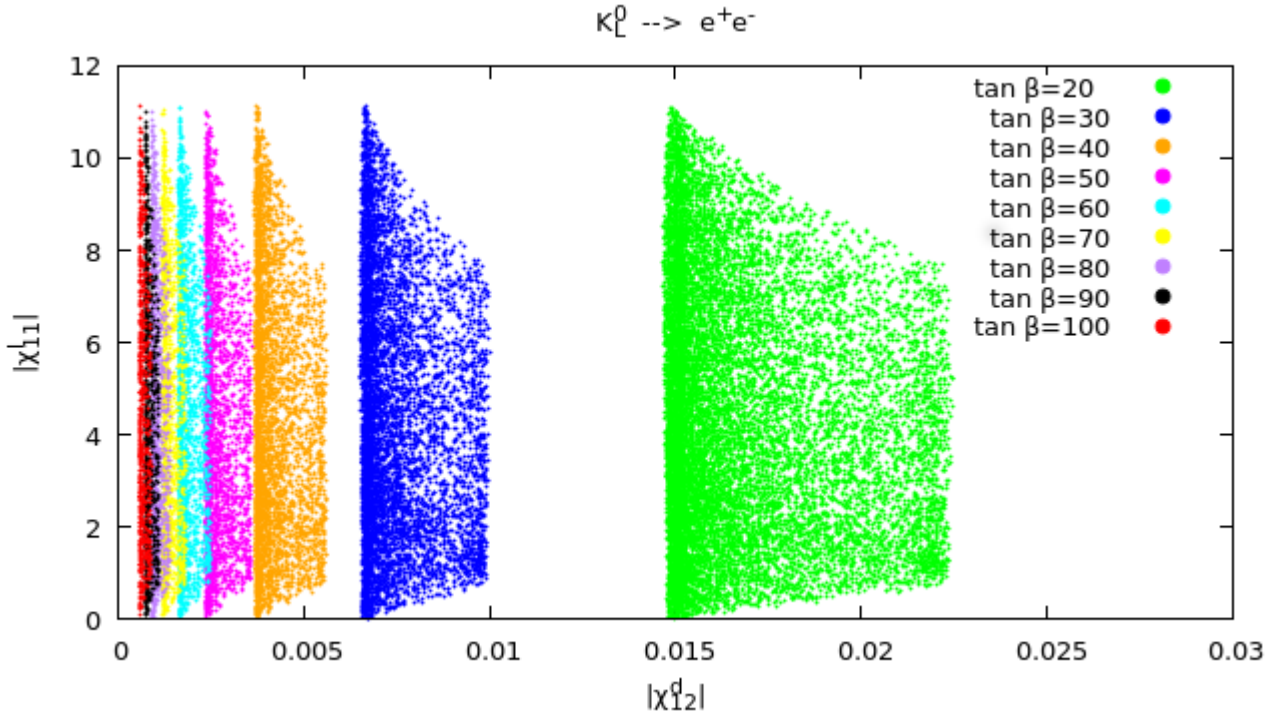


Figura 5.3: Se grafica el parámetro $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{11}^l|$ para diferentes valores de $\tan \beta$ impuesta la simetría Iso-espín.

5.4.2. Simetría 2

En el caso de la simetría U-Espín únicamente un canal contribuye:

$$3. -\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = 1.6_{-1.4}^{+1.6} \times 10^{-10}$$

Los parámetros que se utilizarán son:

$$\blacksquare |\tilde{\chi}_{\bar{d}b}^d| = |\tilde{\chi}_{13}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\chi_{22}^l|$$

Expresamos los parámetros anteriores en términos de los elementos de la matriz \tilde{A} .

$$\begin{aligned} \blacksquare \quad |\tilde{\chi}_{13}^d| &= \frac{1}{\sqrt{m_d m_b}} \sqrt{c_1^2 ((c_0 + c_3) + m_b(c_0 - c_3))^2 c_2^2 (m_d(c_0 + c_3) - m_b(c_0 + c_3))^2} \\ |\tilde{\chi}_{22}^l| &= |c_0^2|. \end{aligned}$$

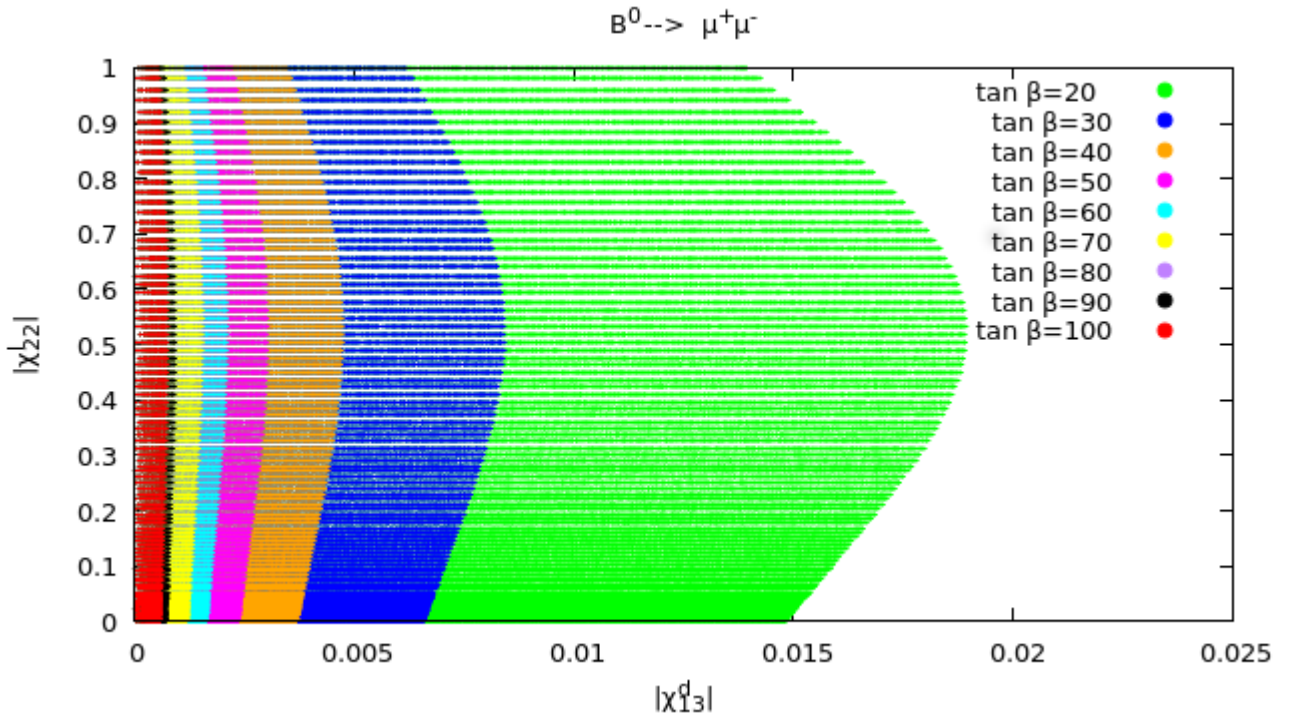


Figura 5.4: Se grafica el parámetro $|\tilde{\chi}_{13}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ para diferentes valores de $\tan \beta$ imponiendo una simetría U-espín.

En la figura (5.4) se grafican los parámetros $|\tilde{\chi}_{13}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ para el canal $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Podemos observar en ella que el parámetro $|\tilde{\chi}_{13}^d|$ es acotado en un intervalo pequeño, sin embargo $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ sigue siendo arbitrario en el intervalo $[0, 1]$. Por otro lado las regiones permitidas son "grandes" comparadas con las gráficas obtenidas para la simetría Iso-espín, por lo que habrá varias combinaciones posibles de los parámetros $|\tilde{\chi}_{13}^d|$ y $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ que estén dentro de los valores permitidos para el BR de este canal.

5.4.3. Simetría 3

Trabajemos ahora con la simetría V-Espín. El canal que contribuye es:

$$4. -\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2.4 \pm_{0.7}^{0.9} \times 10^{-9}$$

Con parámetros:

$$\blacksquare |\tilde{\chi}_{s\bar{b}}^d| = |\tilde{\chi}_{23}^d|, \quad |\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\chi_{22}^l|$$

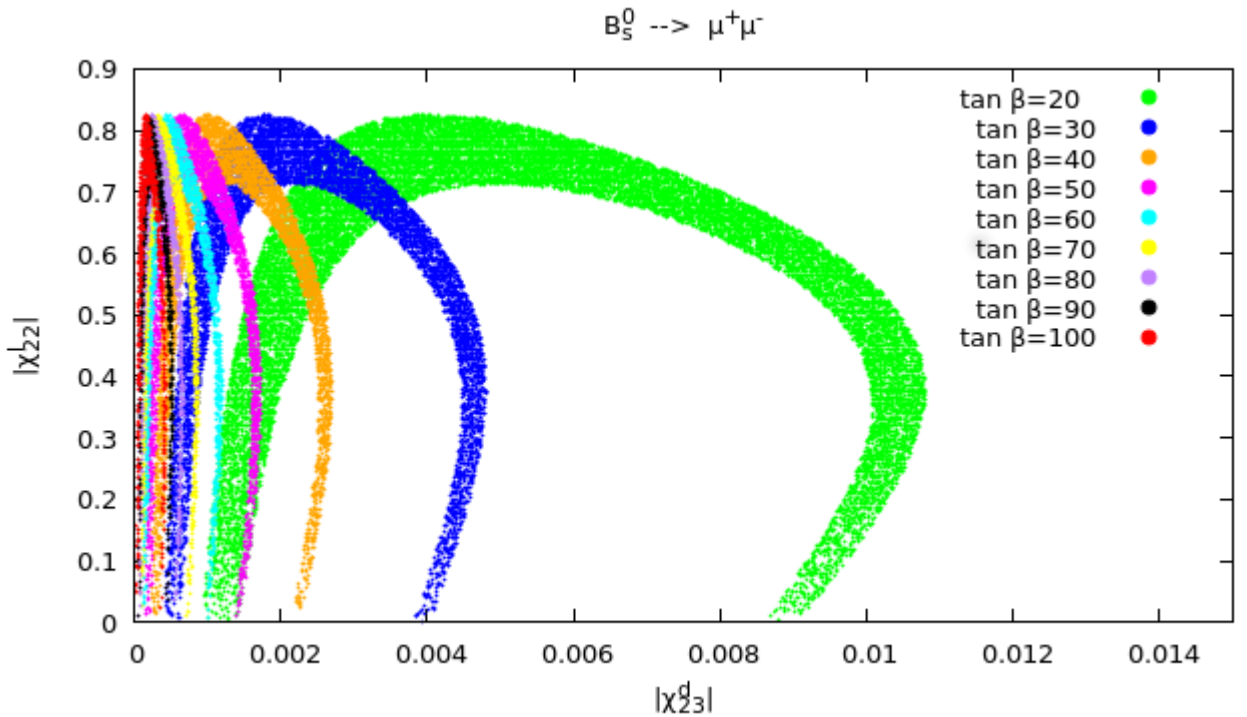


Figura 5.5: Se grafica el parámetro $|\tilde{\chi}_{23}^d|$ vs $|\tilde{\chi}_{22}^l|$ para diferentes valores de $\tan \beta$, imponiendo una simetría V-espín.

Escribamos $|\tilde{\chi}_{s\bar{b}}^d| = |\tilde{\chi}_{23}^d|$ y $|\tilde{\chi}_{\mu\mu}^l| = |\chi_{22}^l|$ en términos de las entradas de la matriz \tilde{A} :

$$\blacksquare |\tilde{\chi}_{23}^d| = \frac{1}{\sqrt{m_s m_b}} |m_s (c_0 + c_3) + m_b (c_0 - c_3)|,$$

$$|\tilde{\chi}_{22}^l| = \frac{1}{m_\mu} |m_s (c_0 + c_3)^2 + m_\tau c^2|.$$

De tal forma que en la figura (5.5), observamos las regiones permitidas para el espacio de parámetros. Notemos que esta simetría es particularmente interesante, puesto que restringe los valores de $\tilde{\chi}_{23}^d$ y de $\tilde{\chi}_{22}^l$ dándonos regiones completamente prohibidas para ambos parámetros. Por otro lado, observamos que si $\tan\beta$ decrece las regiones permitidas también lo hacen, comportamiento que se produjo en cada una de las simetrías.

Ahora que ya tenemos regiones permitidas para los parámetros, lo siguiente es hacer comparaciones de estos valores con los predichos por del ME. Este análisis se hará en la siguiente sección.

5.5. Comparación de resultados con el Modelo Estándar

En esta sección haremos una comparación entre los resultados que predice el ME para el BR, los datos experimentales y los datos obtenidos con el modelo PA-2HDM.

Para este análisis graficamos con una línea roja el BR obtenido experimentalmente, con una línea azul el valor del BR predicho por el ME y finalmente con puntos de color amarillo, negro, verde, y magenta los valores predichos por el PA-2HDM.

$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$				
	$\tan\beta$	χ_{12}^d	χ_{22}^l	BR
ME [27]				$6.85 \pm 0.8 \times 10^{-9}$
EXP [28]				$6.84 \pm 0.11 \times 10^{-9}$
PA-2HDM (*)	90	0.0007	0.0145	6.838×10^{-9}
PA-2HDM	40	0.0046	0.2961	6.8614×10^{-9}
PA-2HDM	50	0.0027	0.2074	6.5013×10^{-9}
PA-2HDM	60	0.0017	0.1127	6.0955×10^{-9}

Cuadro 5.3: Valores para el BR, canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, simetría Iso-espín.

Los valores específicos que se tomaron para calcular el BR de nuestro modelo fueron tomados de las regiones permitidas en el espacio de parámetros de las figuras

(5.2-5.5). Dentro del programa pedimos que se buscara la combinación de parámetros para los cuales $\tilde{\xi}$ fuese muy pequeño y así obtener un valor lo más cercano posible al reportado experimentalmente, a estos puntos en particular los denotaremos como P*. Posteriormente se hizo el análisis para otros puntos correspondientes a $\tan\beta = 40, 50$ y 60.

Para el canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ los datos utilizados son mostrados en la tabla 5.3, donde PA-2HDM (*) denota a los valores del BR calculados con los puntos P*.

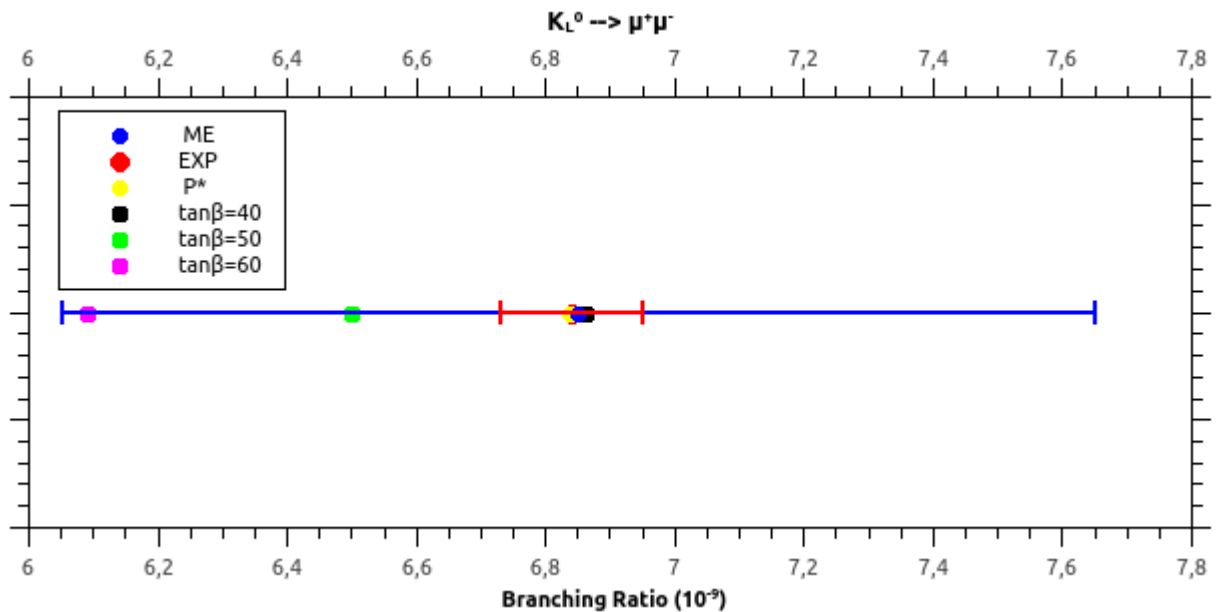


Figura 5.6: Se grafica el BR predicho por el ME (línea azul), el BR experimental (líneas rojas) y el el BR predicho por el PA-2HDM (puntos de color amarillo (p*), negro, verde y magenta) para valores específicos de los parámetros libres, correspondientes a la simetría Iso-espín.

En la figura (5.6) se puede observar que el valor del BR predicho por el ME queda por debajo de la media experimental, pero dentro del margen de error de este. De igual forma podemos darnos cuenta que los valores del PA-2HDM con una simetría Iso-espín impuesta, quedan por debajo de esta cota, como era de esperarse por las restricciones impuestas en el análisis ξ^2 . Sin embargo para el punto de color amarillo (P*) es importante notar que el valor del BR obtenido es muy cercano al del valor

experimental.

Los datos utilizados para el canal $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$, son mostrados en la tabla (5.4).

$K_L^0 \rightarrow e^+e^-$				
	$\tan \beta$	χ_{12}^d	χ_{11}^l	BR
ME [29]				3×10^{-12}
EXP [28]				$9_{-4}^{+6} \times 10^{-12}$
PA-2HDM (*)	80	0.0025	7.5823	8.969×10^{-12}
PA-2HDM	40	0.0048	5.4000	6.8463×10^{-12}
PA-2HDM	50	0.0027	5.6250	5.7956×10^{-12}
PA-2HDM	60	0.0018	5.3625	4.7978×10^{-12}

Cuadro 5.4: Valores para el BR, canal $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$, simetría Iso-espín.

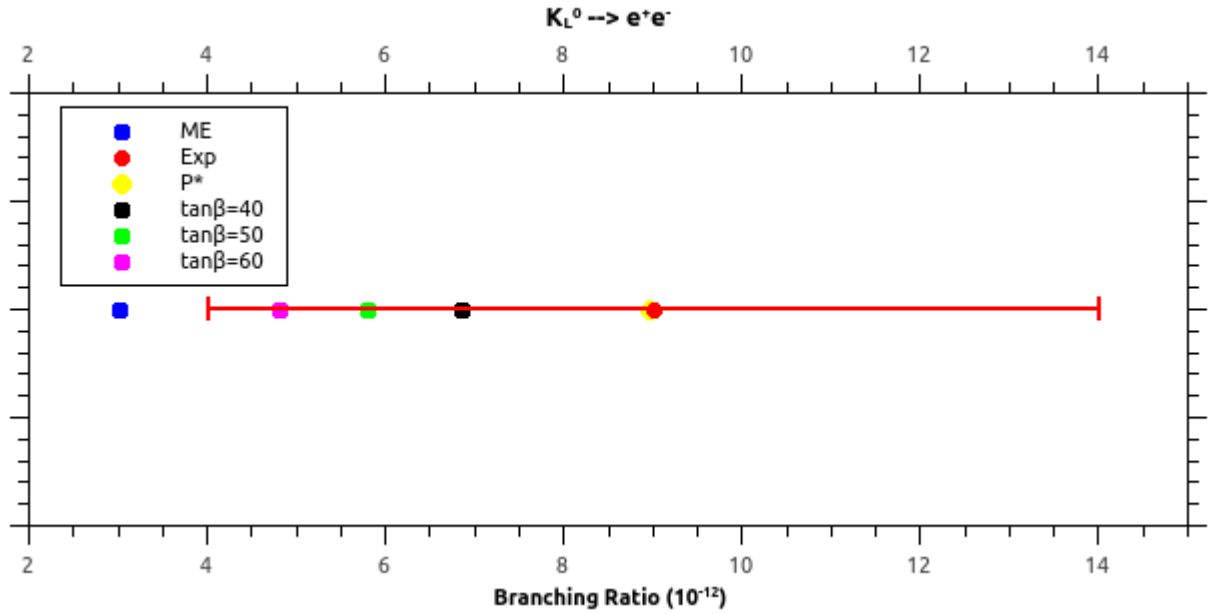


Figura 5.7: Se grafica el BR por el ME (línea azul), el BR experimental (líneas rojas) y el el BR predicho por el PA-2HDM-III (puntos de color amarillo, negro, verde y magenta) para valores específicos de los parámetros libres, correspondientes a la simetría Iso-espín.

En la figura (5.7) notamos que el valor del BR predicho por el ME queda por

debajo de las cotas experimentales. También observamos algunos de los valores del PA-2HDM con una simetría Iso-espín impuesta, quedan por debajo de esta cota pero dentro del margen experimental. Sin embargo para el valor del BR para P^* es muy cercano al valor central de la medición.

Para el canal $B^0 \rightarrow \mu + \mu^-$, los datos son mostrados en la tabla (5.5).

$B^0 \rightarrow \mu + \mu^-$				
	$\tan \beta$	χ_{13}^d	χ_{22}^l	BR
ME [30, 31]				$1.06 \pm 0.09 \times 10^{-10}$
EXP [28]				$1.6_{-1.4}^{+1.6} \times 10^{-10}$
PA-2HDM (*)	40	0.0025	0.0121	1.6023×10^{-10}
PA-2HDM	40	0.0032	0.3671	2.2815×10^{-10}
PA-2HDM	50	0.0020	0.2073	2.4761×10^{-10}
PA-2HDM	60	0.0009	0.3671	2.8675×10^{-10}

Cuadro 5.5: Valores para el BR, canal $B^0 \rightarrow \mu + \mu^-$, simetría U-espín.

Se puede observar en la figura (5.8) que todos los valores del BR están dentro del margen experimental, el cual por ser demasiado amplio, permite que haya varias combinaciones de parámetros libres en nuestro modelo que cumplan el requisito de estar dentro de las cotas experimentales, tal como se observó en las regiones permitidas de la figura (5.4). Sin embargo, de igual forma notemos que el BR, para los valores de P^* , es prácticamente igual al del valor experimental.

Finalmente analizamos el canal $B_s^0 \rightarrow \mu + \mu^-$, cuyos parámetros son plasmados en la tabla (5.6).

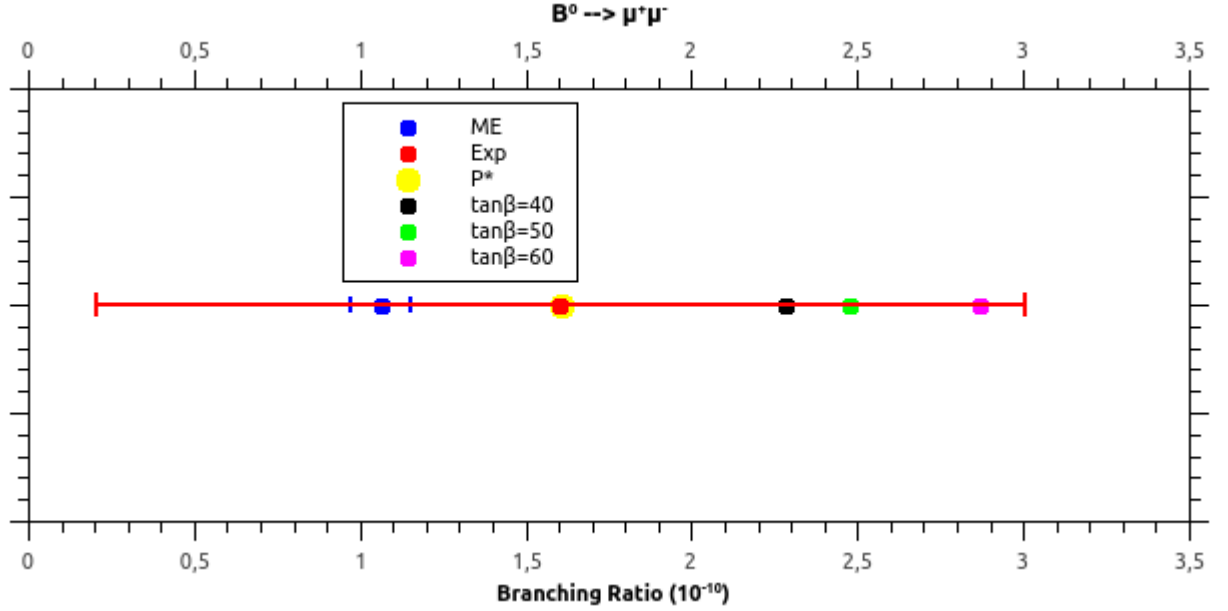


Figura 5.8: Se grafica el Branching predicho por el ME (línea azul), el BR experimental (líneas rojas) y el el BR predicho por el PA-2HDM (puntos de color amarillo, negro, verde y magenta) para valores específicos de los parámetros libres, correspondientes a la simetría U-espín.

$B_s^0 \rightarrow \mu + \mu^-$				
	$\tan \beta$	χ_{23}^d	χ_{22}^l	BR
ME [31, 32]				$3.23 \pm 0.27 \times 10^{-9}$
EXP [28]				$2.4_{-0.7}^{+0.9} \times 10^{-9}$
PA-2HDM (*)	80	0.0006	0.2505	2.40001×10^{-9}
PA-2HDM	40	0.0012	0.7616	2.3862×10^{-9}
PA-2HDM	50	0.0010	0.7217	2.3460×10^{-9}
PA-2HDM	60	0.0003	0.7430	2.4258×10^{-9}

Cuadro 5.6: Valores para el BR, canal $B_s^0 \rightarrow \mu + \mu^-$, simetría V-espín.

En la figura (5.9) los datos predichos por el PA-2HDM son bastante cercanos a los reportados experimentalmente, a pesar de que el error experimental es pequeño. Por otro lado las regiones permitidas son restringidas por la simetría V-espín, lo

que hace que los valores tomados no sean tan arbitrarios, y justifica que para este canal los valores arrojados por nuestro modelo sean cercanos al valor experimental. Es importante resaltar que los valores del BR para P^* y para $\tan\beta = 40$ son los más cercanos a los resultados experimentales.

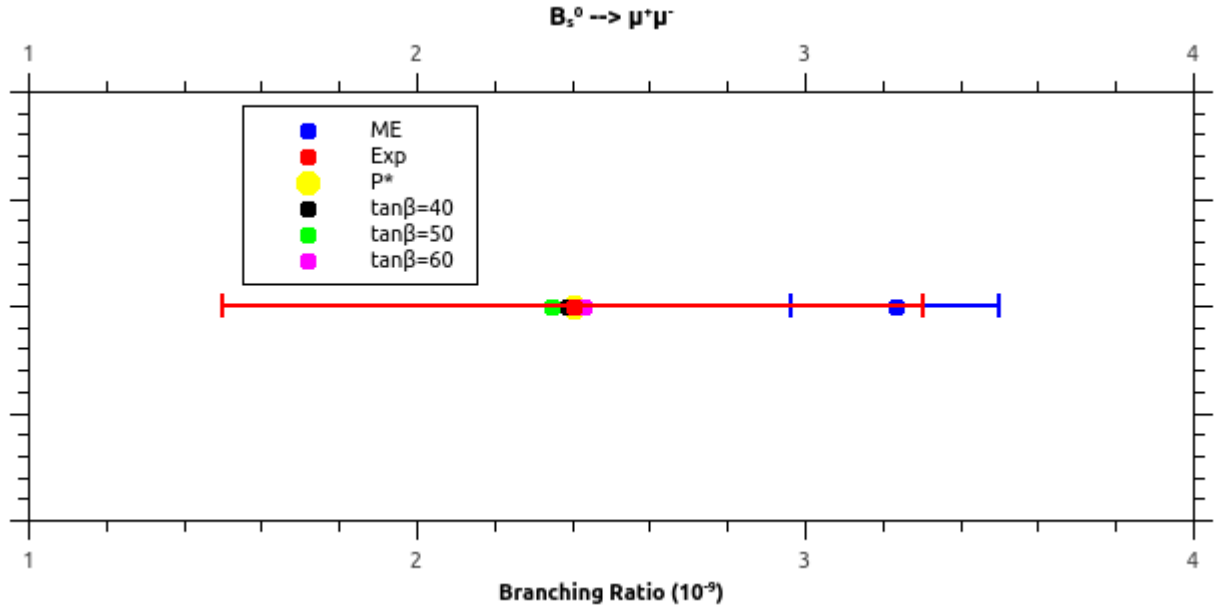


Figura 5.9: Se grafica el BR predicho por el ME (línea azul), el BR experimental (líneas rojas) y el el BR predicho por el PA-2HDM-III (puntos de color negro, verde y magenta) para valores específicos de los parámetros libres, correspondientes a la simetría V-espín.

Hasta ahora hemos visto las regiones de parámetros para $\tilde{\chi}_{ij}^q$ y $\tilde{\chi}_{ij}^l$. Sin embargo resulta importante reportar las gráficas en términos de los parámetros a_i , con $i = 0, 1, 2, 3$. Tal como se muestra a continuación.

5.6. Análisis sobre los parámetros de las matrices \tilde{A}

En lo que sigue graficaremos la relación entre los parámetros de las entradas de las matrices \tilde{A} correspondientes a cada una de las simetrías impuestas. Hacemos el análisis graficando los parámetros c_0 y $|C|$, ya que éstos nos dan información de

cómo se da la violación de sabor entre una familia y otra, dependiendo de la simetría utilizada.

Comencemos con la simetría Iso-espín. En la figura (5.10) se puede observar que existe una especie de fase, es decir que el patrón se repite cada cierto valor de c_0 . Además notemos que se forman huecos en algunas regiones, lo cual tiene que ver con los valores permitidos que tuvieron los parámetros $|\tilde{\chi}_{12}^d|$ y $|\tilde{\chi}_{22}^l|$, puesto que la región de parámetros de la figura (5.2) presenta regiones donde la combinación de parámetros no está permitida.

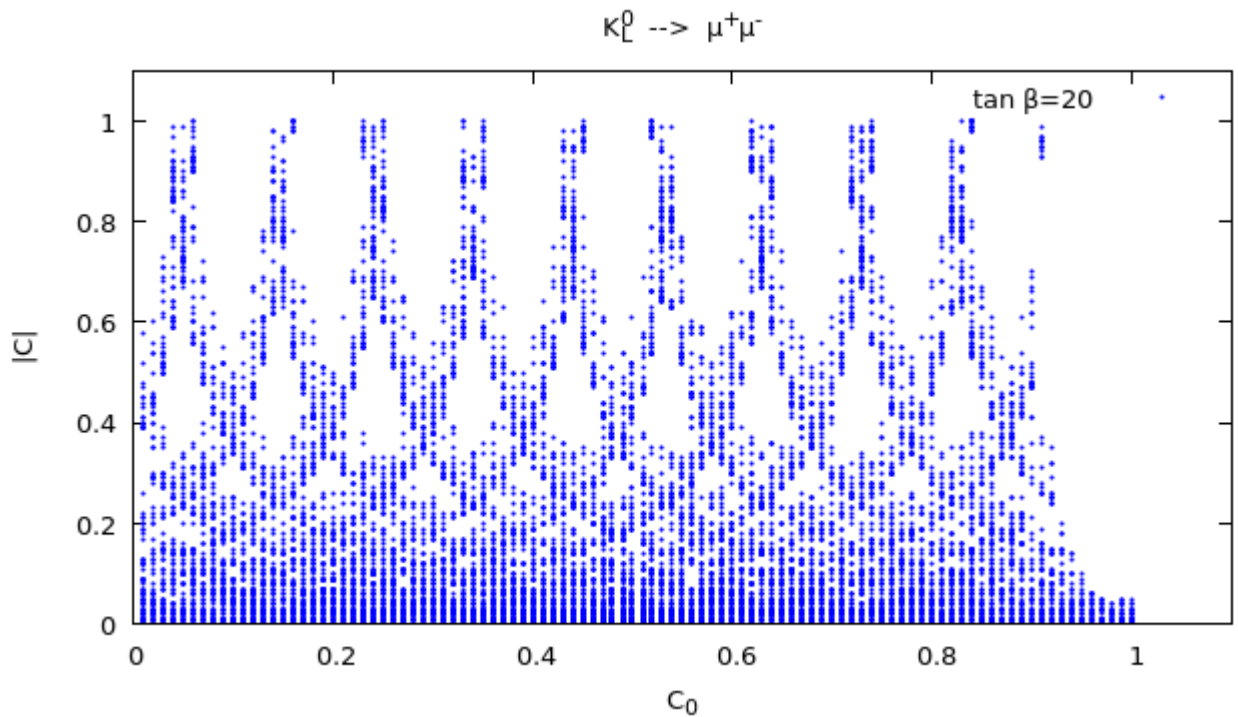


Figura 5.10: Se grafican los parámetros c_0 vs $|C|$ para la simetría Iso-espín.

En el caso de la simetría U-espín la gráfica es mostrada en la figura (5.11). De la misma manera los parámetros graficados son c_0 y $|C|$. Notemos que se puede observar una relación más clara entre c_0 y $|C|$, es decir si el valor de c_0 aumenta, el valor de $|C|$ disminuye y viceversa.

Realizamos un ajuste sobre las cotas superiores del parámetro $|C|$, puesto que hay toda una región que es permitida, la ecuación que describe tal ajuste es:

$$|C| = 6.95 e^{-7.18 c_0}. \quad (5.30)$$

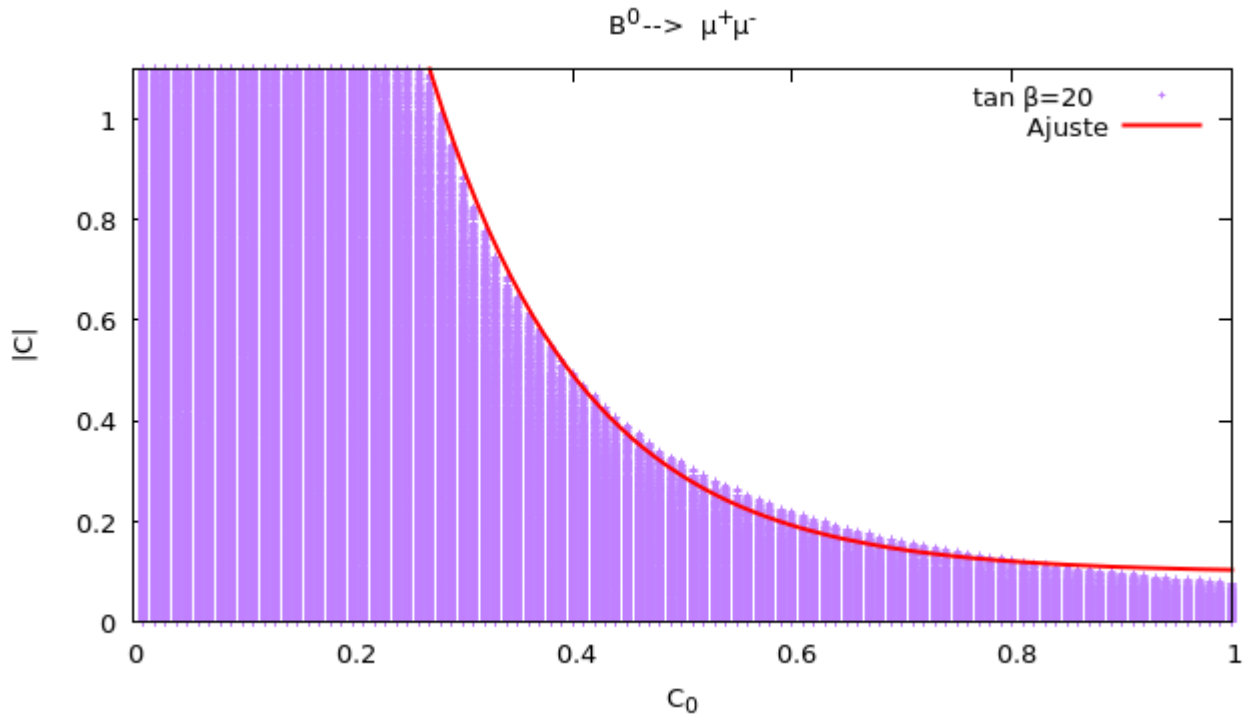


Figura 5.11: Se grafican los parámetros c_0 vs $|C|$ para la simetría Iso-espín.

Si sacamos el logaritmo a la ecuación (5.30), que describe las cotas superiores de $|C|$ en términos de c_0 , obtenemos:

$$\log(c_0) = \log(6.95) - 7.18 c_0. \quad (5.31)$$

De esta forma podemos observar de manera más clara cómo se da la relación sobre

la cota superior de $|C|$ para un valor dado de c_0 y así decir que tanta violación de sabor hay para esta simetría.

Los puntos son graficados en la figura (5.12), donde podemos observar la relación lineal entre los parámetros, el ajuste sigue la función $0.66 * x$. La pendiente de esta recta que relaciona la cota superior de $|C|$ para un cierto valor de c_0 nos dice con qué intensidad las FCNC están presentes en esta simetría.

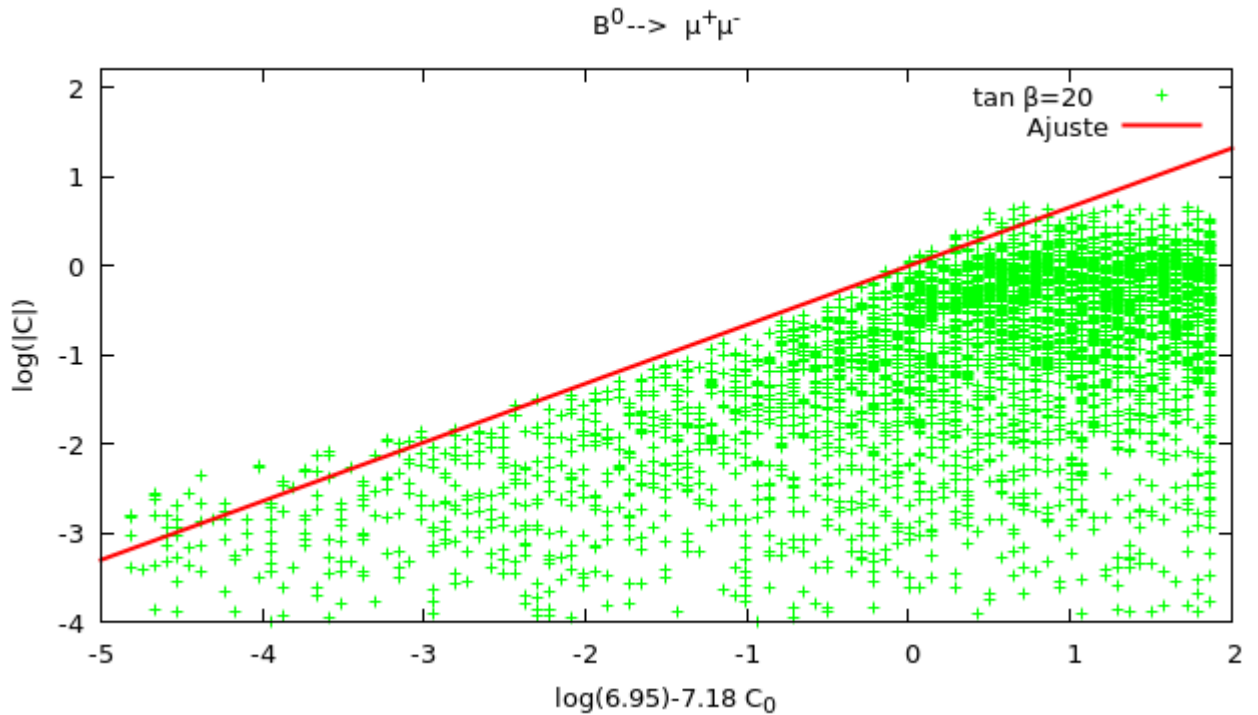


Figura 5.12: Se grafican los puntos de la ecuación (5.31), posteriormente se realiza el ajuste (línea roja).

Finalmente presentamos los resultados para la simetría V-espín, que son plasmados en la gráfica (5.13). En la cual podemos observar un comportamiento similar al de la simetría Iso-espín, ya que notamos patrón para un cierto valor de c_0 . También notemos que se forman huecos en algunas regiones, comportamiento que se ve reflejado en el espacio de parámetros de la figura (5.5). Lo cual nos indica que hay valores

de c_0 y $|C|$ que no son permitidos por la simetría.

Una vez hechos todos los análisis para los decaimientos de la forma $P^0 \rightarrow \bar{l}_1 l_2$, damos por concluidos los resultados de este capítulo. Posteriormente daremos las conclusiones de este trabajo.

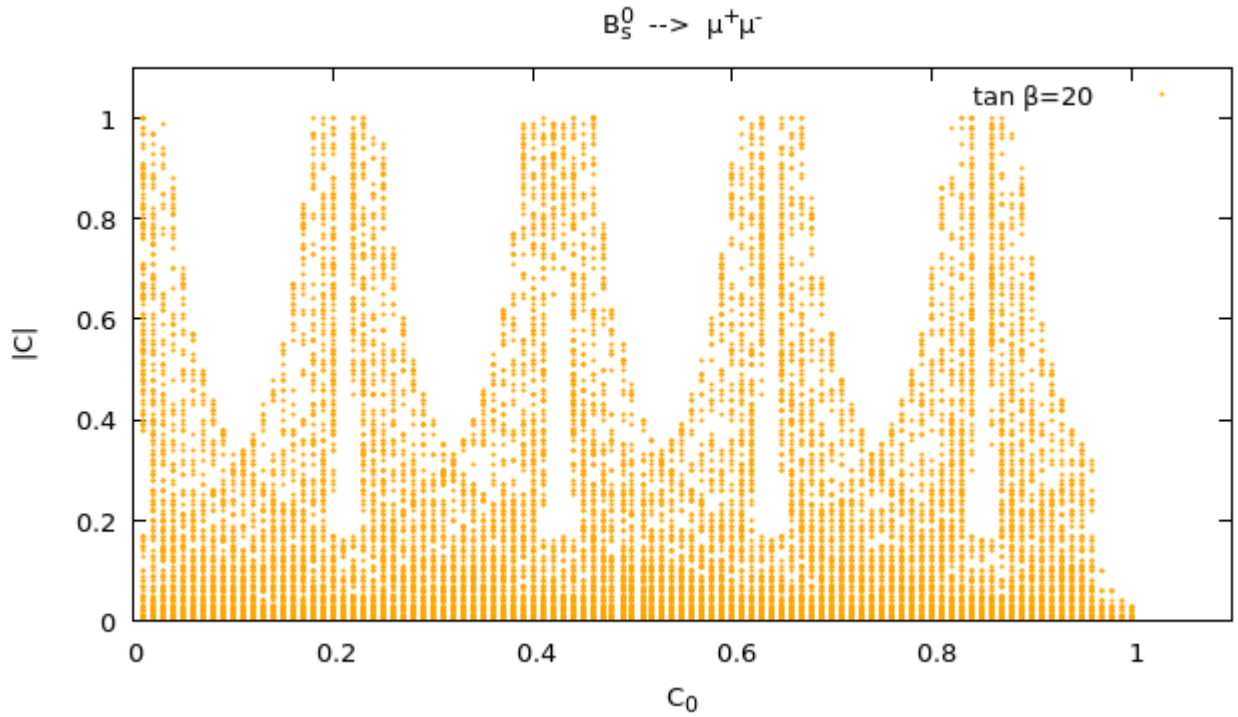


Figura 5.13: Se grafican los parámetros c_0 vs $|C|$ para la simetría V-espín.

Capítulo 6

Conclusiones

En primer lugar se logró acotar la masa del pseudoescalar A^0 utilizando el orden de magnitud de los parámetros $\tilde{\chi}_{ij}$, encontrando una cota mínima de 250 GeV para $\tilde{\chi}_{ij} \approx 0.01$ y observando que esta cota va creciendo si el orden de magnitud de $\tilde{\chi}_{ij}$ aumenta.

En la siguiente parte del análisis, se impusieron ciertas simetrías de sabor sobre las matrices \tilde{A} , obteniendo así las regiones de parámetros de las figuras (5.2-5.5), en las cuales pudimos observar que algunos canales fueron más favorecidos que otros. Tal como fue el caso de la simetría U-espín, cuya simetría generó regiones más amplias que en el caso de la simetría Iso-espín para el canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. En este último canal las regiones de parámetros fueron muy pequeñas, es decir, hay pocas combinaciones posibles de parámetros que sean compatibles con los datos experimentales del BR, y si en algún momento estas regiones llegaran a desaparecer la simetría podría ser descartada.

Cuando se estudió la simetría V-espín, encontramos regiones de parámetros interesantes, puesto que en la figura (5.5) se puede observar claramente que hay regiones que son excluidas totalmente, logrando así acotar de mejor manera los parámetros $\tilde{\chi}_{23}^d$ y $\tilde{\chi}_{22}^l$.

Después de encontrar las regiones de parámetros para los diferentes canales, la siguiente tarea fue hacer comparaciones con los valores del BR del ME, el BR del experimento y el BR predicho por nuestro modelo. Tal como vimos en las gráficas (5.7-5.9) los valores predichos por el PA-2HDM fueron muy cercanos a los reportados

experimentalmente. Concluyendo que el PA-2HDM es una buena aproximación.

Finalmente se realizaron las gráficas en términos de los parámetros de las entradas de las matrices \tilde{A} , observando comportamientos similares para la simetría Iso-espín y V-espín, ya que encontramos que un patrón aparecía cada cierto valor de c_0 . Sin embargo en el caso de la simetría U-espín pudimos decir mucho más sobre las FCNC, ya que aparece una dependencia lineal entre la cota superior de $|C|$ para algún valor dado de c_0 , donde la pendiente de la recta nos indica qué tanta violación de sabor hay para esta simetría, tal pendiente arrojó un valor de 0.66, el cual es un valor pequeño, lo que nos permite concluir que las FCNC para esta simetría que relaciona las familias 1 y 3 son pequeñas.

Actualmente el problema del sabor en la física de partículas sigue estando abierto, es decir se desconoce cómo es la mezcla de sabor entre una familia de fermiones y otra. Sin embargo, lo que permite entender patrones en la naturaleza es la existencia de ciertas simetrías. La importancia del análisis realizado en este trabajo, es que por medio de las simetrías impuestas, podemos concluir cuál de estas se ve más favorecida, lo que a su vez nos permite saber qué tanta violación de sabor se da entre estas familias, tal como en el caso de la simetría U-espín.

Bibliografía

- [1] W. Buchmuller & C. Ludeling. Field Theory and Standard Model, arXiv:hep-ph/0609174v1, 2006.
- [2] Francis Halzen & Alan D. Martin. Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics, 1983.
- [3] Gianfranco Bertone, Dan Hooper & Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. Physics Reports. 2004.08.031.
- [4] A. B. McDonald. Evidence for neutrino oscillation I: solar and reactor neutrinos. Nuclear Physics A 2005.02.102.
- [5] Review: Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40 , 100001 (2016) and 2017 update.
- [6] James M. Cline. Baryogenesis. arXiv:hep-ph/0609145v3, 2006.
- [7] Csaba Balazs. Baryogenesis: A small review of the big picture. arXiv:hep-ph/1411.3398v1, 2014.
- [8] Ingve Simonsen. A Review of Minimal Supersymmetric Electro Weak Theory. arXiv:hep-ph/9506369v2, 1995.
- [9] Review: Supersymmetry. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40 , 100001 (2016) and 2017 update.
- [10] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher & João P. Silva. Theory and phenomenology of two Higgs doublet model. Physical Reports 516(2012) 1-102.

-
- [11] G.C. Branco & M.N. Rebelo. New physics in the flavor sector in the presence of flavor changing neutral currents. arXiv: hep-ph/1308.4639v1, 2013.
- [12] Dipankar Das. 2HDM without FCNC: off the beaten track arXiv:hep-ph/1803.09430v1, 2018.
- [13] J. Hernández-Sánchez, L. López-Lozano, R. Noriega-Papaqui & A. Rosado. Coupling of quarks in a partially aligned two Higgs doublet model with a four-zero texture Yukawa matrix. Phys. Rev. D 85, 071301(R) (2012).
- [14] J.L. Díaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui & A. Rosado. Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a nonminimal flavor structure. Physical Review D 71, 015014 (2005).
- [15] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane & Sally Dawson. The Higgs hunter's guide.
- [16] Paul Langacker. Grand unified theories and proton decay. Physical Reports 72 (1981) 185.
- [17] John F. Gunion & Howard E. Haber. Conditions for CP-violation in the general Two-Higgs Doublet Model. arXiv: hep-ph/0506227v2, 2005.
- [18] P. Ko, Yuji Omura, Chaehyun Yu. Higgs phenomenology in Type-I 2HDM with $U(1)_H$ Higgs gauge symmetry. arXiv:hep-ph/1309.7156v2, 2013.
- [19] M. Gómez-Bock, G. López-Castro, López-Lozano & A. Rosado. Flavor-changing neutral current in production and decay of pseudoscalar mesons in a type III two-Higgs-doublet-model with four-texture Yukawa couplings. arXiv:hep-ph/0905.3351v3, 2009.
- [20] Paula Tuzón & Antonio Pich. The aligned Two-Higgs-Doublet Model. arXiv:hep-ph/1001.0293v2, 2010.
- [21] Y.F. Zhou. Texture of Yukawa coupling matrices in general two-Higgs doublet model. J. Phys. G 30, 783 (2004).

-
- [22] T.P. Cheng & M. Sher. Mass-matrix ansatz and flavor nonconservation in models with multiple Higgs doublets. *Phys. Rev. D* 35, 3484 (1987).
- [23] Gerhard Buchalla, Andrzej T. Buras & Markus E. Lautenbacher. *Weak decays beyond leading logarithms*, 1996.
- [24] Andrzej T. Buras. Weak Hamiltonian, CP violation and rare decays. arXiv: hep-ph/9806471v1, 1998.
- [25] Andreas Crivellin, Christoph Greub & Ahmet Kokulu. Flavor-phenomenology of two-Higgs-doublet models with generic Yukawa structure. *Phys. Rev. D* 87, 094031 (2013).
- [26] O. Félix-Beltrán, F. González-Canales, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui & A. Rosado. Analysis of the quark sector in the 2HDM with a four-zero Yukawa texture using the most recent data of the CKM matrix . arxiv:hep-ph/1311.5210v3, 2015.
- [27] Direct CP Violation in $K_L^0 \rightarrow \mu + \mu -$. Giancarlo D'Ámbrosio & Teppei Kitahara. arXiv: hep-ph/1707.06999v2, 2017.
- [28] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016) and 2017 update.
- [29] BNL E791 Collaboration. Improve sensitivity in a search for the rare decay $K_L^0 \rightarrow e^+ e^-$. *Phys. Rev. Lett.* 71, 3910, 1993.
- [30] A. Bazavov, C. Bernard, N. Brown.. B- and D-meson leptonic decay constants from four-flavor lattice QCD. arxiv:hep-ph/1712.09262v2, 2017.
- [31] Paoti Chang, Kai-Feng Chen & Wei-Shu Hou. Flavor physics and CP violation. arxiv:hep-ph/1708.03793v1, 2017.
- [32] Fayyazuddin, Muhammad Jamil Aslam & Cai-Dian Lu. Lepton flavor violating decays of B y K mesons in models with extended Gauge group. arxiv:hep-ph/1895.00177v1, 2018.