



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**EL DECAIMIENTO $B \rightarrow \tau \nu$ EN EL EXPERIMENTO
BELLE II Y SU SENSIBILIDAD A FÍSICA NUEVA**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

P R E S E N T A :

MARIANA BOLAÑOS DÁVILA



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. GENARO TOLEDO SÁNCHEZ**

Cd. Universitaria, D. F. 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Datos de la alumna
Bolaños Dávila Mariana
54 45 68 07
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
305005384

Datos del tutor
Dr Genaro Toledo Sánchez

Datos del sinodal 1
Dr Saúl Noé Ramos Sánchez

Datos del sinodal 2
Dr Eleazar Cuautle Flores

Datos del sinodal 3
Dra Myriam Mondragón Ceballos

Datos del sinodal 4
Dra Gabriela Murguía Romero

Datos del trabajo escrito
El decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$ en el experimento Belle II y su sensibilidad a física
nueva
72 p
2014

Agradezco a mi asesor, Genaro Toledo Sánchez, por estar ahí siempre y a los sinodales, los doctores Saúl Ramos y Eleazar Cuautle y las doctoras Myriam Mondragón y Gabriela Murgua, por sus valiosos comentarios para enriquecer este trabajo.

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM. PAPIIT IN106913. Parámetros fundamentales del modelo estándar.

Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida.

Resumen

En este trabajo se estudió el decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ considerando la información experimental de Belle, y las proyecciones para el experimento Belle II, el cual espera alcanzar una luminosidad integrada de 5 ab^{-1} , para el año 2020, y de 50 ab^{-1} , para el año 2025. Con esas proyecciones determinamos la sensibilidad del proceso a efectos debidos al *modelo de dos dobletes de Higgs* (2HDM, mediado por un Higgs cargado), considerando que la incertidumbre en los parámetros, f_B y V_{ub} , alcance una precisión del 5 % y 2.5 % para cuando la luminosidad sea de 5 ab^{-1} y 50 ab^{-1} respectivamente.

Determinamos que, de no cambiar los valores centrales del *branching ratio* (razón de decaimiento) experimental medido por Belle ni de la predicción del modelo estándar, no será posible encontrar física nueva aún si Belle II alcanza 50 ab^{-1} de luminosidad integrada, ya que la diferencia relativa entre r_H y la predicción del modelo estándar (r_{SM}) es de 3.2σ . En particular, para el 2HDM, determinamos las regiones permitidas para m_{H^\pm} y $\tan\beta$ consistentes con esa proyección.

Índice general

1. El Modelo Estándar	11
1.1. Fermiones	11
1.2. Interacciones	14
1.2.1. Interacción electromagnética	16
1.2.2. Interacción fuerte	17
1.2.3. Interacción débil	19
1.3. Matriz de mezclas	29
2. El experimento Belle II	33
2.1. Los experimentos Belle y Belle II	33
2.2. Luminosidad	39
2.3. Detección de eventos	39
3. Decaimiento leptónico del mesón B	43
3.1. Decaimiento $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	43
3.2. Decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}$ en el modelo estándar	51
3.3. Modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM)	52
3.3.1. Contribución del 2HDM en el decaimiento del B	57
4. Resultados	61
4.1. Análisis de los resultados de Belle	61
4.2. Proyecciones para Belle II	64
5. Conclusiones	69
A. Significancia estadística	71

Introducción

Durante más de una década, dos fábricas de mesones B (el detector Belle en el acelerador KEKB y el detector BaBar en el acelerador PEP II) han tenido éxito, confirmando el sector de sabor de quarks en el modelo estándar. En Belle, por ejemplo, se confirmó la existencia de tres familias de quarks, midiendo algunos decaimientos del mesón B para extraer los elementos de la *matriz de CKM*, lo que dió lugar a que Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa ganaran el premio Nobel en 2008; se ha logrado observar violación de CP en varios decaimientos de B ; se han observado, por primera vez, decaimientos *raros* como $B \rightarrow K^*ll$, $B \rightarrow \rho\gamma$ y $B \rightarrow \tau\nu$; entre otras cosas. Sin embargo, no todo está aclarado. Aún quedan incógnitas acerca de los parámetros libres que tiene el modelo estándar; el porqué de la asimetría de materia-antimateria; y algunos detalles que podrían involucrar nueva física, como es el caso del *modelo de dos dobletes de Higgs*. El proyecto Belle II tiene como meta, aclarar algunas de las dudas restantes, esperando alcanzar una luminosidad integrada¹ de 5 ab^{-1} , para el año 2020, y de 50 ab^{-1} , para el año 2025.

Esta tesis se enfoca al estudio del proceso $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ debido a que es sencillo de estudiar por el hecho de ser un decaimiento a dos cuerpos, además de que está suprimido por Modelo Estándar a nivel árbol, lo que hace que cualquier extensión de este modelo pueda competir también a nivel árbol, es decir, es un decaimiento potencialmente sensible a efectos de física más allá del modelo estándar. En particular, tomaremos al modelo 2HDM como ejemplo de cómo se realiza el análisis de contribuciones adicionales al modelo estándar.

¹Las luminosidad integrada es un parámetro inversamente proporcional a la sección eficaz y la unidad utilizada en este trabajo será el *attobarn* inverso, donde $1 \text{ ab} = 10^{-46} \text{ m}^2$

La tesis se divide en cinco capítulos:

En el capítulo 1 se presenta una revisión del modelo estándar, poniendo énfasis en el rompimiento espontáneo de simetría y las matrices de mezclas de quarks, la cual permitirá identificar al proceso $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ como suprimido en el modelo estándar.

En el capítulo 2 se hace una revisión del experimento Belle y las mejoras esperadas para el experimento Belle II, así como una primera presentación de los parámetros relevantes involucradas en el decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$. Dichos parámetros son la constante de decaimiento del mesón B , f_B , y el elemento de matriz de CKM, V_{ub} .

En el capítulo 3 se estudia el proceso $B \rightarrow \tau \nu$, tomando como base el decaimiento $\pi \rightarrow \mu \nu$, el cual ha sido ampliamente estudiado en la literatura, presentando los detalles completos del cálculo del ancho de decaimiento y su generalización al caso que nos interesa, mostrando la región de parámetros, f_B y V_{ub} , permitidos por distintas determinaciones. Además, se presenta una breve revisión del 2HDM, únicamente con los ingredientes relevantes para nuestros intereses, y su contribución al proceso $B \rightarrow \tau \nu$.

En el capítulo 4 se estudian los resultados publicados por Belle para el decaimiento $B \rightarrow \tau \nu$, con el propósito de entender la sistemática de estimación de errores, el papel de la luminosidad en éstos y la implicación en el parámetro r_H , que estima las desviaciones respecto al modelo estándar. En un primer paso, se reproducen los resultados reportados por Belle en 2012, para después calcular las proyecciones de Belle II para las luminosidades esperadas de 5 ab^{-1} y de 50 ab^{-1} , determinando la región permitida de m_{H^\pm} y $\tan \beta$, consistente con las mismas.

Por último, en el capítulo 5 se muestran las conclusiones junto con las perspectivas.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

En este capítulo se presentarán los elementos necesarios del modelo estándar para la realización del trabajo, empleando unidades naturales con $c = \hbar = 1$. Primero se presentarán algunas características, tanto de los fermiones como de las interacciones entre sí; se mostrará cómo es que el modelo logra generar las masas de las partículas involucradas, a partir de un rompimiento espontáneo de simetría; y se concluirá mostrando las transiciones entre quarks que están favorecidos o suprimidos en el mismo modelo.

1.1. Fermiones

Según el Modelo Estándar de las Partículas Elementales, la materia está formada por partículas sin estructura llamadas *fermiones*, que se caracterizan por tener espín $\frac{1}{2}$ y se clasifican en dos tipos: los *leptones* y los *quarks*, que, por pares de éstos, se agrupan en tres generaciones.

Los *leptones* son seis: e , μ , τ y sus correspondientes neutrinos considerados sin masa. Todos interactúan débilmente, mientras que sólo los primeros tres, lo hacen electromagnéticamente; los *quarks* interactúan electromagnética, débil y fuertemente, y también son seis: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*. Las propiedades de los fermiones se muestran en la Tabla 1.1

En cuanto a los *leptones*, se sabe que el tiempo de vida del electrón es mayor a 4×10^{26} años, por lo que se considera una partícula estable. Sin embargo, μ tiene un tiempo de vida de 2.20×10^{-6} s y τ uno de 2.91×10^{-13} s, es decir, son partículas inestables con distintos modos de decaimiento, algunos se muestran en la Tabla 1.2 con su respectivas razones de decaimiento

Fermiones	Generación I	Generación II	Generación III	Carga eléctrica
leptones	$e : 0.511 \text{ MeV}$	$\mu : 105.66 \text{ MeV}$	$\tau : 1776.82 \text{ MeV}$	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
quarks	$u : 2.3 \text{ MeV}$	$c : 1.28 \text{ GeV}$	$t : 173 \text{ GeV}$	$2/3$
	$d : 4.8 \text{ MeV}$	$s : 95 \text{ MeV}$	$b : 4.18 \text{ GeV}$	$-1/3$

Tabla 1.1: Masas y cargas de los fermiones

(Branching ratio, \mathcal{B}). [1]

Regresando a los *quarks*, a cualquier combinación de quark y antiquark se le llama mesón, mientras que a una combinación de tres quarks se le llama barión. Además, existe un número cuántico asociado a estos últimos: el número bariónico, B , el cual se ha observado que se conserva en la naturaleza. Como para cada barión este número toma el valor de 1, se sigue que el número bariónico de los quarks debe ser $\frac{1}{3}$ y el de los mesones, 0.

Al observar las masas de los quarks ligeros, u y d , podemos notar que son prácticamente iguales comparadas con las de los demás quarks, lo que da indicios de una posible simetría. Es por eso que, similar al espín de las partículas, se introduce un nuevo número cuántico, I , llamado *isospín* y su correspondiente proyección I_3 . Por otro lado, para el quark s se define el número cuántico, S , llamado extrañeza y con un valor, para este quark, de -1 ; además, todas las partículas que tienen quarks s en su estructura, llevan

Modo de decaimiento	Razón de decaimiento
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	100 %
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.41 %
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.83 %
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	10.83 %
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.52 %
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.31 %
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.30 %

Tabla 1.2: Algunos modos de decaimiento de los leptones μ y τ

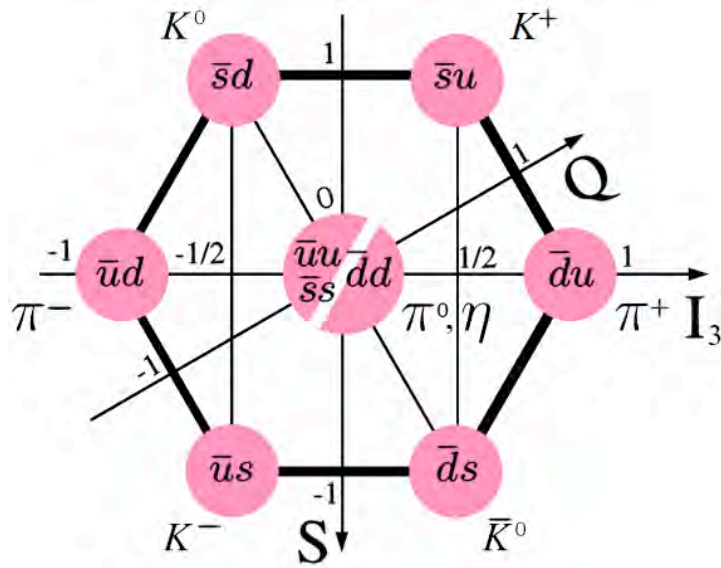


Figura 1.1: Octete de mesones pseudoescalares

este número cuántico. Este último número, junto con el número bariónico, definen un número cuántico adicional, llamado hipercarga, Y , definido como $Y \equiv B + S$.

Si consideramos a los quarks ligeros, es decir, el doblete que forman u (extrañeza $S = 0$, isospín $I_3 = 1/2$, número bariónico $B = 1/3$ hipercarga $Y = 1/3$) y d (extrañeza $S = 0$, isospín $I_3 = -1/2$, número bariónico $B = 1/3$ hipercarga $Y = 1/3$), con el singulete s (extrañeza $S = -1$, isospín $I_3 = -1/2$, número bariónico $B = 1/3$ hipercarga $Y = -2/3$), existen 9 posibilidades de combinarlos para obtener mesones, los cuales se acomodan en un octete más un singulete. El octete se muestra en la figura 1.1 y está acomodado según la extrañeza S , la carga eléctrica Q y la proyección del isospín I_3 . El singulete de mesón corresponde al mesón η' , el cual es una combinación de $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ y $s\bar{s}$ al igual que η .

Los estados ligados a un quark b y un antiquark \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} o \bar{c} , son identificados como los mesones B^- , \bar{B}^0 , \bar{B}_s y B_c^- , respectivamente. Estudios experimentales del decaimiento de b se han llevado a cabo en colisiones de e^+e^- a resonancias del $\Upsilon(4S)$ por los detectores ARGUS, CLEO, Belle y BaBar.

1.2. Interacciones

Siguiendo con el Modelo Estándar, aparte de las partículas fundamentales (leptones y quarks) también existen tres interacciones fundamentales: electromagnética, débil y fuerte, y cada una es mediada por distintos bosones de espín 1. Para explicarlas basta proponer una densidad lagrangiana (llamada lagrangiano por simplicidad), obtener las ecuaciones de movimiento para cualquier campo y a partir de éste, obtener las interacciones. De hecho, los términos del lagrangiano con términos cuadráticos de los campos corresponden a los propagadores, mientras que los demás términos con los campos corresponden a vértices de interacción. Por otro lado, si el lagrangiano se conserva después de hacer transformaciones continuas al campo, según el teorema de *Noether*, implica una cantidad conservada. Por ejemplo, para el caso de una partícula masiva, libre y escalar (con espín $s = 0$), se tiene el lagrangiano de Klein-Gordon:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - m^2\phi^2)$$

El término con las parciales del campo escalar es el término cinético, mientras que el otro corresponde al término de masa ya que m^2 es un coeficiente constante del cuadrado del campo. Como es el lagrangiano de una partícula libre, no hay ningún término que corresponda a interacción.

Ahora consideremos una transformación de fase correspondiente a las del grupo $U(1)$, es decir,

$$\phi \rightarrow e^{iq}\phi$$

entonces el lagrangiano transforma como

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \frac{1}{2}e^{2iq}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - m^2\phi^2)$$

Es decir, a partir de la transformación $\phi \rightarrow e^{iq}\phi$ se tiene que $\mathcal{L} \rightarrow e^{2iq}\mathcal{L}$, por lo que la carga no es una cantidad que se conserve bajo esta transformación, obligando a que la partícula descrita sea neutra.

Si ahora describimos un campo complejo $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ y su conjugado ϕ^* , su lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi - m^2\phi^*\phi)$$

es invariante bajo la transformación $\phi \rightarrow e^{iq}\phi$ y la carga q se conserva, así ϕ representa una partícula de espín cero, masiva y cargada, y ϕ^* es su correspondiente antipartícula, con los mismos números cuánticos pero de carga

opuesta. Como q es constante, la transformación $\phi \rightarrow e^{iq}\phi$ es una transformación de norma *global*.

Podemos considerar una transformación *local* simplemente considerando un parámetro, α , que dependa de la posición, es decir

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi \quad (1.1)$$

La transformación del lagrangiano incluye un término que rompe con la invariancia, proporcional a $\partial_\mu\alpha(x)$.

Una vez más, recordemos que buscamos invariancia en el lagrangiano para poder encontrar cantidades conservadas, por lo que es necesaria la definición de la derivada covariante

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.2)$$

donde A_μ es un campo de norma de espín 1 que transforma como

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.3)$$

Así

$$\begin{aligned} D_\mu\phi \rightarrow D_\mu e^{i\alpha(x)}\phi &= [\partial_\mu - ie(A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x))]e^{i\alpha(x)}\phi \\ &= e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\phi + ie^{i\alpha(x)}\phi\partial_\mu\alpha - ieA_\mu e^{i\alpha(x)}\phi - i\partial_\mu\alpha e^{i\alpha(x)}\phi \\ &= e^{i\alpha(x)}(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi \\ &= e^{i\alpha(x)}D_\mu\phi \end{aligned}$$

Sustituyendo en el lagrangiano obtenemos

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) - m^2\phi^*\phi = \partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi - ie(\partial_\mu\phi)^*A_\mu\phi + ieA_\mu\phi^*(\partial^\mu\phi) + \dots$$

El segundo y tercer términos del lagrangiano, corresponden a términos de interacción, representados genéricamente en el diagrama de Feynman de la Figura 1.2.

En conclusión, a partir de una partícula libre, al imponer la invariancia de norma en el lagrangiano, se obtiene una teoría con interacciones, mediada por una partícula de espín 1 y de masa 0 (esto último por lo mismo de la invariancia de norma).

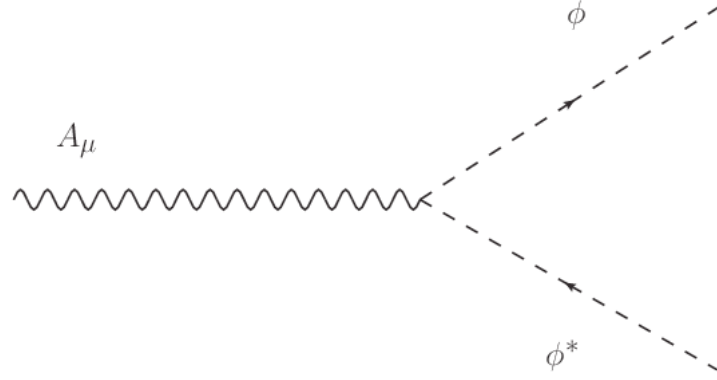


Figura 1.2: Interacción de un fotón con campos escalares

1.2.1. Interacción electromagnética

Para partículas de espín 1/2 con masa m , el lagrangiano correspondiente es el de Dirac:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

Una vez más, podemos considerar la transformación de norma local de $U(1)$, es decir,

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{i\alpha}\psi \\ \partial_\mu &\rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \end{aligned} \quad (1.4)$$

para garantizar la invariancia del lagrangiano. El campo A_μ se identifica con el fotón, por lo cual debemos agregar un término en el lagrangiano (invariante bajo la transformación del mismo campo, es decir, sin término de masa) que corresponda a su energía cinética, por lo que se define el tensor invariante de norma, $F_{\mu\nu}$, de la siguiente manera:

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Incluyendo las transformaciones (1.4) y el término cinético del campo A_μ en el lagrangiano de Dirac, obtenemos el lagrangiano de QED:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - ie\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

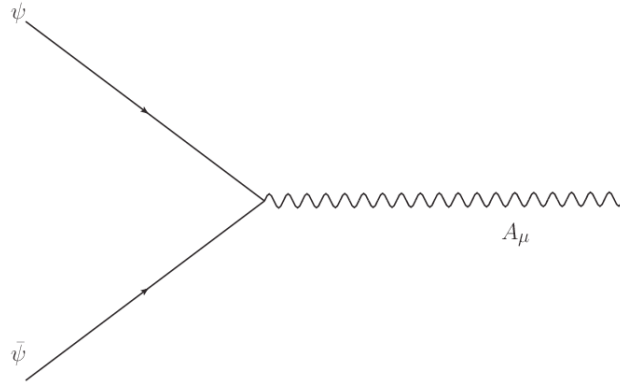


Figura 1.3: Interacción de un fotón con campos de espín 1/2

El tercer término es el único término de interacción y su diagrama correspondiente se muestra en la Figura 1.3, donde el vértice de interacción es proporcional a $e\gamma^\mu$.

1.2.2. Interacción fuerte

Los quarks son partículas que interactúan fuertemente. El lagrangiano de un quark libre de masa m es el siguiente:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi$$

La interacción fuerte corresponde a una transformación de norma local $SU(3)$, que tiene asociados números cuánticos de color (rojo, azul y verde).

En general, para cada $SU(N)$ hay $N^2 - 1$ generadores, por lo que para $SU(3)$ se tienen ocho generadores. Correspondientemente, para restablecer la invariancia de norma local del lagrangiano se necesitan ocho campos de norma sin masa, los gluones.

Las transformaciones que permiten conservar la invariancia de norma local correspondientes a $SU(3)$ son las siguientes:

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow e^{i\lambda_a\alpha_a}\psi \\ \partial_\mu &\rightarrow \partial_\mu + ig_s\lambda_a G_\mu^a \\ G_\mu^a &\rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g_s}\partial_\mu\alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c\end{aligned}$$

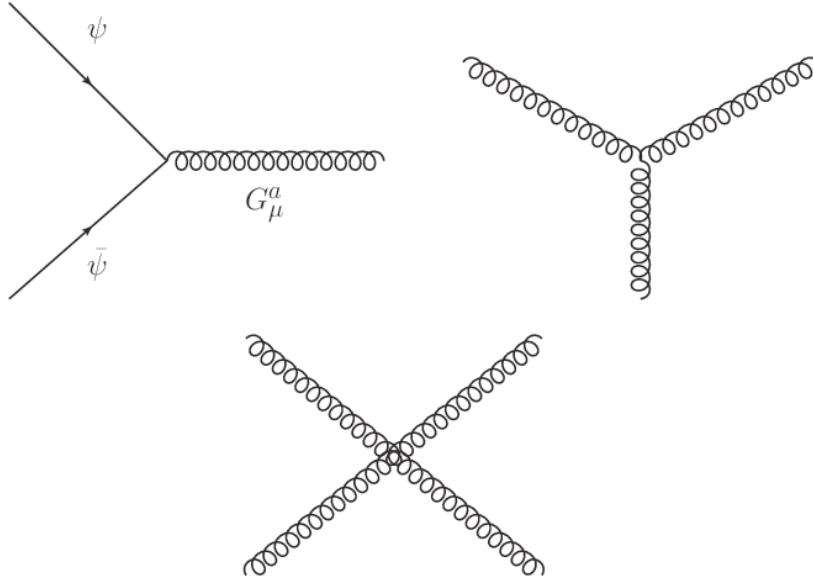


Figura 1.4: Interacciones de gluones y quarks

donde f_{abc} son las constantes de estructura del grupo, g es la constante de acoplamiento fuerte, α_a es un parámetro análogo a $\alpha(x)$ para el grupo $U(1)$, G_μ^a son los campos de norma llamados gluones y λ_a , con $a = 1, \dots, 8$, son los generadores de $SU(3)$ (las matrices de Gell-Mann).

Una vez más, hay que incluir un término cinético para los gluones que sea invariante, por lo que se define

$$G_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c$$

Así, el lagrangiano de QCD queda como

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - g_s(\bar{\psi}\gamma^\mu \lambda_a \psi)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

Los diagramas de Feynman para este caso se muestran en la Figura 1.4. Como se puede observar del último término cinético de \mathcal{L} , ahora hay interacciones permitidas entre tres y cuatro gluones.

1.2.3. Interacción débil

La interacción débil corresponde a una transformación de simetría local $SU(2)$, lo cual se puede considerar por medio de:

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow e^{i\alpha_a \frac{\tau_a}{2}} \psi \\ \partial_\mu &\rightarrow \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \\ W_\mu^a &\rightarrow W_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - \epsilon_{abc} W_\mu^b \alpha_c\end{aligned}$$

como ya se mencionó antes, el número de generadores para cada $SU(N)$ debe ser $N^2 - 1$, por lo que en este caso tenemos tres de éstos: τ_a con $a = 1, 2, 3$. Una vez más, los campos de norma deben ser sin masa para garantizar la invariancia del lagrangiano. El problema es que hay evidencia de que estos campos sí tienen masa. Por ejemplo en el decaimiento beta, $n \rightarrow pe\bar{\nu}_e$, descrito en la teoría de Fermi, se le asocia un vértice de interacción efectiva con una magnitud de $G_F = 1.166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$, lo cual da indicios de mediadores masivos de la interacción débil, del orden de $200 GeV$.

Por otro lado, cualquier fermión, ψ , se puede descomponer en su parte izquierda y derecha de la siguiente forma:

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi + \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi$$

los subíndices L y R se refieren a izquierdo y derecho, respectivamente. γ^5 es el producto de las cuatro matrices *gamma*, es decir $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

La interacción débil, correspondiente a la simetría de norma $SU(2)$, sólo aplica a la parte izquierda de los fermiones y, como ya sabemos, un término de masa en el lagrangiano, corresponde a una constante que acompaña a los cuadrados de los campos, es decir,

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.5)$$

por lo que su masa no es invariante bajo esta simetría, lo cual se solucionaría si suponemos que no fueran masivos. Sin embargo, se ha comprobado que sí lo son, lo cual era otro problema para el modelo estándar.

Para recuperar las masas de los mediadores débiles y de los fermiones, sin perder la invariancia del lagrangiano, se introduce el rompimiento espontáneo de simetría que se muestra a continuación.

Rompimiento espontáneo de simetría de norma local

Consideremos el siguiente lagrangiano para los campos escalares complejos $\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$ y $\phi^* = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}}$ interactuando con un potencial V [2]:

$$\mathcal{L} = T - V = (\partial_\mu \phi)^* (\partial_\mu \phi) - (\mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2) \quad (1.6)$$

La invariancia de norma local $U(1)$ de \mathcal{L} , se obtiene tomando en cuenta las transformaciones (1.1), (1.2) y (1.3).

Para garantizar la existencia del mínimo del potencial, se requiere $\lambda > 0$. Si $\mu^2 > 0$, el tercer término del lagrangiano corresponde a un término de masa. Para el caso en el que $\mu^2 < 0$ no sucede lo mismo, pues no existen masas negativas, y representa un término de interacción.

Para hacer el rompimiento espontáneo de la simetría de norma local, podemos reescribir el lagrangiano, en términos de sus componentes reales, como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2$$

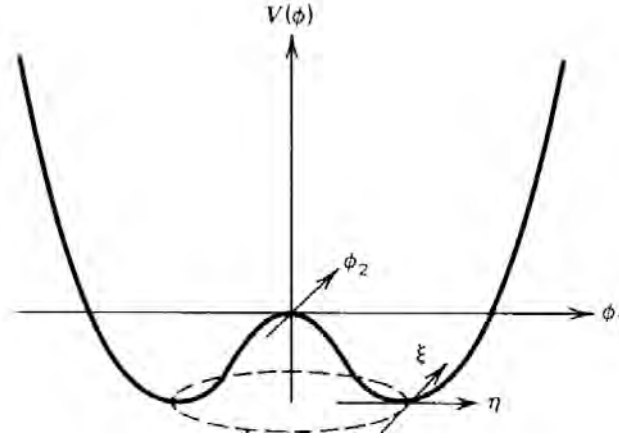


Figura 1.5: Potencial V para el caso $\mu^2 < 0$

El potencial V , mostrado en la figura 1.5, es simétrico con respecto al origen, pero ese punto corresponde a un punto de equilibrio inestable. El rompimiento de la simetría consiste en llevar al sistema a su estado de mínima energía, el cual deja de ser simétrico. Esa posición está dada por el mínimo del potencial, el cual se obtiene al resolver

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \right) = 0$$

La solución $\phi_1^2 + \phi_2^2 = 0$ representa un máximo local, mientras que el mínimo se obtiene cuando

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$$

con

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

Utilizando cálculos perturbativos, podemos reescribir al mínimo considerando fluctuaciones alrededor de éste como

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + h(x) + i\xi(x)]$$

donde h y ξ son campos reales. Cuando sustituimos esto en el término cinético del lagrangiano, omitiendo los argumentos de h y ξ , tenemos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \mu^2 h^2 + \text{ctes. y términos cúbicos y cuadráticos en } h \text{ y } \xi$$

Podemos identificar al término $\mu^2 h^2$ como un término de masa, por lo que tenemos un campo masivo h de masa $\sqrt{-2\mu^2}$ y un campo ξ no masivo llamado bosón de *Goldstone*. Si además utilizamos la derivada covariante en el lagrangiano, obtenemos un término de masa para el campo A_μ .

En conclusión, a partir de los dos campos no masivos que teníamos, queda un campo de norma masivo, A_μ , y dos nuevos campos escalares h , masivo, y ξ , no masivo.

Para trabajar a nivel de dobletes, veamos lo que sucede con simetrías de norma locales $SU(2)$, donde consideraremos el siguiente lagrangiano:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

con ϕ un doblete complejo que se puede escribir en términos de cuatro campos de la siguiente manera

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Considerando las transformaciones locales de $SU(2)$ antes mencionadas:

$$\begin{aligned}\phi &\rightarrow e^{i\alpha_a \frac{\tau_a}{2}} \phi \\ \partial_\mu &\rightarrow \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \\ W_\mu^a &\rightarrow W_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a - \epsilon_{abc} W_\mu^b \alpha_c\end{aligned}$$

el lagrangiano final resulta ser

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi + ig \frac{\tau_a}{2} W^{\mu a} \phi) - (\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a}$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

Una vez más, el caso interesante es cuando $\mu^2 < 0$, que para el potencial

$$V = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.7)$$

el mínimo corresponde a

$$|\phi|^2 = \phi^\dagger \phi \equiv \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$$

Debido a que V se minimiza para un conjunto de puntos invariantes en $SU(2)$, se debe escoger un mínimo particular, así que, sin pérdida de generalidad, se toma $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ y $\phi_{3min}^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \equiv v^2$. Una vez más, considerando fluctuaciones alrededor del mínimo, se tiene

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Para mostrar cómo se generan los términos de masa de los campos de norma, debemos sustituir ϕ en el lagrangiano. El término que tiene $(D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$ depende de los campos de norma, por lo que éste queda como:

$$\begin{aligned} & (\partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a)^\dagger \phi^\dagger (\partial^\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W^{\mu a}) \phi \\ &= \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi + ig \frac{\tau_a}{2} W^{\mu a} \partial_\mu \phi^\dagger \phi - ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^{a\dagger} \phi^\dagger \partial^\mu \phi + g^2 \frac{\tau_a^2}{4} W_\mu^{a\dagger} W^{\mu a} \phi^\dagger \phi \end{aligned}$$

Al evaluar en el mínimo, el último término corresponde a la masa:

$$\left| ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \phi \right|^2 = \frac{g^2}{8} \left| \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{g^2 v^2}{8} [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2]$$

una vez más, comparando con un término de masa $\frac{1}{2}m^2 W^2$ se tienen 3 bosones masivos con masa correspondiente a

$$M_{Wi} = \frac{gv}{2}$$

Con esto hemos mostrado cómo funciona el rompimiento espontáneo de simetría para el caso de $SU(2)$ y cómo se generan los términos de masa de los bosones de norma.

Si ahora consideramos el grupo $SU(2)_L \times U(1)_L$ correspondiente al sector electrodébil del modelo estándar, elijamos el campo de tal forma que mantenga la invariancia de norma y pertenezca a este grupo, es decir,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Como queremos generar las masas de los bosones de norma, repetimos el procedimiento del rompimiento espontáneo de simetría, con el mismo potencial (1.7), considerando $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$. El mínimo es

$$\phi_{min} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

donde $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Pero para este grupo, la derivada covariante corresponde a $D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu$, por lo que ahora el término de masa se obtiene a partir de:

$$\begin{aligned} |(-ig \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu) \phi|^2 &= \frac{1}{8} v^2 g^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + \frac{1}{8} v^2 (gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2 \\ &= \frac{g^2 v^2}{4} [W_\mu^+ W^{-\mu}] + \frac{v}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \end{aligned}$$

con

$$W^\pm \equiv \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}}$$

donde $| \cdot |^2$ se escribe como abreviatura de $(\cdot)^\dagger(\cdot)$. Por lo que el primer término se identifica con la masa de tal forma que

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad (1.8)$$

Definiendo un ángulo θ_W (conocido como el ángulo de Weinberg) de tal forma que $\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$, $\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ y $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$, podemos diagonalizar la matriz 2×2 del lado derecho de la expresión anterior:

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

Así, sustituyendo en el término de masa

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_Z^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

se tiene que

$$(M_Z)^2 = \frac{v^2}{4}(g^2 + g'^2)$$

y por lo tanto

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (1.9)$$

Se puede definir el parámetro ρ de tal forma que, como predicción del modelo estándar:

$$\rho \equiv \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W} = 1. \quad (1.10)$$

A continuación se muestran los valores experimentales de las masas de los bosones débiles [1]

$$M_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$$

$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

Por consistencia con la predicción del modelo estándar, $\cos \theta_W = 0.88$, que corresponde a un ángulo del orden de 30° .

Con ésto mostramos que el rompimiento de simetría de $SU(2) \times U(1)$ genera las masas de los tres bosones mediadores de la interacción débil, a partir de los cuatro campos escalares que se tenían al principio, además de un campo escalar, físico y masivo, $h(x)$, llamado el “campo de Higgs”; por otro lado, el campo A_μ permanece sin masa, como consecuencia de la simetría remanente electromagnética de $U(1)$.

Para explorar lo que sucede con el rompimiento de simetría en la parte fermiónica, consideremos los siguientes lagrangianos, uno para los leptones, l y uno para los quarks:

$$\mathcal{L}_3 = -G_l \left[(\bar{\nu}_l \ \bar{l})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} l_R + \bar{l}_R (\phi^- \ \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.11)$$

$$\mathcal{L}_4 = -G_d (\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R - G_u (\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_R + H.C. \quad (1.12)$$

donde G_l , G_d y G_u son constantes arbitrarias, y en el mínimo

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$$

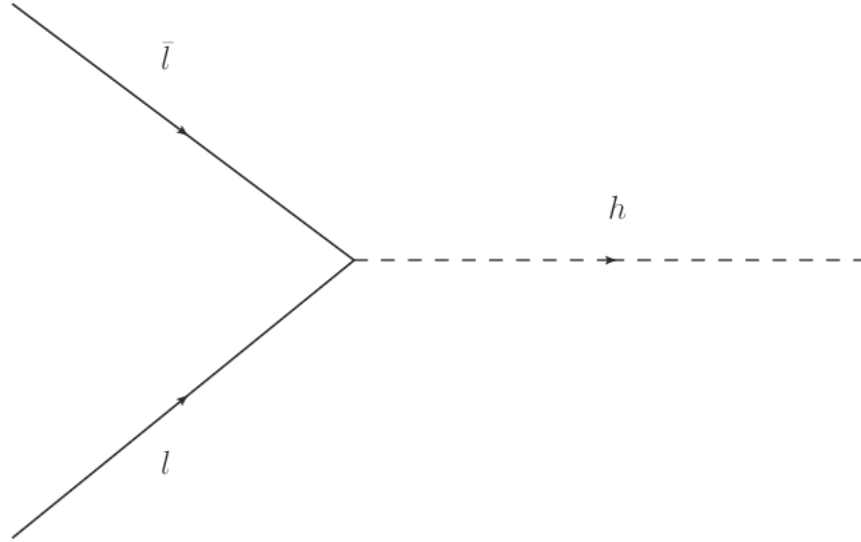
$$\begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix}$$

En general, en \mathcal{L}_3 y \mathcal{L}_4 hay mezclas entre los dobletes y singuletes, por lo que no son diagonales en las masas. Al sustituir en (1.11) tenemos:

$$\mathcal{L}_3 = -\frac{G_l}{\sqrt{2}} v (\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L) - \frac{G_l}{\sqrt{2}} (\bar{l}_L l_R + \bar{l}_R l_L) h$$

El primer término corresponde a la masa de los leptones mientras que el segundo corresponde a la interacción, como se muestra en la figura (1.6). De hecho, al comparar con (1.5), la masa correspondiente de cada leptón se puede escribir como

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

Figura 1.6: Interacción de leptones con el bosón h

Para el caso de los quarks, de (1.12) se sigue que:

$$\mathcal{L}_4 = -m_d \bar{d}d - m_u \bar{u}u - \frac{m_d}{v} \bar{d}dh - \frac{m_u}{v} \bar{u}uh = -m_d \bar{d}d \left(1 + \frac{h}{v}\right) - m_u \bar{u}u \left(1 + \frac{h}{v}\right)$$

donde m_d y m_u son las masas de los quarks tipo *down* y tipo *up*, respectivamente.

Una vez más, como G_l , G_d y G_u son constantes arbitrarias, no es posible predecir las masas de los fermiones, pero ya recuperamos el término de éstas. Por último, el rompimiento de simetría es una forma genérica de generar masas y se utilizará más adelante para hablar del modelo de *dos dobletes de Higgs*.

Corrientes fermiónicas

Consideremos la expresión del lagrangiano fermiónico invariante bajo $SU(2) \times U(1)$, el cual está en términos de los mediadores masivos:

$$\mathcal{L} = \sum_{m=1}^F [\bar{q}_{m_L}^0 i \not{\partial} q_{m_L}^0 + \bar{l}_{m_L}^0 i \not{\partial} l_{m_L}^0 + \bar{u}_{m_R}^0 i \not{\partial} u_{m_R}^0 + \bar{d}_{m_R}^0 i \not{\partial} d_{m_R}^0 + \bar{e}_{m_R}^0 i \not{\partial} e_{m_R}^0 +$$

$$- \frac{g}{2\sqrt{2}} (J_\mu^W W^\mu + J_\mu^{W^\dagger} W^{\mu\dagger}) - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} J_Q^\mu A_\mu - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} J_Z^\mu Z_\mu]$$

q y l son los dobletes de quarks y leptones, respectivamente; e representa a los leptones derechos; u y d son los singuletes de los quarks del sector *up* y *down*, respectivamente; F es el número de familias; el superíndice 0 indica los eigenestados de interacción; y los subíndices R y L se refieren a las partes derecha e izquierda, respectivamente. La corriente cargada fermiónica, para cada familia, se define como:

$$J_W^{\mu\dagger} = 2\bar{\nu}_L^0 \gamma^\mu e_L^0 + 2\bar{u}_L^0 \gamma^\mu d_L^0 \quad (1.13)$$

En (1.11) y (1.12) pueden estar mezclados los dobletes y singuletes. Para poder diagonalizar, se definen los eigenestados de masa, que se puede obtener por medio de una rotación de los eigenestados de interacción, es decir,

$$\begin{aligned} u_L &= A_L^{u\dagger} u_L^0 \\ d_L &= A_L^{d\dagger} d_L^0 \\ e_L &= A_L^{e\dagger} e_L^0 \\ \nu_L &= A_L^{\nu\dagger} \nu_L^0 \end{aligned}$$

Si se sustituyen estas relaciones en (1.13), quedan productos de las matrices de cambio de base, que resultan ser matrices arbitrarias unitarias. Se les denota $V_{PMNS} = A_L^\nu A_L^{e\dagger}$ para el caso leptónico y $V_{CKM} = A_L^u A_L^{d\dagger}$ para los quarks. Así, la corriente se puede redefinir como

$$\begin{aligned} & (\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\tau) \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} V_{PMNS} \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \\ & + (\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} V_{CKM} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.14)$$

En este trabajo consideramos a los neutrinos no masivos, por lo que $V_{PMNS} = 1$. Más adelante se hablará con más detalle sobre la matriz de CKM .

Sólo por completez, a continuación se presentan las corrientes neutras: la electromagnética J_Q^μ asociada al fotón

$$J_Q^\mu = \sum_{m=1}^3 \left[\frac{2}{3} \bar{u}_m \gamma^\mu u_m - \frac{1}{3} \bar{d}_m \gamma^\mu d_m - e_m \bar{\gamma}^\mu e_m \right]$$

y la débil J_Z^μ asociada al bosón Z

$$J_Z^\mu = \sum_{m=1}^3 \left[\bar{u}_m \gamma^\mu u_m - \bar{d}_m \gamma^\mu d_m + \bar{\nu}_m \gamma^\mu \nu_m - e_m \bar{\gamma}^\mu e_m \right] - 2 \sin^2 \theta_W J_Q^\mu$$

donde los coeficientes de J_Q^μ corresponden a la carga eléctrica. Para este caso ya no hay superíndices 0 pues los productos de las matrices de cambio de base da 1 ya que son matrices conjugadas.

Como ejemplo, en la figura 1.7 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento β , que corresponde al término de interacción que contiene a la corriente cargada.

El valor de expectación del vacío, v , se puede estimar a partir del decaimiento $\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ mostrado en la figura 1.8. Considerando que q es el momento del bosón, del diagrama de Feynman se obtiene la siguiente amplitud [2]:

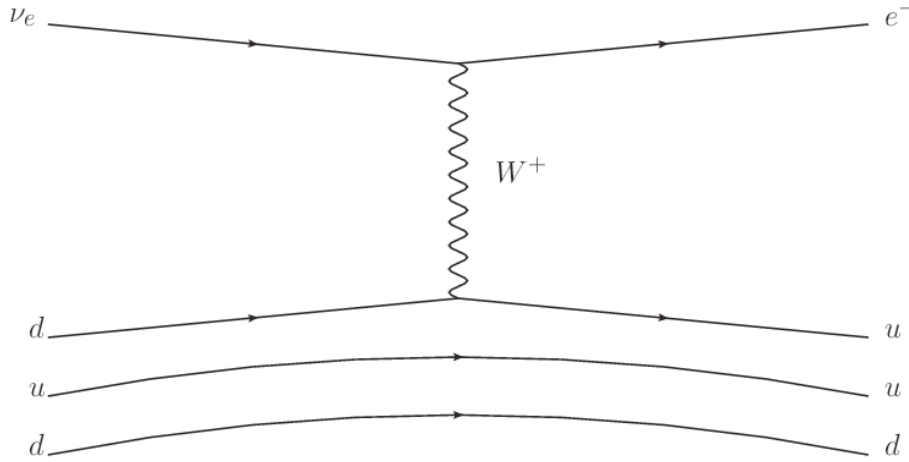
$$\mathcal{M} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\lambda \frac{(1 - \gamma^5)}{2} u_\mu \right) \left[-i \frac{g^{\lambda\nu} - \frac{q^\lambda q^\nu}{M_W^2}}{q^2 - M_W^2} \right] \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\nu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} u_{\nu_e} \right)$$

Si comparamos los vértices de interacción por medio de las reglas de Feynman con la teoría de Fermi en el límite cuando $q^2 \rightarrow 0$, tendríamos que

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.15)$$

además, de (1.8), podemos reescribir lo anterior en términos del valor de expectación del vacío como:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8\left(\frac{gv}{2}\right)^2} = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}$$

Figura 1.7: Decaimiento beta $n\nu_e \rightarrow pe^-$

Por lo tanto, el valor de expectación del vacío tiene un valor de

$$v = \left(\frac{1}{\sqrt{2}G_F} \right)^{1/2} = 246 \text{ GeV}$$

1.3. Matriz de mezclas

Regresando al término cargado del lagrangiano fermiónico (1.14), V_{PMNS} y V_{CKM} corresponden a los términos de *mezcla* entre las partículas (cambios de base entre los eigenestados de interacción y los eigenestados de masa $u = A^\dagger u^0$). Si se considera a los neutrinos como partículas sin masa, como ya se mencionó, $V_{PMNS} = 1$ corresponde, únicamente, al cambio de base entre los eigenestados del electrón, los cuales pueden normalizarse; mientras que V_{CKM} es una matriz unitaria, compleja, de $F \times F$ con $(F - 1)^2$ parámetros libres (F representa al número de familias) de los cuales $\frac{F(F-1)}{2}$ corresponden a rotaciones. Además, por ser compleja, debe contener $(F - 1)^2 - \frac{F(F-1)}{2} = \frac{(F-1)(F-2)}{2}$ fases. Si consideramos $F = 2$ familias de quarks, hay un único ángulo de rotación sin ninguna fase y la matriz correspondiente es:

$$V_{Cabibbo} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}$$

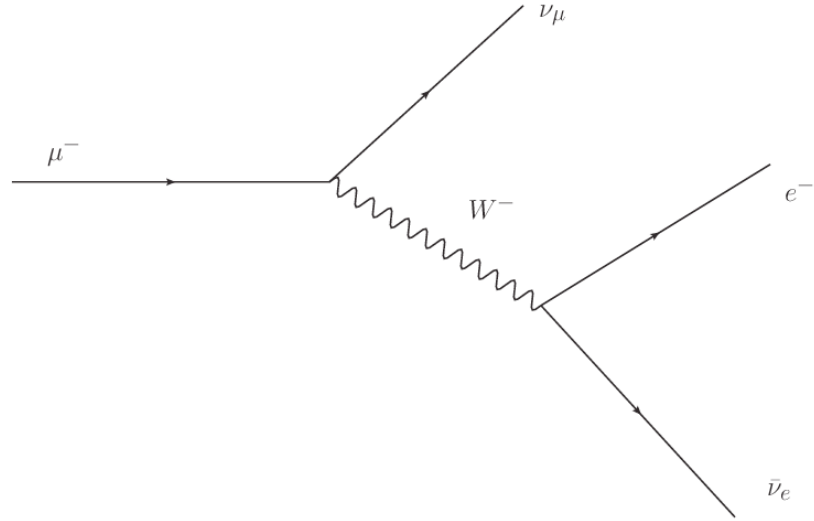


Figura 1.8: Decaimiento del muon

Entonces, el término de la corriente queda como

$$2 (\bar{u} \quad \bar{c})_L \gamma^\mu V_{Cabibbo} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L = \\ 2\bar{u}_L \gamma^\mu (d_L \cos \theta_C + s_L \sin \theta_C) + 2\bar{c}_L \gamma^\mu (-d_L \sin \theta_C + s_L \cos \theta_C)$$

θ_C es el ángulo de Cabibbo y es de, aproximadamente, 13° , por lo que los procesos favorecidos de Cabibbo son $d \rightarrow u$ y $c \rightarrow s$, mientras que los procesos suprimidos de Cabibbo son $s \rightarrow u$ y $c \rightarrow d$. Ver Figuras 1.9 y 1.10

Matriz de CKM

Para el caso de tres familias se tienen 3 ángulos y 1 fase, a esta matriz se le llama *matriz de CKM*

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

La notación utilizada es la siguiente:

$c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, θ_{ij} es el ángulo de mezcla entre las familias i y

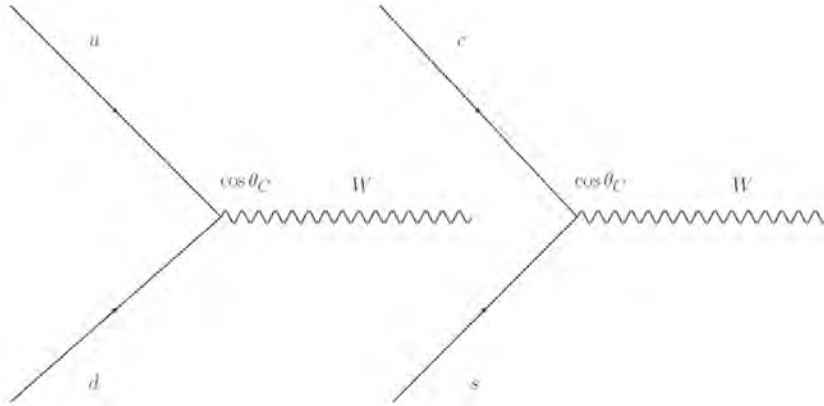


Figura 1.9: Procesos favorecidos de Cabibbo

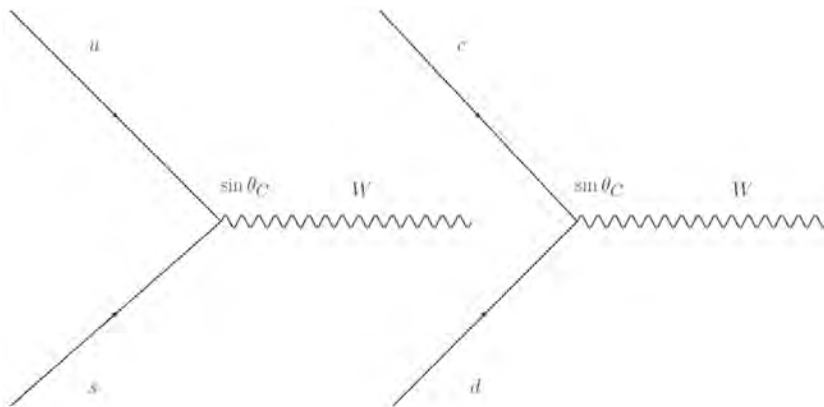


Figura 1.10: Procesos suprimidos de Cabibbo

j ($\theta_{12} \sim \theta_C$), y la fase δ es la responsable de las violaciones de CP. Las magnitudes de cada entrada se muestran a continuación [1]:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97425 \pm 0.00022 & 0.2252 \pm 0.0009 & (4.15 \pm 0.49) \times 10^{-3} \\ 0.230 \pm 0.011 & 1.006 \pm 0.023 & (40.9 \pm 1.1) \times 10^{-3} \\ (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} & (42.9 \pm 2.6) \times 10^{-3} & 0.89 \pm 0.07 \end{pmatrix}$$

Además, al imponer que la matriz sea unitaria, debe cumplirse que

$$\sum_i V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk}$$

$$\sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik}$$

Es decir, los elementos de la matriz no son completamente independientes, pues la medición de uno impone restricciones en los demás.

Por otro lado, al analizar la matriz V_{CKM} se puede concluir que no existen vértices que describan transiciones como $u \rightarrow c$, o $u \rightarrow t$, es decir, no existen corrientes neutras que cambien el sabor (FCNC por sus siglas en inglés) a este nivel. Además, es claro que los procesos suprimidos en el modelo estándar son V_{ub} , V_{cb} , V_{td} y V_{ts} . En este trabajo estamos interesados en el proceso $B \rightarrow \tau\nu$, el cual es suprimido ya que incluye al término V_{ub} .

Con esto concluimos la revisión del modelo estándar que nos será útil para poder entender, más adelante, el proceso de decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$, el cual está suprimido por dicho modelo.

Capítulo 2

El experimento Belle II

En este capítulo revisaremos las características principales del acelerador y detector del experimento Belle y las mejoras esperadas en éstos para Belle II, mostrando las luminosidades involucradas en cada experimento. Además se muestra cómo es que se hace la detección de eventos en los detectores.

2.1. Los experimentos Belle y Belle II

Desde 1999 hasta 2010 en Japón funcionaba KEKB, un acelerador asimétrico que colisionaba, a un ángulo de 22 mrad, e^+e^- a una energía de centro de masa igual a la del mesón $\Upsilon(4S)$ (un mesón formado por los quarks $b\bar{b}$ y con una masa de $10.58 GeV$), para luego decaer en un par de mesones B con un 96 % de probabilidad. Para el año 2015 se espera arrancar con el nuevo acelerador Super KEKB, que utilizará los mismos anillos de e^+e^- con algunos modificaciones. En la tabla (2.1) se muestran algunas de éstas en comparación con KEKB.

En la figura 2.1 se muestra el acelerador Super KEKB, el cual tiene la misma estructura que KEKB. En el punto de interacción del acelerador, se encontraba el detector Belle (un detector de forma cilíndrica de $7.4 m$ de ancho por $7.1 m$ de largo), para el caso de KEKB, y se encontrará Belle II (con la misma forma y dimensión) para Super KEKB. A continuación se muestran los componentes de cada detector, además, en la figura 2.2 se aprecia la comparación de cada uno.

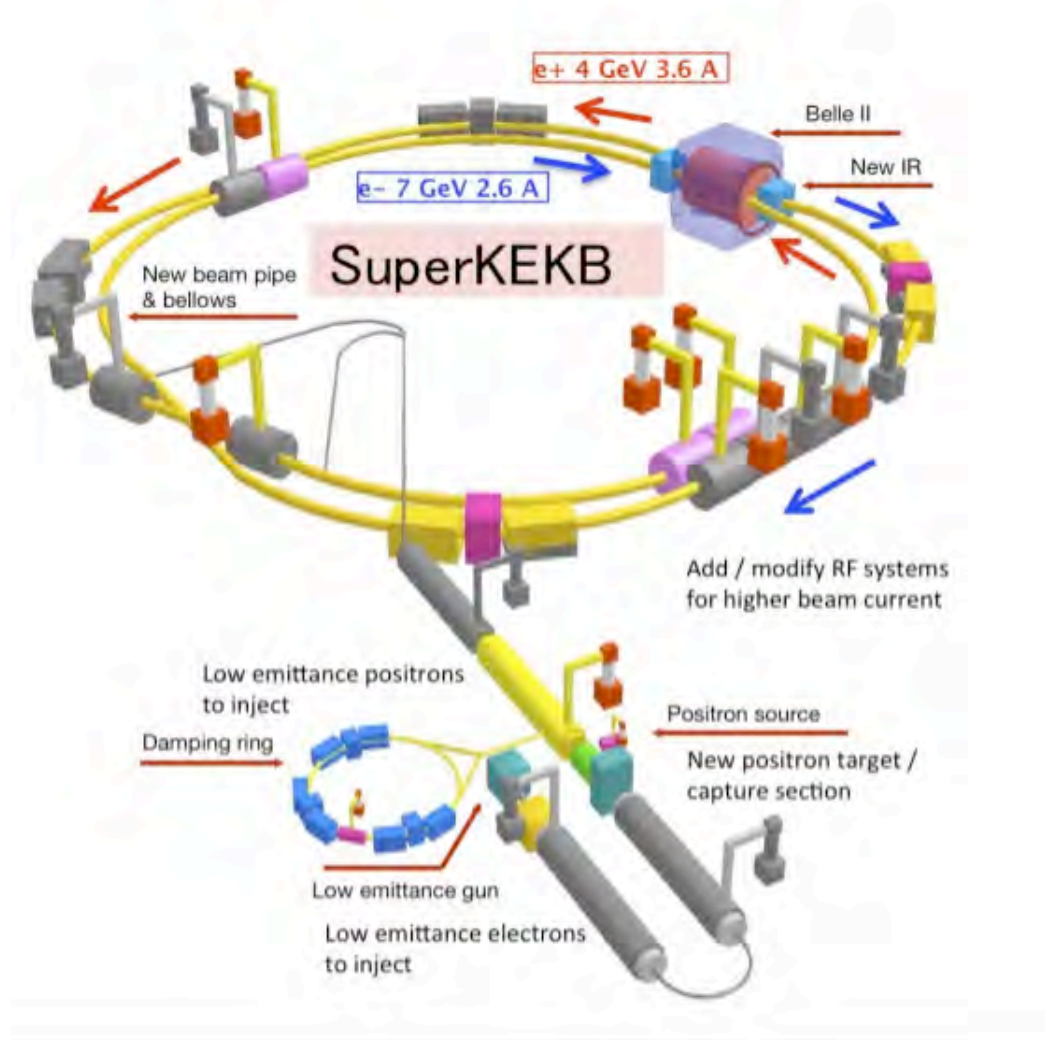


Figura 2.1: Diseño del acelerador Super KEKB [17]

Para Belle

1. Detectores SVD (Silicon Vertex Detector), de vértices de silicón que se encargan de reconstruir las trayectorias de las partículas resultantes de los decaimientos de $B\bar{B}$.
2. Una CDC (Central Drift Chamber), que es una cámara encargada de medir la energía perdida al pasar por un gas encerrado en cilindros de metal, lo que da información de partículas cargadas (por medio de sus trayectorias al ionizar el gas) y de bajo momento.
3. ACC (Aerogel Cherenkov Counters) y TOF (Time Of Flight) que son contadores Cherenkov de aerogel y de tiempo de vuelo, donde se detecta la luz emitida por las partículas cargadas que atraviesan un medio dieléctrico.
4. Un ECL (Electromagnetic Calorimeter por sus siglas en inglés) que es un calorímetro de cristales de CsI(Tl), que detecta, principalmente, fotones y π^0 del decaimiento de B, además de medir la energía de partículas por frenado.
5. Un KLM (Kaons-Long-lived & Muons, por sus siglas en inglés), que es un detector de kaones de vida larga (K_L) y muones, basado en cámaras de láminas resistivas con electrodos de vidrio (RPC: Resistive Plate Chamber, en inglés).

Para Belle II

1. Detectores de vértices de silicón (SVD) junto con detectores de pixeles (PXD, por sus siglas en inglés), para medir las coordenadas de los vértices de decaimiento del mesón B y otras partículas. Los SVD pretenden ser más ligeros, de mayor precisión e inmunes a los golpes de la señal de fondo, entre otras cosas.
2. Una CDC más grande que la de Belle, con celdas más pequeñas, además de lecturas electrónicas más rápidas
3. Los AAC y TOF de Belle serán reemplazados por un contador de tiempo de propagación (TOP, por sus siglas en inglés), que consiste en una barra plana y delgada de cuarzo, para aumentar la precisión de la medición del tiempo.

	KEKB	Super KEKB
Inicio-Final	1999-2010	2015-
Energía de los haces	e^- : 8.33 GeV	7 GeV
	e^+ : 3.64 GeV	4 GeV
Ángulo de colisión	22 mrad	83 mrad
Partículas por <i>bonche</i>	e^- : 5.25×10^{10}	6.53×10^{10}
	e^+ : 12×10^{10}	9.04×10^{10}
<i>Bonches</i> por anillo	5000	2503
Circunferencia	3016 m	3016 m
Corriente del haz	e^- : 1.2 A	2.62 A
	e^+ : 1.6 A	3.60 A
Luminosidad integrada	1 ab^{-1}	50 ab^{-1} en 2020

Tabla 2.1: Comparación de los aceleradores KEKB y Super KEKB. Para la luminosidad integrada, $1 \text{ ab} = 10^{-46} \text{ m}^2$. [5]

4. Prácticamente el mismo calorímetro (ECL) de Belle, pero ahora con cristales sólo de CsI. Las principales mejoras estarán en la electrónica.
5. El detector KLM, que cambiará las RPC por centelladores con la finalidad de mejorar la eficiencia de detección.

En la figura (2.3) se muestra la sensibilidad que se espera lograr para Belle II en distintos procesos observados, comparada con Belle en el año 2006 y LHCb¹. Los guiones en las últimas columnas indican que esos procesos no están al alcance de LHCb.

Este trabajo está enfocado, en particular, en el decaimiento puramente leptónico $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}$, en el cual Belle II espera reducir las barras de error al 10 %, del valor central, para cuando se alcance una luminosidad de 5 ab^{-1} ; y al 3 % del mismo, para cuando se alcance una luminosidad de 50 ab^{-1} , aproximadamente. En el resto del trabajo mostraremos con detalle las predicciones.

¹LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment, por sus siglas en inglés) es otro detector diseñado para estudiar violación de CP, decaimientos de hadrones formados por quarks pesados (en particular con quarks tipo b), entre otras cosas.[24]

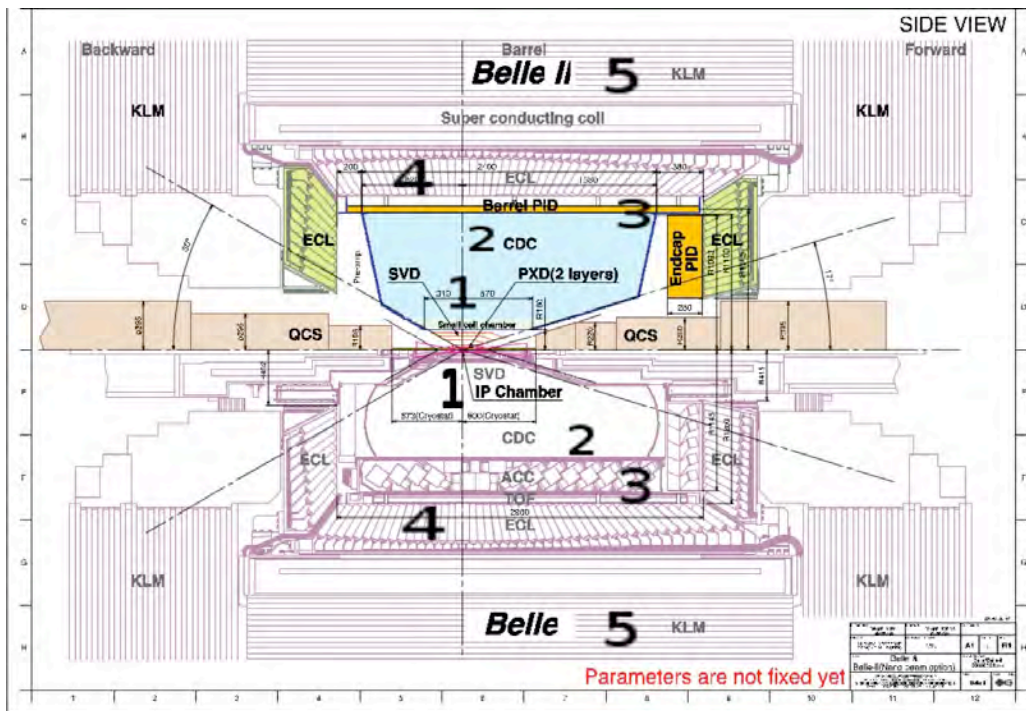
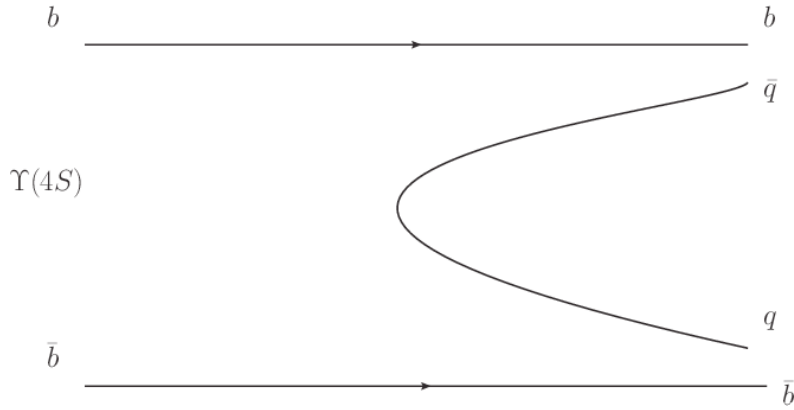


Figura 2.2: Comparación de los detectores. En la parte inferior se encuentra Belle, mientras que en la parte superior se muestra Belle II. Los números de la figura, corresponden a los componentes de cada detector (ver texto) [5].

Observable	Belle 2006	Belle II/SuperKEKB		LHCb [†]	
	($\sim 0.5 \text{ ab}^{-1}$)	(5 ab^{-1})	(50 ab^{-1})	(2 fb^{-1})	(10 fb^{-1})
Hadronic $b \rightarrow s$ transitions					
$\Delta \mathcal{S}_{\phi K^0}$	0.22	0.073	0.029		0.14
$\Delta \mathcal{S}_{\eta' K^0}$	0.11	0.038	0.020		
$\Delta \mathcal{S}_{K_S^0 K_S^0 K_S^0}$	0.33	0.105	0.037	-	-
$\Delta \mathcal{A}_{\pi^0 K_S^0}$	0.15	0.072	0.042	-	-
$\mathcal{A}_{\phi K^+}$	0.17	0.05	0.014		
$\phi_1^{eff}(\phi K_S)$ Dalitz		3.3°	1.5°		
Radiative/electroweak $b \rightarrow s$ transitions					
$\mathcal{S}_{K_S^0 \pi^0 \gamma}$	0.32	0.10	0.03	-	-
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_s \gamma)$	13%	7%	6%	-	-
$A_{CP}(B \rightarrow X_s \gamma)$	0.058	0.01	0.005	-	-
C_9 from $A_{FB}(B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-)$	-	11%	4%		
C_{10} from $A_{FB}(B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-)$	-	13%	4%		
C_7/C_9 from $A_{FB}(B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-)$	-		5%		7%
R_K		0.07	0.02		0.043
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \nu \nu)$	$\dagger\dagger < 3 \mathcal{B}_{SM}$		30%	-	-
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{*0} \nu \bar{\nu})$	$\dagger\dagger < 40 \mathcal{B}_{SM}$		35%	-	-
Radiative/electroweak $b \rightarrow d$ transitions					
$\mathcal{S}_{\rho \gamma}$	-	0.3	0.15		
$\mathcal{B}(B \rightarrow X_d \gamma)$	-	24% (syst.)		-	-
Leptonic/semileptonic B decays					
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu)$	3.5σ	10%	3%	-	-
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \mu^+ \nu)$	$\dagger\dagger < 2.4 \mathcal{B}_{SM}$	4.3 ab^{-1} for 5σ discovery		-	-
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow D \tau \nu)$	-	8%	3%	-	-
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D \tau \nu)$	-	30%	10%	-	-
LFV in τ decays (U.L. at 90% C.L.)					
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ [10^{-9}]	45	10	5	-	-
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu \eta)$ [10^{-9}]	65	5	2	-	-
$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu \mu \mu)$ [10^{-9}]	21	3	1	-	-
Unitarity triangle parameters					
$\sin 2\phi_1$	0.026	0.016	0.012	~ 0.02	~ 0.01
$\phi_2(\pi\pi)$	11°	10°	3°	-	-
$\phi_2(\rho\pi)$	$68^\circ < \phi_2 < 95^\circ$	3°	1.5°	10°	4.5°
$\phi_2(\rho\rho)$	$62^\circ < \phi_2 < 107^\circ$	3°	1.5°	-	-
ϕ_2 (combined)		2°	$\lesssim 1^\circ$	10°	4.5°
$\phi_3(D^{(*)}K^{(*)})$ (Dalitz mod. ind.)	20°	7°	2°	8°	
$\phi_3(DK^{(*)})$ (ADS+GLW)	-	16°	5°	$5-15^\circ$	
$\phi_3(D^{(*)}\pi)$	-	18°	6°		
ϕ_3 (combined)		6°	1.5°	4.2°	2.4°
$ V_{ub} $ (inclusive)	6%	5%	3%	-	-
$ V_{ub} $ (exclusive)	15%	12% (LQCD)	5% (LQCD)	-	-
$\bar{\rho}$	20.0%		3.4%		
$\bar{\eta}$	15.7%		1.7%		

Figura 2.3: Sensibilidad del detector Belle II comparada con Belle (2006) y LHCb.[5]

Figura 2.4: Decaimiento del mesón $\Upsilon(4S)$.

2.2. Luminosidad

Uno de los parámetros representativos de un colisionador es la luminosidad, que se define como el número de partículas por unidad de superficie y por unidad de tiempo

$$L = \frac{N_+ N_- f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} R_L$$

Donde N_- es el número de electrones, N_+ el número de positrones, σ_i es el tamaño del haz en x y en y , f es la frecuencia de los *bonches* y R_L es un factor de corrección geométrica que se debe al ángulo de la colisión. Además, la escala representativa de este parámetro es el *attobarn*, (ab).

Por lo tanto, reduciendo el tamaño del haz y aumentando el número de partículas, podemos obtener un aumento en la luminosidad. El objetivo para el acelerador Super KEKB es aumentar la corriente por anillo (y con ello aumentar el número de partículas) y reducir el tamaño de la interacción de los haces (es por esto último que se incrementará el ángulo al que cruzarán éstos, mencionado en la Tabla 2.1).

2.3. Detección de eventos

Al colisionar e^+e^- , como lo hace KEKB y como lo hará Super KEKB, se produce el mesón $\Upsilon(4S)$ el cual decae produciendo un par de mesones $B\bar{B}$, tal como se puede observar en la figura 2.4.

Uno de los modos de decaimiento del mesón B es $B \rightarrow \tau\nu$, en el cuál están involucrados al menos dos neutrinos (el otro proviene del decaimiento de τ , como se menciona más adelante), lo que hace a este decaimiento experimentalmente difícil de detectar. Para poder superar esta dificultad, se reconstruye a uno de los dos mesones B , llamado B_{tag} , completa (por medio de los decaimientos hadrónicos $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\rho^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}a_1^+$ y $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D_s^{*+}$) o parcialmente (por medio de los decaimientos semileptónicos $B^- \rightarrow D^{*0}l\nu$ y $B^- \rightarrow D^0l\nu$) y finalmente, las propiedades de las partículas restantes se comparan con los decaimientos esperados del otro mesón B , llamado B_{sig} , a $\tau\nu$.

El leptón τ no se puede detectar debido a su corto tiempo de vida ($2.91 \times 10^{-13} s$), pero se puede detectar por medio de sus modos de decaimiento: los hadrónicos, que son $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\pi^- \nu_\tau$, $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ y $\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ y que representan el 81% del total; y los semileptónicos: $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ y $\pi^- \nu_\tau$. Belle utiliza el etiquetado semileptónico para poder reconstruir a τ

Los neutrinos tampoco pueden ser detectados directamente, pero se pueden reconstruir a partir de la energía y el momento perdidos, cuya expresión en el sistema de referencia del centro de masa es:

$$E_{perdida} = 2E_{haz} - \sum_i E_i$$

$$\vec{p}_{perdido} = - \sum_i \vec{p}_i$$

donde las sumas incluyen a todas las partículas cargadas y neutras. Así, el 4-momento del neutrino es

$$p_\nu = (|\vec{p}_{perdido}|, \vec{p}_{perdido})$$

La primera evidencia en Belle de $B \rightarrow \tau\nu$ se obtuvo con 449×10^6 pares de $B\bar{B}$ y $414 fb^{-1}$ de datos ($1fb = 10^{-43} m^2$), etiquetando mesones B por modos hadrónicos. Luego, para obtener $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$ ² se utiliza la expresión

$$\mathcal{B} = \frac{N_s}{2\epsilon N_{B^+B^-}}$$

donde $N_{B^+B^-}$ es el número de eventos de $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$; N_s , el número de eventos del decaimiento de τ detectados; y ϵ , la eficiencia de detección cuyo

² \mathcal{B} se conoce como la razón de decaimiento o *Branching ratio*, y representa la probabilidad de que ocurra cierto decaimiento

valor varía para los distintos modos de decaimiento de τ . Encontrando, por primera vez, que $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu) = (1.65_{-0.37}^{+0.38+0.35}) \times 10^{-4}$ [18]. El primer error se debe a la estadística, mientras que el segundo es sistemático. A partir de esto, y tomando en cuenta que el decaimiento de $B \rightarrow \tau\nu$ se puede describir como

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu) = \frac{G_F^2 m_B m_\tau^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2}\right) f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B,$$

con τ_B el tiempo de vida media del mesón B , se obtuvo una primera restricción del producto de la constante de decaimiento f_B y el elemento V_{ub} de la matriz de CKM :

$$f_B |V_{ub}| = (9.7 \pm 1.1 \pm 1.1) \times 10^{-4} \text{ GeV}$$

Los detalles de la expresión de \mathcal{B} se muestran en el siguiente capítulo, en la sección de $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$.

Se espera que con los avances el Lattice, la detección de otros decaimientos, entre otras cosas, las barras de error de la predicción del modelo estándar se reduzcan, aproximadamente, a un 5%, del valor central, para cuando Belle alcance una luminosidad integrada de 5 ab^{-1} , y a un 2.5% del mismo, para cuando alcance una de 50 ab^{-1} . Pero esta suposición es independiente de la luminosidad que pueda alcanzar el experimento Belle.

Con estos detalles tenemos una imagen global de lo que hará Belle II. En el siguiente capítulo, se complementará esta información para poder entender los resultados del decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$.

Capítulo 3

Decaimiento leptónico del mesón B

Como se mencionó en capítulo 1, el mesón B^- se compone de los quarks b y \bar{u} y tiene distintos modos de decaimiento. En particular, este trabajo está enfocado en $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$, el cual es un proceso suprimido, por la matriz de CKM, en el modelo estándar. Desviaciones en la razón de decaimiento (\mathcal{B}), pueden ser indicadoras de física nueva.

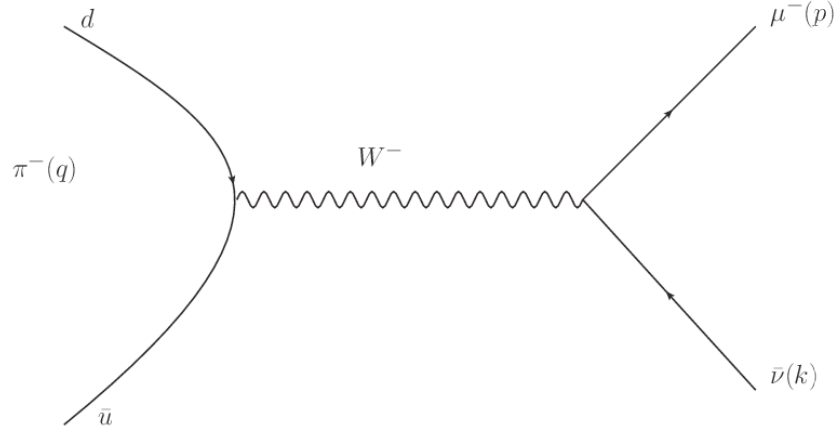
Una de las extensiones del modelo estándar es el *modelo de los dos dobletes de Higgs* (2HDM), en el cual se permite que el decaimiento $B \rightarrow \tau \nu$ sea mediado por un *Higgs cargado* que no forma parte del *modelo estándar*. Para calcular el ancho de decaimiento del mesón B, revisaremos primero el decaimiento $\pi \rightarrow \mu \nu$, el cual tiene características similares al proceso que nos interesa. Además, se discutirán los efectos de los acoplamientos de las constantes involucradas en cada decaimiento y se terminará con un breve panorama de lo que es el modelo 2HDM, junto con el cálculo de su contribución a $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$.

3.1. Decaimiento $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$

Usaremos el decaimiento del mesón π para calcular el ancho de decaimiento a dos leptones y poder usar los resultados para analizar el decaimiento del mesón B .

Primero calculemos la amplitud del decaimiento $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}$, usando las reglas de Feynman correspondientes a la interacción débil.

De la figura 3.1, considerando el término de la corriente cargada del lagran-

Figura 3.1: $\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}$

giano fermiónico (1.14), la amplitud debe de ser de la forma

$$\mathcal{M} = (\dots)^\mu \bar{u}_p \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v_k \quad (3.1)$$

El paréntesis (\dots) debe contener información de la parte izquierda del diagrama, es decir, debe contener información acerca de la interacción de los quarks u y d que forman al pión. Además, el índice μ de éste se debe a que \mathcal{M} debe ser invariante de Lorentz. Como π no tiene espín la única contribución posible es su momento q^μ . Así, definimos

$$(\dots)^\mu \equiv q^\mu f_\pi$$

a f_π se le conoce como la constante de decaimiento del mesón π (tiene un valor de $130.41 \pm 0.03 \pm 0.2 \text{ MeV}$ donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático) y resume la información de la interacción fuerte de los quarks \bar{u} y d . Regresando a la amplitud de decaimiento de $\pi \rightarrow \mu \nu$ tenemos:

$$\mathcal{M} = \left[\frac{g}{2\sqrt{2}} V_{ud} q_\mu f_\pi \right] \left[-i \frac{g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_W^2}}{q^2 - M_W^2} \right] \left[\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}_p \gamma_\nu (1 - \gamma^5) v_k \right] \quad (3.2)$$

V_{ud} es un elemento de la matriz CKM que contiene información de la transición de los quarks u y d en el pión. Por otro lado, $\sqrt{q^2} = m_\pi = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$, mientras que la masa del bosón W es de $M_W =$

$80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$, por lo que en el corchete correspondiente al propagador (el segundo) se puede despreciar q^2 , así la amplitud queda como

$$\mathcal{M} = i \left(\frac{g}{2\sqrt{2}M_W} \right)^2 V_{ud} q_\mu f_\pi \bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_k \quad (3.3)$$

El cuadrado de la amplitud lo podemos escribir de la siguiente manera

$$|\mathcal{M}|^2 = \left(\frac{g^2}{8M_W^2} \right)^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu [\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_k] [v_k^\dagger (1 - \gamma^5)^\dagger \gamma^{\nu\dagger} \bar{u}_p^\dagger] \quad (3.4)$$

Por definición, $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$, por lo que en el segundo corchete podemos utilizar que

$$\bar{u}^\dagger = \gamma^{0\dagger} u^{\dagger\dagger} = \gamma^0 u$$

Además, por las propiedades de las matrices *gamma*,

$$\gamma^{\nu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\nu \gamma^0$$

$$\{\gamma^5, \gamma^\nu\} = 0$$

$$\gamma^0 \gamma^0 = 1$$

se tiene que

$$\begin{aligned} v_k^\dagger (1 - \gamma^5) \gamma^{\nu\dagger} \bar{u}_p^\dagger &= v_k^\dagger (1 - \gamma^5) \gamma^0 \gamma^\nu \gamma^0 \gamma^0 u_p \\ &= v_k^\dagger \gamma^0 (1 + \gamma^5) \gamma^\nu u_p \\ &= \bar{v}_k (1 + \gamma^5) \gamma^\nu u_p \end{aligned} \quad (3.5)$$

Sustituyendo (3.5) en (3.4) y utilizando la definición de la *constante de Fermi* (1.15):

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$$

se sigue que

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{G_F^2}{2} V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu \bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_k \bar{v}_k (1 + \gamma^5) \gamma^\nu u_p$$

Sumando sobre polarizaciones (los espines del par de leptones), la expresión es la siguiente

$$|\bar{\mathcal{M}}|^2 = \frac{G_F^2}{2} V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu \sum_s \bar{u}_{p_\alpha}^{(s)} \gamma_{\alpha\beta}^\mu (1 - \gamma^5)_{\beta\gamma} \sum_{s'} v_{k_\gamma}^{(s')} \bar{v}_{k_\delta}^{(s')} (1 + \gamma^5)_{\delta\lambda} \gamma_{\lambda\theta}^\nu u_{p_\theta}^{(s)}$$

pero considerando neutrinos sin masa y que

$$\begin{aligned} \sum_{pol} u \bar{u} &= \not{p} + m \\ \sum_{pol} v \bar{v} &= \not{p} - m \end{aligned}$$

se tiene

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu ((\not{p} + m_\mu)_{\theta\alpha} \gamma_{\alpha\beta}^\mu (1 - \gamma^5)_{\beta\gamma} \not{k}_{\gamma\delta} (1 + \gamma^5)_{\delta\lambda} \gamma_{\lambda\theta}^\nu) \\ &= \frac{G_F^2}{2} V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu Tr [(\not{p} + m_\mu) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k} (1 + \gamma^5) \gamma^\nu] \\ &= \frac{G_F^2}{2} V_{ud}^2 f_\pi^2 q_\mu q_\nu Tr [\not{p} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k} (1 + \gamma^5) \gamma^\nu] \quad (3.6) \end{aligned}$$

donde en la última igualdad se utilizó el hecho de que la traza de un número impar de γ^μ 's es cero.

Por otro lado, tomando en cuenta los teoremas de trazas siguientes:

$$\begin{aligned} Tr(\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\delta \gamma^\lambda) &= 4(g^{\alpha\beta} g^{\delta\lambda} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\lambda} + g^{\alpha\lambda} g^{\beta\delta}) \\ Tr(\gamma^5 \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\delta \gamma^\lambda) &= 4i\epsilon^{\alpha\beta\delta\lambda} \end{aligned}$$

tenemos que

$$\begin{aligned} Tr [\not{p} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k} (1 + \gamma^5) \gamma^\nu] &= Tr [\not{p} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)^2 \not{k} \gamma^\nu] \\ &= 2Tr [\not{p} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{k} \gamma^\nu] \\ &= 2Tr [\not{p} \gamma^\mu \not{k} \gamma^\nu - \not{p} \gamma^\mu \gamma^5 \not{k} \gamma^\nu] \\ &= 2Tr [\gamma^\alpha p_\alpha \gamma^\mu \gamma^\beta k_\beta \gamma^\nu - \gamma^\alpha p_\alpha \gamma^\mu \gamma^5 \gamma^\beta k_\beta \gamma^\nu] \\ &= 2 [4p_\alpha k_\beta (g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} + g^{\alpha\nu} g^{\mu\beta}) - p_\alpha k_\beta (4i\epsilon^{\alpha\mu\beta\nu})] \\ &= 8 [p^\mu k^\nu - (p \cdot k) g^{\mu\nu} + p^\nu k^\mu - ip_\alpha k_\beta \epsilon^{\alpha\mu\beta\nu}] \end{aligned}$$

y sustituyendo en (3.6) obtenemos

$$|\bar{\mathcal{M}}|^2 = 4G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 [2(q \cdot p)(q \cdot k) - (p \cdot k)q^2]$$

donde se utilizó el hecho de que el producto de un tensor simétrico ($q^\mu q^\nu$) por uno antisimétrico (el tensor de Levi-Civita $\epsilon^{\alpha\mu\beta\nu}$) es cero. Para obtener los productos punto, utilizamos la conservación de energía-momento, es decir, $q = p + k$, de donde

$$\begin{aligned} q^2 &= p^2 + k^2 + 2p \cdot k \rightarrow p \cdot k = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2} \\ p^2 &= q^2 + k^2 - 2q \cdot k \rightarrow q \cdot k = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2} \\ k^2 &= p^2 + q^2 - 2p \cdot q \rightarrow p \cdot q = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2} \end{aligned}$$

Finalmente

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}|^2 &= 4G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 \left[2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2} \right) \left(\frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2} \right) - \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2} m_\pi^2 \right] \\ &= 2G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 [m_\pi^4 - m_\mu^4 - m_\pi^4 + m_\pi^2 m_\mu^2] \\ |\bar{\mathcal{M}}|^2 &= 2G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2) \quad (3.7) \end{aligned}$$

La razón de decaimiento parcial de una partícula de masa M y momento p , en n posibles partículas con momento p_i , está dada por la expresión

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\bar{\mathcal{M}}|^2 d\phi_n(p; p_1, p_2, \dots, p_n)$$

donde $d\phi_n$ es un elemento del espacio fase de n cuerpos, dado por

$$d\phi_n = \delta^4 \left(p - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

Así que para el caso del decaimiento $\pi \rightarrow \mu\nu$, tenemos que

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2m_\pi} |\bar{\mathcal{M}}|^2 \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_\mu} \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2E_\nu} \delta^4(q - p - k) \quad (3.8)$$

pero

$$\frac{d^3p}{2E_\mu} = \int_{-\infty}^{\infty} d^4p \delta(p^2 - m_\mu^2)$$

entonces

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{(2\pi)^2 2m_\pi} \frac{d^3k}{2E_\nu} \int d^4p \delta(p^2 - m_\mu^2) \delta^4(q - p - k) \\ &= \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{(2\pi)^2 2m_\pi} \delta((q - k)^2 - m_\mu^2) \frac{d^3k}{2E_\nu} \end{aligned}$$

por otro lado, como los neutrinos no son masivos

$$|\vec{k}| = E_\nu$$

así que

$$2E_\nu dE_\nu = 2|\vec{k}| d|\vec{k}|$$

además, en coordenadas esféricas

$$\begin{aligned} d^3k &= |\vec{k}|^2 d|\vec{k}| d\Omega \\ d^3k &= |\vec{k}|^2 \left(\frac{E_\nu dE_\nu}{|\vec{k}|} \right) d\Omega \\ d^3k &= |\vec{k}| E_\nu dE_\nu d\Omega \end{aligned}$$

y

$$\frac{d^3k}{E_\nu} = E_\nu dE_\nu d\Omega$$

por lo que

$$d\Gamma = \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{(2\pi)^2 4m_\pi} \delta((q - k)^2 - m_\mu^2) E_\nu dE_\nu d\Omega \quad (3.9)$$

En el sistema en reposo, $(q - k)^2 = m_\pi^2 - 2m_\pi E_\nu$, y tomando en cuenta que

$$\delta(f(x)) = \frac{\delta(x)}{f'(x)}$$

entonces,

$$\delta((q - k)^2 - m_\mu^2) = \frac{\delta\left(E_\nu - \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}\right)}{2m_\pi}$$

por lo que

$$d\Gamma = \frac{|\bar{\mathcal{M}}|^2}{(2\pi)^2 8m_\pi^2} \delta\left(E_\nu - \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}\right) E_\nu dE_\nu d\Omega$$

e integrando

$$\Gamma = \frac{G_F^2 V_{ud}^2 f_\pi^2 m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2)^2}{8\pi m_\pi^3}. \quad (3.10)$$

El ancho de decaimiento de $\pi \rightarrow \mu\nu$, considerando los valores centrales de las constantes reportadas en [1] (mostrados en la Tabla 3.1), resulta ser

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = (2.48128 \pm 0.00779) \times 10^{-14} MeV$$

Por otro lado, el valor experimental corresponde a

$$\Gamma_{exp}(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{c\hbar}{c\tau_\pi} \mathcal{B}(\pi \rightarrow \mu\nu) = (2.52806 \pm 0.00049) \times 10^{-14} MeV$$

La diferencia entre los valores del ancho de decaimiento se debe a que, en el cálculo aquí presentado, no se incluyen las correcciones radiativas [21, 22]. Debido a que los errores relativos asociados a los parámetros f_π y V_{ud} son grandes en comparación con los demás, se puede hacer un barrido de los posibles valores que pueden tomar estos dos, de tal manera que la expresión (3.10) sea capaz de reproducir el valor del ancho de decaimiento experimental. En este trabajo se hizo un programa en *Mathematica* que consiste en generar valores correspondientes a f_π y V_{ud} , y utilizarlos en la expresión analítica (3.10) para que sea consistente con el ancho de decaimiento experimental. Para esto, se consideró el intervalo de Γ_{exp} con 5σ , f_π también a 5σ , según su valor reportado en la Tabla 3.1, y V_{ud} a 10σ . Los resultados del barrido se

muestran en la figura 3.2, donde se puede apreciar que el aumento en el valor de V_{ud} implica un decremento en el valor de f_π y viceversa, es decir, V_{ud} y f_π están anticorrelacionados. Las regiones de valores presentados en la figura 3.2 son solamente ilustrativas, ya que es necesario incluir las correcciones radiativas para tener un valor más preciso.

G_F	$(1.166378 \pm 0.000006) \times 10^{-11} \text{ MeV}^{-2}$
$ V_{ud} $	0.97425 ± 0.00022
f_π	$130.41 \pm 0.03 \pm 0.20 \text{ MeV}$
m_μ	$105.6583715 \pm 0.0000035 \text{ MeV}$
m_π	$139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$
$c\tau_\pi$	7.8045 m
$c\hbar$	$197.3269718 \pm 0.0000044 \text{ MeV fm}$
\mathcal{B}	$(99.98770 \pm 0.00004) \%$

Tabla 3.1: Constantes involucradas en el decaimiento del pión y sus valores numéricos reportados en [1]

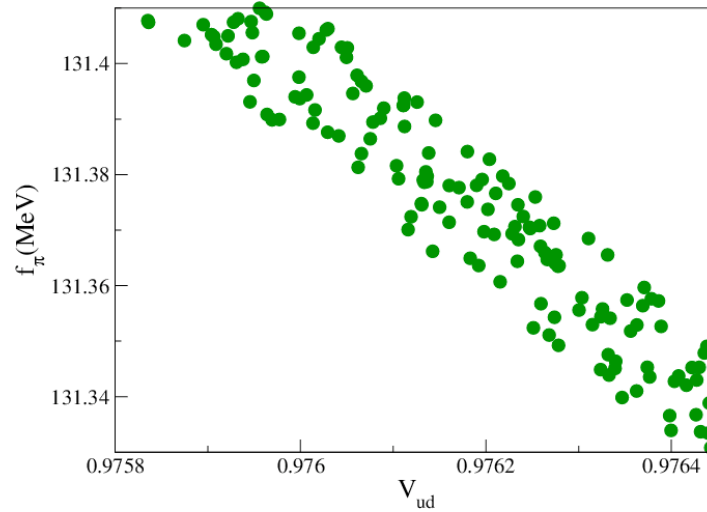
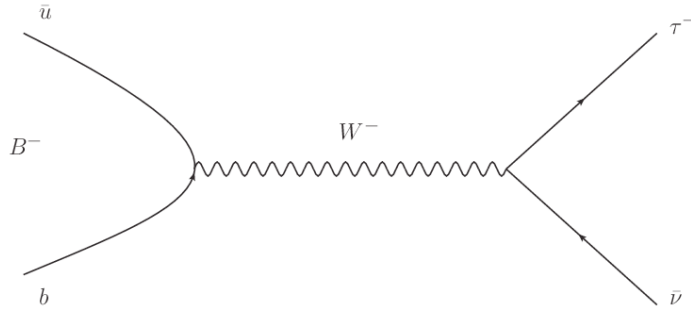


Figura 3.2: Regiones permitidas de V_{ud} y f_π consistentes con $\Gamma_{exp}(\pi \rightarrow \mu\bar{\nu})$

El proceso presentado en esta sección para calcular el decaimiento de $\pi \rightarrow \mu\nu$ incluye todos los elementos necesarios que se utilizarán para el decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$


 Figura 3.3: Decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}$

3.2. Decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}$ en el modelo estándar

Ahora estamos listos para estudiar el decaimiento $B^-(p) \rightarrow \tau^-(q) \bar{\nu}_{\tau^-}(k)$ (en los paréntesis se indica el cuadrimomento de cada partícula). El diagrama de Feynman correspondiente a éste se muestra en la figura 3.3. Ya que el pión y el mesón B tienen una estructura parecida, además de que los dos decaimientos son a dos leptones, el procedimiento para calcular su anchura de decaimiento a $\tau \bar{\nu}$ es el mismo que el del pión a $\mu \bar{\nu}$ y así, la amplitud y anchura correspondientes, utilizando las reglas de Feynman mostradas en la sección anterior, es

$$\mathcal{M} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} f_B p_\mu \bar{\tau} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu \quad (3.11)$$

$$\Gamma(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}) = \frac{G_F^2 V_{ub}^2 f_B^2 m_\tau^2 (m_B^2 - m_\tau^2)^2}{8\pi m_B^3} \quad (3.12)$$

p_μ se refiere al momento del mesón B; $\bar{\tau}$ y ν representan a los espinores de τ y ν , respectivamente; V_{ub} es una de las entradas de la *matriz de CKM*, correspondiente a la mezcla de los quarks u y b ; f_B es la constante de decaimiento del mesón B, análoga a la del pión; y $m_\tau = 1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}$ y $m_B = 5279.25 \pm 0.17 \text{ MeV}$ son las masas del leptón τ y del mesón B, respectivamente. Para asignarle un valor a Γ (o a \mathcal{B}) es necesario saber qué consideraciones se usan para V_{ub} y f_B . En la tabla 3.2 están algunos de éstos. En la figura 3.4 se muestra la región permitida de V_{ub} y f_B reportados con etiquetado semileptónico [10]; utilizando Lattice junto con valores experimentales de

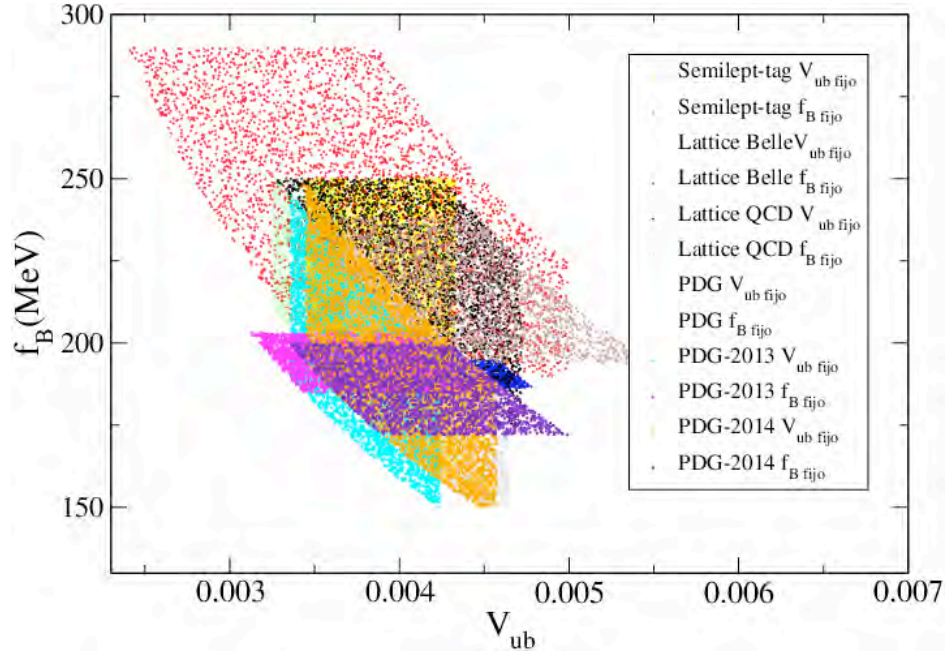


Figura 3.4: Intervalos consistentes de V_{ub} y f_B para valores de $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \bar{\nu})$, obtenidos de distintas fuentes. Ver tabla 3.2.

Belle [11]; utilizando las contribuciones de Lattice-QCD [12]; y reportados en PDG en 2012 [14], en 2013 [15] y en 2014 [16] (se muestran las de los tres años porque han cambiado los reportes), de tal forma que, para cada referencia, se fijó uno de los dos intervalos reportados para cada parámetro y se hizo un barrido por los valores permitidos de la otra constante, que fueran consistentes con la \mathcal{B} correspondiente. Podemos identificar una región donde las distintas referencias son autoconsistentes: aproximadamente, V_{ub} se encuentra entre (0.0034, 0.0047), mientras que f_B está en el intervalo (170 MeV, 200 MeV), aproximadamente.

3.3. Modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM)

Tomaremos el modelo de dos dobletes de Higgs como un modelo genérico de extensión del modelo estándar que puede contribuir al decaimiento $B \rightarrow \tau \nu$. No se pretende analizarlo exhaustivamente sino sólo la parte relevante para entender esta contribución. A continuación se hará una breve

Año	V_{ub}	f_B	\mathcal{B}	Consideraciones
2010	$(3.89 \pm 0.44) \times 10^{-3}$	0.24 ± 0.05 GeV	$(1.54_{-0.37-0.31}^{+0.38+0.29}) \times 10^{-4}$	<i>Semileptonic tag</i> [10]
2013	$(3.47 \pm 0.22) \times 10^{-3}$	0.1905 ± 0.0042 GeV	$(0.96 \pm 0.24) \times 10^{-4}$	<i>Lattice QCD, Belle</i> [11]
2006	$(4.39 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	0.16 ± 0.022 GeV	$(1.59 \pm 0.40) \times 10^{-4}$	<i>Lattice QCD</i> [12]
2012	$(3.80 \pm 0.44) \times 10^{-3}$	0.194 ± 0.009 GeV	$(0.96 \pm 0.24) \times 10^{-4}$	PDG 2012 [14]
2013	$(4.15 \pm 0.49) \times 10^{-3}$	0.194 ± 0.009 GeV	$(1.05 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	PDG 2013 [15]
2014	$(4.01 \pm 0.56) \times 10^{-3}$	0.186 ± 0.014 GeV	$(1.05 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	PDG 2014 y <i>QCD Sum Rules</i> [16]

Tabla 3.2: Distintos valores de V_{ub} y f_B

revisión de este modelo, con el objetivo de conocer los acomplamientos que tienen los “nuevos” Higgses cargados con los fermiones y poder comparar con las proyecciones que tiene Belle II para encontrar física nueva.

El *modelo estándar de las partículas elementales* ha sido un modelo que ha funcionado muy bien hasta ahora, sin embargo, no debe pensarse como un modelo final, sino como parte de algo más grande capaz de responder preguntas que el mismo modelo no puede.

El 2HDM es una de las extensiones más simples del modelo estándar y algunas de las razones son [6]:

- Hay cancelación de anomalías.
- Es capaz de generar la asimetría bariónica del universo, del tamaño necesario.
- La *mínima extensión supersimétrica del modelo estándar* (MSSM) contiene un sector escalar del *Higgs*, que es análogo al 2HDM.
- La predicción del modelo estándar del parámetro $\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos \theta_W} = 1$, se puede reescribir de la siguiente forma

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n [I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2]v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}Y_i^2v_i}$$

para n multipletes escalares complejos ϕ_i , con isospín débil I_i , hipercarga débil Y_i y un valor de expectación de los componentes neutros v_i .

Observemos que los singletes de SU(2) tienen isospín e hipercarga débil cero, y los dobletes de SU(2) tienen isospín de $\frac{1}{2}$ e hipercarga $Y_i = \pm 1$, dando como resultado $\rho = 1$, ya que se cumple que $I(I + 1) = \frac{3}{4}$. Por lo que, tanto dobletes como singletes cumplen con la predicción del modelo estándar.

A continuación se presentan los ingredientes principales del 2HDM. Al igual que se hizo en el capítulo 1 para generar las masas de los bosones W^\pm y Z^0 , comencemos escribiendo el potencial más general para los dos dobletes denotados por Φ_1 y Φ_2 con hipercarga +1:

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} [(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2]$$

donde todos los parámetros m_{ij} y λ_i son reales, para conservar CP en el sector de Higgs. Términos donde aparecen números impares de Φ_i , es decir, $\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) \Phi_1^\dagger \Phi_2$ y $\lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \Phi_1^\dagger \Phi_2$, no aparecen si imponemos una simetría discreta $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$. Esta simetría requiere que $m_{12}^2 = 0$ [7]. Para una región del espacio de parámetros, la minimización del potencial toma la siguiente forma:

$$\langle \Phi_i \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2$$

y los ocho campos reales (cuatro para cada doblete complejo) se pueden elegir de tal manera que los dobletes tengan la siguiente forma:

$$\Phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j \\ \frac{v_j + \rho_j + i\eta_j}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad j = 1, 2 \quad (3.13)$$

De estos campos, tres se “ocupan” en generar las masas de los bosones W^\pm y Z^0 , mientras que los otros cinco son campos escalares físicos, dos cargados, dos neutros y un pseudoescalar.

El parámetro más importante en el estudio de 2HDM es $\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$. El ángulo

β es el ángulo de rotación que diagonaliza las matrices de masas cuadradas de los escalares cargados y del pseudoescalar. Si se redefinen los dobletes como

$$H_1 \equiv \cos \beta \Phi_1 + \sin \beta \Phi_2$$

y

$$H_2 \equiv -\sin \beta \Phi_1 + \cos \beta \Phi_2$$

se encuentra, para la componente de abajo del primer doblete (la componente de arriba es cero), que el valor de expectación en el vacío es

$$\langle H_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$$

con $v \equiv (v_1^2 + v_2^2)^{1/2} = \frac{2M_W}{g} = 246 \text{ GeV}$, mientras que el valor de expectación del vacío del segundo doblete es

$$\langle H_2 \rangle = 0.$$

El problema más serio con este modelo, es la posibilidad de corrientes neutras que cambian sabor (FCNC), las cuales no son observadas. Por ejemplo, los acoplamientos de Yukawa son de la forma

$$\mathcal{L}_Y = y_{ij}^1 \bar{\psi}_i \psi_j \Phi_1 + y_{ij}^2 \bar{\psi}_i \psi_j \Phi_2$$

donde i y j son índices de familia. Así, al hacer el rompimiento espontáneo de la simetría, la matriz de masas es

$$M_{ij} = y_{ij}^1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^2 \frac{v_2}{\sqrt{2}}$$

En el modelo estándar, al diagonalizar la matriz de masas también se diagonalizan las interacciones de Yukawa. Sin embargo, en el 2HDM, los parámetros y^1 y y^2 , en general, no son diagonalizables simultáneamente lo que permite FCNC. Podemos evitar de este problema al imponer simetrías discretas. Dependiendo de la imposición, se tienen distintos tipos del modelo.

Tipo I: Al imponer $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$, todos los quarks se acoplan sólo con un doblete, convencionalmente Φ_2 .

Tipo II: Se impone $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$ y $d_R^i \rightarrow -d_R^i$ y resulta que los quarks derechos de carga $Q = 2/3$ (tipo up) se acoplan con Φ_2 , mientras que los quarks

derechos de carga $Q = -1/3$ (tipo *down*) se acoplan con Φ_1 .

Existen, también, los casos de leptones específicos y el *flipped*. En este trabajo consideraremos el tipo II.

Retomando (3.13) y asumiendo v_1 y v_2 reales:

$$\Phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j \\ \frac{v_j + \rho_j + i\eta_j}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad j = 1, 2 \quad \begin{array}{l} v_1 = v \cos \beta \\ v_2 = v \sin \beta \end{array}$$

Podemos escribir a los campos de Higgs físicos de la siguiente manera. El pseudoescalar físico

$$A = \eta_1 \sin \beta - \eta_2 \cos \beta$$

Los cargados

$$H^\pm = \phi_1^\pm \sin \beta - \phi_2^\pm \cos \beta$$

Los neutros, un ligero h^0 , y un pesado H^0

$$h^0 = \rho_1 \sin \alpha - \rho_2 \cos \alpha$$

$$H^0 = -\rho_1 \cos \alpha - \rho_2 \sin \alpha$$

El *Higgs* del modelo estándar corresponde a

$$H^{SM} = \rho_1 \cos \beta + \rho_2 \sin \beta = h^0 \sin(\alpha - \beta) - H^0 \cos(\alpha - \beta)$$

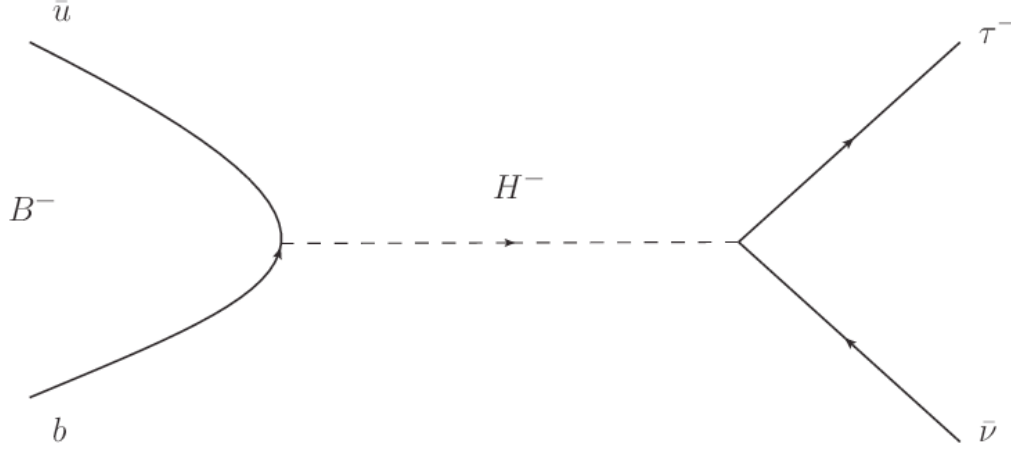
Por último, los acoplamientos de Yukawa son de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM} = & - \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{v} \left(\xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - i \xi_A^f \bar{f} \gamma_5 f A \right) \\ & - \left(\frac{\sqrt{2} V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \xi_A^u P_L + m_d \xi_A^d P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \xi_A^l}{v} \bar{\nu}_L l_R H^+ + H.C. \right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

donde $P_{L/R}$ son los proyectores izquierdos y derechos, y los factores ξ se muestran a continuación, según el tipo II del 2HDM:

$$\begin{array}{lll} \xi_h^u = \cos \alpha / \sin \beta & \xi_h^d = -\sin \alpha / \cos \beta & \xi_h^l = -\sin \alpha / \cos \beta \\ \xi_H^u = \sin \alpha / \sin \beta & \xi_H^d = \cos \alpha / \cos \beta & \xi_H^l = \cos \alpha / \cos \beta \\ \xi_A^u = \cot \beta & \xi_A^d = \tan \beta & \xi_A^l = \tan \beta \end{array}$$

Con esto terminamos la información del modelo, necesaria para nuestros propósitos.

Figura 3.5: Decaimiento $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}$ mediado por H^-

3.3.1. Contribución del 2HDM en el decaimiento del B

El modelo 2HDM permite mediar el decaimiento $B^-(p) \rightarrow \tau^-(q) \bar{\nu}_{\tau^-}(k)$ con un Higgs cargado, de la misma forma que lo hace el bosón W^- , como se muestra en la figura 3.5.

Para comparar con el decaimiento mediado por W^- , primero calculemos la amplitud (los detalles de este cálculo son semejantes a los correspondientes en el decaimiento de π , mencionados al principio de este capítulo. También se pueden consultar en [9]):

$$\mathcal{M}_H = \frac{\sqrt{2} \tan \beta V_{ub} m_b}{v} \left[\bar{u} \frac{(1 + \gamma_5)}{2} b \right] \left[\frac{i}{p^2 - m_{H^\pm}^2} \right] \frac{\sqrt{2} \tan \beta m_\tau}{v} \left[\bar{\tau} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \nu \right]$$

donde los coeficientes provienen de (3.14) y \bar{u} , b , $\bar{\tau}$ y ν representan los espinores de esas partículas. Por otro lado, $\sqrt{p_B^2} = m_B = 5.3 \text{ GeV}$ mientras que $m_{H^\pm} \geq 80 \text{ GeV}$, por lo que, al igual que en el caso del pión, podemos despreciar p^2 del denominador del propagador y se tiene lo siguiente

$$\mathcal{M}_H = -i \frac{V_{ub} m_b m_\tau \tan^2 \beta}{2m_{H^\pm}^2 v^2} [\bar{u}(1 + \gamma_5)b] [\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu]$$

podemos expresar al valor de espectación del vacío en términos de la cons-

tante de Fermi, de tal forma que

$$\mathcal{M}_H = -i \frac{G_F V_{ub} m_b m_\tau \tan^2 \beta}{\sqrt{2} m_{H^\pm}} [\bar{u}(1 + \gamma_5)b] [\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu]$$

Como no conocemos el acoplamiento del Higgs correspondiente a la corriente pseudoescalar $\bar{u}(1 + \gamma_5)b$, podemos parametrizarla de manera similar al caso del pión, excepto que no hay índices de Lorentz, por lo que esta parametrización debe ser con una constante. Por convención se elige $-i f_B \frac{m_B^2}{m_b}$, [9]. Entonces, la amplitud de probabilidad total, incluyendo a los bosones cargados, W y H , para el proceso $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_{\tau^-}$ está dada por

$$\mathcal{M}_{total}^2 = (\mathcal{M}_W + \mathcal{M}_H)^2 = \mathcal{M}_W^2 + 2Re(\mathcal{M}_W \mathcal{M}_H^\dagger) + \mathcal{M}_H^2$$

La primera amplitud cuadrada corresponde a la del modelo estándar, 3.11, similar a la calculada para el pión. El segundo término, de interferencia, es proporcional a

$$[\bar{\tau} \not{p}(1 - \gamma_5)\nu][\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu]^\dagger$$

y promediando sobre espines

$$2Tr[(\not{q} + m)\not{p}(1 - \gamma_5)\not{k}]$$

haciendo un procedimiento similar al que se hizo en el decaimiento del pión, utilizando los resultados de las trazas, tenemos que es igual a

$$8m_\tau p_b \cdot k = 4m_\tau(m_B^2 - m_\tau^2)$$

El tercer término de la amplitud total es proporcional a

$$[\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu][\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu]^\dagger$$

que promediando sobre espines queda

$$2Tr[(\not{q} + m)(1 - \gamma_5)\not{k}] = 8q \cdot k = 4(m_B^2 - m_\tau^2)$$

Por lo tanto

$$|\bar{\mathcal{M}}|_{total}^2 = \left(\sqrt{2}G_F V_{ub} f_B\right)^2 m_\tau^2 \left[1 - 2\frac{\tan^2 \beta m_B^2}{m_H^2} + \left(\frac{\tan^2 \beta m_B^2}{m_H^2}\right)^2\right] (m_B^2 - m_\tau^2)$$

es decir, podemos escribirla en términos de la amplitud del modelo estándar de la siguiente manera

$$\mathcal{M}_{total}^2 = \mathcal{M}_{SM}^2 r_H$$

donde

$$r_H \equiv \left[1 - \tan^2 \beta \left(\frac{m_B^2}{m_{H^-}^2} \right) \right]^2 \quad (3.15)$$

Como r_H es constante en el espacio fase, no afecta a la amplitud de probabilidad para calcular el ancho de decaimiento, por lo que, utilizando el mismo procedimiento de integración hecho para el decaimiento del pion y multiplicando el ancho de decaimiento por el tiempo de vida media del mesón B , τ_B , obtenemos el siguiente *branching ratio*:

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau) = \frac{G_F^2 m_B m_\tau^2}{8\pi} \left[1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2} \right]^2 f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B r_H$$

Utilizando estos resultados para el decaimiento leptónico del mesón B^- , ya sea mediado por los bosones W^- o H^- , junto con los resultados experimentales de Belle, se puede hacer un análisis, con el fin de discutir si es posible que Belle II pueda comprobar la existencia del Higgs cargado, lo cual se mostrará en el capítulo siguiente.

Capítulo 4

Resultados

Con los datos experimentales de $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$ reportados en 2006 [12] y 2012 [4] por Belle, en este capítulo se hará el análisis de uno de los parámetros característicos de 2HDM, r_H , presentado en el capítulo anterior. Siguiendo el mismo procedimiento y considerando las mejoras en las barras de error que espera alcanzar Belle II, se estimará el valor de r_H para ver si es posible encontrar nueva física, en particular, encontrando un bosón de Higgs cargado no predicho por el modelo estándar. Además, a partir del valor de este parámetro, se mostrarán las regiones permitidas de la masa del supuesto bosón y de $\tan\beta$ consistentes con r_H .

4.1. Análisis de los resultados de Belle

Vamos a reproducir el resultado reportado en [12] para r_H , en donde se utilizó la medición realizada en el año 2006 por el experimento Belle:

$$\mathcal{B}_{exp}(B \rightarrow \tau\nu) = (1.79_{-0.49-0.51}^{+0.56+0.46}) \times 10^{-4} \quad (4.1)$$

(el primer error es estadístico y el segundo sistemático), consistente con la predicción del modelo estándar en ese momento [12, 13]

$$\mathcal{B}_{SM}(B \rightarrow \tau\nu) = (1.59 \pm 0.40) \times 10^{-4}$$

donde se consideran los siguientes parámetros: $|V_{ub}| = (4.39 \pm 0.33) \times 10^{-3}$, $\tau_B = 1.643 \pm 0.010 ps$ y $f_B = 0.216 \pm 0.022 GeV$. Si se toma en cuenta que el proceso también puede ser mediado por un Higgs cargado, resulta que

$\mathcal{B}_{exp} = \mathcal{B}_{SM} \times r_H$, donde $r_H = \left(1 - \frac{m_B^2}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta\right)^2$. Podemos estimar el valor de r_H , dada la información experimental y teórica, con la siguiente expresión:

$$r_H = \frac{\mathcal{B}_{exp} \pm \mathcal{B}_{experror}}{\mathcal{B}_{SM} \pm \mathcal{B}_{SMerror}} = r_{H_{central}} + r_{H_{error}}$$

donde $r_{H_{central}} = \frac{\mathcal{B}_{exp}}{\mathcal{B}_{SM}}$ y el error, usando técnicas estándar de estimación de errores, se obtiene con la expresión

$$r_{H_{error}} = r_{H_{central}} \sqrt{\left(\frac{\mathcal{B}_{experror}}{\mathcal{B}_{exp}}\right)^2 + \left(\frac{\mathcal{B}_{SMerror}}{\mathcal{B}_{SM}}\right)^2}$$

Utilizando los valores antes mencionados, se reproduce el valor reportado en el año 2010 [3] de

$$r_{H_{2010}} = 1.13 \pm 0.51$$

El *branching ratio* experimental (4.1) tiene dos errores asociados, los cuales se deben sumar por cuadraturas. Para poder reproducir el error de $r_{H_{2010}}$, se suman los errores más optimistas de (4.1), es decir $\mathcal{B}_{experror} = \sqrt{(0.49)^2 + (0.46)^2}$. Si se considerara el caso más pesimista, $\mathcal{B}_{experror} = \sqrt{(0.56)^2 + (0.51)^2}$ y el error correspondiente a $r_{H_{2012}}$ sería de 0.56.

La predicción del modelo estándar del *branching ratio*, correspondiente al decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$, ha cambiado su valor conforme han cambiado las determinaciones de $|V_{ub}|$ y f_B , por ejemplo, en 2012 los valores promedio reportados por PDG [14] correspondían a $|V_{ub}| = 3.80 \pm 0.44 \times 10^{-3}$ y $f_B = 194 \pm 9 \text{ MeV}$, lo que dio como resultado $\mathcal{B}_{SM} = (0.96 \pm 0.24) \times 10^{-4}$. El valor más actual de la predicción del modelo estándar de este último parámetro es de [23]

$$\mathcal{B}_{SM} = (1.15 \pm 0.23) \times 10^{-4},$$

donde se consideraron los valores centrales $|V_{ub}| = 3.75 \times 10^{-3}$ y $f_B = 154 \text{ MeV}$. Este es el valor que consideraremos en nuestras estimaciones para Belle II.

Por otro lado, para el año 2012 [4], Belle hizo un promedio entre *branching ratios* experimentales reportados con etiquetado hadrónico [19] ($\mathcal{B} = (0.72_{-0.25}^{+0.27} \pm 0.11) \times 10^{-4}$) y con etiquetado semileptónico [10] ($\mathcal{B} = (1.54_{-0.37-0.31}^{+0.38+0.29}) \times 10^{-4}$), lo que deja como resultado

$$\mathcal{B}_{2012} = (0.96 \pm 0.22 \pm 0.13) \times 10^{-4}$$

donde el primer error es estadístico y el segundo sistemático. Con dicho valor, y considerando la predicción del modelo estándar antes mencionada, se puede hacer el procedimiento anterior para obtener

$$r_{H_{2012}} = 0.84 \pm 0.28$$

Según el modelo estándar, r_H debe valer 1, pero las predicciones del modelo tienen errores asociados a las constantes involucradas, as que podemos definir un valor de r_H que contenga esta información. Es decir, esta es la parte de r_H que puede ser asociada a la incertidumbre en los parametros teoricos. Procediendo de la forma establecida para estimar r_H , obtenemos r_{SM} de la siguiente manera:

$$r_{SM} = \frac{(1.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}}{(1.15 \pm 0) \times 10^{-4}} = 1 \pm 0.20$$

Si el 2HDM es el responsable de las desviaciones respecto al decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$, entonces r_H tiene soluciones en términos de $\tan \beta$ y M_H . En la figura 4.1 se muestra, para este valor, la región permitida de estos parámetros. El límite inferior de la masa del Higgs cargado, de 80 GeV, se reportó en LEP [8]. Como se puede observar, hay dos regiones permitidas: una que favorece valores de $\tan \beta$ pequeños y masas grandes del higgs cargado; y la otra que favorece masas pequeñas y valores de $\tan \beta$ grandes. Para entender la razón por la que se tienen dos regiones, veamos lo siguiente:

Recordando (3.15),

$$r_H = \left(1 - \frac{m_B^2}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta \right)^2$$

por lo que podemos encontrar la masa del Higgs cargado, en términos del parámetro $\tan \beta$, con la siguiente expresión

$$m_H = m_B \tan \beta \left(1 - (\pm) |r_H^{1/2}| \right)^{-1/2}$$

El \pm de r_H implica dos valores distintos. Si suponemos que se puede hacer un desarrollo de potencias de r_H alrededor de cero, podemos conocer el tamaño de la brecha entre éstos:

$$m_H = m_B \tan \beta \left(1 - \frac{1}{2} |r_H^{1/2}| + \dots \right)$$

$$m_H = m_B \tan \beta \left(1 + \frac{1}{2} |r_H^{1/2}| + \dots \right)$$

Es decir, la brecha está en proporción de $\sqrt{r_H}$ y con esto podemos entender el comportamiento de los gráficos.

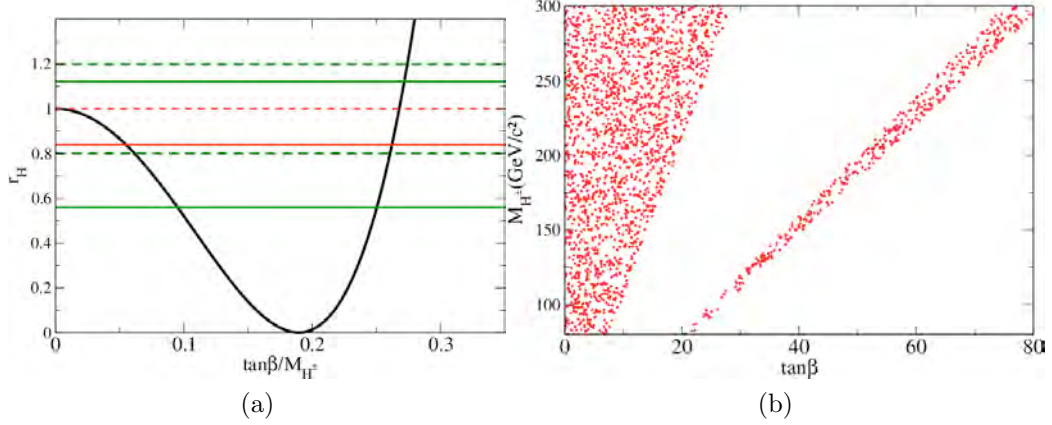


Figura 4.1: Región permitida de $[M_{H^\pm}, \tan \beta]$ obtenida con la medición de $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu)$ por Belle en 2012. En (a) se muestra con línea negra la expresión analítica de r_H como función de $\frac{\tan \beta}{m_{H^\pm}}$, las líneas punteadas representan el valor de r_{SM} , con sus barras de error. Las líneas sólidas, representan r_H reportado en 2012, con sus correspondientes barras de error, donde la central corresponde al valor central. En (b) se muestra la región permitida para la masa del Higgs cargado en función de $\tan \beta$.

Hace falta aclarar que los parámetros $\tan \beta$ y M_{H^\pm} pueden quedar determinados a partir de otros procesos, como $B \rightarrow X_s \gamma$, $B \rightarrow D \tau \nu$, $K \rightarrow \mu \nu$, entre otros. En la figura 4.2 se muestran las regiones excluidas para los valores de $\tan \beta$ y M_{H^\pm} , en los decaimientos antes mencionados [20]. R_b se refiere a la razón de los anchos de decaimiento del bosón Z en quarks b y hadrones.

4.2. Proyecciones para Belle II

Se asume que las barras de error reportadas por Belle dependen inversamente de la luminosidad, es decir, para un valor experimental A, su error se puede expresar como

$$A_{err} = \propto 1/\sqrt{Lum} \quad (4.2)$$

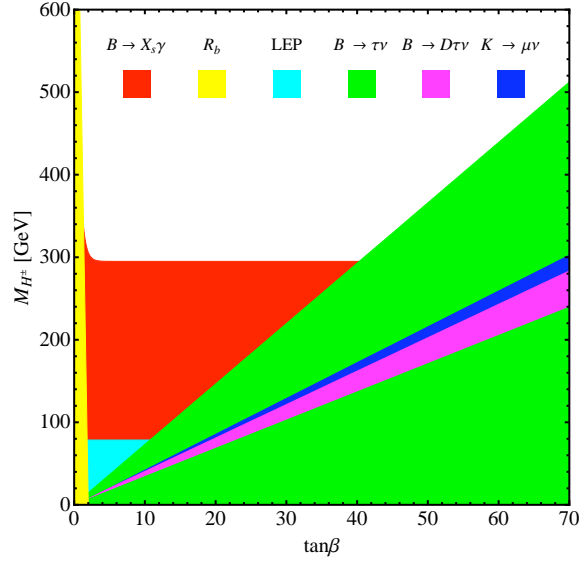


Figura 4.2: Regiones excluidas de $[M_{H^\pm}, \tan\beta]$ a partir de distintos decaimientos. [20]

Como ya se mencionó, la luminosidad integrada alcanzada por Belle fue de $1 ab^{-1}$, mientras que Belle II espera alcanzar $5 ab^{-1}$, aproximadamente para el 2020, y $50 ab^{-1}$ para el 2025. Además, se estima que para cuando se alcancen estas luminosidades, se reduzcan las barras de error en las predicciones del modelo estándar a un 5 % y 2.5 %, respectivamente.

Suponiendo que para Belle II sucederá lo mismo, tenemos que el error esperado se puede estimar de esta manera:

$$\mathcal{B}_{BelleII_{err}} = \mathcal{B}_{2012_{err}} \times \sqrt{\frac{\mathcal{L}_{Belle}}{\mathcal{L}_{BelleII}}} \quad (4.3)$$

ya que $\mathcal{B}_{2012_{err}}$ cumple con (4.2). Considerando lo anterior y que los valores centrales de Belle y del modelo estándar no se modificarán, se esperaría lo siguiente:

$$\mathcal{B}_{BelleII} = 0.96 \pm \begin{cases} 0.11 & \text{para } 5ab^{-1} \\ 0.04 & \text{para } 50ab^{-1} \end{cases}$$

$$\mathcal{B}_{SM} = 1.59 \pm \begin{cases} 0.12 & \text{para cuando se alcancen } 5ab^{-1} \\ 0.06 & \text{para cuando se alcancen } 50ab^{-1} \end{cases}$$

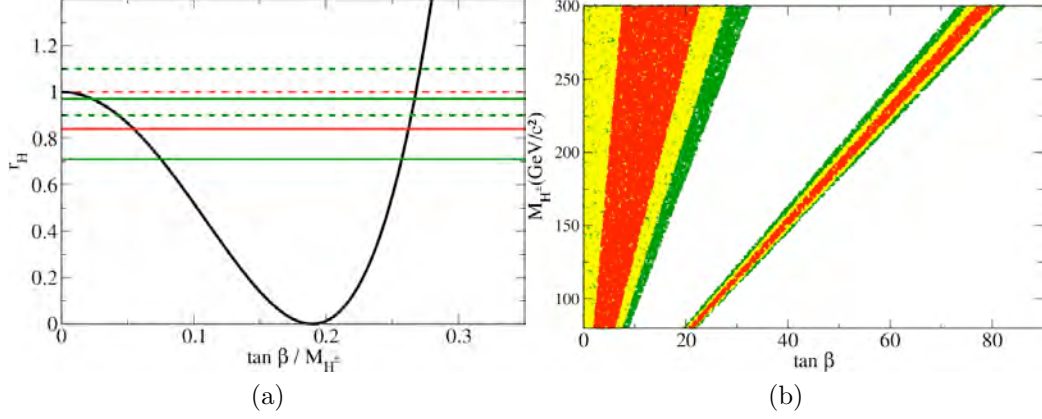


Figura 4.3: Región permitida de $[M_{H^\pm}, \tan \beta]$ esperadas para los $5ab^{-1}$ de Belle II. En (a), las líneas punteadas representan el valor del supuesto r_{SM} (rojo) con su correspondiente barra de error (verde), mientras que las líneas sólidas son los valores esperados para Belle II. En (b) se muestran los valores de M_{H^\pm} como función de $\tan \beta$ a 1σ (rojo), 2σ (amarillo) y 3σ (verde)

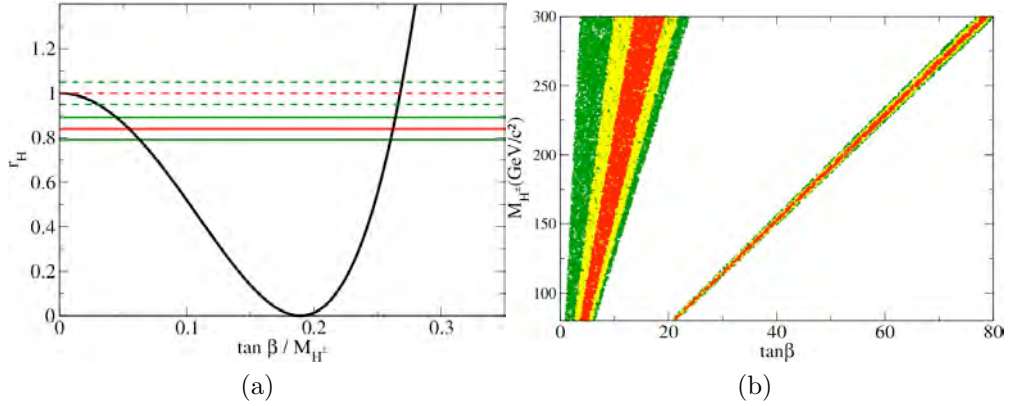


Figura 4.4: Región permitida de $[M_{H^\pm}, \tan \beta]$ esperadas para los $50ab^{-1}$ de Belle II. En (a), las líneas punteadas representan el valor del supuesto r_{SM} (rojo) con su correspondiente barra de error (verde), mientras que las líneas sólidas son los valores esperados para Belle II. En (b) se muestran los valores de M_{H^\pm} como función de $\tan \beta$ a 1σ (rojo), 2σ (amarillo) y 3σ (verde)

El error para la predicción del modelo estándar no depende directamente de la luminosidad, pero se está considerando que las mediciones de f_B y V_{ub} mejorarán para las fechas correspondientes. De hecho, al ser estos parámetros los que tienen el error más grande, se puede pensar que el error de \mathcal{B}_{SM} sólo depende de los errores de éstos, es decir, si para cuando la fecha en que se alcancen $5 ab^{-1}$ se espera mejorar las barras de error al 5 %, entonces

$$\mathcal{B}_{SM} = (f_B(1 \pm 0.05))(V_{ub}(1 \pm 0.05))X = (f_B V_{ub} X) \pm (0.1 f_B V_{ub} X)$$

X engloba las demás constantes involucradas en el decaimiento, y cuyo error es despreciable en comparación con los errores de f_B y V_{ub} . Para cuando se alcancen $50 ab^{-1}$ se espera que las barras de error mejoren al 2.5 %, por lo que el factor involucrado en el error de \mathcal{B}_{SM} es de 0.05.

Haciendo, nuevamente, la razón de los valores centrales y calculando el error con el procedimiento antes mencionado, la reducción en las barras de error que se esperarían tener para r_H son

$$r_{H_{Belle II}} = 0.84 \pm \begin{cases} 0.13 & \text{para } 5ab^{-1} \\ 0.06 & \text{para } 50ab^{-1} \end{cases}$$

Repitiendo el análisis de la sección anterior, las correspondientes regiones permitidas para m_H y $\tan \beta$ se muestran en las figuras 4.3 y 4.4, donde aún se favorecen valores de $\tan \beta$ pequeños para masas grandes, y masas pequeñas para valores de $\tan \beta$ grandes.

Sabemos que en una distribución gaussiana, el 68.26 % de los valores, están distribuidos alrededor de 1σ del valor central; el 95.44 %, a 2σ ; el 99.74 % a 3σ ; y los valores que están más allá de 5σ del central se consideran ajenos a la distribución. En la Tabla 4.1 se muestra la relación de cada r_H

Valores de r_H	Desviación estándar relativa
$r_{SM 2012} = 1 \pm 0.2$ $r_{H 2012} = 0.84 \pm 0.28$	0.8σ
$r_{SM 5 ab^{-1}} = 1 \pm 0.1$ $r_{H 5 ab^{-1}} = 0.84 \pm 0.13$	1.23σ
$r_{SM 50 ab^{-1}} = 1 \pm 0.05$ $r_{H 50 ab^{-1}} = 0.84 \pm 0.06$	3.2σ

Tabla 4.1: Diferencia relativa entre $r_{H_{exp}}$ y r_{SM} en términos del error de r_{SM}

reportado en el presente trabajo, en términos de su desviación estándar, en comparación con r_{SM} . Tomando en cuenta lo anterior y suponiendo que r_{SM} es una distribución gaussiana, pues su error se considera simétrico, podemos concluir que, aún cuando se alcance una luminosidad integrada de 50 ab^{-1} , Belle II no será capaz de encontrar física nueva, pues el parámetro r_H se encuentra solamente a 3.2σ del valor que puede dar cuenta el modelo estándar dentro de sus barras de error.

Capítulo 5

Conclusiones

En el presente trabajo se ha revisado el decaimiento, dentro del modelo estándar, de $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$. En dicho decaimiento intervienen, entre otras constantes, la constante de decaimiento del mesón B , f_B , y el elemento de matriz de CKM, V_{ub} , las cuales tienen un error asociado grande en comparación con las demás constantes involucradas.

Considerando las predicciones de Lattice-QCD, las mediciones de Belle y los distintos valores que se reportaron en [1] para los años 2012, 2013 y 2014, se obtuvieron los siguientes intervalos de los dos parámetros: para V_{ub} el intervalo de (0.0034, 0.0047), y para f_B el intervalo de (170 MeV, 200 MeV).

Por otro lado, considerando que Belle II espera alcanzar luminosidades de $5 ab^{-1}$, para el año 2020, y de $50 ab^{-1}$, para el año 2025, se espera que las barras de error de las mediciones que hará se reduzcan proporcionales a éstas. Así, a partir de los registros que hizo Belle de $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$, f_B y V_{ub} , y suponiendo que los valores centrales se conservarán, se esperan los siguientes valores de \mathcal{B} medidos por Belle II y de la predicción del modelo estándar:

$$\mathcal{B}_{Belle II} = 0.96 \pm \begin{cases} 0.11 & \text{para } 5ab^{-1} \\ 0.04 & \text{para } 50ab^{-1} \end{cases}$$
$$\mathcal{B}_{SM} = 1.15 \pm \begin{cases} 0.12 & \text{para cuando se alcancen } 5ab^{-1} \\ 0.06 & \text{para cuando se alcancen } 50ab^{-1} \end{cases}$$

Como un ejemplo de una de las extensiones del modelo estándar, se mostró un breve panorama del *modelo de dos dobletes de Higgs* (2HDM)

y de su contribución al decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$, concluyendo que, de existir bosones de Higgs cargados, $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$ medido experimentalmente difiere de la predicción del modelo estándar por un factor r_H , el cual está definido en términos de $\tan\beta$ y de las masas del Higgs cargado y del mesón B , de la siguiente manera:

$$r_H \equiv \left[1 - \tan^2\beta \left(\frac{m_B^2}{m_{H^-}^2} \right) \right]^2$$

Además, este parámetro se puede obtener a partir de la razón:

$$r_H = \frac{\mathcal{B}_{exp}}{\mathcal{B}_{SM}}$$

Así, tomando en cuenta las proyecciones de Belle II, se esperarían los siguientes valores de r_H

$$r_{H_{Belle II}} = 0.84 \pm \begin{cases} 0.13 & \text{para } 5ab^{-1} \\ 0.05 & \text{para } 50ab^{-1} \end{cases}$$

En términos del error de r_{SM} , la diferencia relativa entre r_H y r_{SM} es de 1.23σ para $5ab^{-1}$, lo cual indica que, a esta luminosidad, aún no se puede hablar de física nueva debido a que el valor para la predicción del modelo estándar cae dentro de la distribución. Para $50ab^{-1}$, si es que se cumplen las proyecciones antes mencionadas, tampoco es posible observar física nueva ya que la distancia relativa es de 3.2σ .

El proceso $B \rightarrow \tau\nu$, si bien puede dar evidencia de los efectos más allá del modelo estándar, es necesario hacer un análisis más amplio que involucre otros procesos, de forma tal que se pueda distinguir qué tipo de nuevos efectos están siendo involucrados, lo cual puede ser parte de un proyecto más amplio.

Por otro lado, debido a que los valores de los parámetros f_b y $|V_{ub}|$ siguen cambiando año con año, también lo hace $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$ por lo que no es posible asegurar si Belle II será sensible a encontrar Higgses cargados por medio de este decaimiento, además de que es difícil saber si cambiará o no el valor central del *branching ratio* experimental, y cómo es que lo hará.

De cualquier forma, una vez que Belle II publique sus resultados del decaimiento $B \rightarrow \tau\nu$, se puede seguir el procedimiento aquí mostrado para saber si existen desviaciones entre el *branching ratio* experimental y el de la predicción del modelo estándar, y así poder concluir si esta desviación representa nueva física o no.

Apéndice A

Significancia estadística

Una distribución gaussiana para una variable se puede describir por medio de su función de densidad de probabilidad, es decir,

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2}$$

donde μ representa el valor esperado (promedio) de dicha variable y σ es la dispersión que hay de los valores con respecto al promedio. Gráficamente, μ representa el valor central de la distribución, mientras que σ determina la anchura de ésta, tal como se muestra en la figura A.1.

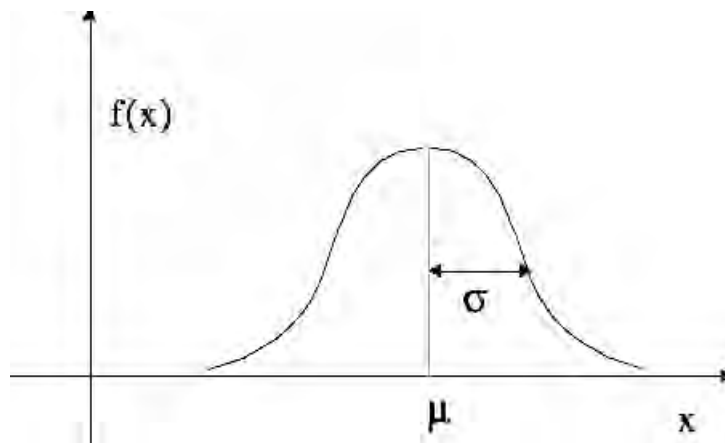


Figura A.1: Distribución gaussiana

La probabilidad de que la variable se encuentre en un intervalo determinado es el área bajo la curva de la distribución, es decir, la integral definida

de dicha densidad:

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_a^b e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} dx$$

Para cualquier distribución gaussiana se sabe que el 68 % del área bajo la curva de la distribución se encuentra dentro del intervalo $[\mu - \sigma, \mu + \sigma]$; el 95 %, en el intervalo $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$; el 99.7 %, en el intervalo $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$; para cualquier distancia $n\sigma$ del valor promedio, la probabilidad de encontrar ahí a la variable está dada en términos de la función error, de la siguiente manera:

$$f(\mu + n\sigma) - f(\mu - n\sigma) = \operatorname{erf}\left(\frac{n}{\sqrt{2}}\right)$$

Por lo tanto, se considera que fuera del intervalo $[\mu - 5\sigma, \mu + 5\sigma]$ los valores ahí encontrados son ajenos a la distribución gaussiana de dicha variable.

Bibliografía

- [1] J. Beringer *et al.*(Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [2] F. Halzen & A. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. USA (1984).
- [3] A. G. Akeroyd *et al.* Physics at Super B Factory (2010).
- [4] J Brodzicka *et al.* Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**, 04D001 (2012).
- [5] T. Abe *et al.* Belle II Technical Design Report (2010).
- [6] G.C. Branco *et al.* Physics Reports 516(2012)1-102.
- [7] J Gunion *et al.* Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003).
- [8] ALEPH Collaboration *et al*, arXiv: 1301.6065v2 (2013).
- [9] Wei-Shu Hou. Phys. Rev. D 48.2342 (1993).
- [10] K. Hara *et al*, Phys. Rev. D **82**, 071101 (2010).
- [11] S. Aoki *et al*, arXiv 1310.8555 (2013).
- [12] K. Ikado *et al*, Phys. Rev. L **97**, 251802 (2006).
- [13] E. Barberio *et al*, hep-ex/0603003 (2006).
- [14] J. L. Rosner *et al*, arXiv: 1201.2401 (2012).
- [15] J. L. Rosner *et al*, Leptonic Decays of Charged Pseudo-scalar Mesons (2013).
- [16] M. J. Baker *et al*, arXiv: 1310.0941 (2014).

- [17] C. Lancasta, *2nd Workshop on Flavour Physics in the LHC era*. Valencia (2012).
- [18] I. Adachi *et al*, arXiv:0809.3834 (2008).
- [19] I. Adachi *et al*, arXiv: 1208.4678 (2012).
- [20] U. Haisch, arXiv:0805.2141 (2008).
- [21] S. M. Berman, PRL **1**, 468 (1958).
- [22] W. J: Marciano y A. Sirlin, PRL **71**, 3629 (1993).
- [23] J. Charles *et al*, Phys. Rev. D **89**, 033016 (2014).
- [24] <http://home.web.cern.ch/>