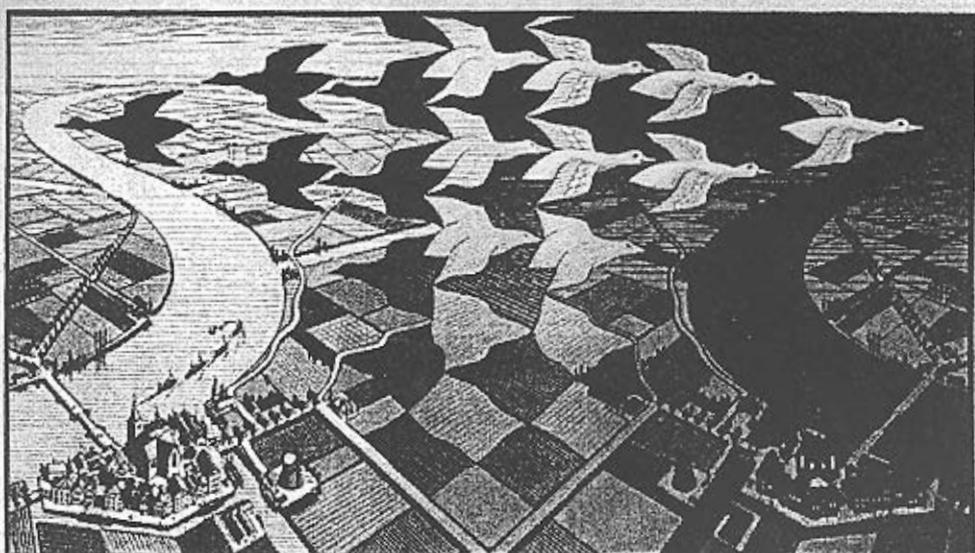


Un N... foque
Vol... ie CP en E...



de Maest
DECT
1971

Un Nuevo Enfoque para Medir Violación de CP en el Modelo Estándar

Rudemar Ernesto Blanco Pereyra

Tesis de Maestría en Física
PEDECIBA-Física
Facultad de Ciencias, Universidad de la República

Montevideo, Noviembre de 1999

Índice

Agradecimientos

I. Introducción

II. Simetrías en

A. Espin

B. Carga

C. Velocidad

D. Y

III. El

“He sido atrapado, por así decirlo –lo mismo que alguien a quien se le ha dado de niño algo maravilloso, y luego se pasa la vida buscándolo otra vez. Estoy siempre buscando, como un niño; buscando las maravillas que sé que he de encontrar –no siempre, quizás, pero sí de vez en cuando.”
Richard P. Feynman (1918-1988)

... de violación de CP	13
... Estándar	15
... de la matriz de	17
... (CKM)	20

... la relación de los ángulos α , β y γ

... Modelo Estándar

... Partícula

... Normas de Violación

... y la matriz de

... Ejemplos

... Similitud

E. Algunas

Índice

Agradecimientos

I.	Introducción	1
II.	Simetrías en Física	4
	A. Paridad	5
	B. Conjugación de carga	7
	C. Violación de CP	7
	D. Teorema CPT	11
III.	El Modelo Estándar y su mecanismo de violación de CP	13
	A. Estructura de la materia según el Modelo Estándar	13
	B. Interacciones Débiles Cargadas y el origen de la matriz de Cabibbo – Kobayashi – Maskawa (CKM)	17
	1. La matriz CKM	20
	2. El triángulo unitario y la definición de los ángulos α , β y γ	23
	C. Violación de CP en el Modelo Estándar	24
	D. Mezcla Partícula-Antipartícula	28
	E. Clasificación de las formas de Violación de CP	32
	1. Violación de CP en la matriz de mezcla (violación indirecta)	32
	2. Violación de CP en la amplitud de decaimiento (violación directa)	34
IV.	Física del mesón B y Violación de CP	38
	A. Aproximación diagramática a los decaimientos raros del mesón B	39
	B. Interacciones de estado final	45
	C. Medida del ángulo β a través de $B_d \rightarrow J/\psi K_s$ (golden plate)	49
	D. Medida del ángulo α	52
	E. Algunos métodos para la medida del ángulo γ	53

1.	Métodos que usan la simetría de isospín en decaimientos $B \rightarrow \pi K$	53
2.	Métodos que usan simetría $SU(3)$ de sabor	57
3.	Métodos con $B \rightarrow DK$	59
F.	Fábricas de mesones B	61
V.	Medida de γ en decaimientos del mesón B en tres cuerpos	64
A.	Decaimientos en tres cuerpos y el análisis del Dalitz Plot	65
B.	Medida del ángulo γ mediante análisis del Dalitz Plot	71
1.	Algunos antecedentes	71
2.	Nuevo procedimiento para la medida directa del ángulo γ	72
C.	Nuevo método para medir γ a partir de $B \rightarrow \pi\pi\pi$ y $B \rightarrow \pi\pi K$	79
1.	Error por asumir $SU(3)$	84
2.	Error por despreciar el pinguino charm	86
3.	Conclusiones del método	88
VI.	Conclusiones	90
VII.	Apéndices	92
A.	Factorización	92
B.	Mezcla y oscilaciones del B neutro	97
C.	Isospín	100
D.	Una extensión del isospín: la simetría $SU(3)$ de sabor	102
E.	Isospín e Interacciones de estado final	106
	Referencias	109

Agradecimientos

Al Dr. Ramón Méndez-Galain que me ha guiado desde mis primeros pasos en este mundo maravilloso de la física de partículas elementales. En el transcurso de esta maestría, estuvo en todo momento dispuesto para atender mis dudas mostrando su gran capacidad de transmisión de conocimientos. En el plano personal, siempre fue capaz de escucharme y siento que ha hecho importantes esfuerzos por ofrecerme lo mejor de su persona lo cual me ha movido a valorarlo como ser humano.

A la Dra. Carla Göbel quien estuvo permanentemente dispuesta para discusiones sobre los más diversos temas (muchos relacionados con esta tesis y algunos no tanto) y me ha enriquecido con su rigor, inteligencia y energía. Pero lo que más agradezco es que me haya ofrecido una muy sincera, cálida y reconfortante amistad.

Al Dr. Richard Fariña quien, además de ser un amigo excepcional, me transmitió la confianza en mis capacidades y la inclinación al pensamiento creativo y desprejuiciado que son esenciales en cualquier tarea que uno se proponga y muy especialmente en la investigación científica. Tengo la convicción más profunda de que esas cualidades de carácter personal, alentadas y desarrolladas permanentemente en mi interacción con Richard, fueron imprescindibles para llevar a cabo esta tesis.

Al Dr. Ignacio Bediaga por discusiones y comentarios sobre algunos aspectos técnicos que resultaron muy interesantes y aportaron a la calidad científica de este trabajo.

A Karina Curione por su amor y por haberme ofrecido un entorno de tranquilidad y sostén emocional que permitió que pusiera mis mejores esfuerzos en la tarea científica.

A mis padres Rudemar Antonio Blanco y María Teresita Pereyra sin los cuales, y por diversos motivos, nada de esto hubiera sido posible.

Al Ing. Alfredo Arnaud por su amistad, muy necesaria para sobrellevar algunos momentos difíciles que me afectaron en estos años, y por haber sido siempre a lo largo de mi vida una importante referencia tanto por su condición moral como por su gran capacidad profesional.

A mis compañeros y colegas más cercanos: Rodrigo San Vicente, Gustavo Segundo, Italo Bove, Nicolás Wschebor, Martín Reiris, Sergio Barreiro, Ramón Carballo, Gonzalo Álvarez, Gerardo Mazzetta, Ángeles Beri, Ada Czerwonogora, Verónica Motta, Nancy Sosa, Richard Muñoz, Leonardo Barboni, Daniel Perciante, Cecilia Stari, Estrella Sicardi (entre otros que seguramente mi mala memoria más que mi desagrado están dejando de lado) por su calidez e inteligencia que se reflejaron en conversaciones, sobre los más diversos temas, que tuvieron como destino enriquecer mi vida en forma definitiva.

A los directores de los Institutos de Física de Facultad de Ingeniería y Facultad de Ciencias: Dr. Alejandro Romanelli y Dr. Gabriel González, así como a la mayoría de los integrantes de ambos Institutos, por el apoyo institucional y personal a mi trabajo.

A Amelia Ferrari, secretaria del Instituto de Física de Facultad de Ingeniería, por su eficiencia y buena disposición permanente que de modo inevitable termina facilitando el trabajo de todos quienes la rodean.

Al PEDECIBA por el apoyo financiero a este trabajo a través de una beca de Maestría.

A los coordinadores que compartieron conmigo la responsabilidad del dictado de cursos en estos últimos años y que en todo momento fueron comprensivos con mi dedicación a los estudios de Maestría (aunque, como debe ser, no por ello fueron menos exigentes). De ellos quiero destacar en forma muy especial al Prof. Ramón Sosa.

A Matías Curione, Eva Fariña y todos los niños que además de agregarle mucha alegría a mi vida (en muchos casos sin saberlo ni quererlo) me han motivado a seguir en la búsqueda de la "verdad" al mostrarme su curiosidad, su ilimitado potencial y la esperanza de un futuro mejor para la humanidad.

A mis estudiantes de las licenciaturas de Biología, Bioquímica y Geociencias que con sus permanentes muestras de afecto personal y colectivo, hicieron reafirmar mi convicción de que, a pesar de las dificultades económicas que uno deba enfrentar, vale la pena esforzarse en la tarea de seducir a la naturaleza para que nos confíe sus secretos porque hay gente soñadora e idealista que está esperando escuchar (y leer) sobre las peculiaridades de este rico, poético y multiforme universo que nos ha tocado en suerte (¡y que suerte!) compartir.

I. Introducción

Las simetrías juegan un papel fundamental en las teorías físicas permitiendo entre otras cosas, explicar el origen de las leyes de conservación. En la física de partículas las llamadas simetrías discretas tienen un rol muy importante. Una simetría discreta, a cuyo estudio está dedicada esta tesis, es la simetría llamada CP.

La operación de simetría CP es el producto de las operaciones de simetría conjugación de carga (C) y paridad (P). La conjugación de carga es una operación que cambia cada partícula por su antipartícula y viceversa. Paridad es una operación que invierte el signo de las coordenadas espaciales y guarda cierta analogía con la reflexión en un espejo. Resulta razonable pensar que tanto C como P y por lo tanto su producto CP son simetrías de la naturaleza. Es decir transformaciones que dejan invariante la física. Sin embargo una serie de experimentos con partículas elementales realizados a partir de 1950 indican que P, C y su producto CP no son simetrías de la naturaleza.

Este descubrimiento, además de contradecir ideas fuertemente asumidas hasta entonces, tiene la importancia de que permite diferenciar en forma absoluta derecha de izquierda, partículas de antipartículas y cargas positivas de cargas negativas. Esta distinción de carácter fundamental podría permitir explicar la asimetría entre materia y antimateria observada en el universo.

La teoría que explica en forma satisfactoria todos los experimentos realizados hasta el momento con partículas elementales se llama Modelo Estándar. El mismo modela la estructura de la materia y sus interacciones fundamentales. El Modelo Estándar tiene un mecanismo para explicar la violación de CP. El mismo necesita de la existencia de tres parámetros de una matriz compleja llamada de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Estos parámetros, que son fases complejas, llamados α , β y γ deben sumar 180° ya que según el Modelo Estándar son los tres ángulos internos de un triángulo.

Una prueba muy importante del Modelo Estándar es determinar si su forma de describir la violación de CP es correcta. Según este modelo deberían observarse importantes violaciones de CP en los decaimientos de unas partículas muy masivas llamadas mesones B. A efectos de poner a prueba el Modelo Estándar en el correr de este año (1999) empezarán a funcionar dos experimentos muy costosos, uno en Estados Unidos y otro en Japón (llamados fábricas de B), con la intención de producir gran cantidad de mesones B y mediante el estudio de sus decaimientos verificar las predicciones de violación de CP. Es muy importante obtener medidas independientes de los parámetros α , β y γ con la intención de confirmar la predicción de que su suma sea 180° . Esta constatación le daría un gran respaldo al Modelo Estándar mientras que un apartamiento de lo esperado sería la señal de una nueva física.

Sin embargo a pesar de la importancia de medir α , β y γ todavía no se cuenta con buenos métodos para la medida de estos tres parámetros. El mejor establecido es un método para medir β que recibe la denominación de "golden plate". Sin embargo los teóricos todavía no coinciden en cual es la mejor manera de medir el ángulo γ el cual hasta el momento parece el más difícil de medir. Algunos de los métodos propuestos para medir γ (con anterioridad a los trabajos producidos durante el desarrollo de esta tesis) tienen graves problemas debido a que necesitan incluir modelos de la física hadrónica gobernada por la interacción fuerte y por tanto imposible de ser atacada mediante cálculos perturbativos. Estos modelos, además de ser sólo aproximaciones, aún no están firmemente establecidos y presentan incertidumbres sistemáticas muy importantes. Otros métodos, si bien están libres de incertidumbres hadrónicas, son prácticamente imposibles de ser llevados a la práctica desde el punto de vista experimental en el futuro cercano.

Por lo tanto es importante proponer métodos lo más independientes de modelos posible, es decir con errores sistemáticos pequeños o al menos controlables y que sean realizables experimentalmente en pocos años.

En esta tesis se presentará un nuevo enfoque para medir los parámetros que gobiernan la violación de la simetría CP en el Modelo Estándar. El centro de este nuevo enfoque es la explotación de decaimientos en tres cuerpos mediante una técnica de análisis de datos experimentales que se llama análisis del Dalitz Plot. Esta técnica permite medir, además de amplitudes de algunos procesos sus fases relativas, lo cual permite contar con una mayor información y produce métodos muy ventajosos desde el punto de vista de los errores estimados.

Los métodos propuestos en esta tesis se centran en la medida de γ debido a que la medida de este parámetro es la que resulta más difícil y puede ser facilitada con la aplicación de las ideas que proponemos. Mediante nuestro enfoque se obtienen errores sistemáticos menores que los correspondientes a los métodos más aceptados hasta el momento. También desde el punto de vista de la factibilidad experimental presenta importantes ventajas.

Nuestros métodos podrían estar produciendo una medida aceptable de γ luego de un par de años de funcionamiento de las fábricas de B.

En el transcurso de la tesis se intenta profundizar en todos los conceptos necesarios para que se puedan comprender las características esenciales del problema bosquejado en esta introducción y las soluciones propuestas por nosotros.

En el capítulo II se habla del rol de las simetrías en la Física y las distintas razones experimentales que han llevado a creer que paridad, conjugación de carga, el producto de ambas CP y la inversión temporal no son simetrías de la naturaleza debido a que no son respetadas por las interacciones débiles. El orden del desarrollo pretende ser cronológico, enfatizando aspectos históricos.

El capítulo III describe algunas características básicas del Modelo Estándar que son necesarias para comprender las ideas originales propuestas en esta tesis.

Se plantea en ese capítulo la estructura de la materia, fundamentalmente el concepto de familias de quarks así como de los mesones (partículas compuestas por quarks que serán el centro de esta tesis). También se describen las interacciones débiles cargadas (en la que se viola CP) la cual da lugar al concepto de la matriz de mezcla de los quarks (de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) que produce el mecanismo de violación de CP a través de tres fases complejas que la caracterizan llamadas α , β y γ . También se dan algunos ejemplos simplificados que permitan entender la esencia del origen de la violación de CP. Se da una clasificación de las formas de violación de CP para la cual es necesario introducir el concepto de mezcla partícula-antipartícula en kaones neutros y en mesones B neutros.

En el capítulo IV se introducen algunos conceptos importantes de la física de los mesones B necesarios para entender los métodos de medida de violación de CP. Se describen algunas características físicas importantes de estos mesones tales como las oscilaciones partícula-antipartícula que realizan, sus modos de decaimiento y la relevancia de los mismos para acceder a los parámetros de violación de CP. También se introducen los diagramas de Feynmann más importantes para el estudio de los decaimientos del mesón B. La introducción de los mismos es fundamental para la comprensión de los nuevos métodos propuestos en esta tesis. Se muestran además en este capítulo IV los métodos de mayor impacto que han sido propuestos para medir los parámetros de violación de CP, previos a las contribuciones a que dió lugar esta tesis. Esto permitirá entender la importancia de los nuevos métodos que se proponen en esta tesis en el contexto de las propuestas realizadas hasta el momento. Como cierre del capítulo hay una pequeña sección sobre las fábricas de B: instalaciones experimentales muy costosas y que involucran el trabajo de muchas personas.

En el capítulo V se ilustran los métodos nuevos que son las propuestas originales de esta tesis. Primero se muestran generalidades sobre decaimiento en tres cuerpos y la técnica de análisis del Dalitz Plot. Luego se describe un método para medir γ de modo directo a través del análisis del Dalitz Plot de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. Se ve en una sección posterior que ese método puede ser mejorado si agregamos en nuestro análisis datos provenientes de los decaimientos $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. Se analizan los errores sistemáticos de este método mostrando sus grandes ventajas.

En el capítulo VI se dan las conclusiones de este trabajo de tesis.

También se incluyen en una serie de apéndices algunos temas, que si bien pueden resultar necesarios para comprender algunos aspectos de esta tesis, el ponerlos en el cuerpo central de la tesis hubiera distraído la atención de la línea principal de exposición. Estos temas son: factorización, interacciones de estado final, isospín, simetría SU(3) de sabor y relación del isospín con las interacciones de estado final.

II. Simetrías en Física.

"El plan es todo para mí en la vida", nos dice todavía el enfermo. "A ningún precio quiero desordenar mi plan, antes desarreglo la vida que el plan. El gusto por la simetría, por la regularidad, me atrae a mi plan. La vida no ofrece ni regularidad, ni simetría y por eso fabrico la realidad. Al cerebro atribuyo todas mis fuerzas"

E.Minkowski.

"La Esquizofrenia"

La Simetría a través de la historia ha merecido profunda atención tanto en los intentos del ser humano de comprender la naturaleza, que se han reflejado en la ciencia y la filosofía, como en sus intentos de crear belleza y perfección en las artes.

Dijo Hermann Weyl:

*"Uno podría preguntarse si el valor estético de la simetría depende de su valor en la vida: ¿El artista descubre la simetría con la cual la naturaleza de acuerdo a alguna ley propia ha vestido a sus criaturas, y entonces la copia y perfecciona lo que la naturaleza presenta en imperfectas realizaciones; o el valor estético de la simetría tiene una fuente independiente? Yo estoy proclive a pensar como Platón que la idea matemática es el origen común de ambas, las leyes matemáticas que gobiernan la naturaleza son el origen de la simetría de la naturaleza, la realización intuitiva de la idea en la mente creativa del artista origina el arte."*⁴

Los pitagóricos consideraban al círculo en el plano y a la esfera en el espacio como figuras geométricas perfectas por su completa simetría rotacional. En la antigüedad los griegos hicieron intentos de entender la dinámica de los objetos a partir de consideraciones de simetría. Creían que las simetrías de la naturaleza debían reflejarse directamente en el movimiento de los objetos: Las estrellas deben moverse en círculos porque estos son las trayectorias más simétricas posibles. Pero los planetas constituían una excepción ya que en su movimiento aparente en el firmamento no seguían trayectorias simétricas. Sus movimientos eran errantes y eso dificultaba la generalización de la idea de movimientos circulares a todos los cuerpos celestes.

Desde los aportes de Newton y la aparición de la mecánica clásica se pudo observar que las simetrías fundamentales no se revelan directamente en el movimiento de los objetos individuales sino en el conjunto de todos los posibles movimientos.

En otras palabras: las simetrías se manifiestan en las ecuaciones del movimiento no en sus soluciones particulares.

Por ejemplo la ley de gravitación universal tiene simetría esférica, sin embargo las órbitas planetarias son elipses. La simetría subyacente es revelada sólo en forma indirecta.

Sin embargo no fue hasta el año 1917 que las consecuencias dinámicas de las simetrías fueron más profundamente comprendidas. En ese año Emmy Noether publicó un teorema que relacionaba las simetrías continuas con leyes de conservación. Según este teorema toda simetría continua de la naturaleza da lugar a una ley de conservación. Desde un punto de vista fenomenológico esto sugiere que de algún modo una ley de conservación podría estar revelando una simetría subyacente en la naturaleza.

En las teorías actuales que describen la física de las partículas elementales juegan un rol muy importante las llamadas simetrías discretas. Las simetrías de inversión temporal (T, corresponde a pasar la película de un proceso físico hacia atrás), paridad (P, una operación similar a la reflexión en un espejo) y conjugación de carga (C, intercambia partículas y antipartículas) son ejemplos de simetrías discretas. Estas últimas serán las más relevantes en este trabajo de tesis, en particular el producto de dos de ellas, paridad y conjugación de carga, llamado simetría CP

A. Paridad.

“Y pondrá las ovejas a su derecha,
y los cabritos a su izquierda.
Entonces el Rey dirá a los de su derecha:
Venid, benditos de mi Padre,
heredad el reino preparado para vosotros
desde la fundación del mundo.

...

Entonces dirá también a los de la izquierda:
Apartaos de mí, malditos, al fuego eterno
preparado para el diablo y sus ángeles”

”El Santo Evangelio según
San Mateo 25,(33-41)”

En 1929, poco después de la publicación de la ecuación de Dirac que describe partículas de espín $1/2$ como el electrón, Weyl presentó una teoría de partículas sin masa de espín $1/2$. En esa teoría estas partículas tienen una paridad definida.

Cuando Pauli introdujo el neutrino en 1931, a pesar de que lo consideró sin masa y de espín $1/2$, no utilizó la descripción de Weyl debido a que desde su punto

de vista violaba la fundamental y obvia simetría especular de la naturaleza. El propio Weyl escribía en 1952 refiriéndose a la simetría entre izquierda y derecha que: *“Teníamos que comprender que la organización general de la naturaleza posee esta simetría”*.

Esto muestra el panorama previo a 1956: se tomaba como necesario y evidente en sí mismo que las leyes de la física eran ambidiestras, es decir la operación de paridad (P) debía ser una simetría de la naturaleza.

En 1956 Yang y Lee² se cuestionaron respecto a la existencia de evidencias experimentales de que la naturaleza verifique la simetría de paridad. Buscando en la literatura encontraron que si bien existía evidencia de invariancia frente a paridad en interacciones electromagnéticas y fuertes no existía confirmación en el caso de la interacción débil.

Un problema que apareció a principios de los años 50, llamado el rompecabezas tau-theta, también influyó en su duda respecto a la simetría de paridad. Se habían observado dos mesones a los cuales se les llamó τ y θ que parecían ser iguales en todas sus manifestaciones excepto que θ decaía a dos piones y τ decaía en tres piones.

Como la operación P^2 resultado de aplicar dos veces la operación de paridad (P) es la identidad, los valores propios posibles del operador P son +1 y -1.

Como los piones son partículas pseudoescalares, es decir estados propios de paridad con valor propio -1 y P es un operador multiplicativo, tenemos que el estado de dos piones tiene paridad positiva y un estado de tres piones tiene paridad negativa. De esto se deducía (presuponiendo que paridad se conserva en la desintegración) que τ y θ diferían en cuanto a su paridad: θ debía tener paridad +1 y τ paridad -1.

La alternativa considerada por Lee y Yang fue que estas dos partículas son una sola (ahora llamada K^+) y que paridad no es una simetría de la interacción débil. Para chequear esa posibilidad propusieron un experimento que fue llevado a cabo por Miss Wu.³

En ese experimento núcleos de cobalto 60 fueron alineados de modo que todos sus espines estuvieran en una misma dirección. El decaimiento beta de estos núcleos producía electrones y se registró la dirección de emisión de los mismos. Se observó que los electrones preferían escapar en la dirección del espín nuclear. Si examinamos la imagen especular (aplicamos la operación de paridad) de dicho proceso veremos que en este caso los electrones son emitidos en la dirección opuesta al espín nuclear. En consecuencia estamos frente a un fenómeno cuya imagen especular no ocurre en la naturaleza. Paridad no es una simetría de la interacción débil.

La búsqueda de más evidencia mostró que esta violación no es un efecto pequeño; es prácticamente el sello de la interacción débil. Su revelación más extrema se da en la naturaleza de los neutrinos. Hasta mediados de los 50 se creía que la mitad de los neutrinos debían ser izquierdos (helicidad -1, su cantidad de

movimiento y su espín orientados en sentidos opuestos) y la otra mitad derechos (helicidad +1, su cantidad de movimiento y su espín orientados en el mismo sentido). Esto se sabía que se daba en el caso de los fotones partículas también sin masa. Lo que se encontró es que todos los neutrinos son izquierdos y todos los antineutrinos son derechos. Lo cual representa una violación máxima de la simetría de paridad.

B. Conjugación de carga

La electrodinámica clásica es invariante bajo un cambio en el signo de todas las cargas eléctricas. En física de partículas una operación que generaliza la operación de cambio de signo de cargas es llamada conjugación de carga (C). Su acción consiste en transformar partículas en sus antipartículas y viceversa. En consecuencia modifica todos los números cuánticos internos de las partículas: carga, números bariónicos y leptónicos, etc, mientras deja inalterados: masa, energía, momento y espín. Dado que la operación de C^2 es la identidad, los valores propios posibles del operador C son +1 y -1. C es un número cuántico multiplicativo y se conserva (al igual que paridad) en las interacciones fuertes y electromagnéticas.

Al igual que P, C no es simetría de las interacciones débiles. Cuando se aplica a un neutrino (que como ya vimos será izquierdo) C nos da un antineutrino izquierdo el cual no existe en la naturaleza.

La conjugación de carga de un proceso que involucra neutrinos nos da un proceso imposible físicamente. Debido a que la única interacción que afecta a los neutrinos es la débil, las otras interacciones no violan C debido a la característica de los neutrinos de tener helicidad definida.

C. Violación de CP

"...el mundo de las partículas elementales está desequilibrado. ¿Dónde está la mitad suya que corresponde a la física vista a través del espejo?"

George Gamow

"Biografía de la Física" (1960)

Una idea que surge naturalmente es que la combinación de las simetrías de conjugación de carga y paridad (CP) pueda ser una buena simetría de la naturaleza. Si los neutrinos son zurdos y los antineutrinos son derechos al realizar P o C por separado sobre cualquiera de estas partículas obtenemos una partícula no física. Pero el realizar la operación de CP nos devuelve a una situación al menos

posible físicamente (no hay, al menos violación máxima de CP). Sin embargo esta idea no pudo perdurar mucho tiempo.

El camino que conduciría a la observación de la violación de CP se inició aún antes que ocurriera el hallazgo de la violación de P. En 1955 Gell-Man & Pais⁴ publicaron un trabajo que mostraba que la invariancia CP tenía algunas consecuencias importantes para el sistema de los kaones neutros.

El K_0 puede transformarse en \bar{K}_0 a través de una interacción débil como veremos más adelante. Como consecuencia las partículas observadas en el laboratorio no son K_0 y \bar{K}_0 sino algunas combinaciones lineales de estas. Podemos formar estados propios de CP considerando lo siguiente:

Los K son pseudoescalares:

$$PK_0 = -K_0 \quad (1)$$

$$P\bar{K}_0 = -\bar{K}_0 \quad (2)$$

Por otro lado uno es antipartícula del otro:

$$CK_0 = \bar{K}_0 \quad (3)$$

$$C\bar{K}_0 = K_0 \quad (4)$$

Entonces su comportamiento frente a CP es:

$$CP(K_0) = -\bar{K}_0 \quad (5)$$

$$CP(\bar{K}_0) = -K_0 \quad (6)$$

Entonces estados propios de CP son:

$$K_1 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) (K_0 - \bar{K}_0) \quad (7)$$

$$K_2 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) (K_0 + \overline{K}_0) \quad (8)$$

$$CP(K_1) = K_1 \quad (9)$$

$$CP(K_2) = -K_2 \quad (10)$$

Si nos mantenemos en la idea de que CP es conservado en las interacciones débiles, K_1 sólo puede decaer a un estado de $CP=1$ y K_2 a uno de $CP=-1$. El decaimiento principal de los kaones neutros es en dos o tres piones. La configuración de dos piones tiene $P=1$ y la de tres piones tiene $P=-1$, ambas configuraciones tienen $C=1$. Entonces K_1 solo podría decaer en dos piones (nunca tres) y K_2 solo en tres piones (nunca dos). Por el hecho de tener un mayor espacio de fase el decaimiento en dos piones es favorecido.

Por lo tanto si tenemos inicialmente un haz con $K_0 = (1/\sqrt{2})(K_1 + K_2)$ la componente K_1 decaerá más rápidamente que la K_2 la cual pasado cierto tiempo será la única que sobreviva. Cerca de la fuente del haz de partículas K_0 deberíamos ver muchos eventos de dos piones y lejos esperamos ver solo eventos de tres piones.

En 1956 Lederman y colaboradores descubrieron el meson de larga vida que llamaron K_L (el subíndice es por "Long" refiriendo a su larga vida) y parecía corresponderse con el estado propio de CP K_2 .⁵ La partícula en apariencia correspondiente a K_1 se denominó K_S (el subíndice es por "Short" refiriendo a su corta vida) Experimentalmente los tiempos de vida del K_S y el K_L son:

$$\tau_S = 0.89 \times 10^{-10} s \quad (11)$$

$$\tau_L = 5.2 \times 10^{-8} s \quad (12)$$

esto implica que los K_S viajan unos pocos centímetros mientras que los K_L viajan algunos metros. Usando un haz de kaones suficientemente largo podemos producir una muestra pura de K_L . Si en ese punto observamos decaimientos en dos piones esto implicaría una violación de CP. Los resultados de un experimento como este fueron anunciados por Cristenson, Cronin, Fitch y Turlay en 1964.⁶ En el mismo se observó que aproximadamente 1 en 500 decaimientos de K_L era

en dos piones. Esta fracción a pesar de ser pequeña es una sólida evidencia de la violación de CP.

El kaon de larga vida no es un estado propio de CP K_2 , sino que contiene una pequeña componente de K_1 :

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}(K_2 + \varepsilon K_1) \quad (13)$$

El coeficiente ε es una medida del apartamiento de la naturaleza de la invariancia CP y su valor es de 2.3×10^{-3} . Estas ideas serán retomadas ampliamente en el capítulo III.

Ulteriores estudios de los decaimientos de K_L han revelado otras evidencias de violación de CP. Otro caso de violación de CP se observó en los siguientes decaimientos del K_L :

$$\begin{aligned} K_L &\rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \\ K_L &\rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (14)$$

La simetría CP transforma uno de los canales de decaimiento mostrados arriba en el otro. Si CP fuera conservado y K_L fuera un estado puro de CP los dos decaimientos deberían darse con igual probabilidad, ya que una transformación de CP debería mantener la probabilidad de los procesos físicos. Sin embargo los experimentos muestran^{7,8,9} que los decaimientos del K_L se dan más a menudo a un positrón que a un electrón por una fracción de 3.3×10^{-3} .

Este proceso permite una distinción absoluta entre materia y antimateria así como entre carga eléctrica positiva y negativa. Esta diferencia sugiere la posibilidad de que esta asimetría sea la causa de la aparente asimetría a gran escala entre materia y antimateria en el universo.

A diferencia de la violación de P que es máxima (todos los neutrinos son izquierdos) la violación de CP es un efecto muy pequeño y restringido a la interacción más débil. Respecto a este hecho dice Richard Feynman:

“¿ Por qué la naturaleza es tan casi simétrica? Nadie tiene una idea de por qué. Lo único que podemos sugerir es algo como esto: Hay una puerta en Japón, en Neiko, que los japoneses llaman algunas veces la puerta más hermosa de todo Japón; se construyó en una época en que había una gran influencia del arte chino. Esta puerta es muy ornamentada, con muchos tímpanos y hermosas estatuas y

columnas y cabezas de dragones y príncipes esculpidos en los pilares, etc. Pero cuando se mira de cerca se ve que en el dibujo elaborado y complejo de uno de los pilares, uno de los pequeños elementos de diseño está esculpido cabeza abajo; por lo demás todo es completamente simétrico. Si se pregunta por qué es así, la historia es que se esculpió cabeza abajo para que los dioses no estuviesen celosos de la perfección humana. Así, a propósito cometieron un error en ella, para que los dioses no estuviesen celosos y se enfadasen con los seres humanos.

Nos gustaría invertir la idea y pensar que la verdadera explicación de la casi simetría de la naturaleza es ésta: ¡Dios hizo las leyes solamente casi simétricas para que así nosotros no estuviésemos celosos de Su perfección!”

D. Teorema CPT

”-¡Ay, ay, ay!-gritaba la Reina, sacudiendo la mano como si quisiera desprenderse de ella-¡Mi dedo sangra!¡Ay, ay, ay, ay!

Sus gritos imitaban tan exactamente el silbido de una locomotora, que Alicia debió taparse las orejas con las manos.

-¿Qué pasa?-dijo, apenas tuvo una posibilidad de hacerse oír-¿Se pinchó el dedo?

-No me lo pinché todavía -dijo la Reina-, pero pronto lo haré...¡Ay, ay, ay!

-¿Cuándo calcula que lo hará?-preguntó Alicia, que se sentía muy tentada a reírse.

-Cuando vuelva a sujetarme el mantón -gimió la pobre Reina-: el broche se va a abrir.¡Ay, ay!

Apenas pronunció estas palabras el broche se abrió, y la Reina lo asió torpemente, tratando de cerrarlo.

-¡Tenga cuidado!-gritó Alicia-¡Lo está agarrando mal!

Se apoderó del broche, pero demasiado tarde. El alfiler había resbalado y la Reina se había pinchado el dedo.

-Esto explica la sangre, como ves -le dijo a Alicia con una sonrisa-. Ahora comprendes de qué modo suceden aquí las cosas”

Lewis Carroll

”A través del espejo y lo que Alicia encontró allí.”

El teorema CPT es un resultado muy general de la teoría cuántica de campos. Se basa en algunas suposiciones muy generales: invariancia de Lorentz, que una teoría de campos debe ser local y la correlación espín-estadística. Este teorema

establece que la operación combinada de inversión temporal (T) y CP es una simetría exacta de cualquier interacción.

El teorema CPT tiene algunas consecuencias que se pueden chequear experimentalmente. Si el teorema es correcto toda partícula debe tener la misma masa y la misma vida media que su antipartícula. Un test particularmente importante es el realizado en el par K_0 y \bar{K}_0 . El mismo muestra que la diferencia porcentual entre sus masas es menor que 10^{-19} .

Si, como vimos, CP es violada en la naturaleza debe haber también una violación de la simetría T que compense el efecto de la violación de CP. Recientemente dos grupos, uno en el CERN en Ginebra y el otro en Fermilab en Chicago, encontraron evidencia de violación de T en decaimientos de kaones neutros.¹⁰

Hasta el momento el teorema CPT es congruente con todos los experimentos realizados.

Los conceptos esenciales para el Modelo Estándar

En esta sección se describen los conceptos esenciales para el Modelo Estándar. Se comienza con la descripción de la materia y el espacio-tiempo, y se termina con la descripción de la fuerza débil y el mecanismo de Higgs.

El Modelo Estándar de la Física de Partículas

- 1. toda la materia
- 2. leptones y quarks
- 3. el electrón
- 4. el neutrón
- 5. neutrinos
- 6. fotones
- 7. gluones
- 8. bosones W y Z
- 9. bosón de Higgs

$1/2$	$1/2$
0	0
0	0

III. El Modelo Estándar y su mecanismo de violación de CP.

El Modelo Estándar es la teoría más exitosa que tenemos en la actualidad para describir los experimentos con partículas elementales que se realizan en aceleradores. Esta teoría modela la estructura de la materia y sus interacciones fundamentales (excepto la gravedad).

Dentro del Modelo Estándar la violación de CP sólo ocurre en las interacciones débiles cargadas. Esto se da a través de ciertas fases complejas de la llamada matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) que aparece en la descripción de los decaimientos débiles cargados de hadrones (partículas compuestas por quarks).

El objetivo de este capítulo es introducir los conceptos esenciales para entender la violación de CP en el Modelo Estándar.

A. Estructura de la materia según el Modelo Estándar.

"Cuando en la materia de la gran obra aparece la blancura, la vida ha vencido a la muerte, su Rey ha resucitado, la tierra y el agua se han transformado en aire, es el régimen de la Luna, su hijo ha nacido... Entonces la materia ha adquirido tal grado de fijación que el fuego ya no sabría destruirla..."

Dom J. Pernety

"Dictionnaire mytho-hermetique: Blancheur" (1758) según Umberto Eco en el "Péndulo de Foucault".

Según el Modelo Estándar toda la materia está compuesta de tres tipos de partículas elementales: quarks, leptones y mediadores de las interacciones.

Hay seis leptones que son el electrón, el neutrino del electrón, el muón, el neutrino del muón, el tau y el neutrino del tau. Los neutrinos son partículas neutras que inicialmente se consideraron sin masa aunque en la actualidad existen algunas evidencias de que podrían tener una masa pequeña.

Los leptones se pueden clasificar según su carga (Q), número electrónico (L_e), número muónico (L_μ) y número tauónico (L_τ). Se pueden agrupar en tres familias o generaciones:

leptón (1er familia)	Q	L_e	L_μ	L_τ
e electrón	-1	1	0	0
ν_e neutrino del electrón	0	1	0	0

leptón (2da familia)	Q	L_e	L_μ	L_τ
μ muón	-1	0	1	0
ν_μ neutrino del muón	0	0	1	0

leptón (3er familia)	Q	L_e	L_μ	L_τ
τ tau	-1	0	0	1
ν_τ neutrino del tau	0	0	0	1

Hay también seis antileptones para los cuales todos los signos de los números cuánticos que hay en la tabla de leptones deben ser invertidos. El positrón (antipartícula del electrón), por ejemplo, tiene una carga +1 y un número electrónico -1. La diferencia entre las familias está en las masas de los leptones cargados. La masa aumenta al ir pasando desde la primera hasta la tercer familia.

En una estructura de familias similar tenemos a los quarks cuyos nombres son up, down, charm, strange, top (truth) y bottom (beauty). que se clasifican de acuerdo a sus números cuánticos de sabor: extrañeza (strangeness, S), encanto (charm, C), belleza (beauty, B) y verdad (truth, T).

También se podrían incluir los números cuánticos arriba (upness, U) y abajo (downness, D) por completitud. Pero esos números cuánticos no son necesarios para la clasificación ya que el único quark con $S=C=B=T=0$ y $Q=\frac{2}{3}$ es el quark up, por lo tanto no es necesario agregar que $U=1$ y $D=0$. Los quarks también se agrupan en tres familias con masas en orden creciente:

quark (1er familia)	Q	D	U	S	C	B	T
d	$-\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	0	0
u	$\frac{2}{3}$	0	1	0	0	0	0

quark (2da familia)	Q	D	U	S	C	B	T
s	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
c	$\frac{2}{3}$	0	0	0	1	0	0

quark (3er familia)	Q	D	U	S	C	B	T
b	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
t	$\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	1

Nuevamente, igual que para los leptones, todos los signos deben invertirse en una tabla de antiquarks. Los mismos se denotan con la misma letra que el quark con una barra sobre la misma, por ejemplo el antiquark up se denota \bar{u} .

La diferencia entre las familias es que las masas se hacen cada vez mayores desde la primer hasta la tercer familia. Sólo la primer familia es estable ya que todas las demás decaen rápidamente hacia la primera. Las familias más pesadas se producen mediante procesos de gran energía como los realizados artificialmente en los aceleradores de partículas.

Las partículas interactúan a través de mediadores para cada interacción: el fotón para la fuerza electromagnética, dos partículas W (con carga eléctrica positiva y negativa) y la partícula Z para la interacción débil y ocho gluones para la interacción fuerte.

Además de las partículas nombradas, el Modelo Estándar requiere al menos una partícula más llamada Higgs responsable de generar las masas de las otras partículas.

Existen una serie de evidencias experimentales de que los nucleones están formados por quarks. Las partículas llamadas bariones son estados ligados de tres quarks mientras que las partículas llamadas mesones son estados ligados de un quark y un antiquark. Según este modelo la mejor forma de describir algunos bariones es suponiendo que están formados por tres quarks idénticos en su estado base. Como los quarks son fermiones esa situación debería estar prohibida por el principio de exclusión. Incluso si olvidáramos por un momento ese problema aparecen otros aspectos poco satisfactorios: es cierto que agrupaciones de la forma qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ y $q\bar{q}$ reproducen las secuencias observadas de bariones, antibariones y mesones respectivamente pero no aparecen en la naturaleza otras posibilidades como por ejemplo qq , $\bar{q}\bar{q}$ o incluso quarks aislados. Esto se deduce del hecho que no se han observado partículas por ejemplo con cargas $4/3$, $2/3$ o $1/3$ (recordar las cargas eléctricas de los quarks).

Tanto el problema con el principio de exclusión como el de que sólo observemos ciertos arreglos de quarks se resuelven introduciendo una nueva propiedad de los quarks llamada color. El número cuántico de color de los quarks tiene tres valores posibles que llamamos como a los colores primarios: rojo, verde y azul. Los antiquarks tienen los respectivos anticolores. Los tres quarks idénticos en el estado base que forman a algunos bariones se distinguen porque cada uno porta un color diferente, de este modo se elimina el problema con el principio de exclusión.

El problema de la no existencia de ciertas combinaciones de quarks se resuelve si consideramos que los estados de partículas observadas en la naturaleza deben ser "sin color" o "blancas". Las formas de obtener estados ligados "blancos" son: combinando quarks de modo que la cantidad de partículas de cada color sea igual a la cantidad de partículas con el anticolor o uniéndolos de modo que la cantidad de todos los colores sea igual (esto es análogo al hecho de que en óptica los tres colores primarios se combinan para dar color blanco). Por tanto combinaciones que son "blancas" sólo se obtienen juntando pares de dos quark $q\bar{q}$ (los mesones) y conjuntos de tres quarks qqq (los bariones) o tres antiquarks $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

(los antibariones). El número cuántico de color además corresponde a la carga de la interacción fuerte.

Los mesones pueden estar formados por pares de cualquier quark con cualquier antiquark, por lo tanto pueden ser neutros (si ambos quarks tienen la misma carga) o cargados si los dos quarks son de distinta carga.

Algunas combinaciones de quarks y los mesones resultantes así como sus características de carga, masa en MeV/c² y tiempo de vida en segundos se muestran a continuación para partículas de espín cero.

Mesón	Contenido de quarks	Carga	Masa(MeV)	Tiempo de Vida (s)
π^\pm	$u\bar{d}, d\bar{u}$	+1, -1	139.6	2.6×10^{-8}
π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	0	134.9	8.7×10^{-17}
K^\pm	$u\bar{s}, s\bar{u}$	+1, -1	493.7	1.24×10^{-8}
K^0, \bar{K}^0	$d\bar{s}, s\bar{d}$	0, 0	497.7	$\left(\begin{array}{l} K_S^0 0.892 \times 10^{-10} \\ K_L^0 5.18 \times 10^{-8} \end{array} \right)$
η	$(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$	0	548.8	7×10^{-19}
η'	$(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$	0	957.6	3×10^{-21}
D^\pm	$c\bar{d}, d\bar{c}$	+1, -1	1869	9×10^{-13}
D^0, \bar{D}^0	$c\bar{u}, u\bar{c}$	0, 0	1865	4×10^{-13}
B^\pm	$u\bar{b}, b\bar{u}$	+1, -1	5271	14×10^{-13}
B^0, \bar{B}^0	$d\bar{b}, b\bar{d}$	0, 0	5275	14×10^{-13}
B_s, \bar{B}_s	$s\bar{b}, b\bar{s}$	0	5369	16×10^{-13}
χ_{c0}	$c\bar{c}$	0	3415	6×10^{-23}

algunos mesones de espín 1 son:

Mesón	Contenido de quarks	Carga	Masa (MeV)	Tiempo de Vida (s)
ρ	$u\bar{d}, d\bar{u}, (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	+1, -1, 0	770	0.4×10^{-23}
K^*	$u\bar{s}, s\bar{u}, d\bar{s}, s\bar{d}$	+1, -1, 0, 0	892	1×10^{-23}
ω	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$	0	783	7×10^{-23}
ϕ	$s\bar{s}$	0	1020	20×10^{-23}
J/ψ	$c\bar{c}$	0	3097	1×10^{-20}
Υ	$b\bar{b}$	0	9460	2×10^{-20}

Los bariones más comunes son el neutrón compuesto por la combinación udd y el protón compuesto por la combinación uud . En el resto de esta tesis varios de los mesones listados más arriba serán nombrados reiteradamente. Mientras tanto no habrá menciones subsiguientes a los bariones excepto al introducir los conceptos de isospín y simetría SU(3) de sabor en los Apéndices C y D.

B. Interacciones Débiles Cargadas y el origen de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

En el caso de los leptones el acoplamiento a los bosones intermediarios W^\pm de la interacción débil cargada tiene lugar dentro de la misma familia. Esto quiere decir que los diagramas de Feynmann que describen los vértices fundamentales de la interacción débil cargada, en el caso de leptones, sólo pueden ser como en la figura 1a. También obtenemos otros vértices posibles cambiando todas las partículas por antipartículas.

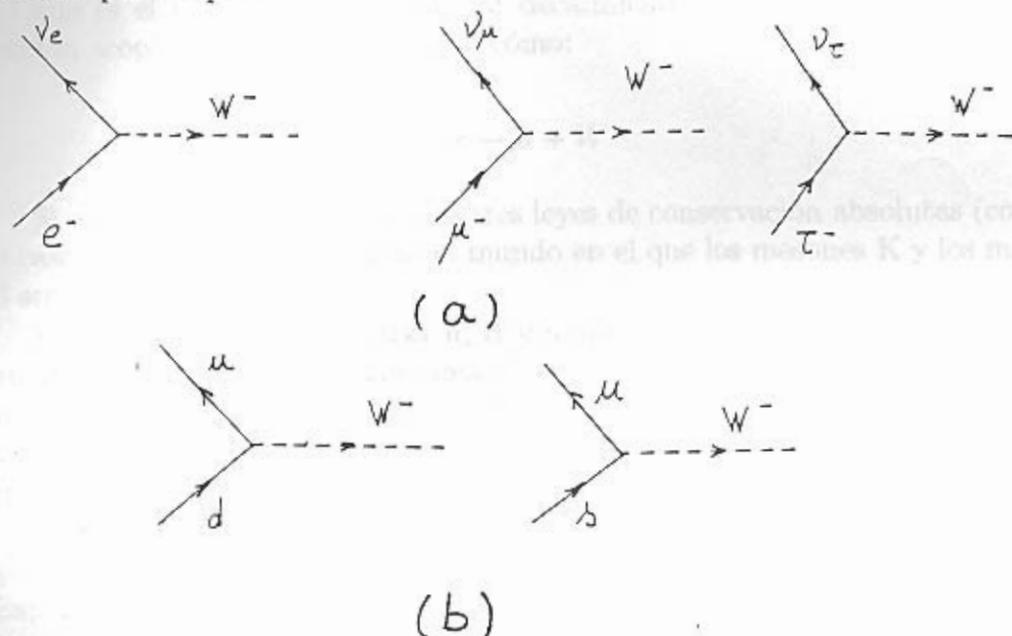


Figura 1: Algunos vértices fundamentales de la interacción débil cargada.

Estos diagramas describen procesos tales como:

$$e^- \rightarrow \nu_e + W^- \quad (15)$$

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + W^-$$

$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + W^+$$

Sin embargo no existe acoplamiento entre familias que permita procesos cómo:

$$e^- \rightarrow \nu_\mu + W^- \quad (16)$$

Esta imposibilidad de acoplamiento entre familias leptónicas implica la conservación de los números electrónicos, muónicos y tauónicos definidos en el apartado anterior.

Si bien la estructura de familias de los quarks es similar a la leptónica, la interacción débil cargada no respeta esa estructura de familias.

Por supuesto que son posibles interacciones dentro de una misma familia de la forma:

$$d \rightarrow u + W^- \quad (17)$$

que es el proceso que subyace al decaimiento del neutrón. Pero también existen acoplamientos entre familias como:

$$s \rightarrow u + W^- \quad (18)$$

Si esto no ocurriera tendríamos tres leyes de conservación absolutas (como en el caso leptónico) y tendríamos un mundo en el que los mesones K y los mesones B serían estables.

En 1963 (cuando los quarks u, d y s eran los únicos conocidos) Cabibbo¹¹ sugirió que el vértice del diagrama $d \rightarrow u + W^-$ (ver figura 1b) contribuía a la amplitud de probabilidad descrita por ese diagrama con un factor de $\cos \theta_C$ mientras que el vértice $s \rightarrow u + W^-$ (ver figura 1c) llevaba un factor $\sin \theta_C$ y que aparte de ese detalle eran idénticos a los diagramas leptónicos.

Los procesos que cambian extrañeza son bastante menos probables que los que la conservan. Por tanto se esperaba que el ángulo de Cabibbo fuera pequeño. Experimentalmente se encontró posteriormente que $\theta_C = 13^\circ$.

La teoría de Cabibbo fue muy exitosa para relacionar varias tasas de decaimiento. Pero tenía el problema de que predecía que el mesón K^0 debía decaer en dos muones con una tasa mucho mayor que la observada experimentalmente. Una solución a este problema fue propuesta en 1970 por Glashow, Illiopoulos y Maiani (GIM).¹² Introdujeron un cuarto quark, el charm, que recién encontraría evidencia experimental de su existencia cuatro años después. Ese quark tendría un acoplamiento con s y d cuyos vértices llevarían respectivamente factores $\cos \theta_C$ y $-\sin \theta_C$. El mecanismo de GIM hace que el diagrama dominante en el decaimiento del mesón K neutro a dos muones (que involucra una línea interna del quark up como se ve en la figura 2a), que lleva un factor $\cos \theta_C \sin \theta_C$, se cancele con otro diagrama (en el cual el quark u es reemplazado por el c como en la figura 2b) que lleva un factor de $-\cos \theta_C \sin \theta_C$. Esta cancelación no es

exacta a menos que las masas del up y el charm sean iguales.

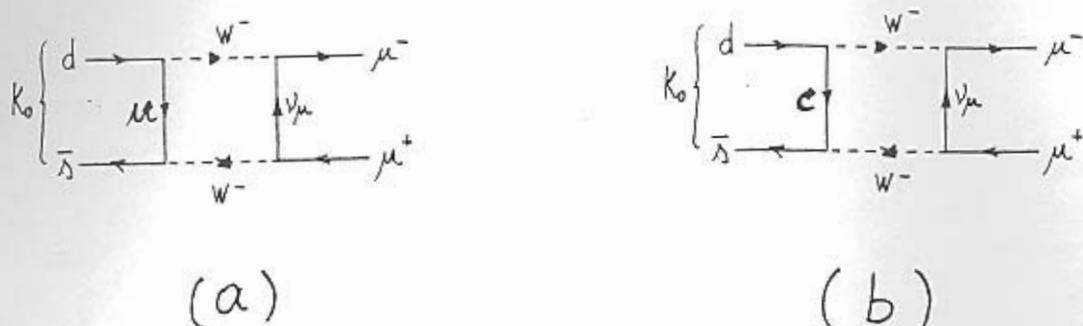


Figura 2: Diagramas responsables del decaimiento del K en dos muones

El esquema de Cabibbo-GIM nos guía hacia una interesante interpretación. En vez de ser los estados de quarks d y s los estados físicos correctos a ser considerados para la interacción débil cargada, lo son los estados d' y s' dados por:

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \\ s' &= -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C \end{aligned} \quad (19)$$

o expresado en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (20)$$

El acoplamiento del W con los estados rotados por Cabibbo

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad (21)$$

es exactamente igual que el acoplamiento con los pares de leptones de una misma familia.

En 1974 se descubrió la partícula J/ψ compuesta por un par $c\bar{c}$ (charm-anticharm) con lo cual se mostró la existencia de un cuarto quark y por tanto la viabilidad del mecanismo de GIM. Pero incluso antes de que la segunda generación hubiera sido descubierta experimentalmente, Kobayashi y Maskawa generalizaron el esquema Cabibbo-GIM para manejar tres familias de quarks. Su motivación era encontrar una forma de incluir la violación de CP dentro del Modelo Estándar.

1. La matriz CKM.

En la próxima sección veremos que la existencia de una tercer generación permite que ocurra la violación de CP. Pero antes veamos la extensión de la idea de Cabibbo a tres familias. Las familias de la interacción débil cargada

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (22)$$

están relacionadas a los estados físicos de quarks por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (23)$$

Dónde los elementos V_{ij} especifican el acoplamiento entre el quark i y j . Por ejemplo V_{ud} da el acoplamiento en el proceso $d \rightarrow u + W^-$.

La acción de la matriz V_{CKM} produce una recombinación de quarks produciendo una combinación lineal entre familias que no afecta el número total de partículas. Debido a esto esa matriz debe ser unitaria.

Una matriz unitaria compleja $N \times N$ contiene N^2 parámetros reales independientes, $2N-1$ de ellos pueden ser eliminados a través de una redefinición de las fases de los N quarks tipo up y los N quarks tipo down. Entonces hay $(N-1)^2$ parámetros físicos reales en esa matriz $N \times N$. Para $N=2$, uno encuentra que hay solo un parámetro: el ángulo de mezcla de Cabibbo. Para $N=3$ hay tres parámetros reales (ángulos de Euler) y una fase compleja. Esta fase compleja como veremos más adelante será la responsable de la violación de CP. El "Particle Data Group" (PDG)¹³ sugiere una parametrización canónica para la matriz CKM:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \quad (24)$$

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

dónde

$$\begin{aligned} c_{ij} &\equiv \cos \theta_{ij} \\ s_{ij} &\equiv \sin \theta_{ij} \end{aligned} \quad (25)$$

con $i, j = 1, 2, 3$ siendo índices de familia.

De acuerdo a las medidas experimentales realizadas hasta el momento los módulos de los elementos de la matriz CKM están en los siguientes rangos con un límite de confianza del 90%¹³:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} (0.9745 - 0.9760) & (0.217 - 0.224) & (0.0018 - 0.0045) \\ (0.217 - 0.224) & (0.9737 - 0.9753) & (0.036 - 0.042) \\ (0.004 - 0.013) & (0.035 - 0.042) & (0.9991 - 0.9994) \end{pmatrix} \quad (26)$$

A partir de medidas experimentales de varios elementos de la matriz de mezcla se obtiene¹⁴ que:

$$\begin{aligned} s_{12} &\approx 0.22 \\ s_{23} &\approx s_{12}^2 \approx 0.05 \\ s_{13} &\approx s_{12}^3 \approx 0.01 \end{aligned} \quad (27)$$

mientras que c_{12} , c_{23} y c_{13} difieren de uno en pequeñas cantidades: 0.025 , $\mathcal{O}(10^{-3})$ y $\mathcal{O}(10^{-5})$ respectivamente. Usando esta información podemos escribir la matriz en forma aproximada como:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} & 1 & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta_{13}} & -s_{23} & 1 \end{pmatrix} \quad (28)$$

En esta parametrización aproximada todos los elementos son reales menos V_{ub} y V_{td} . Al mismo tiempo es importante señalar que estos son precisamente los elementos más pequeños y peor medidos de la matriz.

La parametrización presentada si bien es completamente general no es única, se puede elegir un conjunto diferente de ángulos de Euler, se puede usar una convención de fase diferente, etc.

Usando la jerarquía observada para los módulos de los elementos de la matriz:

$$|V_{ub}| \ll |V_{cb}| \ll |V_{us}|, |V_{cd}| \ll 1 \quad (29)$$

se puede expandir la matriz en potencias del ángulo de Cabibbo θ_C :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta + \frac{1}{2}\eta\lambda^2) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - i\eta A^2\lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (30)$$

dónde

$$\lambda \equiv \sin \theta_C \quad (31)$$

Esta parametrización fue propuesta por Wolfenstein. A partir de datos experimentales se tiene que:

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.221 \pm 0.002 \\ A &= 0.81 \pm 0.06 \\ \sqrt{\rho^2 + \eta^2} &\sim 0.38 \pm 0.11 \end{aligned} \quad (32)$$

De esta parametrización se desprende una relación de órdenes de magnitud entre los elementos de la matriz CKM que será importante en algunas consideraciones posteriores.

$$\begin{aligned} V_{ud}, V_{cs}, V_{tb} &\sim \mathcal{O}(1) \\ V_{cd}, V_{us} &\sim \mathcal{O}(\lambda) \\ V_{cb}, V_{ts} &\sim \mathcal{O}(\lambda^2) \\ V_{ub}, V_{td} &\sim \mathcal{O}(\lambda^3) \end{aligned} \quad (33)$$

La matriz CKM es una matriz unitaria algo especial: es casi diagonal, es casi simétrica y sus elementos se vuelven cada vez más chicos a medida que nos alejamos de la diagonal.

2. El triángulo unitario y la definición de los ángulos α , β y γ .

Los elementos de matriz que serán más importantes para describir los decaimientos raros del mesón B (como se definirán en el capítulo IV) serán precisamente los más pequeños en módulo: V_{ub} y V_{td} . Recordemos que estos son los elementos que en la parametrización de la ecuación (24) tiene las partes imaginarias más significativas como se ve en la aproximación de la ecuación (28). También son los peor medidos hasta el momento debido a la falta de datos sobre decaimientos del B (ver ecuación (26)).

Una relación que vincula estos elementos de matriz se obtiene al aplicar la restricción de unitariedad entre la primer y tercer columna de la matriz CKM:

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (34)$$

Esta relación determina un triángulo en el plano complejo como se muestra en la figura 3a.

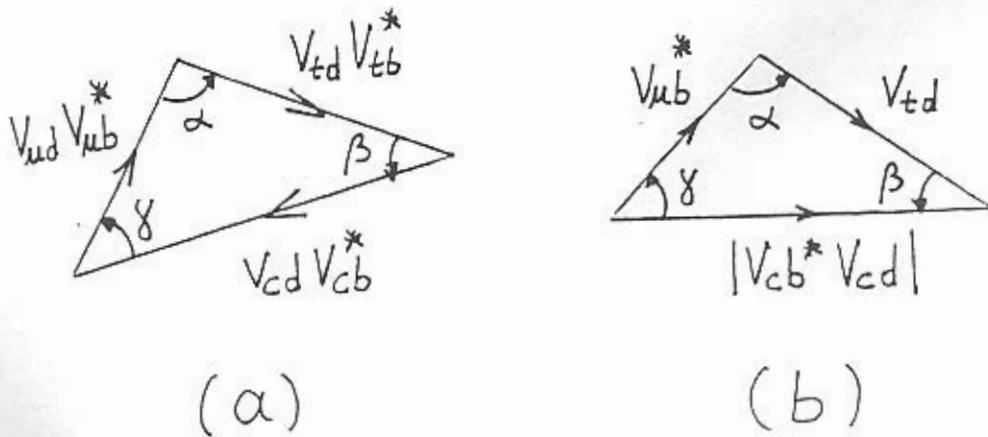


Figura 3: Triángulos unitarios

Si usamos el hecho de que V_{ud} y V_{tb} son muy cercanos a la unidad podemos escribir la ecuación (34) como:

$$V_{ub}^* + V_{td} = -V_{cb}^* V_{cd} \quad (35)$$

En la parametrización del PDG¹³ el término de la derecha es prácticamente real (ver ecuación (28)). Por lo tanto en esa parametrización el triángulo en el

plano complejo que representa a la ecuación (35) tiene un lado sobre el eje real como se muestra en la figura 3b. Los triángulos de la figura 3 son llamados triángulos unitarios. Existen seis triángulos unitarios diferentes correspondientes a los tres pares diferentes de filas y tres pares diferentes de columnas a las que la restricción de unitariedad puede ser aplicada. El triángulo que se ilustra en la figura 3 es el más interesante para la violación de CP porque dos de sus lados son representados por los dos elementos con mayor fase compleja (veremos en la próxima sección que estas fases son las responsables de la violación de CP).

Los ángulos internos del triángulo unitario, se denominan generalmente en la literatura (y en esta tesis) como α , β y γ (ver figura 3).

De acuerdo a la aproximación de la ecuación (28) los ángulos β y γ aparecen en la expresión compleja de los elementos de la matriz CKM V_{td} y V_{ub}

$$\begin{aligned} V_{ub} &= |V_{ub}| e^{-i\gamma} \\ V_{td} &= |V_{td}| e^{-i\beta} \end{aligned} \quad (36)$$

La aparición de estas fases será importante en procesos que impliquen la interferencia de amplitudes que lleven como factor cada uno de estos elementos con otras que no tengan fase compleja. Esto se verá en detalle más adelante.

El ángulo α es el que aparece entre $-V_{ub}^*$ y V_{td} por lo tanto jugará un rol importante en decaimientos que impliquen interferencia entre sí de amplitudes que contengan esos dos elementos de matriz.

Testear la validez de la unitariedad de la matriz CKM es uno de los objetivos principales de los experimentos de violación de CP en mesones B que se realizarán en los próximos años. Para ello es necesario medir en forma independiente la fase de V_{ub} , V_{td} y el ángulo entre $-V_{ub}^*$ y V_{td} para luego verificar que su suma ($\alpha + \beta + \gamma$) sea 180° como requiere la construcción del triángulo unitario. Un fallo en esta relación podría ser una señal clara de una física nueva no incluida en el Modelo Estándar. Por el contrario la verificación de esta relación sería una nueva predicción confirmada del Modelo Estándar que aumentaría la confianza de la comunidad en esta teoría que pretende describir las interacciones de las partículas elementales.

C. Violación de CP en el Modelo Estándar

Consideremos por un momento el proceso a nivel de quarks $b \rightarrow u + W^-$, que podría formar parte de algún proceso físico hadrónico (por ejemplo el decaimiento de un hadrón). El mismo tendrá una amplitud de probabilidad proporcional al elemento V_{ub} que será un número complejo con fase $-\gamma$ (corresponde al nombre

que dimos a la fase de V_{ub} al definir el triángulo unitario en la sección anterior) por lo tanto:

$$\mathcal{A}(b \rightarrow u + W^-) \propto |V_{ub}| e^{-i\gamma} \quad (37)$$

Por otra parte si consideramos al proceso conjugado CP del anterior: $\bar{b} \rightarrow \bar{u} + W^+$ (o $u + W^- \rightarrow b$) la amplitud es proporcional a V_{ub}^* :

$$\mathcal{A}(\bar{b} \rightarrow \bar{u} + W^+) \propto |V_{ub}| e^{i\gamma} \quad (38)$$

Se puede ver que existe una diferencia de fase de 2γ entre un decaimiento que implique el proceso de quarks mostrado inicialmente y el proceso transformado CP respecto a ese. Esto hace que exista una diferencia entre un proceso y su conjugado CP. Por supuesto que esa diferencia de fase no produce efectos observables a menos que un proceso interfiera con otro.

Con la intención de ilustrar como puede ocurrir esa interferencia usaremos el ejemplo de la violación de CP observada en el decaimiento $K_L \rightarrow \pi\pi$. Este ejemplo ya fue mencionado en el capítulo anterior como primer evidencia de violación de CP. En seguida veremos que en este caso la fase no será la de $V_{ub}(\gamma)$ sino la de $V_{td}(\beta)$.

Consideremos, como en las ecuaciones (7), (8), (9) y (10), las combinaciones lineales de K_0 y \bar{K}_0 que son autoestados de CP: K_1 y K_2 . El autoestado K_2 no puede decaer directamente a 2 piones ya que su valor propio de CP es -1 y el de dos piones es 1. El diagrama dominante que es responsable de ese decaimiento no viola CP. Ese diagrama es el de la figura 4a gobernado por el producto de elementos de matriz $V_{us}V_{ud}^*$ que no tienen fase débil proveniente de CKM. Por otra parte existe la posibilidad de que las partículas K_0 y \bar{K}_0 se transformen una en otra, en un proceso llamado oscilación, a través de los diagramas caja de la figura 4b.

Si bien el proceso se puede dar con quarks virtuales up, charm o top la contribución dominante es la del diagrama con el quark top. La amplitud de probabilidad de ocurrencia de este diagrama es proporcional a $(V_{ts}V_{td}^*V_{ts}V_{td}^*)$ por lo que tendrá una fase débil $e^{-i2\beta}$.

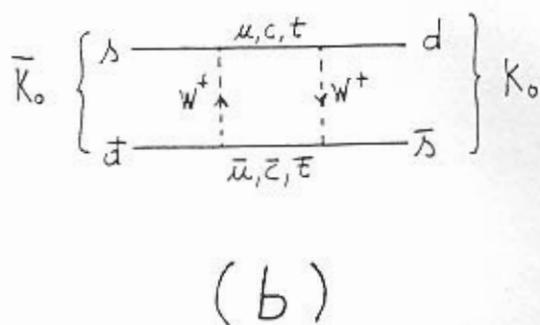
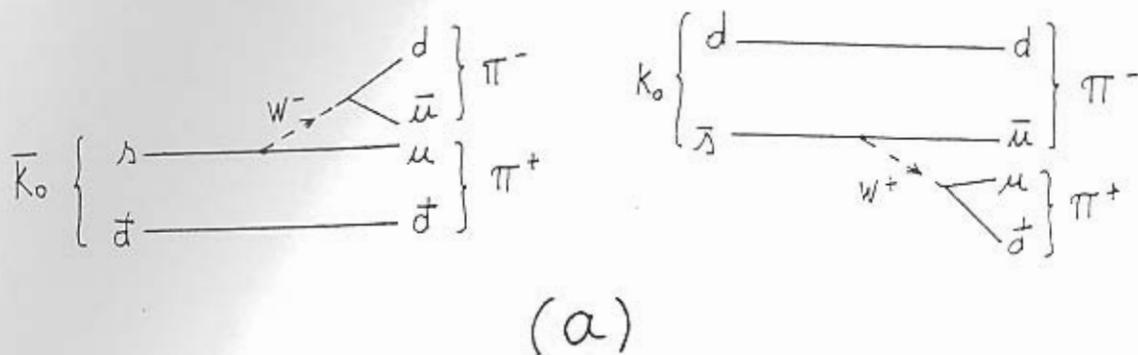


Figura 4: a) Diagrama del decaimiento de un K neutro en dos piones

b) Uno de los diagramas caja responsables de la oscilación de los kaones neutros.

Por otro lado los procesos a través de quark up y charm son proporcionales a $(V_{us}V_{ud}^*V_{us}V_{ud}^*)$ y $(V_{cs}V_{cd}^*V_{cs}V_{cd}^*)$ por lo que al no aparecer V_{ub} ni V_{td} no generan fase de violación de CP. En lo sucesivo consideraremos que la oscilación se produce por el diagrama dominante que es el que contiene al quark top virtual.

En este escenario que considera sólo las contribuciones dominantes tenemos que la probabilidad de que una partícula inicialmente compuesta de K_2 decaiga a dos piones (situación prohibida por CP) cumple:

$$P(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-) \propto |\mathcal{A}(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \mathcal{A}(K_2 \rightarrow K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2 \quad (39)$$

donde \mathcal{A} es la amplitud de probabilidad del decaimiento. $\mathcal{A}(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ es el decaimiento directo a dos piones sin pasar previamente a ningún otro estado de kaones neutros.

Como el decaimiento no viola CP tenemos que las amplitudes de decaimiento directo (sin transición previa entre los dos estados propios de CP) a dos piones $\mathcal{A}(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0$ y $\mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-) \neq 0$, por lo tanto:

$$P(K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-) \propto |\langle K_0 - \bar{K}_0 | \mathcal{M} | K_0 + \bar{K}_0 \rangle \times \mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2 \quad (40)$$

$$= |\langle K_0 | \mathcal{M} | K_0 \rangle - \langle \bar{K}_0 | \mathcal{M} | \bar{K}_0 \rangle + \langle K_0 | \mathcal{M} | \bar{K}_0 \rangle - \langle \bar{K}_0 | \mathcal{M} | K_0 \rangle|^2 \times |\mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2 \quad (41)$$

$$= |\langle K_0 | \mathcal{M} | \bar{K}_0 \rangle - \langle \bar{K}_0 | \mathcal{M} | K_0 \rangle|^2 \times |\mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2$$

$$= |ae^{-i\beta} - ae^{i\beta}|^2 \times |\mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2$$

$$= |a(e^{-i\beta} - e^{i\beta})|^2 \times |\mathcal{A}(K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-)|^2$$

donde \mathcal{M} es el operador correspondiente al diagrama 4b con quark top internos. Se usó que $\langle K_0 | \mathcal{M} | \bar{K}_0 \rangle$ por tener la fase débil que le corresponde según el diagrama de la figura 4b se puede escribir como $ae^{-i\beta}$ mientras que su proceso conjugado CP $\langle \bar{K}_0 | \mathcal{M} | K_0 \rangle$ cambia el signo de su fase débil siendo posible escribirlo como $ae^{i\beta}$.

Es claro que si no fuera por la diferencia de fase entre los diagramas caja conjugados CP este decaimiento sería imposible y CP sería una simetría de este decaimiento.

Este ejemplo permite ver que si no existieran amplitudes que involucren quarks de la tercer familia a través de procesos débiles con factores V_{ub} y/o V_{td} no ocurriría la violación de CP.

La asimetría entre el pasaje de K_0 a \bar{K}_0 y su conjugado CP de \bar{K}_0 a K_0 hace que una partícula inicialmente estado propio de CP como K_2 evolucione modificando su contenido. Por esto la partícula física real de larga vida (es decir que decae preferentemente a tres piones) se puede escribir como:

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}(K_2 + \varepsilon K_1) \quad (42)$$

donde ε es un parámetro muy pequeño que da cuenta de la parte de la partícula física real que puede decaer a dos piones. Las razones por las que la partícula física es K_L se entenderá mejor más adelante cuando se introduzca el formalismo necesario para describir la mezcla de partícula y antipartícula.

En general la interferencia se puede dar de dos formas: en la oscilación partícula-antipartícula (como en el ejemplo anterior) o directamente entre amplitudes de decaimiento. A continuación estudiaremos la mezcla partícula-antipartícula y luego veremos los dos mecanismos de violación de CP. Se ejemplificará en varios casos con el sistema de kaones neutros por su importancia histórica y porque las ideas fundamentales se prolongan naturalmente al caso de los mesones B. Además el conocimiento de las características de la violación de CP en kaones

permite valorar la potencia de los decaimientos de mesones B como ventana a los mecanismos de violación de CP en el Modelo Estándar.

D. Mezcla Partícula-Antipartícula

A continuación describiremos la física de la mezcla partícula-antipartícula que se da para algunos sistemas de mesones neutros.

El formalismo que introduciremos permitirá entender en forma más completa algunas ideas de la sección anterior. Por ejemplo se podrá entender de un modo más profundo por qué la existencia de violación de CP (manifestada a través de fases CKM) hace que la partícula física real no sea K_2 sino que sea aquella que llamamos K_L . También permitirá entender las diferencias entre el proceso de oscilación en kaones y en mesones B, lo cual es un requisito para entender algunos métodos de medida de parámetros de violación de CP en oscilaciones del B neutro.

Los mesones K y B neutros pueden mezclarse con sus antipartículas a través de interacciones débiles de segundo orden. Para el caso del mesón B esto ocurre a través de los diagramas de la figura 5. Para el K los diagramas son similares y un ejemplo es mostrado en la figura 4b.

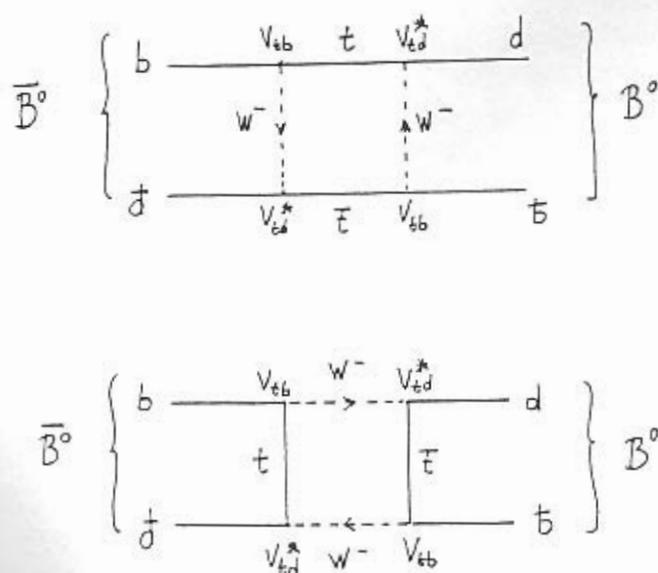


Figura 5: Diagramas caja responsables de la oscilación de los mesones B neutros

En los experimentos se producen estados mesónicos con sabores de quarks bien definidos. Estos pueden ser $B^0 \equiv (\bar{b}d)$ y $\bar{B}^0 \equiv (b\bar{d})$, los ya definidos K^0 y \bar{K}^0 o

$B_s \equiv (\bar{b}s)$ y $\bar{B}_s \equiv (b\bar{s})$ dependiendo del sistema de mesones neutros que estemos considerando. Estos no son necesariamente estados propios de masa definida y no son estados propios de CP.

Estos mesones forman sistemas de dos estados $(K^0 - \bar{K}^0, B^0 - \bar{B}^0, B_s - \bar{B}_s)$ que en general pueden ser de la forma:

$$aF + b\bar{F} \quad (43)$$

(donde $F = K, B^0, B_s$ para mantener generalidad) y su evolución es gobernada por la ecuación de Schrodinger,

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (44)$$

donde el Hamiltoniano más general es de la forma

$$H = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix} \quad (45)$$

La primera matriz (llamada matriz de masa) modela los procesos con estados intermedios virtuales que no conducen al decaimiento del mesón. Los elementos diagonales M son debidos a las masas de los quarks y a las interacciones que mantienen ligado al mesón. Los elementos fuera de la diagonal son debidos a transiciones $F \rightarrow \bar{F}$ con estados virtuales intermedios. En el Modelo Estándar se espera que M_{12} esté dominado por diagramas caja como los mostrados en las figuras 5 y 4b involucrando interacciones débiles con dos quarks top virtuales.

La segunda matriz (Γ_{ij}) de H toma en cuenta los decaimientos débiles del mesón neutro $F = K, B_d, B_s$. Los elementos diagonales Γ son producidos por decaimientos de la forma $F \rightarrow X$ y $\bar{F} \rightarrow \bar{X}$ donde X es un estado final real (no virtual). Los elementos fuera de la diagonal Γ_{12} son debidos a transiciones $\bar{F} \rightarrow X, F \rightarrow \bar{X}$ con estados finales X accesibles a ambos estados F y \bar{F} .

Generalizando las ecuaciones (7), (8), (9) y (10) tenemos que las combinaciones lineales que son estados propios de CP son:

$$\begin{aligned} F_1 &= F - \bar{F} \\ F_2 &= F + \bar{F} \end{aligned} \quad (46)$$

que cumplen por lo tanto:

$$\begin{aligned} CP(F_1) &= F_1 \\ CP(F_2) &= -F_2 \end{aligned} \quad (47)$$

Diagonalizando H obtenemos los estados propios físicos $F_{H,L}$. Los mismos son combinaciones lineales de los estados propios de la interacción fuerte F y \bar{F} y se pueden escribir como

$$F_H = N_{\bar{\varepsilon}} [(1 + \bar{\varepsilon}) F + (1 - \bar{\varepsilon}) \bar{F}] \equiv pF + q\bar{F} \quad (48)$$

$$F_L = N_{\bar{\varepsilon}} [(1 + \bar{\varepsilon}) F - (1 - \bar{\varepsilon}) \bar{F}] \equiv pF - q\bar{F} \quad (49)$$

donde $N_{\bar{\varepsilon}} = 1/\sqrt{2(1 + |\bar{\varepsilon}|^2)}$ es un factor de normalización. Aquí $\bar{\varepsilon}$ es determinado por

$$\frac{1 - \bar{\varepsilon}}{1 + \bar{\varepsilon}} \equiv \frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad (50)$$

Es interesante observar que si M_{12} y Γ_{12} tienen la misma fase compleja la relación $|q/p| = 1$ y por lo tanto los estados físicos F_H y F_L serían los autoestados de CP es decir F_1 y F_2 respectivamente. Si no hay fases complejas en la matriz CKM tampoco hay diferencias de fase entre M_{12} y Γ_{12} y entonces tendríamos que $K_L = K_2$. La pequeña componente ε que tiene K_L del estado K_1 es una consecuencia de las fases de la matriz CKM. Desde esta nueva óptica se ve entonces con mayor claridad que las diferencias de fases entre diagramas débiles son necesarias para que aparezcan fenómenos de violación de CP.

Los valores propios de masa y ancho de decaimiento están dados por:

$$\begin{aligned} M_H &= M + \text{Re} Q \\ M_L &= M - \text{Re} Q \\ \Gamma_H &= \Gamma + \text{Im} Q \\ \Gamma_L &= \Gamma - \text{Im} Q \end{aligned} \quad (51)$$

donde

$$Q \equiv \sqrt{\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right) \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)} \quad (52)$$

Usando estos valores propios podemos reescribir la ecuación (50) de la forma:

$$\frac{1 - \bar{\varepsilon}}{1 + \bar{\varepsilon}} \equiv \frac{q}{p} = \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{(\Delta M + \frac{i}{2}\Delta\Gamma) / 2} \quad (53)$$

donde ΔM y $\Delta\Gamma$ son las diferencias entre los valores propios correspondientes a $F_{H,L}$

$$\begin{aligned} \Delta M &\equiv M_H - M_L > 0 \\ \Delta\Gamma &\equiv \Gamma_L - \Gamma_H \end{aligned} \quad (54)$$

Los índices H y L denominan al más pesado y al más liviano de los estados propios (del inglés "heavy" y "light").

Un hecho importante del sistema de kaones es que hay diferencias muy grandes en las tazas de decaimiento de los dos estados propios: el más liviano decae más rápidamente que el más pesado. Lo mismo es esperado para los decaimientos del B_s , aunque la diferencia se espera que sea mucho menos pronunciada que para los kaones. En el caso del B_d (otra forma que utilizaremos en lo sucesivo de nombrar al B^0 , que pone énfasis en su contenido de quarks) la diferencia en las tazas de decaimiento son despreciables. En la siguiente tabla se muestran estas relaciones a partir de resultados experimentales tanto para los valores en kaones y la diferencia de masas para los B_d mientras que los demás datos son predicciones teóricas.¹⁵

	K^0	$B_d (B^0)$	B_s
$(\Gamma_L - \Gamma_H) / ([\Gamma_L + \Gamma_H] / 2)$	2.0, $\Gamma_L = 579 \cdot \Gamma_H$	~ 0	$\sim 0.16 \pm 0.10$
$(M_H - M_L) / ([M_L + M_H] / 2)$	0.95	0.73 ± 0.05	$\sim 25 \pm 15$

Esto hace que un haz de kaones neutros después de cierto tiempo sólo contenga al estado propio K_L mientras que en el caso de los mesones B_d la composición de un haz depende del tiempo, produciéndose una oscilación en la composición del haz. Esto último se puede ver desarrollado en el Apéndice B. Se volverá a comentar este punto al hablar de la física del B previo a introducir el mejor método existente para medir el ángulo β .

E. Clasificación de las formas de Violación de CP

La fenomenología de los decaimientos que violan CP es muy rica por lo cual resulta útil tener una clasificación de los posibles mecanismos. Una noción ampliamente usada es la de distinguir violación de CP directa e indirecta.

Cualquier fenómeno de violación de CP que pueda ser atribuido enteramente a la matriz de mezcla, en general a través de fases débiles en los elementos M_{12} , es llamado violación indirecta de CP. Inversamente, cualquier fenómeno que no pueda ser descrito de este modo y explícitamente requiera fases que violan CP en la amplitud de decaimiento es llamada violación directa de CP.

También es posible que existan fenómenos de violación de CP que correspondan a la aparición conjunta de efectos de mezcla y efectos provenientes del decaimiento. A continuación comentaremos con cierto detalle los casos de violación indirecta y directa.

1. Violación de CP en la matriz de mezcla (violación indirecta).

Este tipo de efecto se debe a la violación de CP en el Hamiltoniano H que describe la mezcla de dos estados vista en la sección anterior. Es medible por la cantidad observable $\text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right)$ como veremos a continuación.

La violación indirecta de CP está relacionada con un cambio de sabor en dos unidades $\Delta S (\Delta B) = 2$ como ocurre en los diagramas 4b y 5. Esto significa que si inicialmente tenemos un quark b con número cuántico $B=1$ al producirse el proceso de oscilación como en la figura 5 tendremos un antiquark \bar{b} con $B=-1$, lo cual implica una variación del número cuántico de belleza en dos unidades ($\Delta B = 2$). Lo mismo significa un proceso $\Delta S = 2$ para mesones con extrañeza.

Un ejemplo de gran importancia es la asimetría de carga en los decaimientos semileptónicos del mesón K_L . Esta es una de las manifestaciones más claras de violación de CP en kaones.

A partir de aplicar la ecuación (48) a la partícula K_L (notar que K_L corresponde en la notación general a F_H y no a F_L) y del hecho que de acuerdo a los diagramas del Modelo Estándar (figura 6) sólo la componente $K^0 (d\bar{s})$ puede decaer al antileptón (l^+) y sólo la componente $\bar{K}^0 (\bar{d}s)$ puede decaer al leptón (l^-) se puede obtener la siguiente expresión para el observable considerado aquí:

$$\Delta = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} = \frac{|1 + \bar{\epsilon}|^2 - |1 - \bar{\epsilon}|^2}{|1 + \bar{\epsilon}|^2 + |1 - \bar{\epsilon}|^2} \approx 2 \text{Re} \bar{\epsilon} \approx \frac{1}{4} \text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) \quad (55)$$

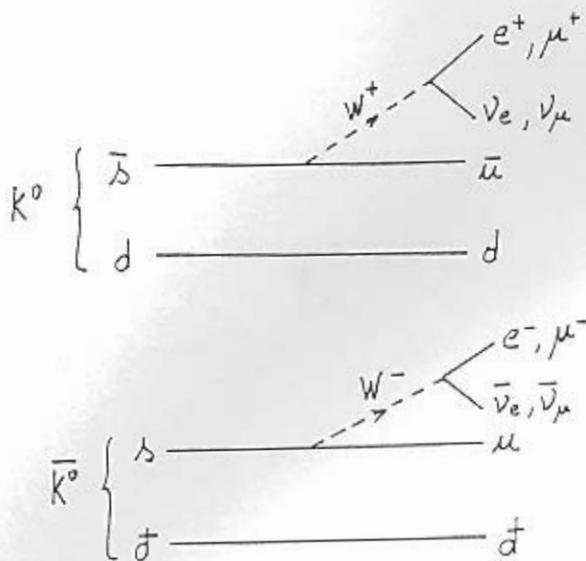


Figura 6: Diagramas de decaimientos semileptónicos de los kaones neutros.

La última igualdad, que relaciona la asimetría con los elementos de el Hamiltoniano de la ecuación (45) que describe la mezcla, se obtiene usando el resultado dado en la ecuación (53). Las aproximaciones son por tomar $\bar{\epsilon} \ll 1$. Si CP fuera una buena simetría de la naturaleza K_L sería un estado propio de CP y los dos procesos comparados estarían relacionados por una transformación de CP. La diferencia de tasas de decaimientos Δ debería ser cero en ese caso. Sin embargo experimentalmente se encuentra¹³

$$\Delta_{\text{exp}} = (3.27 \pm 0.12) \cdot 10^{-3} \quad (56)$$

lo cual es una clara señal de violación de CP.

En este decaimiento la carga del leptón sirve para marcar al kaon y saber si se trata de la componente K o \bar{K} como se puede ver en la figura 6. La fase de las amplitudes semileptónicas son irrelevantes desde el punto de vista de la aparición de una violación de CP ya que las mismas no portan fases complejas provenientes de la matriz CKM. La violación de CP es en este caso causada solamente por la matriz de mezcla.

En la ecuación (56) se puede observar que $\Delta > 0$. Este hecho empírico permite definir la carga eléctrica positiva en forma absoluta. La carga positiva es la carga del leptón más producido en los decaimientos semileptónicos del K_L . Esta definición funcionaría incluso en un mundo de antimateria. Si unido a esta

definición de carga positiva usamos algún experimento de violación de P esto permitiría una definición absoluta de izquierda y derecha. Estas cuestiones de gran importancia teórica son parte de la gran motivación para comprender más sobre los mecanismos de violación de CP.

2. Violación de CP en la amplitud de decaimiento (violación directa).

Este tipo de fenómeno se caracteriza porque la violación de CP se origina directamente en la amplitud de un decaimiento dado. Es completamente independiente de la mezcla partícula-antipartícula y por tanto puede ocurrir también para mesones cargados (K^\pm, B^\pm). En este caso las transiciones tienen $\Delta S (\Delta B) = 1$. Esto significa que mesón inicialmente portador de número cuántico de belleza (o extrañeza) decae a mesones livianos que tienen un valor nulo de ese número cuántico $B=0$ ($S=0$) o en otras palabras que no contienen el quark b (s). La violación de CP directa ocurre a través de efectos de interferencia en las amplitudes de decaimiento como veremos a continuación.

Consideremos una situación en la que dos mecanismos diferentes contribuyen a la amplitud de decaimiento $K \rightarrow f$ donde f representa un determinado estado final compuesto por un cierto número de partículas.

$$A \equiv A(K \rightarrow f) = A_1 e^{i\delta_1} e^{i\phi_1} + A_2 e^{i\delta_2} e^{i\phi_2} \quad (57)$$

Tenemos que A_i ($i = 1, 2$) son amplitudes reales y δ_i son fases fuertes que provienen de la interacción fuerte. Esas fases no cambian su signo cuando se realiza la conjugación CP del proceso a diferencia de las fases provenientes de CKM que deben ser conjugadas complejas cuando se realiza la conjugación CP. Por lo tanto las fases δ_i no cambian de signo al realizar la conjugación CP lo cual es consistente con el hecho empírico de que la interacción fuerte no viola CP.

Las ϕ_i son fases débiles, es decir fases provenientes de la matriz CKM en el Modelo Estándar. Por lo tanto al realizar la conjugación CP de un proceso aparece un cambio de signo en estas fases como ya discutimos anteriormente.

La amplitud correspondiente al proceso conjugado CP $\bar{K} \rightarrow \bar{f}$ es entonces (considerando la convención $CP(K) = -\bar{K}$ como hicimos en el primer capítulo y denotando el estado transformado del estado final como $CP(f) = \bar{f}$):

$$\bar{A} \equiv A(\bar{K} \rightarrow \bar{f}) = -A_1 e^{i\delta_1} e^{-i\phi_1} - A_2 e^{i\delta_2} e^{-i\phi_2} \quad (58)$$

Como ahora todos los quarks son reemplazados por antiquarks y viceversa las fases débiles cambian de signo respecto a la ecuación (57). Las fases fuertes

invariantes de CP permanecen inalteradas. De las ecuaciones (57) y (58) se encuentra que:

$$|A|^2 - |\bar{A}|^2 \sim A_1 A_2 \sin(\delta_1 - \delta_2) \sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (59)$$

Las condiciones para una diferencia no nula entre las tasas de decaimiento de $K \rightarrow f$ y su conjugado CP se pueden ver en la ecuación (59). Son necesarias dos amplitudes que interfieran y esas amplitudes deben tener diferentes fases débiles así como diferentes fases fuertes.

A pesar de que las fases fuertes en sí mismas no pueden generar violación de CP son necesarias para que la asimetría no se anule y las diferencias de fases débiles se muestren en una asimetría CP observable.

En caso de que se quisiera a partir de asimetrías medir fases débiles o al menos extraer información sobre ellas nos encontraríamos con la dificultad de que es necesario determinar teóricamente los parámetros provenientes de la interacción fuerte como surge de observar la ecuación (59).

En el proceso del ejemplo podríamos intentar medir $\sin(\phi_1 - \phi_2)$ lo cual nos da información sobre los valores de las fases débiles. Pero para lograr esto tendríamos que conocer los parámetros A_1, A_2 y $\sin(\delta_1 - \delta_2)$. Los mismos se desprenderían de cálculos para procesos fuertes en el régimen no perturbativo, por lo que cualquier intento de determinación de estos parámetros implicará modelos sobre la física de la interacción fuerte y la formación de estados hadrónicos. En la actualidad los modelos existentes presentan grandes incertidumbres por lo cual es deseable proponer métodos de medida de fases débiles que no dependan de ellos.

Un aspecto importante de la violación directa es, que a diferencia de la violación indirecta que sólo se da en mesones neutros, puede producirse tanto en mesones neutros como en mesones cargados.

Daremos un ejemplo simplificado de violación directa para un caso de decaimiento del mesón B. El decaimiento del B cargado a tres piones que consideraremos a continuación será uno de los que utilizaremos más adelante en esta tesis para medir el ángulo γ del triángulo unitario.

Consideremos el decaimiento $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ y su conjugado CP $B^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$. Los mismos pueden darse en forma directa a través de los diagramas de la figura 7a y figura 7b. Los factores CKM de estos diagramas son $V_{ub}^* V_{ud}$ para $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ y $V_{ub} V_{ud}^*$ para $B^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$. Por lo tanto sus contribuciones pueden escribirse como $Ce^{i\gamma}$ y $Ce^{-i\gamma}$ respectivamente dónde C simboliza la contribución de los diagramas que no cambia al hacer la conjugación de CP. Ese factor C en general será complejo y tendrá contribuciones de la interacción fuerte en régimen no perturbativo que es la responsable de formar los estados

mesónicos finales. Por lo tanto C se puede escribir como $C = Ae^{i\delta_A}$ (dónde A es una amplitud real y δ_A es la fase fuerte).

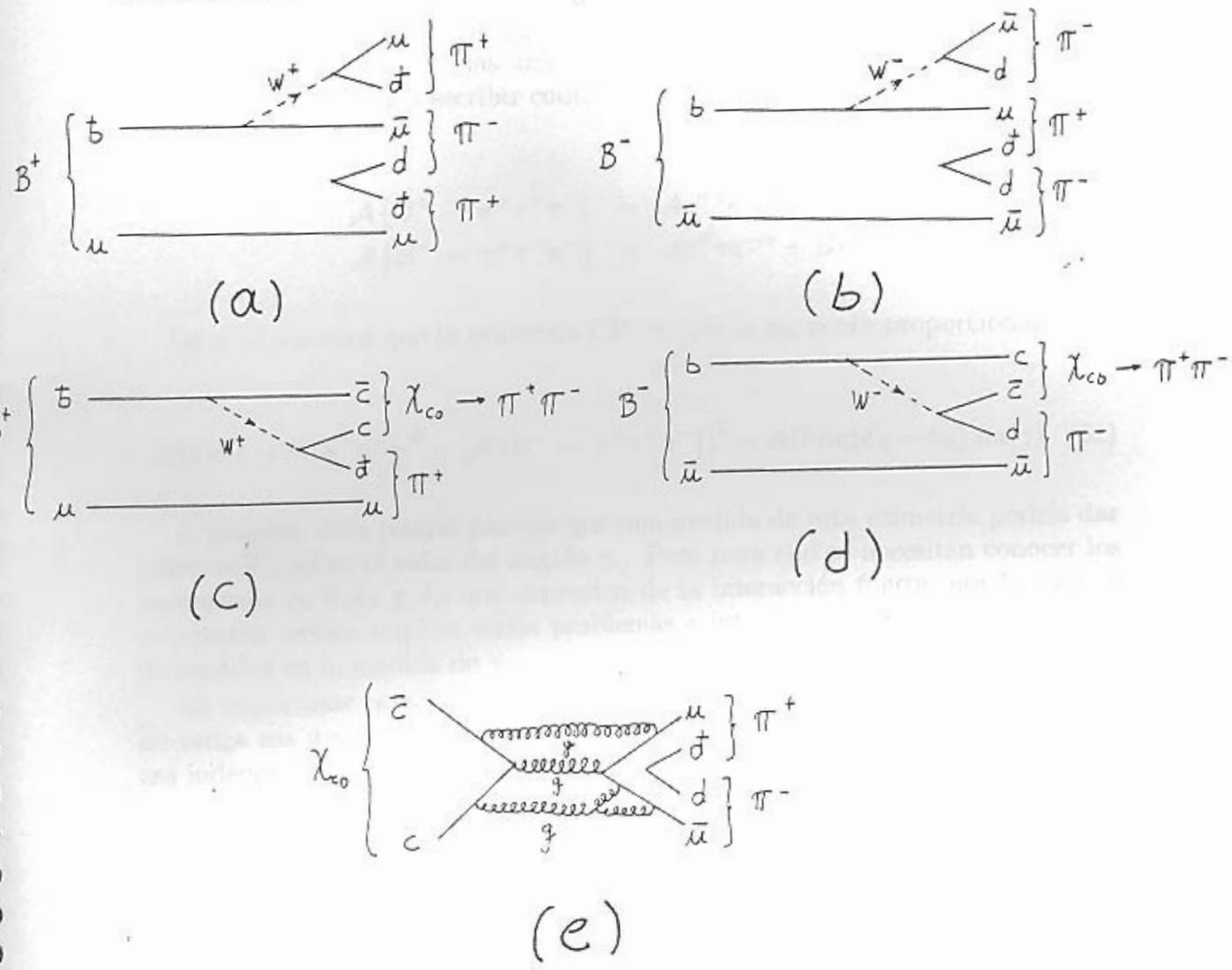


Figura 7: Diagramas que describen el decaimiento de mesones B cargados en tres piones cargados. a) Decaimiento directo del B positivo. b) Decaimiento directo del B negativo. c) Decaimiento a través de una resonancia del B positivo. d) Decaimiento a través de una resonancia del B negativo. e) Decaimiento fuerte de la resonancia.

Para tener violación de CP necesitamos otro diagrama que contribuya a este proceso pero que tenga una fase CP diferente. En este caso otro diagrama que contribuye es el de las figuras 7c y 7d. En ese diagrama el mesón B cargado decae a una partícula χ_{c0} la cual luego decae a dos piones por un proceso fuerte que no introduce fases CKM y por lo tanto no viola CP (ver figura 7e). Los factores CKM que aparecen en cada caso son $V_{cb}^* V_{cd}$ para el caso $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$

y $V_{cb}V_{cd}^*$ para el caso $B^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$. Por lo tanto no tienen fase débil y ambos diagramas dan lugar a la misma amplitud (en general compleja) que denotaremos como $Be^{i\delta_B}$.

Si consideramos que estos son los únicos canales de desintegración que intervienen en este proceso¹⁶ las amplitudes del proceso $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ y de su conjugado CP se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+) &= Ae^{i\delta_A}e^{i\gamma} + Be^{i\delta_B} \\ \mathcal{A}(B^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-) &= Ae^{i\delta_A}e^{-i\gamma} + Be^{i\delta_B} \end{aligned} \quad (60)$$

De aquí tenemos que la asimetría CP cumple la siguiente proporcionalidad:

$$|\mathcal{A}(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)|^2 - |\mathcal{A}(B^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)|^2 \sim AB \sin(\delta_A - \delta_B) \sin(\gamma) \quad (61)$$

A primera vista podría parecer que una medida de esta asimetría podría dar información sobre el valor del ángulo γ . Pero para ello se necesitan conocer los parámetros A, B, δ_A y δ_B que dependen de la interacción fuerte, por lo cual su estimación teórica implica serios problemas e introduciría fuertes dependencias de modelos en la medida de γ .

Es importante que un método para medir los ángulos del triángulo unitario no tenga esa dependencia de modelos. Cómo se puede en algunos casos lograr esa independencia de modelos es algo que veremos en los siguientes capítulos.

IV. Física del mesón B y Violación de CP.

"¡Pues lo que esos pesares no pudieron hacer brotar entonces, lo ha realizado tu belleza, y mis ojos se ciegan de llanto!...¡No he suplicado jamás ni a amigo ni a enemigo! ¡Jamás mi lengua logró aprender una dulce palabra de afecto! ¡Pero hoy tu hermosura es el precio de todo; mi orgulloso corazón suplica y mi lengua me obliga a hablar!"

William Shakespeare.

"El Rey Ricardo III."

"...grandes asimetrías CP deberían aparecer en decaimientos del B y los mismos están al alcance de los experimentos. ¡Es por esta razón que siento intensamente que el único nombre apropiado para este número cuántico es belleza (beauty)! Un nombre como fondo (bottom) no le haría justicia."

Icarus Bigi.

"CP Violation-An Essential Mistery in Nature's Grand Design."

De acuerdo al Modelo Estándar, se espera que en los mesones B los fenómenos de violación de CP aparezcan en forma mucho más clara que en los kaones. Se esperan asimetrías del orden del 30 % contra las observadas en kaones de aproximadamente 3 partes en 1000 (ver ecuación (56)).

Por otra parte, los mesones B son los únicos mesones accesibles actualmente a la experimentación que contienen quarks de la tercera generación. Por tanto son la mejor posibilidad que tenemos de acceder a los elementos de la matriz CKM V_{ub} , V_{cb} , V_{ts} y V_{td} , que describen los acoplamientos de la tercera generación de quarks con los quarks más livianos.

Los elementos de matriz que implican fases complejas débiles (V_{ub} y V_{td}) responsables de la violación de CP aparecen en los decaimientos de mesones B en forma importante. Estos decaimientos, debido a la gran masa del B (5.28 GeV), dan una gran cantidad de estados finales en los que la violación de CP puede ser medida. El estudio de estos decaimientos abre una serie de posibilidades, inexistentes hasta el momento, de poner a prueba experimentalmente el mecanismo de violación de CP propuesto en el Modelo Estándar y de completar la medida de los parámetros que la gobiernan.

En este capítulo vamos a presentar características generales de los decaimientos del B y su relevancia para observar violación de CP.

Inicialmente se presentará la aproximación diagramática a los decaimientos del B. La misma nos muestra a nivel de quarks cuales son los procesos débiles que pueden producir decaimientos hadrónicos del mesón B. Esto permite saber

cuales son las fases débiles que gobiernan un decaimiento, lo que es esencial para idear métodos de medida de esas fases. También se verá cómo las interacciones de estado final (procesos fuertes posteriores a la formación de los hadrones en el estado final) pueden afectar a las conclusiones sacadas a partir de la aproximación diagramática.

Mostraremos cómo aparece violación de CP en decaimientos del B. En particular se describirán los métodos más aceptados para medir los ángulos α , β y γ en decaimientos del mesón B. En el caso de las medidas de α y β la descripción apunta a mostrar características generales de los métodos para medir fases de violación de CP enfatizando defectos que pueden deberse tanto a dificultades experimentales como a incertidumbres teóricas. También se muestra que en el caso de β existe un método muy bueno llamado "golden plate" que difícilmente se pueda mejorar.

Sin embargo para el ángulo γ encontramos o bien métodos con grandes incertidumbres teóricas o bien métodos independientes de modelos (sin incertidumbres teóricas) pero prácticamente imposibles de ser implementados en forma eficiente desde el punto de vista experimental. El objetivo de presentarlos es mostrar el estado previo a la propuesta de nuevos métodos que se realiza en esta tesis.

Finalmente se incluirá una sección en la que se detallan algunos aspectos de las máquinas que se han construido especialmente para medir violación de CP en los mesones B. Las mismas empezarán a funcionar en el correr de 1999.

A. Aproximación diagramática a los decaimientos raros de los mesones B.

"Cosa bella mortal pasa y no dura"

Leonardo Da Vinci

"La belleza se transforma en encanto (casi siempre)"

Icarus Bigi.

"CP Violation-An Essential Mistery in Nature's Grand Design."

Los decaimientos hadrónicos del mesón B ocurren principalmente a través de la transición $b \rightarrow c$ favorecida por la matriz CKM ya que el elemento que lo gobierna es el mayor de los que involucran decaimientos del b , es decir $V_{cb} \approx \mathcal{O}(\lambda)$.

En esos decaimientos el diagrama dominante para el proceso débil es el diagrama árbol con un quark espectador que se muestra en la figura 8a en donde el W^- virtual se convierte por ejemplo en un par $\bar{u}d$. Este par se convierte en uno

de los hadrones del estado final mientras el quark c se aparea con el antiquark espectador para dar el otro hadrón.

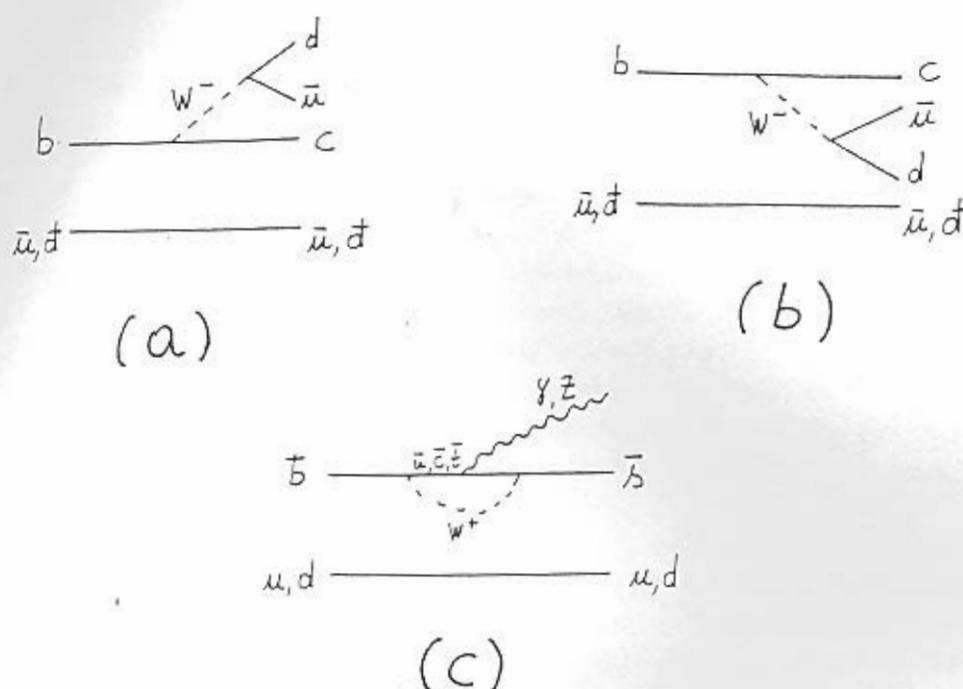


Figura 8: Algunos diagramas responsables de decaimientos de los mesones B. a) árbol (T). b) suprimido de color (C). c) pingüino (P)

El diagrama puede ser modificado por un emparejamiento diferente de los quarks finales. Esto hace posible la construcción del diagrama "suprimido de color" mostrado en la figura 8b el cual tiene los quarks apareados en forma diferente para formar el mismo estado final.

Cómo se explicará a continuación, el diferente arreglo de los quarks hace que una de las amplitudes de los diagramas mostrados sea menor (suprimida de color) que la del otro (árbol). En el diagrama 8a el mesón que se forma a partir del W^- será neutro de color porque el W lo es. El color del quark c es el mismo que el del b original por lo tanto forma un mesón neutro de color con el quark espectador. Esto garantiza que en cualquier caso el diagrama árbol produce la formación de mesones neutros de color.

Sin embargo en el diagrama 8b debe darse la coincidencia de que el quark c tenga el color opuesto al del antiquark u formado a partir del W^- . Eso hace que el diagrama 8a pueda darse con cualquiera de los tres colores (y su anticolor) para el par $\bar{u}d$, mientras que en el caso de la figura 8b el par $\bar{u}d$ debe corresponder al mismo par color-anticolor del mesón original. Es decir el diagrama de la figura 8b se puede dar sólo de una forma.

El razonamiento anterior hace que se espere que la amplitud que describe el

diagrama suprimido de color sea aproximadamente unas tres veces menor que la amplitud del diagrama árbol (de aquí el nombre de suprimido de color).

Todos los decaimientos hadrónicos del B que no ocurren a través de la transición $b \rightarrow c$ se conocen como decaimientos raros del B . El caso más simple es aquel en el cual se reemplaza la transición $b \rightarrow c$ por una transición "suprimida CKM" (dado que es gobernada por V_{ub} que es de orden λ^3) de la forma $b \rightarrow u$. Estos decaimientos son de probabilidad muy pequeña debido a que llevan un factor V_{ub} , pero como veremos tienen la potencialidad de darnos acceso a los ángulos de violación de CP α y γ .

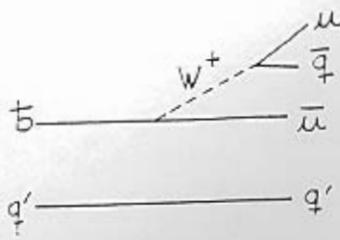
Como la contribución de los diagramas análogos a los mostrados en las figuras 8a y 8b a los decaimientos raros es suprimida (debido a que se reemplaza el quark c por el quark u) se espera que otros diagramas, que en el caso del decaimiento a quark c son despreciables frente a los diagramas dominantes, puedan contribuir en forma importante. Uno de los más importantes son los diagramas llamados pingüinos que producen transiciones de la forma $b \rightarrow d$ (la cual tiene un factor V_{td} dando acceso al ángulo β) o $b \rightarrow s$.

Se muestra en la figura 8c un ejemplo del pingüino electrodébil responsable del decaimiento $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ el cual fue reportado por el experimento CLEO II y es la primer evidencia experimental directa de diagramas pingüinos.

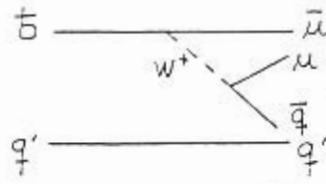
Los decaimientos hadrónicos de mesones B pueden describirse a través del uso de diagramas a nivel de quarks como los anteriormente mostrados. Los diagramas nos indican cuales son los factores CKM (y por lo tanto las fases débiles) que pueden aparecer en un decaimiento dado. Esta aproximación además indica qué fases débiles tendrán mayor importancia en un decaimiento al permitir saber (a partir de ciertos argumentos dinámicos que veremos más adelante) qué diagramas son más relevantes que otros.

Debido a que la violación de CP se manifiesta en forma importante en los decaimientos raros del B estudiaremos la aproximación diagramática sólo en ese caso.

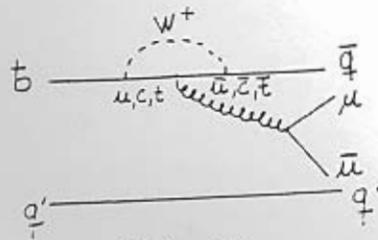
Estos decaimientos se pueden dar a través de los diagramas mostrados en la figura 9; es decir: árbol (T), suprimido de color (C), pingüinos (P), pingüinos electrodébiles (PEW), intercambio (E), aniquilación (A) y aniquilación por pingüino (PA). Los quarks llamados q en las figuras puede ser tanto un quark d como un quark s . Es importante notar que los diagramas E y PA sólo pueden darse en B neutros, mientras que los diagramas A sólo pueden darse en B cargados.



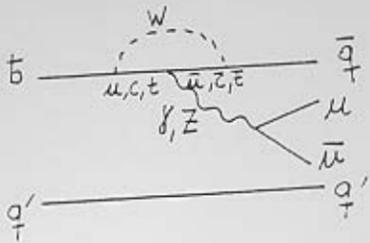
(a) T



(b) C

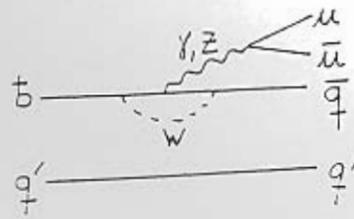


(c) P

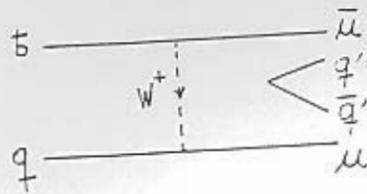


PEWc

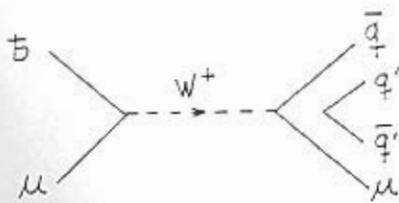
(d)



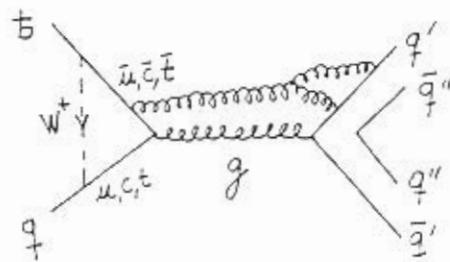
PEW



(e) E



(f) A



(g) PA

Figura 9: Diagramas considerados en la aproximación diagramática a los decaimientos raros de los mesones B. a) árbol (T), b) suprimido de color (C).

c) pingüino fuerte (P), d) pingüino electrodébil (PEW) y pingüino electrodébil suprimido de color (PEWc), e) intercambio (E), f) aniquilación (A), g) aniquilación por pingüino (PA)

Algunos métodos para medir los ángulos del triángulo unitario dependen fuertemente de que algunos de estos diagramas sean despreciables frente a otros. Los órdenes de magnitud de las amplitudes asociadas a los diversos diagramas se estiman a partir de argumentos de carácter dinámico de muy diversa naturaleza. Hasta el momento el chequeo experimental de estas relaciones es aún pobre. En lo que sigue veremos la jerarquía de órdenes de magnitud de las amplitudes y el tipo de argumentos en que se sustenta. Para hacer ese estudio separaremos los diagramas en dos grupos en base a características comunes que detallaremos en lo sucesivo: T, C, E y A por un lado y P, PA, PEW por otro. Primero estudiaremos la relación de órdenes de magnitud de los diagramas dentro de cada grupo (ese orden no dependerá de si el decaimiento es a un quark d o s) y luego compararemos los diagramas más importantes de cada grupo entre sí (esa relación si depende de que el decaimiento sea a un quark d o s).

Las contribuciones de T, C, E y A a un decaimiento dado tienen todas los mismos elementos de matriz CKM, $V_{uq}V_{ub}^*$. En el caso que q represente al quark d el factor CKM es $\mathcal{O}(\lambda^3)$ y en el caso que q represente al quark s el factor CKM es $\mathcal{O}(\lambda^4)$. Como veremos enseguida por distintas razones dinámicas se espera que de estos diagramas T sea el que domine.

El diagrama C es suprimido por color, cómo ya se explicó anteriormente, por lo cual se esperaría que fuera menor que T en un factor 1/3. Algunas estimaciones que incluyen correcciones debidas a la interacción fuerte (ver Apéndice A) muestran que la relación $|C/T|$ puede ser más pequeña^{17,18,19} aproximadamente 0.2. Por lo tanto podemos decir que esta relación es $|C/T| \sim \lambda$. El uso del parámetro λ no tiene nada que ver con los elementos de matriz CKM de C y T, simplemente se usa para expresar numéricamente el tamaño relativo de estos dos diagramas, en lo sucesivo se volverá a hacer un uso similar del parámetro λ .

Las amplitudes de aniquilación implican la superposición de las funciones de onda de los dos quarks que componen el mesón. Se espera que otros diagramas que no tengan que verificar este requisito tengan una mayor amplitud asociada. De hecho, usando la hipótesis llamada de factorización (ver Apéndice A) se puede mostrar que los diagramas A y E son suprimidos respecto a T por un factor $f_B/m_B \approx 5\% \sim \lambda^2$. Nuevamente λ es usado como un número sin relación con la matriz CKM.

Las contribuciones P y PA tienen diferentes elementos de matriz CKM que T. Al igual que ocurre entre T y A, los diagramas PA deberían ser suprimidos respecto a los diagramas P por un factor $f_B/m_B \approx 5\% \sim \lambda^2$. Respecto a los pingüinos electrodébiles podemos decir que se espera que su contribución más importante sea por el intercambio del bosón Z. Esa contribución es incrementada por un factor de $(m_t^2/M_Z^2)^{20,21,22,23}$

Hay dos diagramas posibles para los pingüinos electrodébiles. Uno de ellos es suprimido por color (por argumentos similares a los dados en el caso del C) denotado como Pew^c y el otro es el denotado Pew en la figura 9. La relación

entre un pingüino electrodébil y un pingüino gluónico contiene un factor $\alpha_2/\alpha_s \approx (1/30)/0.2 \approx 1/6$ en donde las constantes de acoplamiento fueron evaluadas en la masa del quark beauty. El pingüino electrodébil contiene un factor de $m_t^2/M_Z^2 \approx 4$ mientras que el pingüino gluónico tiene un factor logarítmico $\ln(m_t^2/m_c^2) \approx 9$. Por lo tanto el diagrama P debería ser un 10% del diagrama T. El factor de proporcionalidad respecto a la masa del quark virtual que aparece en el lazo de la figura 9 en el caso de los pingüinos electrodébiles y respecto al logaritmo de la masa del quark en el lazo para los pingüinos gluónicos hace que debido a la gran masa del quark top (173.8 ± 5.2 GeV) la contribución dominante se espera que sea la del diagrama con un quark top en el lazo. También se espera que el mecanismo de GIM tienda a producir que las contribuciones con el quark up y con el quark charm en el lazo se cancelen, pero este mecanismo sólo funcionaría a la perfección si las masas de los quarks up y charm fueran iguales lo cual está lejos de ser cierto. Por esto se espera que pueda aparecer una contribución proveniente de los diagramas pingüino con quark up y charm en el lazo. Buras y Fleischer²⁴ estiman que la contribución de estos diagramas al pingüino gluónico puede ser de entre un 20% y un 50% de la contribución proveniente del quark top en el lazo. Como veremos más adelante este punto puede ser muy importante al medir los ángulos del triángulo unitario dado que las fases débiles de los pingüinos con charm, up y top son todas diferentes entre si.

La relación entre los diagramas T y P es bastante incierta y dependerá de cuál sea el quark denotado como q en la figura 9. En el caso de que q sea el quark down se espera que el diagrama P sea bastante menor que el diagrama T. Los elementos CKM para T son $V_{ud}V_{ub}^*$ (que tiene un orden de magnitud λ^3) y para P (si consideramos que está completamente dominado por el diagrama con el quark top en el lazo) son $V_{td}V_{tb}^*$ (también tiene orden λ^3). A pesar de tener igual orden por CKM el diagrama P tiene una supresión debido al lazo y al hecho de que aparecen dos vértices con un factor $\alpha_s(m_b) \simeq 0.2$. Generalmente aceptado es que $|P/T| \sim 0.2$.^{25,26} Poniéndolo en órdenes de λ tenemos $|P/T| = \mathcal{O}(\lambda)$.

Un ajuste hecho por Atwood & Soni²⁷ a partir de medidas experimentales realizadas por CLEO de varios modos de decaimiento del B en dos mesones dió como resultado que $|P/T| = 0.34 \pm 0.13$.

Por otro lado, para el caso en que el quark q sea el quark strange el elemento de matriz que gobierna a T es $V_{us}V_{ub}^* \sim \mathcal{O}(\lambda^4)$ por lo cual en este caso T es un factor λ menor que en el caso anterior. El elemento de matriz que gobierna P tiene ahora un factor $V_{ts}V_{tb}^* \sim \mathcal{O}(\lambda^2)$ es decir que crece respecto al caso anterior. Esto hace que se revierta la situación anterior y que ahora el diagrama P tenga una amplitud asociada mayor que la del diagrama T.

La discusión realizada puede resumirse en las relaciones que daremos a continuación clasificadas en los dos casos que son de interés para los decaimientos que serán estudiados en esta tesis.

1. Decaimientos de las formas $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$ ($\Delta S = 0$)

El diagrama dominante en este caso es T. De acuerdo a la discusión anterior se espera que la relación entre las amplitudes sea de acuerdo a los siguientes órdenes de magnitud:

$$\begin{aligned} 1 & : |T| \\ \mathcal{O}(\lambda) & : |C|, |P| \\ \mathcal{O}(\lambda^2) & : |E|, |A|, |Pew| \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & : |PA|, |Pew^c| \end{aligned}$$

2. Decaimientos de las formas $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{s}$ ($\Delta S = 1$)

En este caso el diagrama dominante es P, y la estimación de órdenes de magnitud según lo discutido es:

$$\begin{aligned} 1 & : |P'| \\ \mathcal{O}(\lambda) & : |T'|, |Pew'| \\ \mathcal{O}(\lambda^2) & : |C'|, |PA'|, |Pew'^c| \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & : |A'|, |E'| \end{aligned}$$

En lo sucesivo usaremos amplitudes primadas para nombrar a este conjunto de amplitudes con $\Delta S = 1$.

B. Interacciones de estado final

La gran ventaja de la aproximación diagramática es que permite realizar una parametrización de las amplitudes de un decaimiento en la cual aparecen con claridad los elementos CKM involucrados sin importar los detalles provenientes de la física hadrónica. También es posible en algún caso que consideraciones de órdenes de magnitud simplifiquen la parametrización de amplitudes de decaimiento permitiendo reducir el número de fases CKM que aparecen en la misma.

En algunos casos gracias a las consideraciones de órdenes de magnitud se pueden proponer determinadas relaciones entre amplitudes de decaimientos de acuerdo a la simetría de isospín o la simetría SU(3). Como veremos más adelante muchos métodos para medir ángulos del triángulo unitario se basan en esas consideraciones.

Lamentablemente como algunos autores han enfatizado^{28,29} existen procesos fuertes, llamados interacciones de estado final, que alteran significativamente la validez de la aproximación diagramática. Estas son interacciones fuertes entre los quarks que componen los mesones formados inmediatamente despues del decaimiento débil. Estas interacciones pueden producir un rearrreglo de los quarks en otros mesones diferentes como veremos a continuación.

Consideraremos como ejemplo el decaimiento $B^+ \rightarrow K^0 \pi^+$. Desde el punto de vista de la aproximación diagramática este decaimiento sólo puede darse a través de un pingüino como el de la figura 10a con un factor CKM $V_{tb}^* V_{ts}$ sin fase débil.

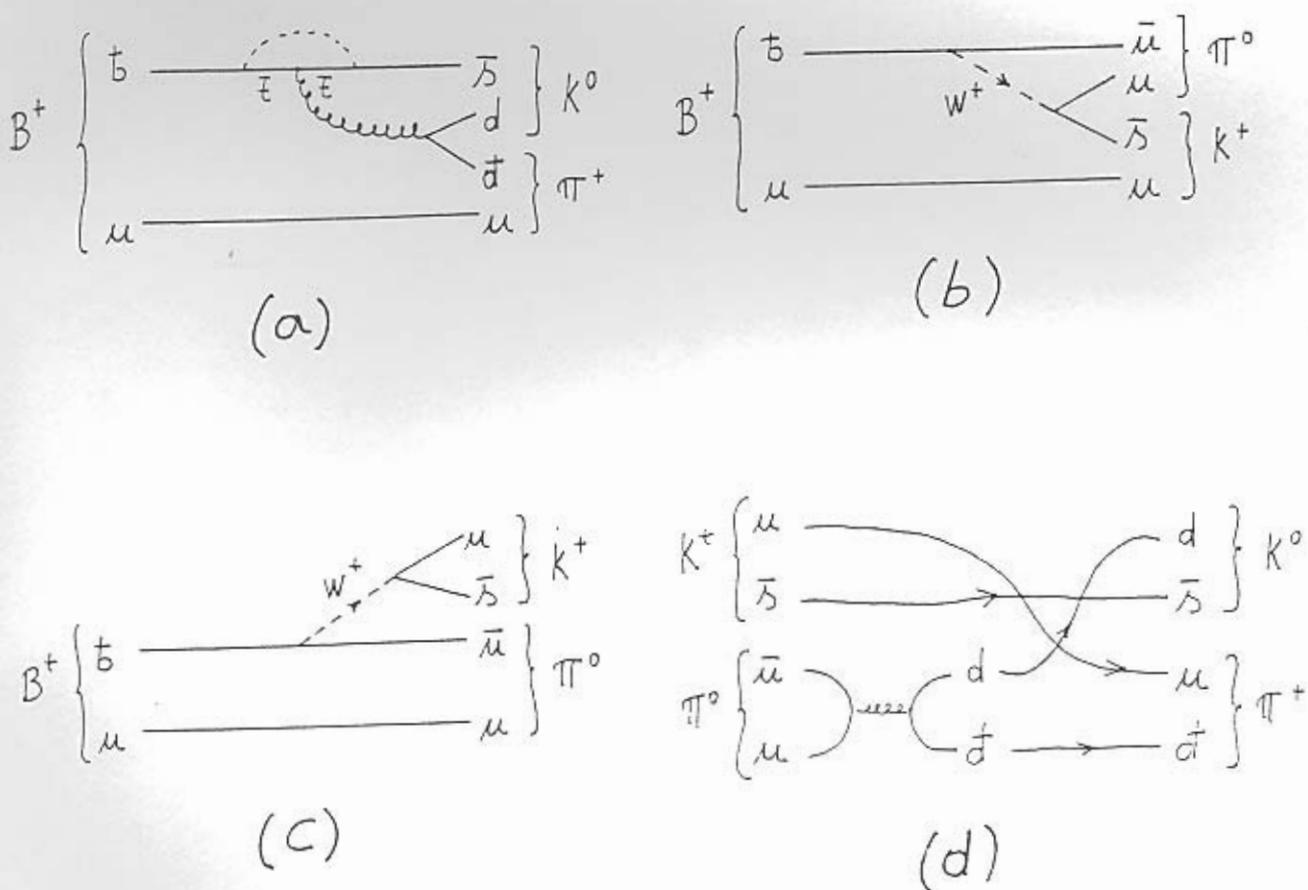


Figura 10: Ilustración de como las interacciones de estado final pueden cambiar fases débiles.

No es posible construir un diagrama árbol o suprimido de color para este

decaimiento, por tanto no esperamos una contribución significativa con ángulo débil γ .

Sin embargo podría ocurrir que un proceso $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$ se de a través de un diagrama tipo árbol o tipo suprimido de color como en las figuras 10b y 10c y que luego mediante un proceso de interacción fuerte se de una transición $K^+\pi^0 \rightarrow K^0\pi^+$. Esta interacción podría ocurrir por ejemplo como se muestra en la figura 10d mediante una aniquilación fuerte del par $u\bar{u}$ para dar un par $d\bar{d}$ y luego el quark d se intercambia con el quark u del mesón K^+ dejando a los quarks agrupados de la forma $\bar{s}d$ (K^0) y $u\bar{d}$ (π^+).

El resultado es un proceso de la forma $B^+ \rightarrow \{K^+\pi^0\} \rightarrow K^0\pi^+$ que tiene contribuciones de diagramas T y C.

Esto muestra que un decaimiento que inicialmente pensamos que estaría dominado por un diagrama pingüino y que no tendría contribuciones T y C, en realidad puede presentar las tres contribuciones.

Como consecuencia de las interacciones de estado final un proceso que no debería tener fase débil de acuerdo con la aproximación diagramática puede tener amplitudes (como en el ejemplo anterior) que le dan una contribución proporcional a $V_{ub}^*V_{us}$ con una fase débil γ . Esto da lugar a problemas en muchos de los métodos de medida de los ángulos α , β y γ debido a una incorrecta consideración de qué diagramas realmente aparecen en un decaimiento dado.

Otro problema que generan las interacciones de estado final es la imposibilidad de aplicar consideraciones dinámicas que conduzcan a despreciar algunos diagramas frente a otros. En la figura 11 se puede ver una serie de diagramas que corresponde a topologías C, A y P_u producidas por interacciones de estado final de la amplitud dominante T.

Si las interacciones de estado final son importantes es natural asumir que T, C, A y P_u tienen magnitudes similares. Los argumentos a favor de la supresión de A y C respecto a T ya no se aplican. Por ejemplo la supresión por función de onda de la amplitud de aniquilación está ausente en el diagrama A con interacción de estado final, ya que el quark y el antiquark no tienen que encontrarse para producirlo. La aproximación diagramática, cuya principal ventaja es dar una parametrización independiente de modelos de interacción fuerte, no funciona correctamente a menos que las interacciones de estado final sean despreciables.

Todo ese proceso se da mediante la interacción fuerte a través de intercambio de gluones. Si consideramos el hecho que isospín (ver Apéndice C) es una excelente simetría de la interacción fuerte sólo son posibles procesos de interacción de estado final que conserven isospín. En este caso la estructura de isospín de cada uno de los estados es:

$$|K^0\pi^+\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (62)$$

$$|K^+\pi^0\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

por lo cual la transición fuerte $K^+\pi^0 \rightarrow K^0\pi^+$ es permitida ya que ambos estados tienen una componente de isospín 3/2 y otra componente de isospín 1/2.

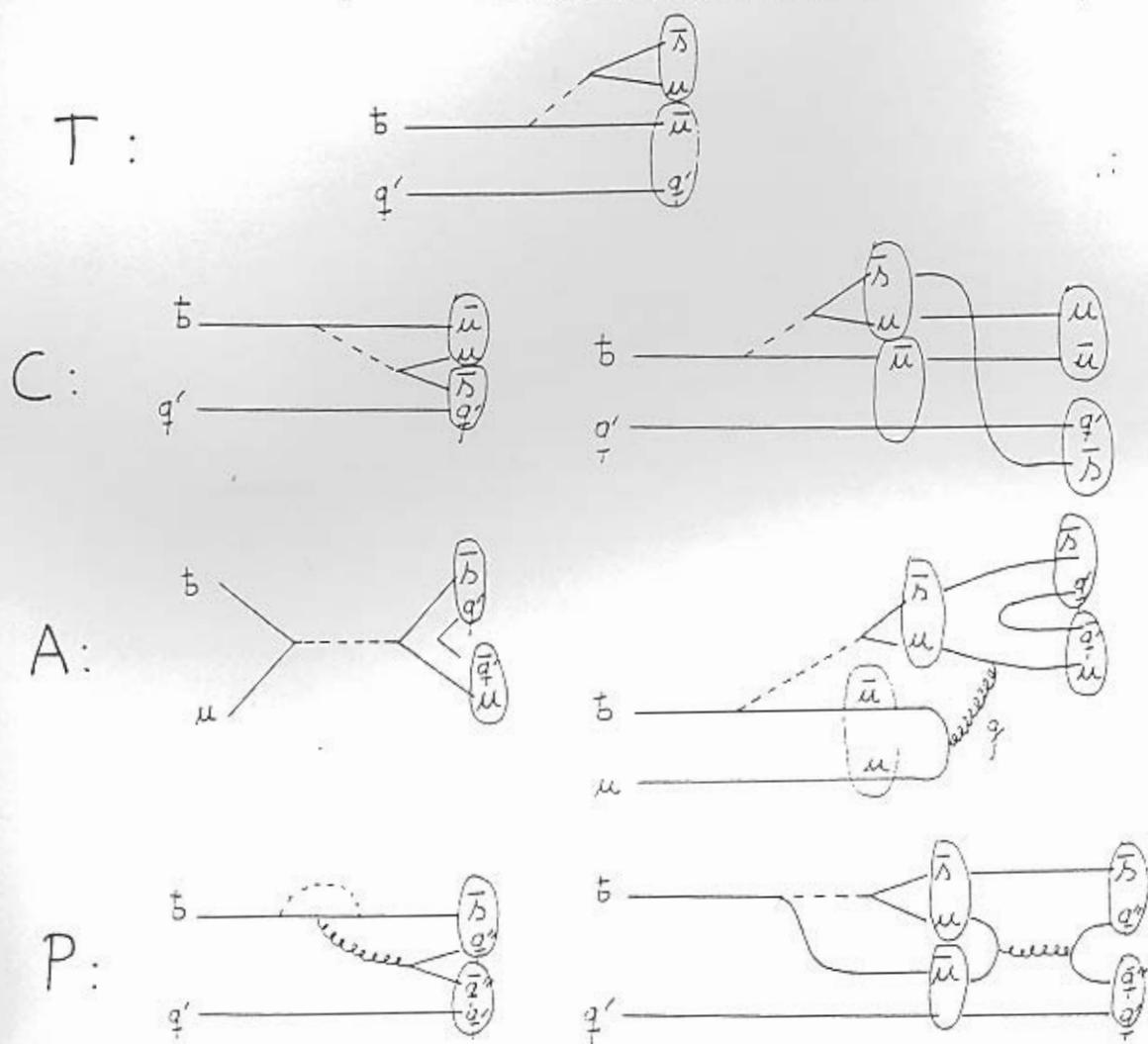


Figura 11: Ilustración de como las interacciones de estado final pueden cambiar la jerarquía de amplitudes.

Si un decaimiento dado tiene una sola amplitud de isospín posible, lo cual ocurre si el estado final es un estado propio de isospín, se puede ver que las interacciones de estado final no afectarán al análisis diagramático de ese proceso. Esto se muestra a través de un ejemplo en el Apéndice E.

Más adelante veremos que puede hacerse uso de esa propiedad para evitar

los efectos indeseables de las interacciones de estado final tan perjudiciales para muchos métodos de medida de las fases CKM.

C. Medida del ángulo β a través de $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ (golden plate).

El mejor método existente para medir algún ángulo del triángulo unitario es aquel que permite medir el ángulo β . El mismo fue propuesto inicialmente por Bigi y Sanda.³⁰ Este método, como veremos a continuación, está libre de incertidumbres hadrónicas y desde el punto de vista experimental es perfectamente factible. Muestra de esto es que ya fue implementado habiendo dado el primer indicio de violación de CP en mesones B.

La asimetría CP en $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ pertenece a la clase de violación de CP inducida por mezcla (indirecta) ya definida anteriormente.

En el sistema de kaones obtener un haz puro de un estado propio definido K_L es relativamente sencillo debido a la diferencia de tiempos de vida de K_L y K_S . En cambio en el sistema $B_d - \bar{B}_d$ como la diferencia en tiempo de vida es pequeña las mismas ideas que se usaron para observar violación de CP en kaones no pueden ser aplicadas (ver Apéndice B). En este caso es necesario realizar una determinación de cual fue el mesón que decayó (es decir si fue el B_d o el \bar{B}_d). Dado que los mesones B son producidos en pares B, \bar{B} la identificación se puede hacer para uno de los integrantes del par, por ejemplo, por medio de la carga del leptón producido por el decaimiento semileptónico del otro.

En este caso resulta necesario considerar la dependencia temporal de la mezcla $B - \bar{B}$ esto se detalla en el Apéndice B. Allí se muestra que resolviendo la ecuación de Schroedinger independiente del tiempo con el Hamiltoniano dado en la ecuación (45) se obtiene (ver ecuación (139) del Apéndice B):

$$B(t) = e^{-iMt - \frac{1}{2}\Gamma t} \left[\cos \frac{\Delta Mt}{2} B - \frac{q}{p} i \sin \frac{\Delta Mt}{2} \bar{B} \right] \quad (63)$$

$$\bar{B}(t) = e^{-iMt - \frac{1}{2}\Gamma t} \left[\cos \frac{\Delta Mt}{2} \bar{B} - \frac{p}{q} i \sin \frac{\Delta Mt}{2} B \right] \quad (64)$$

$B(t)$ y $\bar{B}(t)$ dan la evolución temporal de estados que en el instante inicial ($t = 0$) eran estados propios de sabor B y \bar{B} .

El decaimiento $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ tiene como estado final un estado propio de CP impar.

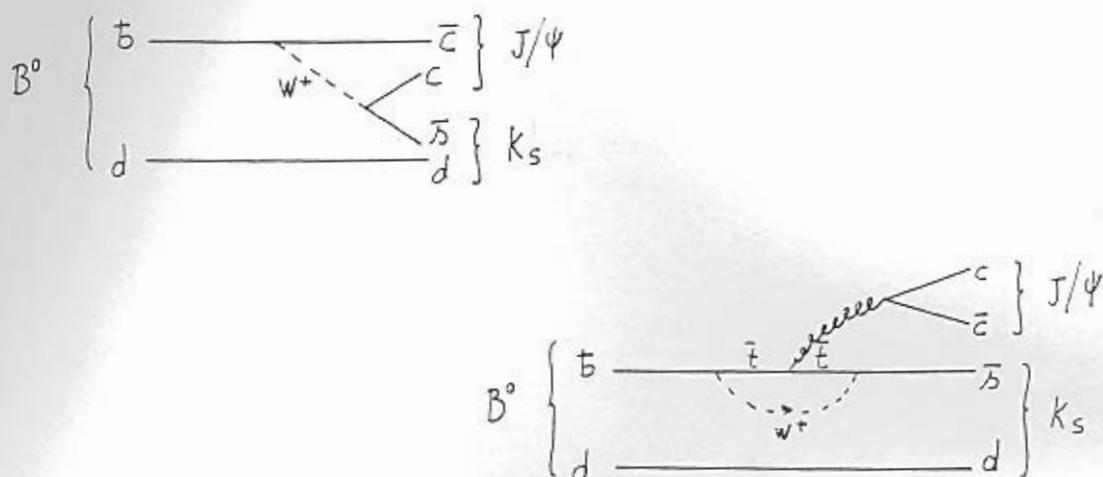


Figura 12: Diagramas que permiten el decaimiento del mesón B neutro en un Kaon y una partícula J/ψ .

Hay dos amplitudes dominantes que contribuyen a la amplitud de decaimiento como se ve en la figura 12. Cada una corresponde a una combinación diferente de elementos CKM una es $V_{cb}^*V_{cs}$ o $V_{tb}^*V_{ts}$. Por tanto ninguna de las dos tiene fase débil:

Podría ocurrir que influyera en forma importante alguna contribución que portara el tercer factor posible $V_{ub}^*V_{us}$ (por ejemplo pingüinos con quark up en el lazo) pero el mismo puede ser expresado en términos de los dos anteriores por la unitariedad de la matriz CKM (ver ecuación (34)) $V_{ub}^*V_{us} = -V_{cb}^*V_{cs} - V_{tb}^*V_{ts}$. Por tanto se espera que no haya fase débil en la amplitud de decaimiento. En consecuencia la amplitud de decaimiento se puede expresar como $A(B_d \rightarrow J/\psi K_S) = V_{cb}^*V_{cs} \cdot A_{red}$ es decir con fase débil cero.

La cantidad A_{red} contiene toda la información de la compleja dinámica hadrónica no calculable en forma perturbativa, por tanto ese factor es desconocido. Pero afortunadamente, como veremos más adelante, esta información desconocida se cancela y no es necesaria para obtener la medida deseada.

Un estado inicial B puede decaer al estado autoconjugado de CP por dos caminos: directamente $B \rightarrow f$ o a través de la mezcla $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f$ desde que el mismo estado final puede ser alcanzado por B y por \bar{B} . La fase de mezcla ($B \rightarrow \bar{B}$) como ya hemos visto está determinada por el diagrama de la figura 5, y está dada por:

$$(V_{tb}^* V_{td} V_{tb}^* V_{td}) / |V_{tb}^* V_{td}|^2 = (V_{tb}^* V_{td}) / (V_{tb} V_{td}^*) \quad (65)$$

Los dos caminos de decaimiento tienen una fase relativa

$$(V_{tb}^* V_{td} V_{cb} V_{cs}^*) / (V_{tb} V_{td}^* V_{cb}^* V_{cs}) = \exp(-2i\beta) \quad (66)$$

La situación conjugada CP (a partir del estado inicial \bar{B}) tiene la fase opuesta. Uniendo todo esto y usando las ecuaciones (63) y (64) obtenemos la asimetría dependiente del tiempo.

$$A_{CP}(B_d \rightarrow J/\psi K_S) = \frac{\Gamma(B(t) \rightarrow J/\psi K_S) - \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow J/\psi K_S)}{\Gamma(B(t) \rightarrow J/\psi K_S) + \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow J/\psi K_S)} = -\sin 2\beta \cdot \sin \Delta M t \quad (67)$$

donde ΔM es la diferencia de masa entre B y \bar{B} .

Como vemos la cantidad desconocida A_{red} se cancela cuando se forma la relación que define la asimetría debido a que no cambia al pasar al proceso conjugado CP y es la misma tanto en el numerador como en el denominador. Este hecho hace que esta medida sea perfectamente limpia desde el punto de vista teórico.

Este método para medir el ángulo β tiene algunas ventajas que lo hacen merecedor de la denominación de "golden plate":

1. La parte de las amplitudes que dependen de incertidumbres hadrónicas no calculables en el presente son canceladas en esta asimetría. Por lo tanto la misma depende solo de la cantidad $\sin 2\beta$. Esto es cierto dentro de una incertidumbre teórica del 1%.
2. El efecto se espera que sea grande dentro del Modelo Estándar; $\sin 2\beta$ debería estar en el rango 0.66 a 0.84. Este dato proviene de nuestro conocimiento de la violación de CP en kaones.
3. El tiempo de vida de los mesones B neutros es relativamente grande debido a lo pequeño de V_{cb} lo cual es muy importante para determinar la dependencia temporal.

Este método ha permitido obtener la primer señal de violación de CP en mesones B . La misma fue obtenida por la colaboración CDF, a partir de experimentos realizados en el Tevatron de Fermilab, y fue dado a conocer en 1999. El valor obtenido fue $\sin 2\beta = 0.79_{-0.44}^{+0.41}$. Las probabilidades de que $\sin 2\beta$ sea mayor que cero son de 13 a 1, lo cual se toma como una señal pero no como una evidencia definitiva de violación de CP.

D. Medida del ángulo α .

Una situación algo similar a la mostrada en el caso de $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ se da en la asimetría para $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$.

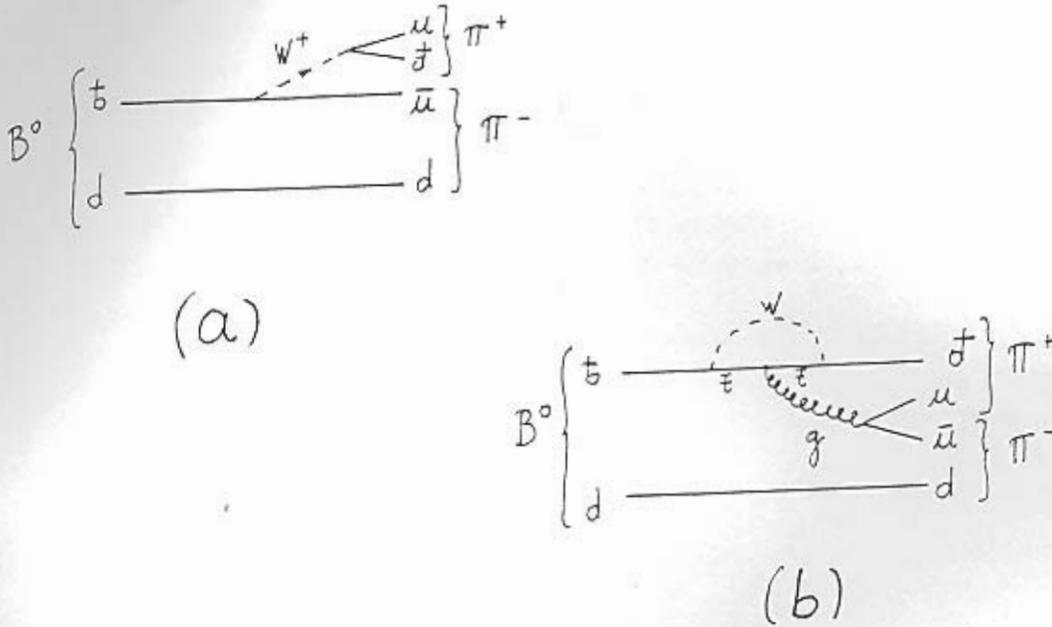


Figura 13: Diagramas del decaimiento del B en dos piones.

En este caso la contribución dominante (figura 13a) tiene un factor CKM $V_{ub}^*V_{ud}$ y en consecuencia la fase relativa entre $B \rightarrow f$ y $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f$ está dada por

$$(V_{tb}^*V_{td}V_{ub}V_{ud}^*)/(V_{tb}V_{td}^*V_{ub}^*V_{ud}) = \exp(-2i(\beta + \gamma)) = \exp(2i\alpha) \quad (68)$$

Por lo tanto en este caso la asimetría es una medida del $\sin 2\alpha$. La situación sin embargo es más complicada en este caso debido a la contribución de los gráficos de pingüinos (figura 13b). Esta contribución tiene un factor $V_{tb}^*V_{td}$ la cual tiene una fase diferente que la contribución principal ($V_{ub}^*V_{ud}$). En consecuencia la amplitud no tiene la estructura simple del caso $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ en la cual había contribución de una única fase débil y todas las incertidumbres hadrónicas se cancelaban. Por lo tanto cierta dinámica hadrónica muy difícil de estimar influirá en la asimetría CP en $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Existen algunas estrategias para eliminar este problema incluyendo información proveniente de otros modos de decaimiento como $B_d \rightarrow \pi^0\pi^0$ y $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ y asumiendo la validez de la simetría de isospín.³¹ Las tres amplitudes $B \rightarrow \pi\pi$ obedecen la relación triangular:

$$A(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\sqrt{2} + A(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = A(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) \quad (69)$$

y otra relación similar para los procesos conjugados de carga. A partir de estas relaciones se puede encontrar la corrección al ángulo α producida por la presencia de pingüinos.¹⁵

Las contribuciones provenientes de pingüinos electrodébiles pueden arruinar este método ya que la relación (69) deja de ser válida al incluirlos. Esto se debe a que las transiciones debidas a pingüinos electrodébiles pueden violar la simetría de isospín.

Sin embargo como mostraremos a continuación la principal dificultad de este método es experimental y se debe a que la probabilidad del decaimiento $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ es muy pequeña comparada con la de los otros decaimientos que aparecen en la ecuación (69).

La primer señal de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ reportada este año^{32,33} es $BR(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = [0.47_{-0.15}^{+0.18} \pm 0.06] \times 10^{-5}$ lo cual es algo más débil de lo esperado. También se espera, según el mecanismo de supresión de color, que la tasa de decaimiento en dos piones neutros sea un orden de magnitud menor. La supresión de color se observó en $B \rightarrow \bar{D}\pi$ y se midió que $BR(B^0 \rightarrow \bar{D}^0\pi^0)/BR(B^0 \rightarrow D^-\pi^+) < 0.04$. Si la misma supresión de color se diera en el decaimiento con dos piones tendríamos $BR(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) < 3 \times 10^{-7}$ el cual sería muy pequeño para ser medido con la precisión necesaria. Esto hace que este método sea de muy difícil implementación en los próximos años.

Recientemente se han propuesto otros métodos para tratar el problema de los pingüinos^{34,35,36} aunque este problema está aún abierto.

E. Algunos métodos para la medida del ángulo γ .

"No todo lo que reluce es oro..."

J.R.R. Tolkien

"El Señor de los Anillos (I. La Comunidad del Anillo)"

1. Métodos que usan la simetría de isospín en decaimientos $B \rightarrow \pi K$.

Consideremos los decaimientos $B^+ \rightarrow \pi^+K^0$, $B^0 \rightarrow \pi^-K^+$ y sus conjugados de carga.

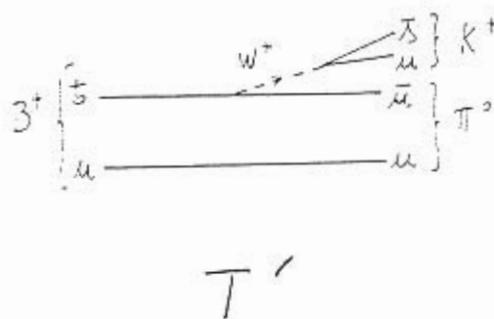
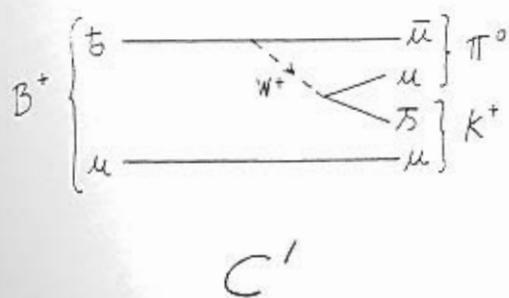
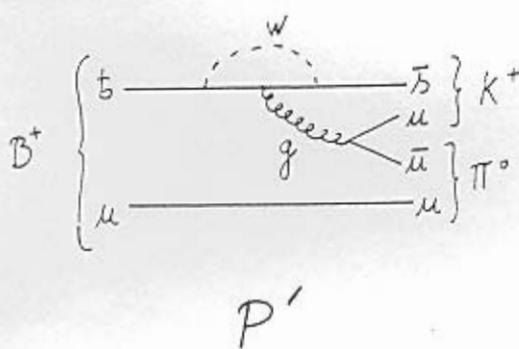
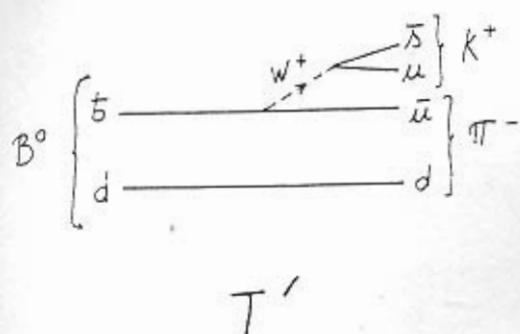
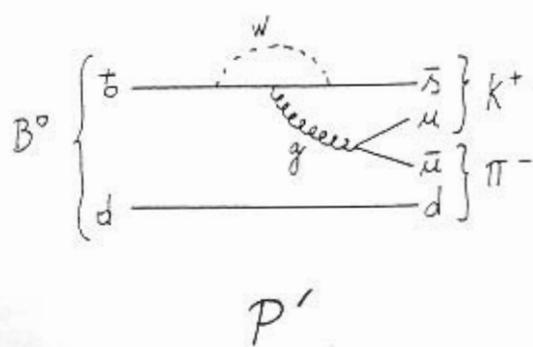
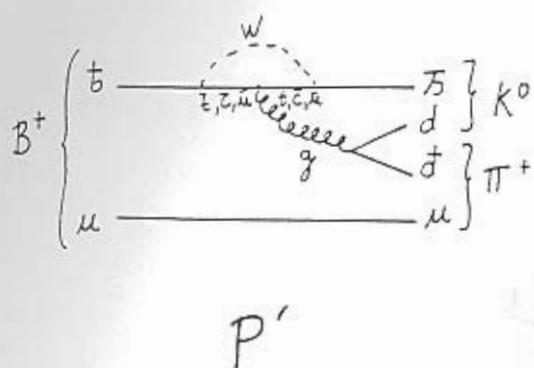


Figura 14: Diagramas que contribuyen a decaimientos del B a un kaón y un pión.

Usando la simetría de isospín las amplitudes de decaimiento (ver diagramas de la figura 14) se pueden escribir como:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) &= \mathcal{A}(B^- \rightarrow \pi^- K^0) = P' & (70) \\
 \mathcal{A}(B^0 \rightarrow \pi^- K^+) &= -(P' + T') \\
 \mathcal{A}(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K^-) &= -(P' + T'e^{-2i\gamma})
 \end{aligned}$$

Como fuera indicado anteriormente las amplitudes primadas se utilizan para denotar transiciones con cambio de extrañeza. En el caso de estas transiciones los pingüinos electrodébiles sólo contribuyen en su forma suprimida de color, y por lo tanto pueden ser despreciados.

Las relaciones anteriores pueden ser representadas en el plano complejo como se muestra en la figura 15.

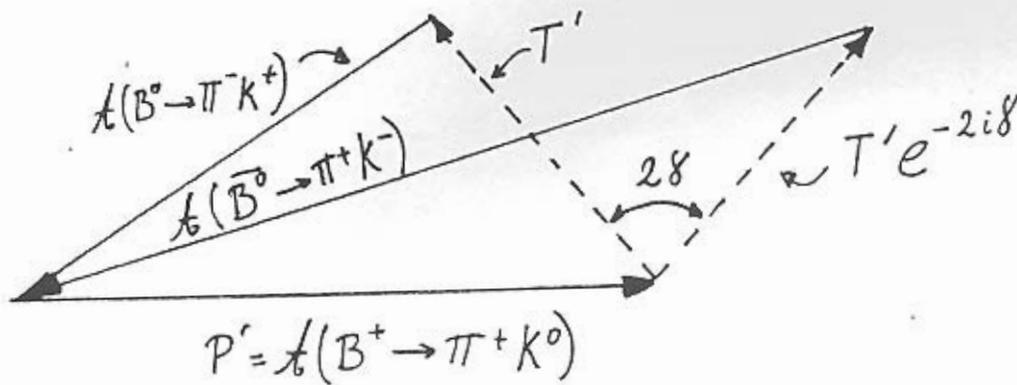


Figura 15: Construcciones triangulares para la medida de gamma con decaimientos del B a un pión y un kaón.

Para determinar el ángulo γ es necesario conocer el valor de $|T'|$. Un método aproximado para fijar esta amplitud es despreciar el diagrama suprimido de color en $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ considerándolo completamente dominado por un diagrama árbol y usar SU(3) de sabor (ver Apéndice D) para relacionar el diagrama T de esa amplitud con el T' .

$$|T'| \approx \lambda \frac{f_K}{f_\pi} \sqrt{2} |\mathcal{A}(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0)| \quad (71)$$

Otra posibilidad es determinar el módulo de T' usando factorización (ver Apéndice A):

$$|T'|_{\text{factorización}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \lambda |V_{ub}| a_1 (m_B^2 - m_\pi^2) f_K F_0^{B \rightarrow \pi} (m_K^2) \quad (72)$$

Donde el valor de $a_1 = 1.06 \pm 0.06$ se obtiene de otros decaimientos, $|V_{ub}|$ ha sido medido aunque tiene un error porcentual muy importante y el factor de forma se puede calcular mediante modelos teóricos. Este cálculo está afectado por la validez de la hipótesis de factorización además de las incertidumbres en los parámetros calculados en forma teórica o medidos en forma experimental. Este método es por lo tanto fuertemente dependiente de modelos.

Por otro lado este método tiene la dificultad de que asume dominancia de los pingüinos fuertes con quark top en el lazo la cual puede ser afectada por contribuciones mayores de lo esperado de pingüinos con quarks charm y up en el lazo. Esto afectaría al método debido a que las fases débiles de los pingüinos charm y up son diferentes a la del pingüino top. Finalmente el haber despreciado los pingüinos electrodébiles puede ser otra debilidad del método en caso de que estos tengan un peso importante. De todos modos este método puede ser adaptado para incluir el efecto de los pingüinos electrodébiles.⁶⁵

Otro problema de este método es la influencia de las interacciones de estado final. Su efecto puede ser incluido en variantes de este método pero al costo de introducir un nuevo parámetro indeterminado que da cuenta de las interacciones de estado final. El mismo debe ser calculado mediante modelos o determinado a partir de otros decaimientos.

Otra forma de extraer γ a partir de decaimientos $B \rightarrow \pi K$ es a partir de los decaimientos de mesones B cargados.

A partir de la aproximación diagramática (ver figura 14) tenemos que:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) &= P' \\ \mathcal{A}(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) &= -(P' + T' + C')/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (73)$$

Definiendo la relación siguiente

$$R_*^{-1} = \frac{2(BR(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) + BR(B^- \rightarrow K^- \pi^0))}{(BR(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) + BR(B^- \rightarrow K^0 \pi^-))} \quad (74)$$

se puede obtener^{37,38}:

$$R_*^{-1} = 1 - 2r \cos \delta \cos \gamma + r^2 \quad (75)$$

$$r \equiv \frac{|T' + C'|}{|P'|}$$

donde δ es la diferencia de fase fuerte entre el pingüino y el árbol. Esta medida permite obtener γ a condición de determinar mediante modelos los valores de $\cos \delta$ y de r . Con esto se introduce una fuerte dependencia de modelos. También se puede intentar determinar esos parámetros a partir de otros decaimientos asumiendo por ejemplo simetría SU(3). Esto también introduce nuevos errores teóricos y experimentales.

Este método también puede ser afectado por los pingüinos electrodébiles. Los mismos pueden ser incluidos^{37,38} usando modelos efectivos y simetría SU(3). También las interacciones de estado final pueden afectar a este método y eliminar su efecto implica la introducción de nuevos parámetros y por lo tanto la necesidad de datos adicionales^{39,40}

Variantes de estos métodos basados en decaimientos $B \rightarrow \pi K$ permiten obtener cotas para el ángulo γ lo que puede ser útil mientras no existan medidas ni estimaciones de los parámetros necesarios. Mayores detalles sobre las extensiones de las ideas de estos métodos se encuentran en algunas revisiones recientes realizadas por Gronau y Fleischer^{41,42}

2. Métodos que usan simetría SU(3) de sabor.

En una serie de interesantes trabajos^{25,31,43,44,45} Gronau, Hernández, London y Rosner mostraron que la simetría SU(3) de sabor puede ser combinada con ciertas suposiciones sobre la dinámica (por ejemplo que los diagramas de aniquilación son despreciables) para derivar relaciones entre amplitudes de decaimiento del B en $\pi\pi$, πK y $K\bar{K}$. Estas relaciones permiten la determinación de las fases débiles de la matriz CKM y de fases de interacción de estado final a partir de medidas de las tasas de decaimiento. Las amplitudes de decaimiento $B \rightarrow \pi\pi$, πK y $K\bar{K}$ pueden ser escritas en el límite de una simetría SU(3) exacta en función de tres tipos de diagramas de Feynmann: procesos de tipo árbol T(T'), tipo suprimido por color C(C') y pingüinos fuertes P(P'). Nuevamente usaremos las amplitudes primadas para denotar transiciones con cambio de extrañeza y sin el primado para las que conservan extrañeza. Despreciando los pingüinos electrodébiles y los diagramas de aniquilación se pueden escribir las siguientes amplitudes de decaimiento:

$$\sqrt{2}A(B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) = -(T + C) \quad (76)$$

$$\begin{aligned} A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) &= P' \\ \sqrt{2}A(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0) &= -(T' + C' + P') \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} T &= |T| e^{i\gamma} e^{i\delta_T} \\ C &= |C| e^{i\gamma} e^{i\delta_C} \end{aligned} \quad (77)$$

Aquí δ_T y δ_C son fases fuertes que conservan CP. Usando la simetría de sabor SU(3) (como se hace en el Apéndice D) las amplitudes T' y C' pueden ser obtenidas a partir de las que preservan extrañeza a través de

$$\frac{T'}{T} \approx \frac{C'}{C} \approx \lambda \frac{f_K}{f_\pi} \equiv r_u \quad (78)$$

dónde f_K y f_π , las constantes de decaimiento del kaón y del pión, permiten tomar en cuenta las correcciones a SU(3) provenientes de la factorización. A partir de la ecuación (76) se pueden deducir las siguientes relaciones triangulares:

$$\begin{aligned} \sqrt{2}A(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) &= r_u \sqrt{2}A(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) \\ \sqrt{2}A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) + A(B^- \rightarrow \pi^- \bar{K}^0) &= r_u \sqrt{2}A(B^- \rightarrow \pi^- \pi^0) \end{aligned} \quad (79)$$

Estas relaciones se pueden representar como triángulos en el plano complejo cuya orientación relativa se obtiene a partir del hecho que $A(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) = A(B^- \rightarrow \pi^- \bar{K}^0)$; esta igualdad se debe a que el pingüino que gobierna este decaimiento no presenta fase débil.

Considerando la ecuación (77) podemos concluir que esos triángulos permiten una determinación de γ (ver figura 16).

Desde el punto de vista experimental esta propuesta tiene la ventaja de que trata con mesones B cargados por lo cual no se precisan medidas dependientes del tiempo ni identificar a los B neutros (marcado) como se precisaba en los métodos mostrados para medir α y β . La importancia de los pingüinos electrodébiles es admitida⁴⁶ y se idearon varias formas de incluir estos efectos^{37,38,47,48,49,50,51,52,53} También aparecen imprecisiones debidas a la posibilidad de interacciones de estado final que pueden controlarse como se sugiere en una serie de trabajos^{39,40,54,55,56} Pero a pesar de todo el esfuerzo puesto en mejorar

los errores teóricos de los métodos con $B \rightarrow \pi K$ se tiene actualmente una estimación del error teórico⁵⁷ (sin considerar los errores experimentales) que lo sitúa en no menos de $\pm 20^\circ$.

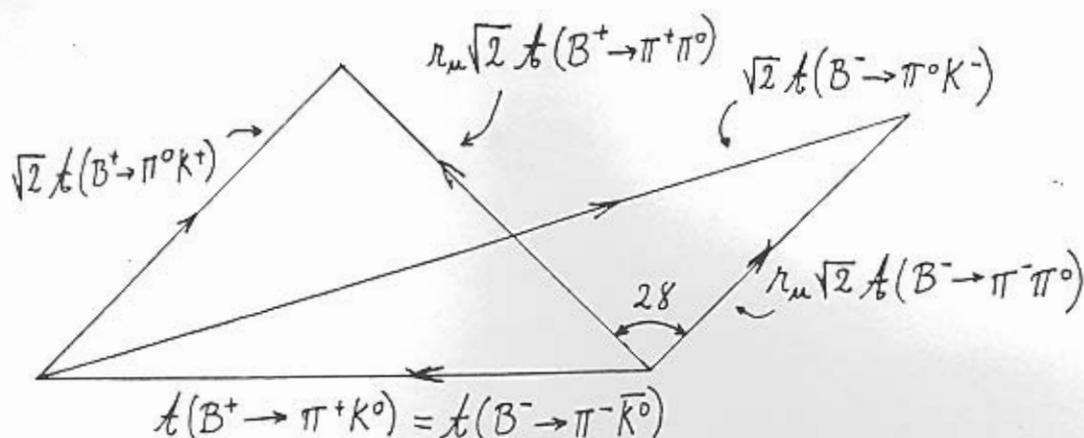


Figura 16: Construcciones triangulares para la medida de gamma con decaimientos del B a dos piones y a un pión y un kaón.

3. Métodos con $B^\pm \rightarrow DK^\pm$

Los métodos vistos anteriormente tienen importantes incertidumbres teóricas. Existe un método para medir γ que es perfectamente exacto desde el punto de vista teórico, aunque desde el punto de vista experimental presenta enormes dificultades. Este método fue propuesto por Gronau y Wyler⁵⁸ y está basado en los decaimientos $B^\pm \rightarrow DK^\pm$. Como veremos a continuación estos decaimientos no presentan violación de CP si observamos como estados finales aquellos con los estados propios de masa de los D neutros. Sin embargo ocurre violación de CP si observamos como estados finales los estados propios CP de los D neutros.

Los estados propios de CP del mesón D neutro son:

$$|D_\pm^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|D^0\rangle \pm |\bar{D}^0\rangle) \quad (80)$$

de modo que las amplitudes de las transiciones $B^\pm \rightarrow D_\pm^0 K^\pm$ pueden expresarse como:

$$\sqrt{2}A(B^+ \rightarrow D_+^0 K^+) = A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+) \quad (81)$$

$$\sqrt{2}A(B^- \rightarrow D_+^0 K^-) = A(B^- \rightarrow D^0 K^-) + A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)$$

Estas relaciones son válidas en forma exacta y pueden ser representadas como dos triángulos en el plano complejo. Considerando que $B^+ \rightarrow DK^+$ se produce a través de las transiciones a nivel de quarks $\bar{b} \rightarrow \bar{u}c\bar{s}$, $\bar{c}u\bar{s}$ obtenemos:

$$A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) = e^{i\gamma} \lambda |V_{cb}| R_b |a| e^{i\delta_a} = e^{2i\gamma} A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-) \quad (82)$$

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+) = \lambda |V_{cb}| |A| e^{i\delta_A} = A(B^- \rightarrow D^0 K^-)$$

donde $|a|$ y $|A|$ son los módulos de los elementos de matriz hadrónicos, δ_a y δ_A son las fases fuertes que conservan CP y $R_b = |V_{ub}/(\lambda V_{cb})| = 0.36 \pm 0.08$. Es claro que los modos $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ y $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ no exhiben efectos de violación de CP. Sin embargo se puede ver de las ecuaciones (82) y (81) que los requerimientos para observar violación de CP en asimetrías se cumplen para $B^\pm \rightarrow D_+^0 K^\pm$. Las relaciones triangulares (81) pueden usarse para extraer γ midiendo las tasas de los seis procesos correspondientes (ver figura 17).

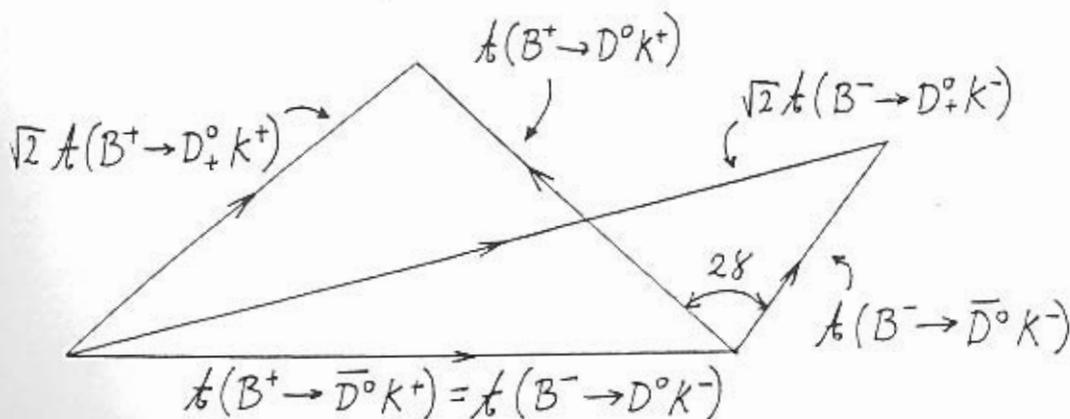


Figura 17: Construcciones triangulares para la medida de gamma con decaimientos del B a un D y un K.

La gran ventaja de este método es que es teóricamente limpio y no sufre de incertidumbres hadrónicas. Sin embargo enfrenta una serie de dificultades experimentales. Requiere la medida por separado de decaimientos que involucren el estado \bar{D}^0 y D^0 por lo tanto es necesario el marcado de los mismos. El marcado de los mesones D a través de la carga del leptón producido en su decaimiento se ve afectado de un gran fondo de leptones provenientes del decaimiento del B los cuales son $O(10^6)$ más abundantes. A su vez el marcado, que resulta más prometedor, mediante modos hadrónicos implica interferencia con decaimientos del D suprimidos por CKM. Por ejemplo si queremos marcar el decaimiento $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ a través de $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ aparecerá un efecto de interferencia del proceso $B^- \rightarrow K^- D^0 [\rightarrow K^+ \pi^-]$. Intentaremos dimensionar el efecto de esa interferencia. Experimentalmente tenemos que $BR(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = 3 \times 10^{-2}$ y de acuerdo a estimaciones que implican $SU(3)$ tenemos que $BR(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-) \approx 2 \times 10^{-6}$. Por lo tanto se espera que la tasa de decaimiento del proceso total $B^- \rightarrow K^- \bar{D}^0 [\rightarrow K^+ \pi^-]$ sea de $O(10^{-7})$. El D^0 también puede decaer a $K^+ \pi^-$ con un $BR(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \approx 3 \times 10^{-4}$ como a su vez se estima que $BR(B^- \rightarrow D^0 K^-) \approx 4 \times 10^{-4}$ tenemos que la cadena $B^- \rightarrow K^- D^0 [\rightarrow K^+ \pi^-]$ tiene una tasa de decaimiento de $O(10^{-7})$ con lo que el efecto de interferencia es de $O(1)$. Todos los marcajes hadrónicos serán afectados de esa manera por efectos de interferencia.

Otro problema es la determinación del estado propio de CP. Ese marcado se podría hacer a través de decaimientos $D^0_+ \rightarrow \pi^+ \pi^-, K^+ K^-, \dots$ pero esto es muy difícil ya que se espera que la tasa de decaimiento multiplicada por la eficiencia de detección no sea mayor que el 1%.

Algunas variantes de este método han sido sugeridas^{59,60,61} pero sigue pareciendo muy difícil que se puedan llevar a cabo en el futuro cercano debido a problemas de baja estadística como los ya mencionados.

Resumiendo, los métodos existentes hasta el momento para medir γ o bien son altamente dependientes de modelos y por tanto con grandes errores sistemáticos o bien son muy difíciles de implementar desde el punto de vista experimental. En la actualidad sería muy importante contar con métodos que aunque tengan alguna imprecisión teórica (que debe ser estimada y controlada al menos aproximadamente) sean lo suficientemente accesibles experimentalmente como para permitir una medida de γ a corto plazo en las fábricas de B que estarán comenzando a funcionar este año.

F. Fábricas de mesones B.

Para llevar a cabo cualquiera de los métodos presentados anteriormente para medir los ángulos del triángulo unitario es necesario contar con un número im-

portante de mesones B y registrar sus modos de decaimiento. En esta sección mostraremos en forma resumida algunos aspectos históricos de la producción de estos mesones y cuales son las instalaciones experimentales que pueden ofrecer en los próximos años la información necesaria para medir α , β y γ .

A principio de los años 80 en la Universidad de Cornell se observó que sintonizando la energía de colisión de un par electrón-positrón a 10.58 GeV se obtenían pares de mesones B en gran cantidad. Aproximadamente una de cada cuatro aniquilaciones producía un mesón B y su antipartícula sin ninguna otra partícula adicional. En SLAC en 1983 los experimentadores encontraron un tiempo de vida inesperadamente largo para los mesones B: 1.5 picosegundos. Este gran tiempo de vida aumenta la probabilidad de que un B^0 cambie a un \bar{B}^0 antes de decaer, facilitando observar violación de CP en la matriz de mezcla o por interferencia entre mezcla y decaimiento. En 1987 experimentadores del Laboratorio Sincrotrón de Electrones (DESY) en Hamburgo, Alemania, midieron esta probabilidad de mezcla mostrando que las asimetrías que se podrían observar son mucho mayores que aquellas ya observadas en el K^0 . Pero estas grandes asimetrías ocurren en decaimientos relativamente raros del B. Por lo tanto para un estudio de violación de CP es necesario un gran número de mesones B producidos. En 1988 se propuso un modo de estudiar los mesones B que facilitaría la medida del tiempo de vida del mesón antes de decaer dato imprescindible para los métodos que utilizan las oscilaciones del B como por ejemplo el "golden plate". La idea era producirlos en colisiones electrón-positrón sintonizada a 10.58 GeV, pero en las que los haces de electrones y de positrones tuvieran energías diferentes. La forma de determinar el tiempo de vida es observando el punto de nacimiento y de decaimiento del B a partir de trazas en los detectores. Luego conociendo la distancia entre estos puntos y la velocidad del mesón, se obtiene el tiempo de vida. Sin embargo un colisionador ordinario (con igual energía en ambos haces) a 10.58 GeV producirá mesones B prácticamente en reposo y las pequeñas distancias que estos viajan son muy difíciles de medir. Si los electrones y positrones tienen diferentes energías los B producidos se moverán con mayor velocidad respecto al referencial del laboratorio. Por ejemplo si el haz de electrones tiene una energía de 9.0 GeV y el de positrones 3.1 GeV los mesones B se moverán a una velocidad igual a la mitad de la velocidad de la luz viajando unos 250 micrones antes de decaer. Distancias como la mencionada pueden ser medidas con una precisión razonable en los detectores actuales.

Las máquinas que funcionan de acuerdo a esta idea se denominan fábricas de B asimétricas.

Algunos aceleradores que han operado en los últimos años con capacidad de producción de mesones B son el CESR en Cornell, USA; DORIS en DESY, Alemania; PEP en SLAC, USA; PETRA en DESY, Alemania; TRISTAN en KEK, Japón y LEP en CERN, Suiza. Sin embargo no son asimétricos y producen un número de B relativamente bajo. Por lo tanto es necesario construir máquinas

específicas con las características requeridas.

Equipos de científicos e ingenieros de distintos laboratorios han desarrollado diseños que pueden generar unos 30 millones de pares de mesones B por año. En 1993 el departamento de energía de los Estados Unidos y la Agencia Japonesa Monbusho aprobaron dos propuestas para construcciones de máquinas: una en SLAC en California, Estados Unidos, y otra en KEK, la Organización de Investigación en Aceleradores de Alta Energía en Tsukuba, Japón. El proyecto en SLAC está utilizando un túnel lineal ya existente para acelerar inicialmente las partículas. Las partículas circulan en dos anillos diferentes construidos recientemente y luego se envían a chocar en un punto de intersección. La construcción del acelerador costó 177 millones de dólares. El proyecto japonés también empleará túneles anteriores.

Los físicos e ingenieros trabajan en montar experimentos que puedan identificar decaimientos de baja tasa del B y medir su posición con precisión. La tecnología que permitirá esto son las microcintas de silicio que fueron de utilidad recientemente en el descubrimiento del quark top. También es necesario determinar con precisión las características de todas las partículas que surjan del decaimiento para aislar los eventos que serán relevantes para observar violación de CP. En el detector BABAR, que fue construido para SLAC y está en vías de empezar a tomar datos, las microcintas de silicio serán la capa más interna formando un cilindro de 30 cm de diámetro y 60 cm de largo. Las capas más externas medirán la energía, la velocidad y potencia de penetración de cada partícula creada permitiendo reconstruir el evento original. Más de 500 participantes de 70 instituciones en nueve países están construyendo el detector y compartiendo su costo de 85 millones de dólares. La colaboración BELLE que está construyendo el experimento japonés también es internacional con miembros de diez países. Se espera que en 1999 empiece la toma de datos en estas fábricas de B, y que en el 2000 la colaboración CDF haga lo mismo en el Fermilab.

Por último se espera a partir del 2005 la entrada en funcionamiento de una segunda generación de fábricas de B, en Fermilab (Estados Unidos) y CERN (Suiza) que permitirán la producción de mesones B_s .

V. Medida de γ en decaimientos del mesón B en tres cuerpos.

"... ni todos los errantes están perdidos."

J.R.R. Tolkien

"El Señor de los Anillos (I. La Comunidad del Anillo)"

En este capítulo presentaremos el enfoque original propuesto por nosotros para medir ángulos débiles a partir de decaimientos en tres cuerpos. Dado que el principal reto en la actualidad es la medida del ángulo γ es en esa dirección que exploraremos las potencialidades de nuestro enfoque. Mostraremos las grandes ventajas relativas que presenta respecto a los otros métodos propuestos hasta el momento así como las características generales de este enfoque que lo hacen muy novedoso. Adelantándonos, podemos decir que los decaimientos en tres cuerpos tienen la ventaja de que permiten determinar no sólo amplitudes sino también fases de los procesos intermedios que los producen. Esto es posible a través de una técnica llamada análisis del Dalitz plot. El acceso directo a medidas de fases nos proveerá de información adicional y nos permitirá medir ángulos de violación de CP en una forma directa y con gran independencia de modelos. También veremos que los efectos de la interacción de estado final que introducen grandes incertidumbres en casi todos los métodos existentes pueden ser eliminados en estos métodos. Los pingüinos electrodébiles (tan nocivos para otros métodos) no representarán ningún problema adicional para nuestros métodos.

Desde el punto de vista experimental, el acceso a los decaimientos necesarios es factible en corto plazo. Las partículas que es necesario observar son cargadas lo cual facilita la detección e identificación. Otra ventaja desde el punto de vista experimental es que no se precisa el marcado de mesones neutros ni la determinación de sus tiempos de vida dado que nuestros métodos trabajan con mesones B cargados.

Para entender los métodos propuestos en este capítulo, será necesario familiarizarse previamente con las ideas básicas del análisis del Dalitz Plot que serán expuestas en la primer sección.

Luego se presentará un método que permite la medida directa de γ a partir de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$. El mismo puede ser mejorado incluyendo también datos provenientes de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$, como se mostrará también en este capítulo.

V. Medida de γ en decaimientos del mesón B en tres cuerpos.

"... ni todos los errantes están perdidos."

J.R.R. Tolkien

"El Señor de los Anillos (I. La Comunidad del Anillo)"

En este capítulo presentaremos el enfoque original propuesto por nosotros para medir ángulos débiles a partir de decaimientos en tres cuerpos. Dado que el principal reto en la actualidad es la medida del ángulo γ es en esa dirección que exploraremos las potencialidades de nuestro enfoque. Mostraremos las grandes ventajas relativas que presenta respecto a los otros métodos propuestos hasta el momento así como las características generales de este enfoque que lo hacen muy novedoso. Adelantándonos, podemos decir que los decaimientos en tres cuerpos tienen la ventaja de que permiten determinar no sólo amplitudes sino también fases de los procesos intermedios que los producen. Esto es posible a través de una técnica llamada análisis del Dalitz plot. El acceso directo a medidas de fases nos proveerá de información adicional y nos permitirá medir ángulos de violación de CP en una forma directa y con gran independencia de modelos. También veremos que los efectos de la interacción de estado final que introducen grandes incertidumbres en casi todos los métodos existentes pueden ser eliminados en estos métodos. Los pingüinos electrodébiles (tan nocivos para otros métodos) no representarán ningún problema adicional para nuestros métodos.

Desde el punto de vista experimental, el acceso a los decaimientos necesarios es factible en corto plazo. Las partículas que es necesario observar son cargadas lo cual facilita la detección e identificación. Otra ventaja desde el punto de vista experimental es que no se precisa el marcado de mesones neutros ni la determinación de sus tiempos de vida dado que nuestros métodos trabajan con mesones B cargados.

Para entender los métodos propuestos en este capítulo, será necesario familiarizarse previamente con las ideas básicas del análisis del Dalitz Plot que serán expuestas en la primer sección.

Luego se presentará un método que permite la medida directa de γ a partir de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$. El mismo puede ser mejorado incluyendo también datos provenientes de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$, como se mostrará también en este capítulo.

A. Decaimientos en tres cuerpos y el análisis de Dalitz Plot

Para estudiar algunos aspectos generales de decaimientos en tres cuerpos, consideraremos como ejemplo el decaimiento de una partícula de espín cero a un estado final compuesto de tres partículas de espín cero. En principio existirían nueve grados de libertad para describir este tipo de decaimiento: las tres cantidades de movimiento (vectores de tres componentes) de las partículas en el estado final. Por otra parte tenemos cuatro ecuaciones de conservación de energía-cantidad de movimiento. Si consideramos el hecho de que el decaimiento es isotrópico en el referencial de reposo de la partícula que decae (no existe modo de definir una dirección privilegiada), el estado final no depende de los ángulos que describen sus orientaciones. Basta entonces con sólo dos variables independientes para describir este decaimiento. A continuación, haremos una elección de esas variables cinemáticas.

Sea el proceso $P(p) \rightarrow P_1(p_1) + P_2(p_2) + P_3(p_3)$, donde p es el cuádrimomento de la partícula P de masa M que decae y p_i los cuádrimomentos de las partículas P_i de masas m_i producidas en el proceso.

Definimos los invariantes:

$$\begin{aligned} m_{12}^2 &= (p_1 + p_2)^2 \\ m_{13}^2 &= (p_1 + p_3)^2 \\ m_{23}^2 &= (p_2 + p_3)^2 \end{aligned} \quad (83)$$

Usando la conservación del cuádrimomento se demuestra que:

$$M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 \quad (84)$$

Por tanto sólo dos de los tres invariantes son independientes. Esas son las dos variables que usaremos para describir un decaimiento en tres cuerpos.

El Dalitz Plot es un gráfico bidimensional que representa la región física en que se produce el decaimiento (espacio de fase) y puede definirse en función de cualquier par de invariantes tomados de la ecuación (83). Sean m_{12}^2 y m_{13}^2 las variables elegidas para describir el proceso. Los límites cinemáticos del Dalitz Plot están dados por⁶³:

$$m_{13}^{2\pm} = m_1^2 + m_3^2 - \frac{1}{2m_{12}^2} ((m_{12}^2 - M^2 + m_3^2) (m_{12}^2 + m_1^2 - m_2^2)) \quad (85)$$

$$\mp \lambda^{\frac{1}{2}}(m_{12}^2, M, m_3^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(m_{12}^2, m_1^2, m_2^2) \quad (86)$$

donde:

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz \quad (87)$$

Estos límites implican que los límites absolutos de las variables m_{12}^2 y m_{13}^2 son:

$$\begin{aligned} (m_1^2 + m_2^2) &\leq m_{12}^2 \leq (M - m_3)^2 \\ (m_1^2 + m_3^2) &\leq m_{13}^2 \leq (M - m_2)^2 \end{aligned} \quad (88)$$

La probabilidad de que el mesón decaiga, llamada tasa de decaimiento, se expresa en función de m_{12}^2 y m_{13}^2 como:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{12}^2 dm_{13}^2 \quad (89)$$

donde \mathcal{M} es la amplitud del decaimiento. Como vemos de la ecuación (89), dado un valor de M la densidad de eventos en el Dalitz Plot es proporcional a la amplitud al cuadrado. Si por cada decaimiento observado experimentalmente colocamos un punto en el plano con coordenadas m_{12}^2 y m_{13}^2 (que como vimos caracterizan completamente la cinemática del decaimiento), obtenemos el gráfico experimental llamado Dalitz Plot. La dinámica de la reacción es visualizable observando la distribución de puntos en el espacio de fase (ver figura 18c): aquellos sectores con mayor densidad de puntos son favorecidos por la dinámica incluida en la amplitud de decaimiento \mathcal{M} .

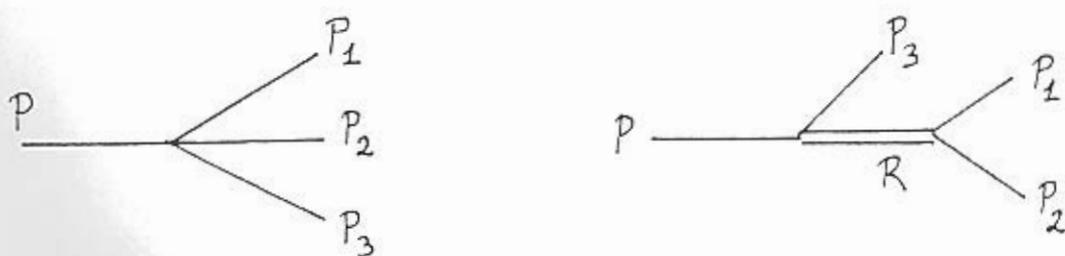


Figura 18 a) *Decaimientos resonantes y no resonantes.*

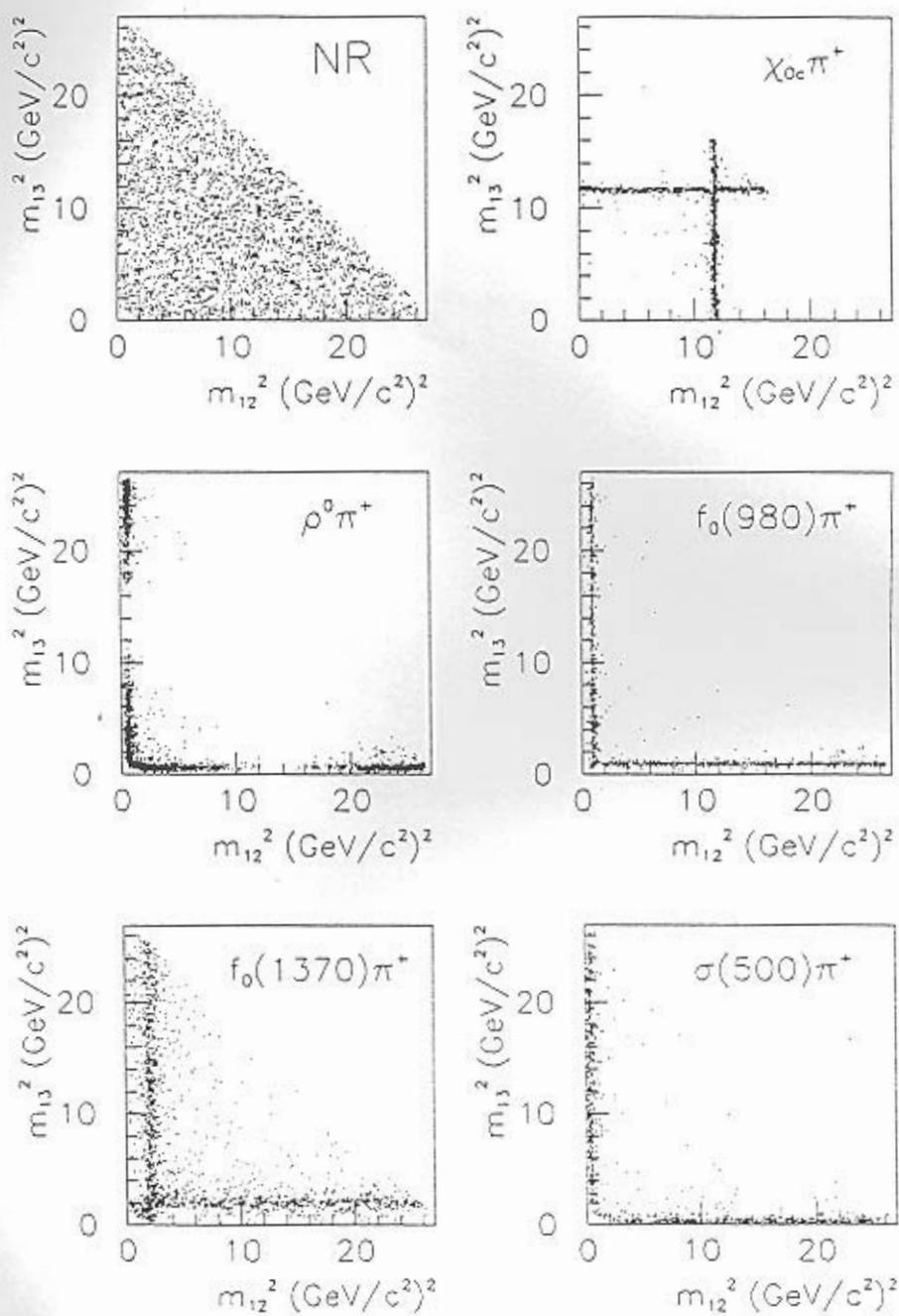


Figura 18 b) Ejemplos de Dalitz Plot para distintos canales del decaimiento de B en tres piones.

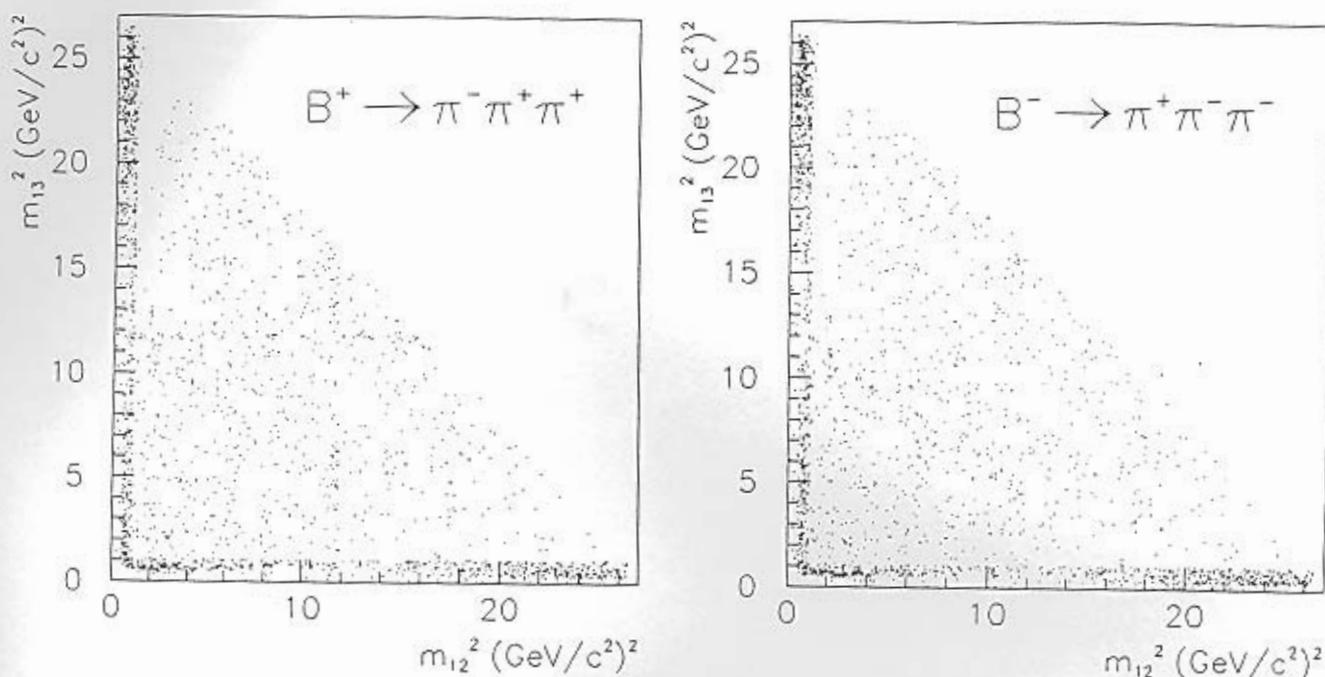


Figura 18 c) Ejemplos de Dalitz Plot que incluyen las contribuciones de algunos de los canales que se esperan para el decaimiento del B en tres piones.

Analizaremos a continuación algunas características propias de la dinámica de un decaimiento en tres cuerpos, por ejemplo la existencia de resonancias, que se reflejan en la distribución de puntos en el Dalitz Plot.

Un decaimiento en tres cuerpos recibe contribuciones de diversos canales: los llamados canales resonantes y el canal directo o no resonante producen el mismo estado final. Un canal resonante es una transición del tipo:

$$P \rightarrow RP_3; \quad R \rightarrow P_1P_2 \quad (90)$$

donde R representa una partícula intermedia virtual llamada resonancia y P_i los mesones pseudoescalares del estado final (ver figura 18a). Esto puede ocurrir mediante un proceso débil que de cuenta de la primer parte y un proceso fuerte que produzca la segunda parte. Por tanto la amplitud del proceso mediado por una resonancia se puede escribir como:

$$A(P \rightarrow RP_3 \rightarrow (P_1P_2)P_3) = A(P \rightarrow RP_3) \times BW_{R,12} \times A(R \rightarrow P_1P_2) \quad (91)$$

Los términos $A(P \rightarrow RP_3)$ y $A(R \rightarrow P_1P_2)$ deben incorporar informaciones angulares (conservación del momento angular en la transición) así como cualquier

dependencia en la energía. El propagador de la resonancia es descrito a través de una función Breit-Wigner relativista $BW_{R,12}$ cuya forma es:

$$BW_{R,12} = \frac{1}{m_R^2 - m_{12}^2 - im_R\Gamma} \quad (92)$$

donde m_R y Γ son respectivamente la masa y el ancho de la resonancia.⁶³

El Dalitz Plot de un decaimiento puede tener contribuciones de distintos canales. Por ejemplo el decaimiento $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ puede darse a través de los canales resonantes $\rho_0\pi^+$, $f_0\pi^+$, $\chi_{c0}\pi^+$ (ver figuras 7 y 19) además de por el canal no resonante. En la figura 18b se muestran los Dalitz Plot que se obtendrían de cada una de esas contribuciones por separado. En el caso de un decaimiento real en tres cuerpos el estado final es producto de la interferencia de todos estos canales intermedios. Por tanto la distribución de eventos en el Dalitz Plot no es la simple suma de los gráficos para cada canal sino que pueden existir diferencias de fase entre los distintos canales que se reflejarían en las características de la distribución de puntos resultante. Así, las distintas contribuciones tienen un peso (a_i) y además pueden tener una fase relativa diferente (θ_i) produciendo entonces interferencia entre los distintos canales. De este modo puede escribirse la amplitud de decaimiento total de la forma:

$$\mathcal{M} = \sum_i a_i e^{i\theta_i} F_i(m_1^2, m_2^2) \quad (93)$$

donde, si seguimos considerando el ejemplo de $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$,

$$\begin{aligned} m_1^2 &= (p_{\pi_1^+} + p_{\pi^-})^2 \\ m_2^2 &= (p_{\pi_2^+} + p_{\pi^-})^2 \end{aligned} \quad (94)$$

son las variables usuales del Dalitz Plot (que llamamos anteriormente m_{12}^2 y m_{13}^2); F_i son las amplitudes correspondientes a cada canal parcial; a_i y θ_i son parámetros reales desconocidos en principio que describen el peso relativo de cada canal y la fase con que interfieren respectivamente. La suma es realizada sobre todas las resonancias intermedias y el decaimiento no resonante. Para los canales resonantes la función F_i es la Breit-Wigner multiplicada por una función angular de acuerdo al espín de la resonancia.⁶³ La amplitud del decaimiento no resonante en general se toma como constante en el espacio de fase, suposición que puede ser discutible.⁶⁴

La densidad de puntos en el gráfico es proporcional a la diferencial $\frac{d\Gamma}{dm_1^2 dm_2^2}$ del decaimiento total y como se puede ver a partir de la ecuación (89) será por tanto

proporcional a la amplitud de probabilidad total del proceso dada en la ecuación (93). Por tanto la dinámica de un decaimiento determina la distribución de puntos en el Dalitz Plot. En la figura 18c se muestran posibles Dalitz Plot para los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ donde se han colocado ciertos valores de a_i y θ_i que serán especificados en la próxima sección.

El objetivo de un análisis del Dalitz Plot es determinar los parámetros físicos desconocidos a_i y θ_i a partir de las características de la distribución de puntos en el gráfico. La densidad de puntos experimental en cada sector del gráfico depende exclusivamente de los parámetros a determinar. Por tanto esta distribución de puntos puede ser ajustada variando los parámetros a_i y θ_i dando así una medida de la importancia relativa de cada canal y de su interferencia. Para hacer esto se toma una función de ajuste que incluye un término para cada canal que puede contribuir al estado final. En el caso particular de un decaimiento $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ (que será nuestro centro de estudio en las próximas secciones) la función de ajuste es:

$$\mathcal{F}_{B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-}(m_1^2, m_2^2) = \left| \sum_i a_i e^{i\theta_i} F_i(m_1^2, m_2^2) \right|^2 \quad (95)$$

Como dijimos, la técnica de ajuste usa la función de la ecuación (95) para ajustar la distribución de puntos en el Dalitz Plot. La función de ajuste tiene la forma del cuadrado de la amplitud de probabilidad del proceso. Esto se debe a que la densidad de puntos ($\frac{d\Gamma}{dm_1^2 dm_2^2}$) es proporcional a la amplitud de la ecuación (93) al cuadrado como se ve en la ecuación (89). La salida del ajuste son las amplitudes relativas a_i y las fases θ_i de cada canal parcial.

Dado que los valores a_i son una medida relativa del peso de cada canal ese parámetro debe ser fijado para uno de los canales operando de este modo como unidad de comparación. Por otra parte la fase global del decaimiento en tres cuerpos, como en cualquier proceso cuántico, no tiene sentido físico: lo único importante son las fases relativas entre los canales, por tanto también uno de los θ_i debe ser fijado. Debido a estas razones usualmente se selecciona uno de los canales y se fija su amplitud a uno y su fase a cero sirviendo así como referencia para todas las medidas hechas mediante el ajuste.

Este procedimiento tiene la característica de que permite tener una medida directa de las fases relativas entre ciertos canales. Por lo tanto si dos canales distintos tienen fases débiles diferentes podemos medir violación de CP. En ese caso podemos ofrecer algunos métodos para la medida de ángulos de violación de CP en decaimientos en tres cuerpos del mesón B.

B. Medida del ángulo γ mediante análisis del Dalitz Plot

1. Algunos antecedentes

Existen algunos ejemplos de uso de Dalitz Plot para estudios de violación de CP pero con enfoques y finalidades completamente diferentes a las de los métodos desarrollados por nosotros que mostraremos más adelante.

Burdman y Donoghue⁶⁷ estudiaron la posibilidad de detectar violación de CP en decaimientos de B neutros sin necesidad de hacer el marcado de los mismos. Estos autores consideran asimetrías en el Dalitz Plot cuya naturaleza es diferente a la de las asimetrías en tasas de decaimiento y se pueden presentar aún en casos que estas últimas no lo hagan. De todos modos este trabajo no permite una medida del ángulo γ . Solamente apunta a la detección de violación de CP.

A.E Snyder y Helen R. Quinn propusieron un método⁶⁶ para medir el ángulo α a partir de decaimientos del B en tres piones poniendo el énfasis en los canales resonantes $B \rightarrow \rho\pi$. Para un funcionamiento aceptable de este método es necesario contar con una estadística muy elevada que se podrá conseguir sólo después de más de diez años de funcionamiento de la fábricas de B. Otra dificultad es que se necesita la detección de varios modos con partículas neutras en el estado final.

Como vimos anteriormente, cuando tenemos violación de CP directa resulta importante tener una diferencia grande de fase fuerte entre los canales que interfieren. Esta es una condición esencial para detectar asimetrías en la forma mostrada anteriormente en la ecuación (59). Por este motivo la presunción de que las fases fuertes son muy pequeñas debido a la gran masa del B y también como resultado de algunos modelos^{68,69} genera preocupación respecto a la posibilidad de medir grandes asimetrías CP. Con la esperanza de salvar esta dificultad D.Atwood, G.Eilam, M.Gronau & A. Soni⁷⁰ destacaron la importancia de observar la interferencia de resonancias con decaimientos no resonantes para facilitar la determinación de los ángulos débiles mediante asimetrías. Esto es debido a que las resonancias presentan una fase compleja adicional que proviene de la función Breit-Wigner que puede llegar a producir una importante diferencia de fase fuerte con los decaimientos no resonantes. En un trabajo posterior⁷¹ G.Eilam, M.Gronau & R.Mendel muestran que cuanto mas anchas las resonancias mayor es la diferencia de fase fuerte con el decaimiento directo como se desprende de la observación de la ecuación (92): al crecer Γ , es decir el ancho de la resonancia, aumenta la diferencia de fase con otra amplitud con fase fuerte pequeña. Estos autores consideran asimetrías en decaimientos de la forma $B^\pm \rightarrow h\pi^\pm$ donde h es una resonancia cuya producción debe tener una diferencia de fase débil con el canal directo y además tener un ancho lo mayor posible.

Los autores consideran que las partículas χ_{c0} y η_c , ambas de espín cero y compuestas de pares de quarks charm, son las más adecuadas para observar grandes asimetrías CP. Unos de los decaimientos en que esa resonancia pro-

duciría interferencia con el canal directo dando lugar a violación de CP son $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. Sin embargo esta metodología, si bien resulta útil para obtener una gran asimetría CP,¹⁶ es poco adecuada para obtener medidas efectivas del ángulo γ ya que implicaría la utilización de modelos hadrónicos altamente inciertos. Como mostraremos a continuación algunas de las virtudes de esta idea fueron explotadas por nosotros para lograr una buena medida del ángulo γ mediante el uso de la técnica del Dalitz Plot.⁷²

2. Nuevo procedimiento para la medida directa del ángulo γ .

Mostraremos en esta sección que la aplicación de la técnica de Dalitz Plot a la medida de ángulos débiles puede permitir en los próximos años obtener un valor de γ a partir del decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. Es interesante destacar que mediante un análisis de Dalitz plot se logra extraer el ángulo γ en forma directa como veremos en lo que sigue.

El decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ puede darse a través de varios diagramas de Feynmann a primer orden en la interacción débil. Algunos de esos diagramas implican la formación de estados intermedios llamados resonancias como se vió en la figura 7c, 7d y 7e. Algunos ejemplos de canales resonantes que pueden contribuir son $\rho_0 \pi^+$, $f_0 \pi^+$, $\chi_{c0} \pi^+$ (ver figura 18b). También se puede dar el decaimiento no resonante. En el caso de resonancias, estas luego decaen a dos piones dando el estado final considerado. Como ocurre en general en decaimientos en tres cuerpos, el estado final es producido por la interferencia de todos los canales intermedios.

Como ya vimos el análisis del Dalitz plot permite medir las amplitudes a_i y las fases θ_i de cada uno de estos canales del decaimiento $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

En general las fases se pueden escribir como $\theta_i = \delta_i + \phi_i$, donde δ_i es fruto de las interacciones fuertes que juegan un rol en la formación de los estados finales hadrónicos y por lo tanto conserva CP y ϕ_i es una fase débil proveniente de la matriz CKM y por lo tanto viola CP. Si medimos también la fase del canal correspondiente al decaimiento conjugado CP, en este caso $B^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$, la misma se escribirá como $\bar{\theta}_i = \delta_i - \phi_i$ dado que la fase débil cambia de signo al realizar la conjugación CP. Por lo tanto midiendo las fases de un mismo canal en el decaimiento de B^+ y en el de B^- podemos tener una medida de la fase débil que gobierna ese canal:

$$\phi_i = \frac{\theta_i - \bar{\theta}_i}{2} \quad (96)$$

Estas medidas se realizan respecto a una fase de referencia ya que como explicamos la fase de uno de los canales en el Dalitz Plot debe ser fijada como referencia. Esto significa que en el mismo decaimiento debe existir otro canal

con una fase débil diferente que podamos fijar como referencia. Esto además es condición necesaria para que haya violación de CP en la amplitud de decaimiento. En el decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ el canal $\chi_{c0} \pi^+$ será el que produce la interferencia necesaria para extraer el ángulo γ . Este canal tiene un coeficiente CKM $V_{cb}^* V_{cd}$ como se ve en la figura 7d y 7c y por lo tanto no tiene fase que viole CP.

Por otra parte la contribución directa no resonante así como las de otros canales resonantes (por ejemplo $\rho^0 \pi^\pm$ y $f_0 \pi^\pm$) tienen un factor $V_{ub}^* V_{ud}$ en sus amplitudes (ver figuras 19a, 19b, 19d y figura 7a) y estas amplitudes contienen una fase débil γ . Por lo tanto todos estos canales van a presentar una fase débil distinta a la del canal $\chi_{c0} \pi^+$.

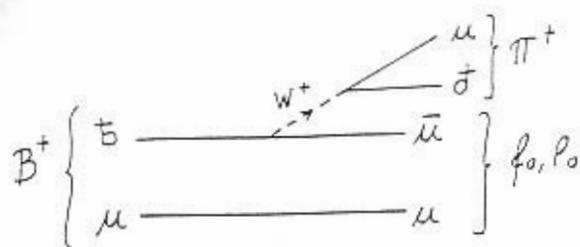
Una dificultad que luego discutiremos en detalle es que los diagramas tipo pingüino dominantes, es decir con quark top en el lazo, tienen una fase débil $-\beta$ como se ve en la figura 19c. La contribución del pingüino hace que la fase débil de estos canales no sea exactamente γ . Por suerte se espera que la contribución de este diagrama sea bastante menor que la contribución árbol (como vimos anteriormente al introducir la aproximación diagramática) entonces despreciaremos estos diagramas por el momento y atenderemos su influencia más adelante.

Bajo esta hipótesis, es decir si los diagramas tipo pingüino fueran despreciables, podríamos tener una medida directa del ángulo γ midiendo la fase de uno de los canales mencionados, por ejemplo $f_0 \pi^+$, y de su conjugado CP, en el ejemplo es $f_0 \pi^-$, y luego aplicando la ecuación (96).

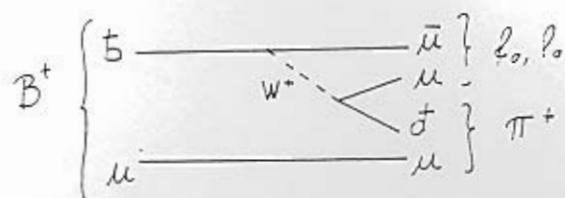
Como producto adicional este método también permite medir fases fuertes. Estas medidas pueden ser útiles para despejar incertidumbres hadrónicas de otros métodos o para testear modelos teóricos de la interacción fuerte. Las fases fuertes se obtienen mediante la siguiente operación:

$$\delta_i = \frac{\theta_i + \bar{\theta}_i}{2} \quad (97)$$

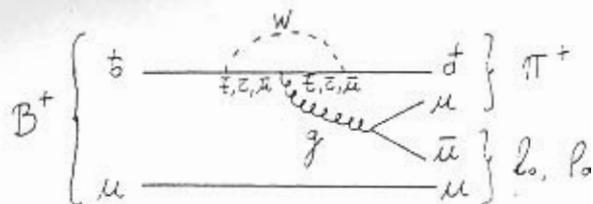
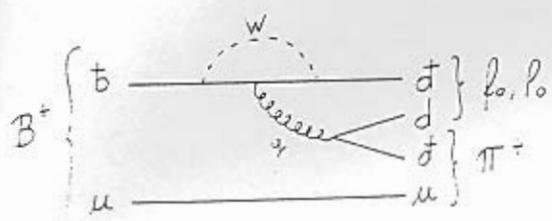
Para tener una estimación de la factibilidad experimental de este método realizamos simulaciones numéricas del proceso de medida. Estas simulaciones constaron de dos etapas: la primera consistió en generar una simulación del conjunto de decaimientos observados a partir de cierto modelo para la amplitud del decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$; la segunda fue realizar el ajuste del Dalitz Plot a partir de los datos simulados con el objetivo de determinar el ángulo γ según la ecuación (96). Este proceso de simulación será descrito en detalle en lo que sigue. Se realizaron a estos efectos programas en FORTRAN y se utilizó la biblioteca de programas realizada en el CERN que contiene subrutinas muy útiles para este tipo de trabajo, fundamentalmente el minimizador MINUIT para el ajuste de los datos.



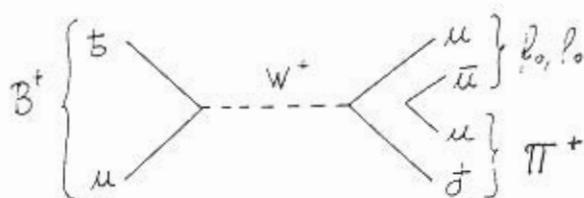
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 19: Diagramas que contribuyen al decaimiento de un mesón B cargado mediante la formación de un pión cargado y una resonancia neutra liviana.

La primer etapa de las simulaciones consistió en generar un conjunto de decaimientos que representen los futuros datos experimentales de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. Para obtener cada punto del Dalitz Plot es necesario generar pares de números (m_1^2, m_2^2) al azar usando como peso la amplitud del decaimiento al cuadrado (ver ecuación (93)), que determina la densidad de eventos en el Dalitz Plot.

Para recrear el proceso físico se consideró que la amplitud de probabilidad recibe contribuciones de las tres resonancias ρ_0 , f_0 y χ_{c0} además del canal no resonante. Es necesario proponer un conjunto de valores de los parámetros de entrada de la simulación θ_i y a_i que representen la dinámica real del proceso. Para aproximarnos a un escenario realista tomamos en cuenta una serie de estimaciones y medidas experimentales^{71,13,16,73}:

$$BR(B^+ \rightarrow \chi_{c0} \pi^+) \sim 5 \times 10^{-5} \quad (98)$$

$$BR(\chi_{c0} \rightarrow \pi^+ \pi^-) \sim 0.8\% \quad (99)$$

$$BR(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-)_{NR} \sim 10^{-5} \quad (100)$$

$$BR(B^+ \rightarrow \rho_0 \pi^+) \sim 8 \times 10^{-6} \quad (101)$$

$$BR(\rho_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \sim 100\% \quad (102)$$

$$BR(B^+ \rightarrow \rho_0 \pi^+) \sim BR(B^+ \rightarrow f_0 \pi^+) \quad (103)$$

Para determinar los θ_i que corresponden a la suma de la fase débil y la fase fuerte de cada canal se tomó un valor de 65° para el ángulo γ y para las fases fuertes se tomaron valores pequeños arbitrarios. Por lo tanto $\theta_i = 65^\circ + \delta_i$ donde a δ_i se asignaron valores no mayores a 20° .

Se realizaron simulaciones con 200, 500 y 1000 eventos para los dos decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ generando los Dalitz Plot a partir de la serie de datos de entrada que juegan el papel de la física real del decaimiento.

Luego se realizó la segunda etapa. Una vez obtenido el conjunto de datos que simulan el resultado de los experimentos se hizo con ellos lo que se propone de acuerdo al método presentado para obtener las medidas de γ , es decir, se realizó el ajuste del Dalitz Plot y a partir de ahí se determinó γ usando la ecuación (96).

Como ya vimos a los efectos de realizar el ajuste del Dalitz Plot es necesario fijar la amplitud y la fase de un canal de referencia. En este caso se usaron las del canal $\chi_{c0}\pi^+$.

Al realizar el ajuste del Dalitz Plot como si las simulaciones anteriores describieran la física real, se obtuvieron las medidas de los a_i y los θ_i y una estimación de su error. Estos valores obtenidos del ajuste deben ser comparados con los valores de entrada de la simulación. Esto se hizo para el decaimiento del B^+ y del B^- . Los resultados del ajuste están en las siguientes tablas en donde la columna de entrada muestra los valores de amplitud y fase que se usaron para la simulación de los datos experimentales del decaimiento y que por tanto juegan el papel de la física real. En las otras columnas está el resultado del ajuste para distinto número de decaimientos producidos en la simulación:

Canal	entrada	200 eventos	500 eventos	1000 eventos
$\chi_{c0}\pi^+ a_1$	1	fijo	fijo	fijo
$\chi_{c0}\pi^+ \theta_1$	0°	fijo	fijo	fijo
NR a_2	4.0	3.1 ± 0.7	4.1 ± 0.6	3.8 ± 0.5
NR θ_2	70°	$64^\circ \pm 25^\circ$	$71^\circ \pm 17^\circ$	$66^\circ \pm 11^\circ$
$f_0\pi^+ a_3$	2.5	2.5 ± 0.6	2.8 ± 0.4	2.5 ± 0.3
$f_0\pi^+ \theta_3$	80°	$99^\circ \pm 28^\circ$	$88^\circ \pm 18^\circ$	$75^\circ \pm 12^\circ$
$\rho_0\pi^+ a_4$	3.0	2.1 ± 0.6	3.4 ± 0.5	3.0 ± 0.4
$\rho_0\pi^+ \theta_4$	55°	$74^\circ \pm 26^\circ$	$39^\circ \pm 18^\circ$	$50^\circ \pm 12^\circ$

Canal	entrada	200 eventos	500 eventos	1000 eventos
$\chi_{c0}\pi^- a_1$	1	fijo	fijo	fijo
$\chi_{c0}\pi^- \theta_1$	0°	fijo	fijo	fijo
NR a_2	4.0	3.1 ± 0.7	4.1 ± 0.6	3.8 ± 0.5
NR θ_2	70°	$64^\circ \pm 25^\circ$	$71^\circ \pm 17^\circ$	$66^\circ \pm 11^\circ$
$f_0\pi^- a_3$	2.5	2.5 ± 0.6	2.8 ± 0.4	2.5 ± 0.3
$f_0\pi^- \theta_3$	80°	$99^\circ \pm 28^\circ$	$88^\circ \pm 18^\circ$	$75^\circ \pm 12^\circ$
$\rho_0\pi^- a_4$	3.0	2.1 ± 0.6	3.4 ± 0.5	3.0 ± 0.4
$\rho_0\pi^- \theta_4$	55°	$74^\circ \pm 26^\circ$	$39^\circ \pm 18^\circ$	$50^\circ \pm 12^\circ$

Luego del ajuste con los datos de las fases obtenidos se determinó γ aplicando la ecuación (96) a los tres canales: no resonante, $f_0\pi^+$ y $\rho_0\pi^+$. Los resultados obtenidos y sus errores son (ordenados por número creciente de eventos):

$$\begin{aligned}
 \gamma &= 68^\circ \pm 19^\circ, & \gamma &= 68^\circ \pm 12^\circ, & \gamma &= 66^\circ \pm 7^\circ & (NR) & (104) \\
 \gamma &= 73^\circ \pm 20^\circ, & \gamma &= 71^\circ \pm 12^\circ, & \gamma &= 62^\circ \pm 8^\circ & (f_0\pi) \\
 \gamma &= 77^\circ \pm 19^\circ, & \gamma &= 60^\circ \pm 12^\circ, & \gamma &= 66^\circ \pm 8^\circ & (\rho_0\pi)
 \end{aligned}$$

Dado que algunos de los parámetros que usamos para hacer la simulación no están bien establecidos experimentalmente, realizamos un estudio sistemático

de este método. Para ello realizamos un conjunto de simulaciones similares a la presentada más arriba pero con variaciones de los parámetros usados para generar los eventos de decaimiento en la simulación, es decir las tasas de decaimiento relativas de los distintos canales y sus fases débiles y fuertes. Variando las tasas de decaimiento consideradas para los distintos canales parciales en un factor cinco obtenemos buenos ajustes de Dalitz Plot con errores similares. Al variar los valores de las fases fuertes que conservan CP se obtuvo la misma precisión en los valores de las fases, incluso en el caso que todas las fases fuertes se fijaron en cero. Cambiando los valores de γ entre 0 y 2π también se obtiene la misma precisión en los resultados.

De los resultados obtenidos en todos los casos se puede afirmar que en cualquier escenario razonable el error en γ sería muy cercano al mostrado. Es importante resaltar que como era de esperar al aumentar el número de eventos detectados disminuye el error de la medida.

Hasta el momento hemos considerado la contribución de los diagramas de pingüinos como despreciable frente a las amplitudes árbol. Esto implicaba que la fase débil medida era en todo momento exactamente γ . El hecho de que los pingüinos puedan estar presentes implica un error sistemático de nuestro método ya que la fase débil total se ve modificada por una contribución con fase $-\beta$. Por ejemplo en el canal $f_0\pi^+$ la cantidad medida $a_3e^{i\theta_3}$ es en realidad:

$$a_3e^{i\theta_3} = Te^{i(\delta_T+\gamma)} + Pe^{i(\delta_P-\beta)} \quad (105)$$

donde $Te^{i(\delta_T+\gamma)}$ incluye todas las contribuciones que tienen fase débil γ como por ejemplo la contribución árbol y $Pe^{i(\delta_P-\beta)}$ las contribuciones con fase débil β principalmente la del pingüino con quark top en el lazo. Cuando se mide la fase θ_3 estamos errando en un ángulo ϵ_+ (ver figura 20) al considerar la fase de la amplitud árbol igual a γ . El mismo argumento se cumple para el decaimiento del B^- y el error es ϵ_- . Considerando esto la ecuación (96) da como resultado:

$$\phi_3 = \frac{\theta_3 - \bar{\theta}_3}{2} = \gamma + \frac{\epsilon_+ + \epsilon_-}{2} \quad (106)$$

Por lo tanto $\epsilon = \frac{\epsilon_+ + \epsilon_-}{2}$ es el error teórico de nuestro método. El peor caso, como se puede ver en la figura 20, es cuando la contribución árbol y pingüino forman un ángulo recto en el plano complejo. Como consecuencia tenemos:

$$|\epsilon_{\pm}| \leq \arctan\left(\frac{P}{T}\right)$$

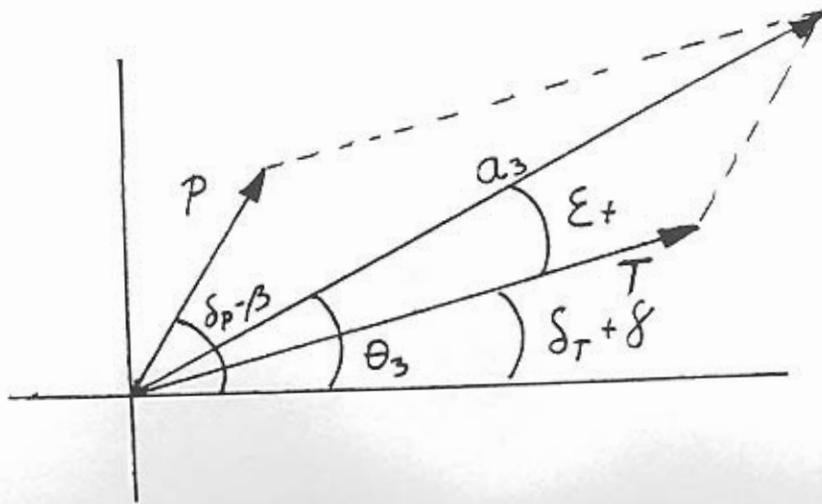


Figura 20: Gráfico que permite la estimación del error por despreciar diagramas pingüinos

Si asumimos $P/T = 0.2^{72}$ el error sistemático en la determinación de γ es a lo sumo 11° . Si en cambio tomamos el máximo valor de P/T consistente con el ajuste de datos experimentales realizado por Atwood y Soni²⁷ es decir $P/T = 0.5$, el error es de 25° con lo cual el método sigue siendo aceptable (recordemos que algunos de los métodos más promocionados en la actualidad tienen errores sistemáticos no menores a 20°).⁵⁷ Además, un conocimiento más profundo de la relación de los diagramas pingüinos y árbol en los decaimientos que nos interesan, tanto desde el punto de vista teórico como del experimental, permitirán corregir mediante modelos el valor dado por este método reduciendo así el error sistemático.

Un aspecto que debemos considerar es la influencia de las interacciones de estado final sobre nuestro método. Como hemos visto en el capítulo anterior, en presencia de interacciones de estado final, la aproximación diagramática a decaimientos del B que hemos utilizado puede conducir a errores. Esto hace que algunos de los métodos existentes para medida de fases de violación de CP se vean afectados por la presencia de efectos de interacción de estado final importantes. En nuestro caso la inclusión de este efecto no cambia la forma de la ecuación (105). Pero, la interpretación de los términos T y P puede verse alterada, con lo cual la relación P/T no tiene porque ser necesariamente pequeña como se requiere en este método.

Sin embargo esta situación no ocurriría si la partícula de la resonancia fuera de isospín cero ya que existiría una única amplitud de isospín y el efecto de la interacción de estado final no aparecería, como se muestra en el Apéndice E. Afortunadamente este es el caso de las partículas f_0 que tienen isospín cero. Este

punto se discutirá con mayor detalle en la siguiente sección.

Resumiendo, desde el punto de vista teórico este método tiene la potencia de que no asume modelos sobre la física hadrónica y no es afectado por las interacciones de estado final. Desde el punto de vista experimental tiene la ventaja de que no es necesario el marcado de mesones B neutros ya que se trabaja con mesones cargados. Las tres partículas producidas son cargadas por lo que su detección e identificación es muy eficiente. Además la estadística necesaria no es muy grande, con 200 eventos es suficiente para una detección de violación de CP con tres desvíos estándar de nivel de confianza.

Si asumimos que la tasa de decaimiento relativa de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ es del orden de 10^{-5} la obtención de 1000 eventos podría llevar tan sólo un par de años en las fábricas de B de la primera generación.

Una posibilidad que exploraremos a continuación es la de obtener un método que no dependa del conocimiento de la relación P/T para funcionar y que su validez no sea tan sensible a un aumento de esa relación. En particular intentaremos determinar esa relación utilizando las medidas de otros decaimientos relacionados por simetría SU(3) de sabor con los considerados en esta sección. Esto nos permitirá tener un sistema de ecuaciones que incluya las contribuciones de pingüinos sin despreciarlas. Eso es lo que se desarrollará en la siguiente sección.

C. Nuevo método para medir γ a partir de $B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ y $B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- K^\pm$.

El objetivo de este método es eliminar el error producido por la presencia de los pingüinos en el método anterior. A este efecto, además de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ se considerará la información proveniente de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- K^\pm$.⁸³ Estos nuevos decaimientos tienen algunos canales intermedios que se dan a través de las mismas resonancias que los anteriores: por ejemplo: ρ_0 , f_0 y χ_{c0} . Por lo tanto podemos realizar un ajuste del Dalitz Plot para los cuatro decaimientos ($B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ y $B^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- K^\pm$), obteniendo amplitudes y fases en todos los casos. Como algunos de los términos de estos dos decaimientos se relacionan por simetría SU(3) se puede obtener, como veremos más adelante, un sistema de ecuaciones que incluirá como variables a las amplitudes y fases de pingüinos. Esta información adicional nos permitirá determinar no sólo las fases relativas de algunos canales sino también las amplitudes de las contribuciones llamadas P y T en el método anterior. Resolviendo ese sistema se podrá determinar γ sin importar el peso relativo de los diagramas pingüino respecto a los diagramas árbol.

Este estudio toma en consideración sólo a uno de los canales resonantes común a los cuatro decaimientos. Para eliminar la influencia de interacciones de estado final al igual que en la sección anterior lo más conveniente será considerar una

resonancia de isospín cero. A efectos de la presentación hablaremos de resonancias f_0 en general y luego discutiremos qué partícula sería la más conveniente para el método.

A partir de ahora sólo nos interesará la información proveniente del canal resonante f_0 . El decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ a través de una resonancia f_0 compuesta por una combinación lineal de quarks up y down tiene una amplitud de la forma:

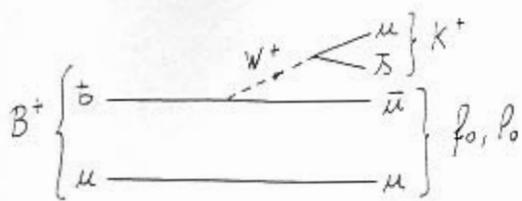
$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B^+ \rightarrow f_0\pi^+) &= T e^{i(\delta_T+\gamma)} + P e^{i(\delta_P-\beta)} \\ \mathcal{A}(B^- \rightarrow f_0\pi^-) &= T e^{i(\delta_T-\gamma)} + P e^{i(\delta_P+\beta)} \end{aligned} \quad (107)$$

dónde en primera instancia se desprecia la contribución de los diagramas de pingüinos con quarks charm en el lazo. Sobre este punto volveremos más adelante. En T están incluidas todas las contribuciones con fase débil γ como por ejemplo las provenientes de diagramas árbol y suprimido de color. En P están incluidas todas las contribuciones con fase débil β por ejemplo los pingüinos fuertes y electrodébiles con el quark top en el lazo. Los diagramas que ilustran esto son esencialmente los mismos que en el método anterior (figura 19).

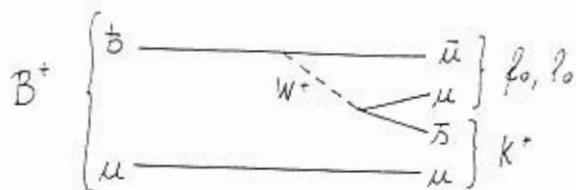
Para el decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$ las amplitudes se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B^+ \rightarrow f_0K^+) &= T' e^{i(\delta'_T+\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} \\ \mathcal{A}(B^- \rightarrow f_0K^-) &= T' e^{i(\delta'_T-\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} \end{aligned} \quad (108)$$

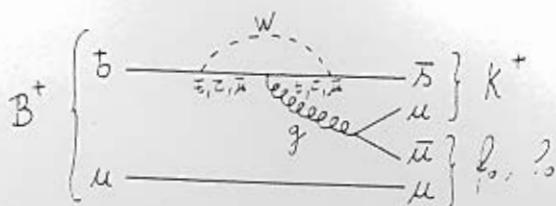
donde en T' estan incluidas las topologías árbol y suprimida de color así como los pingüinos fuertes y electrodébiles con quark up en el lazo y en P' están incluidos los pingüinos fuertes y electrodébiles, tanto con quark top como con quark charm en el lazo. Todos estos diagramas se muestran en la figura 21.



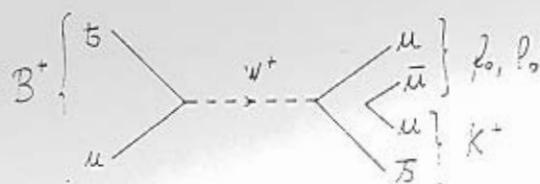
(a)



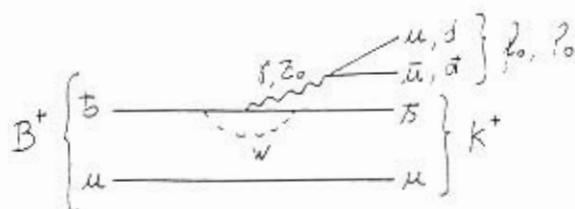
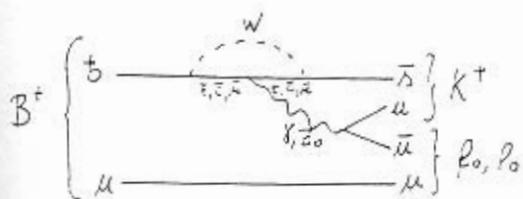
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 21: Diagramas que contribuyen al decaimiento de un mesón B cargado mediante la formación de un kaón cargado y una resonancia neutra liviana.

Al realizar el ajuste del Dalitz Plot de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$ y $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ obtendremos las amplitudes y fases de todos los canales resonantes y del no resonante de esos cuatro decaimientos. Por tanto obtendremos en particular la medida de las amplitudes con sus fases para los canales gobernados por la resonancia f_0 . Estas amplitudes y fases medidas corresponden a las dadas en las ecuaciones (107) y (108). De este modo ese conjunto de valores experimentales a_i y θ_i deben verificar:

$$\begin{aligned}
 T e^{i(\delta_T+\gamma)} + P e^{i(\delta_P-\beta)} &= a_1 e^{i\theta_1} & (B^+ \rightarrow f_0\pi^+) \\
 T e^{i(\delta_T-\gamma)} + P e^{i(\delta_P+\beta)} &= a_2 e^{i\theta_2} & (B^- \rightarrow f_0\pi^-) \\
 T' e^{i(\delta'_T+\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} &= a_3 e^{i\theta_3} & (B^+ \rightarrow f_0K^+) \\
 T' e^{i(\delta'_T-\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} &= a_4 e^{i\theta_4} & (B^- \rightarrow f_0K^-)
 \end{aligned} \tag{109}$$

Si hacemos la hipótesis de que la simetría SU(3) es válida en este tipo de decaimientos (ver Apéndice D), obtenemos las siguientes relaciones entre las variables involucradas:

$$\begin{aligned}
 \lambda T &= T' \\
 \delta_T &= \delta'_T
 \end{aligned} \tag{110}$$

Es importante notar que SU(3) no permite relacionar las amplitudes P y P' ya que su contribución dominante que proviene del pingüino fuerte con quark top en el lazo tiene diagramas que no se relacionan por el simple cambio de un quark strange por un down. Esto es porque el decaimiento a tres piones involucra dos posibilidades y el decaimiento con un kaón solo una. En efecto se puede ver comparando las figuras 19 y 21 que los diagramas pingüinos contribuyen de dos formas al decaimiento a tres piones (con creación de pares up y down) y sólo de una forma al decaimiento con un kaon (con creación sólo de un par de quarks up).

Después de incluir estas consideraciones y usando la ecuación (110) tenemos que el sistema de ecuaciones anterior queda de la forma:

$$\begin{aligned}
 T e^{i(\delta_T+\gamma)} + P e^{i(\delta_P-\beta)} &= a_1 e^{i\theta_1} \\
 T e^{i(\delta_T-\gamma)} + P e^{i(\delta_P+\beta)} &= a_2 e^{i\theta_2} \\
 \lambda T e^{i(\delta_T+\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} &= a_3 e^{i\theta_3} \\
 \lambda T e^{i(\delta_T-\gamma)} + P' e^{i(\delta'_P)} &= a_4 e^{i\theta_4}
 \end{aligned} \tag{111}$$

Este sistema de cuatro ecuaciones complejas puede ser resuelto para obtener las ocho incógnitas T , P , P' , δ_P , δ_T , δ'_P , β y γ . Sin embargo para el momento en que estas medidas sean realizables ya tendremos un buen valor de β dado por el "golden plate". Por tanto β puede ser colocado como un parámetro conocido. Dado que nuestro objetivo es la determinación del ángulo γ algunas simplificaciones pueden ser hechas en el sistema original para facilitar su resolución numérica. Con las siguientes definiciones:

$$\begin{aligned}
 \phi_1 &\equiv \delta_T + \gamma \\
 \phi_2 &\equiv \delta_T - \gamma \\
 A_1 &\equiv a_1 e^{i\theta_1} \\
 A_2 &\equiv a_2 e^{i\theta_2} \\
 A_3 &\equiv a_3 e^{i\theta_3} \\
 A_4 &\equiv a_4 e^{i\theta_4}
 \end{aligned}
 \tag{112}$$

obtenemos que el sistema de ecuaciones puede reducirse a:

$$\frac{e^{i\phi_2} - e^{i(\phi_1+2\beta)}}{|e^{i\phi_1} - e^{i\phi_2}|} = (A_2 - A_1 e^{i2\beta}) \frac{\lambda}{|A_3 - A_4|}
 \tag{113}$$

además de la condición:

$$\arg(A_3 - A_4) = \arg(e^{i\phi_1} - e^{i\phi_2})
 \tag{114}$$

Esto permite obtener los valores de las variables ϕ_1 y ϕ_2 a partir de las medidas del Dalitz Plot, resolviendo el sistema de ecuaciones (113).

Debido a que las medidas de amplitudes y fases mediante el Dalitz Plot tienen un cierto error estadístico la resolución del sistema de ecuaciones se verá influida por esos errores los cuales se propagaran a la medida de γ . Es importante determinar el grado de sensibilidad del sistema de ecuaciones a errores en los parámetros de entrada.

El error experimental en las medidas de los a_i y θ_i depende del número de eventos detectados de cada uno de los decaimientos. Si consideramos para fijar ideas que tenemos 1000 eventos de cada uno de los cuatro decaimientos que nos interesan, se puede hacer un ajuste del Dalitz Plot y determinar así el error en las amplitudes y fases de la resonancia f_0 . Esto fue hecho para el decaimiento en tres piones en las simulaciones que acompañaron al estudio del método presentado en el apartado anterior.⁷² El error que se obtuvo (con 1000 eventos) para la amplitud del canal con la resonancia f_0 fue del 14% y el error en la fase de 0.2 radianes.

Usando esos errores para todos los a_i y ϕ_i realizamos una serie de simulaciones del proceso de resolver el sistema de ecuaciones tanto para el sistema con dos ecuaciones dado en la ecuación (113) como para el sistema con ocho ecuaciones dado en la ecuación (111). Se pudo ver en varios ejemplos que ambos sistemas se resuelven adecuadamente si los parámetros no tienen errores experimentales. Con los errores planteados anteriormente para las amplitudes y fases experimentales se obtienen errores en γ del orden de 0.3 radianes. Este proceso de resolución del sistema debe ser estudiado en más detalle desde el punto de vista numérico y probablemente pueda ser mejorado.

Por otra parte los errores en los parámetros de entrada pueden ser menores de lo estimado por nosotros y además un mayor número de eventos de los decaimientos detectados lo haría disminuir aún más. Esto no es así para el caso en que dejemos β como desconocido, quedando ocho parámetros libres en el sistema de la ecuación (111). En este caso aparecen importantes indeterminaciones en las soluciones y el sistema se hace muy sensible al punto de partida de la búsqueda de solución.

Este método tiene dos fuentes de error teórico principales, la primera es la asunción de que la simetría SU(3) es válida, y la segunda como dijimos antes es fruto de haber despreciado la contribución de los diagramas pingüino charm (P_c) en el primer par de ecuaciones.

Estudiaremos en detalle el error que se espera por cada uno de estos efectos e intentaremos determinar algunas estrategias para disminuirlos.

1. Error por asumir SU(3).

La simetría SU(3) se asume sólo para las amplitudes que llevan una fase débil γ es decir T y T'. Estas amplitudes tienen dos contribuciones principales. La más importante proviene del diagrama tipo árbol y la siguiente en importancia viene del diagrama suprimido de color.

También se espera que aparezcan contribuciones del pingüino con quark up en el lazo y de aniquilación que son seguramente despreciables. Su efecto sería alterar la relación de SU(3) asumida entre T y T' así como entre δ_T y δ'_T .

Si consideramos al diagrama tipo árbol como la contribución dominante tanto en T como en T' tenemos por factorización que (ver Apéndice D):

$$\frac{T'}{T} = \frac{f_K}{f_\pi} \lambda \quad (115)$$

en donde f_π y f_K son las constantes de decaimiento del pión y el kaón respectivamente.

La diferencia entre las masas de los quarks strange y down se refleja en la aproximación de factorización en el hecho de que las constantes de decaimiento de un kaón y un pión son diferentes.

$$\frac{f_K}{f_\pi} = 1.2 \quad (116)$$

Si asumimos que factorización nos da una buena estimación de la ruptura de la simetría SU(3) tenemos un error del 20% en la relación $\lambda T = T'$. De todos modos podemos incluir la corrección de factorización escribiendo en nuestro sistema de ecuaciones que $\lambda \frac{f_K}{f_\pi} T = T'$ y las correcciones faltantes al valor de T' esperamos que sean menores al 20 % .

Existe un test²⁵ respecto a la validez de las correcciones a SU(3) mediante factorización en decaimientos del B (ver Apéndice D). El estado actual de las medidas necesarias para esa comparación es consistente con ambas posibilidades y no es posible afirmar categóricamente que la corrección por factorización sea necesaria. Esto parece indicar que la ruptura de SU(3) podría ser a lo sumo del 10% no pudiendo pasar del 20 % en diagramas tipo árbol. Si nos guiamos por el valor central de las medidas que permiten la comparación es de esperar que la corrección a SU(3) no sea muy importante (menos del 10%).

La estimación del error producido por SU(3) y la forma de disminuirlo incluyendo efectos de ruptura de SU(3) son cuestiones cuya comprensión podrá mejorarse en los próximos años. En el estado actual, y siguiendo las ideas que han considerado otros autores, podemos tomar la corrección por factorización del 20% explícitamente incluyendo el factor $\frac{f_K}{f_\pi}$ en nuestro sistema de ecuaciones. Los efectos restantes serán de orden menor y pueden provenir tanto de las correcciones no factorizables del diagrama árbol o de las correcciones a primer orden de factorización del diagrama suprimido de color.

Por otro lado para los diagramas suprimidos de color, que también están incluidos en T, las correcciones a primer orden de factorización implican también un factor f_K/f_π . Entonces la corrección a primer orden en factorización sería el 20 % del diagrama suprimido de color. Si tomamos la estimación por factorización (ver Apéndice A) que dice que el diagrama suprimido de color es menor en un factor cinco respecto al diagrama árbol tenemos que el error porcentual en la amplitud total es de un 4%. A los efectos de considerar un caso desfavorable que podría incluir correcciones no factorizables en la amplitud árbol, tomamos un error debido a SU(3) del 10% es decir más del doble que el estimado con el razonamiento anterior.

Al estimar el impacto de este error en la determinación del ángulo débil γ obtenemos un error no mayor a 2°. Ese error no depende sensiblemente de las magnitudes relativas de las amplitudes P, T y P' con lo cual podemos afirmar que el error sistemático introducido por efecto de la ruptura de SU(3) es completa-

mente despreciable al menos para el grado de precisión de las primeras medidas de γ que se podrán realizar en los próximos años.

2. Error por despreciar el pingüino charm.

Una presencia importante del pingüino charm sólo afecta al primer par de ecuaciones dadas en la ecuación (111) ya que en ese caso el pingüino charm tiene una fase débil diferente a las incluidas en los dos términos de esas ecuaciones. Por tanto las mismas quedarían escritas de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 T e^{i(\delta_T + \gamma)} + P_t e^{i(\delta_{P_t} - \beta)} + P_c e^{i\delta_{P_c}} &= a_1 e^{i\theta_1} \\
 T e^{i(\delta_T - \gamma)} + P_t e^{i(\delta_{P_t} + \beta)} + P_c e^{i\delta_{P_c}} &= a_2 e^{i\theta_2} \\
 \lambda T e^{i(\delta_T + \gamma)} + P' e^{i(\delta'_{P'})} &= a_3 e^{i\theta_3} \\
 \lambda T e^{i(\delta_T - \gamma)} + P' e^{i(\delta'_{P'})} &= a_4 e^{i\theta_4}
 \end{aligned}
 \tag{117}$$

El hecho de omitir los términos correspondientes al pingüino charm en el sistema de ecuaciones que nos permite determinar el ángulo γ produce un error que depende de la magnitud relativa del pingüino charm respecto a las otras amplitudes involucradas en particular respecto al pingüino top. Esta relación fue estimada²⁴ y el rango obtenido es:

$$0.2 \lesssim \frac{P_c}{P_t} \lesssim 0.5 \tag{118}$$

El error producido por no introducir el término con P_c en el sistema a resolver crece al aumentar el peso relativo del pingüino respecto al término dominado por el diagrama árbol. Recordemos que afortunadamente el pingüino charm sólo se desprecia en el decaimiento a tres piones que es el que tiene la menor relación P/T . Como ya hemos señalado esa relación se espera que sea pequeña y una estimación indica $P/T \sim 0.2$.²⁵

A continuación mostramos una tabla de los errores obtenidos para γ en función de los valores posibles de la relación P/T .

	$P/T = 0.2$	$P/T = 0.4$	$P/T = 1$
P_c máximo del intervalo	2°	5°	11°
P_c mínimo del intervalo	6°	11°	29°

Como vemos, para el caso esperado por la estimación de Dighe, Gronau y Rosner,²⁶ el error es muy pequeño: entre 2° y 6°.

Se puede observar de la tabla que el error debido a P_c crece en forma prácticamente lineal con el valor P_t/T . Si $P_t/T = 0.4$ es decir el doble del valor

estimado, tenemos que el error se encuentra entre 5° y 11° lo cual sigue siendo más que aceptable comparado con los errores teóricos de otros métodos. Incluso para un caso tan improbable como $P_t/T = 1$, estimación exagerada en el peor sentido a nuestros efectos, el error se encuentra entre 11° y 29° haciendo a nuestro error similar o algo desventajoso respecto a otros métodos.

Grandes variaciones en δ_{P_c} no generan variaciones sustanciales en el error determinado.

Estos resultados mejoran ampliamente los errores teóricos de los métodos discutidos anteriormente. Además para similares valores de la relación P/T los errores teóricos resultan claramente menos importantes que los errores sistemáticos totales de nuestro método anterior.

Una forma de disminuir aún más el error sistemático es plantear un sistema que incluya un modelo para la relación entre P_c y P_t . Si por ejemplo consideramos como un modelo válido las relaciones de la ecuación (118) podríamos decir que, por ejemplo, $P_c = \alpha P_t$ con $\alpha = 0.4_{-0.2}^{+0.1}$ y asumimos que $\delta_{P_c} = \delta_{P_t}$. Este modelo a pesar de ser sólo una cota aproximada resulta más ajustado que el supuesto implícitamente en la presentación de nuestro método que es $P_c = 0$. En este caso el sistema sería:

$$\begin{aligned} T e^{i(\delta_T + \gamma)} + P e^{i(\delta_P - \beta)} + \alpha P e^{i\delta_P} &= a_1 e^{i\theta_1} \\ T e^{i(\delta_T - \gamma)} + P e^{i(\delta_P + \beta)} + \alpha P e^{i\delta_P} &= a_2 e^{i\theta_2} \\ \lambda T e^{i(\delta_T + \gamma)} + P' e^{i(\delta_P')} &= a_3 e^{i\theta_3} \\ \lambda T e^{i(\delta_T - \gamma)} + P' e^{i(\delta_P')} &= a_4 e^{i\theta_4} \end{aligned} \quad (119)$$

y nuevamente podemos reducirlo a un sistema de dos incógnitas similar al dado en las ecuaciones (113) y (114). El sistema sigue cumpliendo la condición de la ecuación (114) y está dado por:

$$\frac{e^{i\phi_2} - e^{i\phi_1} (e^{i\beta} + \alpha) / (e^{-i\beta} + \alpha)}{|e^{i\phi_1} - e^{i\phi_2}|} = (A_2 - A_1 (e^{i\beta} + \alpha) / (e^{-i\beta} + \alpha)) \frac{\lambda}{|A_3 - A_4|} \quad (120)$$

Para $\alpha = 0.4_{-0.2}^{+0.1}$ se obtiene que el error en α se propaga a γ dando en el peor caso (máximo error) los resultados mostrados en la siguiente tabla:

	$P/T = 0.2$	$P/T = 0.4$	$P/T = 1$	$P/T = 2$
máximo error	2°	4°	10°	17°

Se puede ver que al incluir un modelo de los pingüinos charm se mejora notablemente el error teórico que los mismos introducen. Con el ejemplo dado los errores se reducen a menos de la mitad. Por supuesto que el modelo considerado

en este caso para describir a los pingüinos charm es muy grosero pero se muestra la importancia que podrían tener modelos mejores para el cálculo de P_c . Una mejora en el conocimiento de los pingüinos charm implicaría una disminución del error, ya bastante bajo, de nuestro método.

Si comparamos este error con el que teníamos en nuestro primer método vemos que el error sistemático se ha reducido en un factor cinco. En efecto para $P/T=0.2$, por ejemplo, antes teníamos 11° de error ya hora solamente 2° .

3. Conclusiones del método.

Como ya se dijo anteriormente las simulaciones realizadas muestran que con 1000 eventos de cada uno de los procesos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ y $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$ se puede obtener una buena medida de γ .

Para ello usamos la interferencia entre el canal de referencia sin fase débil: $B^\pm \rightarrow \chi_{c0}\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm(K^\pm)$, con el canal con fase γ : $B^\pm \rightarrow f_0\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm(K^\pm)$.

En cuanto a cual podría ser la resonancia de isospín cero a considerar en este análisis tenemos las siguientes opciones: $f_0(980)$ decae en un 78% a dos piones, $\omega(782)$ decae en un 2% a dos piones, $f_0(400 - 1200)$ (también denotada como σ) decae en forma dominante a dos piones, $f_2(1270)$ decae en un 85% a dos piones y $f_0(1370)$ tiene como decaimiento dominante en dos cuerpos el de dos piones. Algunas de estas partículas son controversiales en cuanto a su naturaleza y pueden tener una composición distinta a una combinación lineal de quarks up y down. La naturaleza de σ como partícula compuesta de quarks livianos es reivindicada en un trabajo reciente de N.A. Tornqvist.⁷⁵ En primera instancia deberíamos dejar de lado a $f_0(980)$ ya que parece estar compuesta principalmente por $s\bar{s}$.⁷⁶ Por otra parte $\omega(782)$ está compuesto principalmente de $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ pero decae muy poco a dos piones.

El hecho de que pueda existir una componente $s\bar{s}$ afecta a las dos últimas ecuaciones del sistema de la ecuación (111) aumentando la importancia del pingüino respecto al árbol, ya que mediante un proceso descrito por un diagrama pingüino se puede obtener un par $s\bar{s}$ pero mediante un proceso dado por un diagrama árbol no. Esto incrementaría aún más la influencia del pingüino en el caso de los decaimientos que involucren un kaon. Esto afectaría a los errores del método, pero desde el punto de vista teórico el análisis seguiría siendo válido.

Por lo tanto $f_0(1370)$ y σ parecen las mejores candidatas a servir a los propósitos de nuestro método. Esto hace factible el aplicar este método en forma exitosa a partir de los datos experimentales que se obtendrán en los próximos años.

Respecto al error sistemático producto de considerar los efectos de ruptura de simetría SU(3) y del pingüino charm tenemos que aún en una hipótesis bastante pesimista compatible con los datos experimentales y modelos actuales como es la

que asume $P/T = 0.4$ el error sistemático total sería menor que 5° y puede ser reducido a través del desarrollo de mejores modelos para describir las amplitudes de pingüinos charm.

VI. Conclusiones

En esta tesis se mostró que el estudio de decaimientos en tres cuerpos a través del análisis del Dalitz Plot permite medidas directas de ángulos de violación de CP. Esta idea se utilizó para proponer dos métodos de medida del ángulo γ , el más difícil de determinar de los ángulos del triángulo unitario.

Un primer método propuesto utiliza los datos provenientes de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$. Este método permite, mediante el uso de la técnica de análisis del Dalitz Plot, medir la diferencia de fase entre los canales resonantes $\chi_{c0}\pi^+$ y $f_0\pi^+$ obteniendo así una medida directa de la fase débil γ .

Este método no requiere despreciar el efecto de las interacciones de estado final, el cual se maneja considerando partículas singuletes de isospín como resonancias intermedias.

Los decaimientos necesarios son accesibles desde el punto de vista experimental y se podría estar observando el número de decaimientos necesarios para realizar la medida en un par de años de funcionamiento de las fábricas de B.

El problema que presenta este método es que tiene un error sistemático que proviene de despreciar la contribución de los diagramas pingüinos respecto a la del diagrama árbol. Si bien se espera que la razón P/T sea pequeña, su valor no se conoce con certeza y el error sistemático de este método crece en forma importante al crecer la influencia de los pingüinos. Para eliminar este problema se propuso un segundo método.

El segundo método perfecciona al primero en cuanto a sus errores sistemáticos agregando datos provenientes de los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-K^\pm$. Aplicando simetría SU(3) de sabor los decaimientos adicionales se relacionan de un modo inmediato con los decaimientos $B^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$. De este modo se puede incluir el efecto de los pingüinos y con la información adicional determinar la relación P/T obteniendo una medida de γ que no tiene el error sistemático de ignorar el efecto de los pingüinos.

Esta forma de medir γ tiene una serie de ventajas en comparación con otros métodos:

- No es necesario el uso de modelos sobre la física hadrónica. Incluso se pueden obtener medidas de fases fuertes y relaciones entre amplitudes que permitan poner a prueba los distintos modelos hadrónicos. Además esas medidas de parámetros hadrónicos pueden ser útiles como entradas de otros métodos dependientes de modelos.

- No se precisa el marcado de los mesones B ni la medida de la dependencia temporal debido a que nuestro método sólo trabaja con mesones cargados.

- Todas las partículas implicadas en el decaimiento son cargadas por lo que su detección e identificación es sencilla.

- No se desprecian las contribuciones de los pingüinos electrodébiles.

- No se desprecian las interacciones de estado final cuya influencia puede ser manejada al usar canales resonante a través de una partícula f_0 que sea singlete de isospín.

- El error sistemático que se produce por asumir simetría SU(3) de sabor es completamente despreciable a diferencia de otros métodos basados en simetría SU(3) que tienen grandes errores teóricos estimados.

A pesar de los enormes esfuerzos por parte de los mejores físicos teóricos que trabajan en este tema por eliminar efectos nocivos como los de los pingüinos electrodébiles e interacciones de estado final, no se ha logrado obtener errores sistemáticos menores a los nuestros para métodos basados en decaimientos en dos cuerpos. Esto es una muestra de la ventaja intrínseca de este enfoque que considera decaimientos en tres cuerpos y utiliza la técnica de análisis del Dalitz Plot.

El principal error sistemático de nuestro segundo método para medir γ proviene de despreciar la influencia del pingüino charm. Esto puede ser corregido mediante modelos efectivos de la interacción fuerte que permitan la determinación del peso de los pingüinos charm en los decaimientos en tres cuerpos que consideramos en esta tesis. Futuros trabajos realizados por especialistas en modelos de física hadrónica pueden bajar sustancialmente el error sistemático de nuestro método, aunque con el costo de introducir cierta dependencia de modelos.

Por otra parte contamos con ideas para poder atacar el problema de los pingüinos charm sin recurrir a modelos. Creemos que se podría eliminar su influencia considerando otros decaimientos a tres cuerpos, incorporando más canales al análisis o atendiendo a decaimientos en más de tres cuerpos. La consideración de estas posibilidades es una línea de investigación que tiene la mayor importancia en vísperas de la puesta en funcionamiento de las fábricas de B.

Las posibilidades del estudio de decaimientos en tres cuerpos mediante el análisis del Dalitz Plot no se agotan en la medida de γ (la aplicación más importante en este momento) sino que también es deseable procurar otros decaimientos que permitan obtener información sobre los ángulos α y β .

Este enfoque también permite la búsqueda de violación de CP en decaimientos en los que no está predicha por el Modelo Estándar, por ejemplo decaimientos del mesón D, con lo cual abre la posibilidad de una serie de pruebas experimentales en busca de nueva física.

VII. Apéndices.

A. Factorización

Ha sido sugerido por Bjorken⁷⁷ que en analogía con los decaimientos semi-leptónicos, los decaimientos hadrónicos de mesones B en dos cuerpos pueden ser expresados como el producto de dos corrientes hadrónicas independientes. Si consideramos el ejemplo de decaimientos favorecidos CKM (no raros) una de las corrientes describe la formación del mesón con charm y la otra la hadronización del sistema $\bar{u}d$ (o $\bar{c}s$) a partir del W^- virtual. Cualitativamente, el argumento es que para un decaimiento del B una energía muy grande es entregada al par $\bar{u}d$, el cual es producido como un singulete de color que viaja muy rápidamente logrando abandonar la región de la interacción antes de poder interactuar sensiblemente con el segundo hadrón formado por el quark charm y el antiquark liviano.

La suposición de que la amplitud puede ser expresada como el producto de dos corrientes hadrónicas es llamada factorización. Se espera que la hipótesis de factorización sea más confiable en decaimientos de mesones B que en decaimientos de mesones D debido a la mayor transferencia de energía (debida a la mayor masa del B) con la consiguiente supresión de las interacciones de estado final.

Consideremos el decaimiento $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ que ha sido medido con una tasa de decaimiento relativa del orden de 10^{-3} . El mismo puede darse a través de los procesos representados en los diagramas de las figuras 22a y 22b.

A bajas energías el decaimiento débil ocurre cómo lo describe la aproximación de Fermi de las interacciones débiles. En esta aproximación la interacción se considera como si existiera directamente un acoplamiento entre los cuatro quarks sin la acción del W mediador. En esta aproximación del Modelo Estándar se combinan en un sólo punto los factores CKM y la constante de acoplamiento débil g_w que aparecen en los dos vértices del W con un valor efectivo del propagador del W llamado constante de Fermi G_F . Los vértices débiles llevan (además de los factores CKM) un factor:

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \quad (121)$$

El propagador del W (además de su estructura de Lorentz) lleva un factor dado por:

$$\frac{-i}{q^2 - M_W^2} \quad (122)$$

donde q es el cuadrimomento del W y $M_W = 80\text{GeV}$ es la masa del W . Si el decaimiento implica bajas energías en comparación con la gran masa del W se puede aproximar el factor anterior por:

$$\frac{i}{M_W^2} \quad (123)$$

Entonces las interacciones puntuales de esta teoría efectiva de Fermi llevan en los vértices el siguiente factor :

$$\frac{g_w^2}{8M_W^2} \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (124)$$

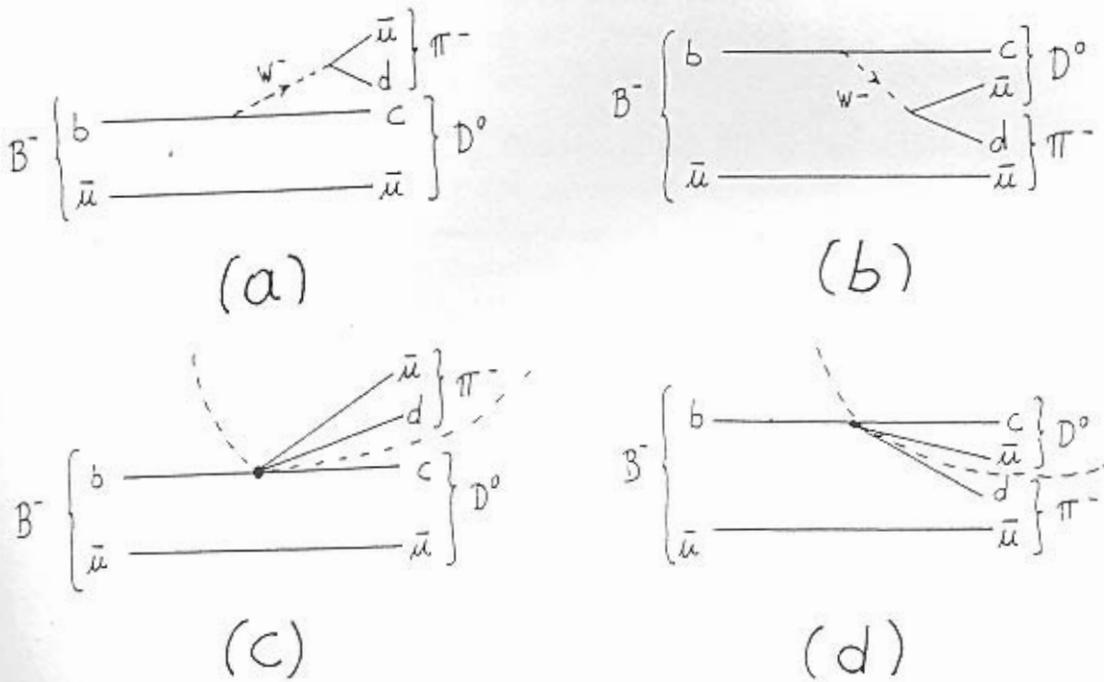


Figura 22: Ejemplos de factorización.

La definición anterior muestra la relación entre la constante efectiva de Fermi y la estructura del Modelo Estándar para la interacción débil con un mediador W . Esta teoría desprecia los detalles de la interacción débil y la considera como puntual. Desde este enfoque los diagramas del decaimiento $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ serían los que se muestran en las figuras 22c y 22d. Los vértices incluyen la constante de Fermi, los factores CKM y las contribuciones de interacciones fuertes por intercambios de gluones. Estas últimas se incluyen mediante dos constantes llamadas en general a_1 y a_2 , la primera implica las correcciones debidas a la interacción

fuerte del diagrama árbol como el de la figura 22c y la segunda da las correcciones al diagrama suprimido de color de la figura 22d.

Si queremos escribir la amplitud del diagrama de la figura 22c debemos separar el proceso $B \rightarrow D$ de la creación del pión (ver líneas punteadas en la figura 22), es decir que según factorización:

$$\langle D^0 \pi^- | (\bar{d}u) (\bar{c}b) | B^- \rangle = \langle \pi^- | (\bar{d}u) | 0 \rangle \langle D^0 | (\bar{c}b) | B^- \rangle \quad (125)$$

donde $(\bar{d}u)$ es el operador corriente responsable de la creación del pión y $(\bar{c}b)$ es el operador corriente responsable en este caso de la transición $B \rightarrow D$.

Desde el punto de vista intuitivo se puede visualizar la situación de la siguiente manera : Un mesón B puede ser visto como análogo a un átomo de hidrógeno dónde el quark b pesado está en el centro rodeado por una nube integrada por el quark liviano y los gluones. Después del decaimiento el quark b desaparece y los quarks c , \bar{u} y d aparecen. El quark c se combinará con la nube original que rodeaba al b formando un mesón D y el par $\bar{u}d$ eventualmente se convertirá en un pión.

De acuerdo al argumento de Bjorken el par $\bar{u}d$ no tiene color neto por lo que forma un dipolo de color y la nube no puede verlo después de que se haya apartado un poco. Este argumento es llamado "transparencia de color". También podemos decir que el tiempo que demora en formarse el pión es del orden de 0.3 fm/c el cual es el tiempo que demora la luz en propagarse desde el centro del pión hasta el borde. Como el pión recibe mucha energía (~ 2.5 GeV) debido a la gran masa del mesón B (~ 5 GeV) para el momento en el que está formado la distancia entre el mesón D y el pión es de varios fermis; por lo tanto está fuera del rango de las interacciones fuertes.

Análogamente tenemos para la amplitud del diagrama de la figura 22d que podemos separar el proceso $B \rightarrow \pi$ de la creación del D, es decir que según factorización:

$$\langle D^0 \pi^- | (\bar{d}b) (\bar{c}u) | B^- \rangle = \langle D^0 | (\bar{c}u) | 0 \rangle \langle \pi^- | (\bar{d}b) | B^- \rangle \quad (126)$$

A partir de estas consideraciones tenemos que la amplitud del proceso es:

$$\mathcal{A}(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} [a_1 \langle \pi^- | (\bar{d}u) | 0 \rangle \langle D^0 | (\bar{c}b) | B^- \rangle + a_2 \langle D^0 | (\bar{c}u) | 0 \rangle \langle \pi^- | (\bar{d}b) | B^- \rangle] \quad (127)$$

Tenemos que el cuadvivector corriente que representa la creación (o aniquilación) de una partícula de espín cero (X) solo puede depender de la cantidad de movimiento

de la misma que es el único cuadrivector que la caracteriza. A partir de esta consideración es que podemos escribir:

$$\langle X | (\bar{q}q') | 0 \rangle = -i f_X p_X^\mu \quad (128)$$

donde f_X es la constante de decaimiento del mesón X y p_X^μ es el cuadrivector cantidad de movimiento del mesón X.

Las constantes de decaimiento medidas para algunos mesones son¹³:

$$\begin{aligned} f_\pi &= 130.7 \text{ MeV} \\ f_K &= 159.8 \text{ MeV} \\ f_D &< 310 \text{ MeV} \\ f_{D_s} &= (194 \text{ MeV} - 430 \text{ MeV}) \end{aligned} \quad (129)$$

Por otra parte precisamos también expresiones para $\langle D^0 | (\bar{c}b) | B^- \rangle$ y $\langle \pi^- | (\bar{d}b) | B^- \rangle$ las mismas se pueden escribir utilizando ciertas funciones denominadas factores de forma⁸²:

$$\langle D^0 | (\bar{c}b) | B^- \rangle = \left(p_B + p_D - \frac{m_B^2 - m_D^2}{q^2} q \right)_\mu F_1^{B \rightarrow D}(q^2) + \frac{m_B^2 - m_D^2}{q^2} q_\mu F_0^{B \rightarrow D}(q^2) \quad (130)$$

$$\langle \pi^- | (\bar{d}b) | B^- \rangle = \left(p_B + p_\pi - \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{q^2} q \right)_\mu F_1^{B \rightarrow \pi}(q^2) + \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{q^2} q_\mu F_0^{B \rightarrow \pi}(q^2) \quad (131)$$

donde la variable q está dada por la diferencia $(p_B - p_\pi)$ de los cuadrivectores cantidades de movimiento de los dos mesones y $F_1^{B \rightarrow D}(q^2)$, $F_0^{B \rightarrow D}(q^2)$, $F_1^{B \rightarrow \pi}(q^2)$ y $F_0^{B \rightarrow \pi}(q^2)$ son los factores de forma. En general los factores de forma son funciones de orden 1 y con suave variación con su argumento y pueden ser determinados experimentalmente a través de decaimientos semileptónicos o pueden ser estimados a partir de modelos de la interacción fuerte.

De lo anterior y operando, se obtiene la expresión final de la amplitud de este ejemplo de decaimiento:

$$A(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} [a_1 f_\pi (m_B^2 - m_D^2) F_0^{B \rightarrow D}(m_\pi^2) + a_2 f_D (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{B \rightarrow \pi}(m_D^2)] \quad (132)$$

Los parámetros a_1 y a_2 que incluyen los efectos de intercambios de gluones en el vértice pueden ser calculados mediante modelos (lo cual no da muy buenos resultados), o pueden ser dejados como parámetros libres a ajustarse con datos experimentales de decaimientos observados.

A partir de ajustes experimentales se tiene que:

$$\frac{a_2}{a_1} \approx 0.2 \quad (133)$$

Esto tiene como una consecuencia importante que la relación de magnitudes esperada por factorización entre diagramas suprimidos de color como el de la figura 22b y diagramas árbol como el de la figura 22a sería $C/T=0.2$. Esto es aún menor que lo esperado por el simple argumento de supresión de color mencionado anteriormente en esta tesis ($1/3$). Esto se debe al efecto de intercambio de gluones.

B. Mezcla y oscilaciones del B neutro.

Es importante entender las características propias de la mezcla partícula-antipartícula para los mesones B neutro. Esta mezcla y las oscilaciones resultantes son esenciales para el mejor método que existe hasta el momento para determinar alguno de los ángulos del triángulo unitario llamado "golden plate".

El fenómeno de mezcla y la violación de CP pueden ser descritos prácticamente de la misma forma que en kaones. Sin embargo hay algunas diferencias importantes. En los B ocurre que $\Gamma_{12} \ll M_{12}$ (para kaones $\Gamma_{12} \sim 2M_{12}$). Esto se debe a que los procesos que contribuyen a Γ_{12} son aquellos que dan un mismo estado final para B^0 y \bar{B}^0 . Esos procesos son poco importantes ya que los decaimientos dominantes del B^0 son a estados finales que contienen un quark \bar{c} mientras que los decaimientos del \bar{B}^0 son a estados finales con un quark c . Por lo cual los decaimientos comunes a ambos no son los dominantes sino los raros. Por lo tanto los decaimientos a estados accesibles a ambos mesones neutros (que son los que contribuyen a Γ_{12}) son altamente suprimidos por CKM. Por esto $|\Gamma_{12}|$ debería ser muy pequeño y esto hace que se espere:

$$|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}| \quad (134)$$

Se puede ver usando la desigualdad anterior a la vez que la ecuación (51) y las definiciones dadas anteriormente en la ecuación (54) que se cumple:

$$\Delta\Gamma \ll \Delta M \quad (135)$$

Los estados físicos con masa y tiempo de vida definidos (estados propios del Hamiltoniano de la ecuación (45)) verifican las ecuaciones que se derivan de la ecuación (44)

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} B_H &= \left(M_H - \frac{i}{2} \Gamma_H \right) \\ i \frac{d}{dt} B_L &= \left(M_L - \frac{i}{2} \Gamma_L \right) \end{aligned} \quad (136)$$

cuya solución es:

$$\begin{aligned} B_H(t) &= B_H(0) e^{-iM_H t} e^{-\Gamma_H t/2} \\ B_L(t) &= B_L(0) e^{-iM_L t} e^{-\Gamma_L t/2} \end{aligned} \quad (137)$$

Cuando un mesón neutro se produce (por ejemplo en aniquilaciones e^+e^-) el mesón surge como un mesón puro B^0 o \bar{B}^0 . Por lo tanto los mismos son una combinación lineal de B_H y B_L . Usando las ecuaciones (48) y (49) podemos obtener las relaciones inversas:

$$\begin{aligned} B^0 &= \frac{B_H + B_L}{2p} \\ \bar{B}^0 &= \frac{B_H - B_L}{2q} \end{aligned} \quad (138)$$

A través de los diagramas de mezcla (figura 5) un estado inicialmente B^0 puede desarrollar una componente \bar{B}^0 . A partir de las ecuaciones (138), (137) y usando para aproximar que $\Delta\Gamma \approx 0$ se puede mostrar que un estado inicialmente puro de B^0 evoluciona según:

$$|B_{físico}^0(t)\rangle = f_+(t) |B^0\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (139)$$

dónde

$$\begin{aligned} f_+(t) &\equiv e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} \cos \frac{\Delta M t}{2} \\ f_-(t) &\equiv e^{-imt} e^{-\Gamma t/2} i \sin \frac{\Delta M t}{2} \end{aligned} \quad (140)$$

En estas ecuaciones, m y Γ son respectivamente los promedios de las masas y ancho de decaimiento de los mesones B físicos:

$$\begin{aligned} m &\equiv \frac{M_H + M_L}{2} \\ \Gamma &\equiv \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2} \end{aligned} \quad (141)$$

En el caso de los kaones, como la diferencia entre los Γ es muy grande, uno de los componentes desaparece rápidamente y por lo tanto no tenemos una dependencia temporal. Pasado cierto tiempo solo queda el estado físico de vida larga y esto facilita la observación de la violación de CP.

La violación de CP en la mezcla se da si hay una diferencia de fase entre M_{12} y Γ_{12} (recordar la ecuación (55)). La fase requerida puede venir de M_{12} .

que según el Modelo Estándar está dominado por los diagramas caja que se ven en la figura 5, por lo tanto se espera que sea proporcional a los elementos CKM correspondientes a los vértices del diagrama:

$$M_{12} \propto V_{tb}V_{td}^*V_{ub}V_{ud}^* \quad (142)$$

Considerando un estado f al cual decaen B^0 y \bar{B}^0 la violación de CP se manifiesta en un valor distinto de cero de la asimetría dependiente del tiempo:

$$A_f(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})} \quad (143)$$

Un importante ejemplo de asimetría dependiente del tiempo es el que permite medir el ángulo β de violación de CP.

C. Isospín.

A partir de la observación de que las masas del protón y el neutrón son muy cercanas en valor ($m_n = 939.573 \text{ MeV}/c^2$, $m_p = 938.280 \text{ MeV}/c^2$) Heisenberg propuso la idea de considerarlos como dos estados de una misma partícula, el nucleón que se puede describir como un vector de dos componentes:

$$N = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (144)$$

El protón y el neutrón se escriben en esta notación como:

$$p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (145)$$

Esta notación recuerda la de los espinores en la teoría del momento angular. Por analogía con el espín se introduce la noción de isospín. Este cumple, en un espacio abstracto de isospín, propiedades completamente análogas a las del primero en el espacio real de tres dimensiones.

El nucleón tiene isospín $\frac{1}{2}$ por lo tanto su tercer componente tiene los valores propios $+\frac{1}{2}$ (el protón) y $-\frac{1}{2}$ (el neutrón).

$$\begin{aligned} p &= \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \\ n &= \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (146)$$

Las interacciones fuertes son simétricas respecto a rotaciones en el espacio de isospín (desde el punto de vista de la interacción fuerte el neutrón y el protón se comportan igual) por lo tanto se espera que el isospín se conserve en todas las interacciones fuertes.

En el contexto del modelo de quarks las propiedades de isospín de las partículas se siguen de la asignación de los quarks up y down como un doblete de isospín (como eran antes el neutrón y el protón).

$$\begin{aligned} u &= \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \\ d &= \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (147)$$

Todos los otros sabores de quark tienen isospín cero. En realidad la única diferencia entre el quark u y el d para la interacción fuerte es la pequeña diferencia de masa entre ellos, esto hace que isospín sea una simetría de la interacción fuerte que se cumple muy bien en la realidad. A partir de esta idea también se puede ver que los piones son un triplete de isospín de la forma:

$$\begin{aligned}\pi^+ &= |11\rangle \\ \pi^0 &= |10\rangle \\ \pi^- &= |1-1\rangle\end{aligned}\tag{148}$$

D. Una extensión del isospín: la simetría SU(3) de sabor.

En 1947 fue descubierto el pión y desde ese momento los nucleones perdieron su exclusividad en la física hadrónica. Posteriormente se encontraron varios hadrones más. Algunas de esas nuevas partículas tenían tiempos de vida muy grandes para la escala de tiempo de los decaimientos fuertes. Por ejemplo la partícula Σ^- es rápidamente producida por la interacción fuerte $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ y luego decae débilmente vía $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$. La diferencia en tiempo de vida con un decaimiento fuerte típico es de unos 13 órdenes de magnitud. Esto fue considerado en su momento como una manifestación de un nuevo número cuántico aditivo que fue llamado extrañeza (strangeness, S). Se le asignó a cada hadrón un valor entero de extrañeza, por ejemplo:

$$\begin{aligned} S &= 0 \text{ } (\pi, n, p) \\ S &= 1, \text{ } (K^+) \\ S &= -1, \text{ } (\Sigma) \end{aligned} \tag{149}$$

Con la existencia de un segundo número cuántico aditivo S, además del isospín I, resultaba natural intentar extender la simetría de isospín. El nuevo grupo de simetría tenía que reunir en un multiplete a los hadrones que tenían similares propiedades. Esta tarea era relativamente fácil para el grupo SU(2) de isospín ya que el neutrón y el protón con sus masas prácticamente iguales se acomodaban de un modo natural en un doblete. Sin embargo no existen partículas con extrañeza que estén cercanas en masa a los nucleones de modo que el agrupamiento apropiado no resultaba obvio.

La extensión de la simetría SU(2) de isospín a la simetría SU(3) de sabor fue realizada en 1961. La simetría SU(3) permite agrupar un conjunto de bariones en una estructura de octete. Sin embargo el rango de masas implica diferencias de hasta 400 MeV. También los mesones livianos se ajustan en un octete en el que se encuentra tanto el mesón K como el pión a pesar de que la masa del primero es más de tres veces mayor que la del segundo. Esto muestra que la simetría SU(3) que relaciona partículas extrañas y no extrañas es mucho menos adecuada que el isospín.

Recién en 1964 la simetría SU(3) a pesar de no ser exacta quedó firmemente establecida como una simetría útil para agrupar hadrones en multipletes. La estructura de multipletes de SU(3) de los hadrones recordaba al agrupamiento de los elementos químicos en la tabla periódica de Mendeleev. Al igual que esta la clasificación de SU(3) sugería la existencia de una subestructura de los hadrones. El rol histórico de la simetría SU(3) fue preparar la escena para el ingreso de los quarks a la física de partículas.

Actualmente sabemos que el éxito de la simetría SU(2) de isospín es debido a la poca diferencia de masa entre los quarks u y d. Sin embargo SU(3) incorpora la posibilidad de que un cambio de quarks u o d por un quark s no cambie las propiedades de la interacción fuerte. Esto falla en forma más sensible debido a que la masa del quark s es mucho mayor que la de los quarks u y d. Según el PDG¹³ la masa del u está entre 2 y 8 MeV, la del d entre 5 y 15 MeV y la del s entre 100 y 300 MeV. Vemos que la masa del quark strange se diferencia de la de los quarks livianos en dos órdenes de magnitud. De todos modos SU(3) permitió la clasificación de hadrones en multipletes y sugirió la existencia del quark strange.

Además de su interés histórico también puede ser una simetría bastante buena en procesos que impliquen energías tan grandes que la diferencia de masa entre el quark s y los quarks u y d pueda despreciarse. Este es el caso de los decaimientos del mesón B que tiene una gran masa.

Muchos métodos para medir ángulos del triángulo unitario asumen que la simetría SU(3) es válida para los decaimientos hadrónicos del mesón B. Mostraremos a continuación como pueden tenerse en cuenta las correcciones por ruptura de SU(3) si asumimos que la hipótesis de factorización es correcta.

Consideraremos las amplitudes correspondientes a diagramas árbol de los decaimientos $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ y $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ que llamamos T y T' respectivamente.

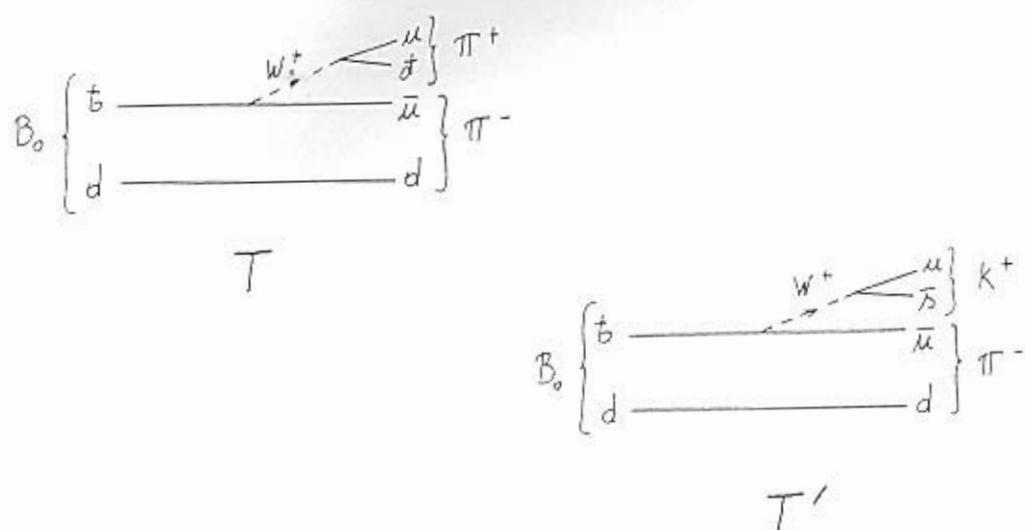


Figura 23: Diagramas T y T' que contribuyen a los decaimientos $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ y $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

Si SU(3) fuera una simetría exacta ambos diagramas (ver figura 23) darían la misma contribución a la amplitud de decaimiento salvo por la diferencia en el factor CKM. Se puede ver que el diagrama de la figura 23a tiene un elemento CKM V_{ud} mientras que el diagrama de la figura 23b tiene el elemento CKM V_{us} .

Esto hace que si SU(3) es exacta la relación entre estas amplitudes sea:

$$\frac{T'}{T} = \frac{V_{us}}{V_{ud}} = \lambda \quad (150)$$

Si embargo, si consideramos las expresiones para T y T' dadas por factorización tenemos que:

$$\begin{aligned} T &\propto \langle \pi^- | H_{eff} | B^0 \rangle \langle \pi^+ | H_{eff} | 0 \rangle \\ T' &\propto \langle \pi^+ | H_{eff} | B^+ \rangle \langle K^+ | H_{eff} | 0 \rangle \end{aligned} \quad (151)$$

Además, tenemos que:

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ | H_{eff} | 0 \rangle &\propto f_\pi \\ \langle K^+ | H_{eff} | 0 \rangle &\propto f_K \end{aligned} \quad (152)$$

en donde f_π y f_K son las constantes de decaimiento del pión y el kaón respectivamente. Considerando las correcciones a primer orden en factorización a la ruptura de SU(3) además de la influencia de los factores CKM como lo muestra la ecuación (150) se tiene²⁵:

$$\frac{T'}{T} = \frac{f_K}{f_\pi} \lambda \quad (153)$$

La diferencia de masas entre el quark s y d, responsable de la ruptura de SU(3) de sabor, se refleja en la aproximación de factorización en que las constantes de decaimiento de un kaón y un pión son diferentes??.

$$\frac{f_K}{f_\pi} = 1.2 \quad (154)$$

Existe un test propuesto por Gronau, Hernández, London y Rosner²⁵ respecto a la validez de la corrección por factorización a SU(3) en decaimientos del B. Si SU(3) es válida se espera que :

$$\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \bar{D}^0)}{\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^+ \bar{D}^0)} \approx 0.051 \quad (155)$$

sin embargo si la aproximación de factorización es correcta se espera que

$$\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \bar{D}^0)}{\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^+ \bar{D}^0)} = \frac{|f_K V_{us}|^2}{|f_\pi V_{ud}|^2} \approx 0.07 \quad (156)$$

Las medidas obtenidas por CLEO⁷⁸ indican que

$$\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \bar{D}^0)}{\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^+ \bar{D}^0)} = 0.055 \pm 0.014 \quad (157)$$

Es decir que es consistente con ambas posibilidades.

No es posible afirmar categóricamente que la corrección por factorización sea necesaria y esto también parece indicar que la ruptura de SU(3) no puede ser mayor al 20 % en diagramas tipo árbol. Si nos guiamos por el valor central de la ecuación (157) sería de esperar que la corrección a SU(3) no sea muy importante (menos del 10%). Algunos autores⁷⁴ señalan la necesidad de esperar más datos experimentales antes de poder asumir que factorización da una buena estimación de la ruptura de SU(3). Tal vez SU(3) sea mejor de lo esperado para describir decaimientos de mesones B.

E. Isospín e Interacciones de estado final.

En este apéndice, se ilustrará la aparición de contribuciones inesperadas debido a interacciones de estado final mediante un modelo para las amplitudes de decaimiento débil. Usaremos las ideas de factorización y consideraremos que una parte del proceso es descripta bien con la aproximación diagramática y que el proceso de dispersión elástica que llamamos interacción de estado final se describe por una fase fuerte. Esta fase fuerte es diferente para cada amplitud de isospín (para la interacción fuerte dos amplitudes de un decaimiento que implican la misma transición de isospín son iguales aunque los estados físicos sean distintos).

Si logramos encontrar la relación entre amplitudes de isospín y las amplitudes diagramáticas podremos ver como la interacción de estado final cambia el tipo de contribuciones diagramáticas. Esto lo haremos con el ejemplo de los decaimientos $B \rightarrow \pi K$.

Desde el punto de vista del isospín, el Hamiltoniano débil tiene una componente que produce transiciones de $\Delta I = 1$ que llamaremos $H_{\Delta I=1}$ y otra componente con $\Delta I = 0$ que llamaremos $H_{\Delta I=0}$. Si consideramos que los estados del mesón B tiene $I=\frac{1}{2}$ y que los estados finales están dados por la suma de un isospín $I=\frac{1}{2}$ del kaón y un isospín $I=1$ de los piones, tenemos que cualquier combinación $K\pi$ tendrá una componente con $I=\frac{1}{2}$ y otra con $I=\frac{3}{2}$. El teorema de Wigner-Eckart implica que las amplitudes de decaimiento físicas pueden ser descriptas en término de tres amplitudes de isospín que definimos como:

$$\begin{aligned} A_{3/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left\langle \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2} \left| H_{\Delta I=1} \right| \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ A_{1/2} &= \pm \sqrt{\frac{2}{3}} \left\langle \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \left| H_{\Delta I=1} \right| \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \\ B_{1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\langle \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \left| H_{\Delta I=0} \right| \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (158)$$

Escribiendo los decaimientos de la forma $B \rightarrow \pi K$ ($B^0 \rightarrow \pi^- K^+, B^+ \rightarrow \pi^+ K^0, B^0 \rightarrow \pi^0 K^0$ y $B^+ \rightarrow \pi^0 K^+$) en función de las amplitudes de isospín y de acuerdo a la notación diagramática, podemos hallar las relación entre ambas notaciones. En este caso se siguieron las ideas de presentadas por Neubert²⁹ y en las amplitudes se despreciaron los diagramas pingüinos electrodébiles. Las relaciones que se obtienen son:

$$A_{3/2} = -\frac{1}{3}(T + C) \quad (159)$$

$$\begin{aligned}
A_{1/2} &= -\frac{1}{6}T + \frac{1}{3}C + \frac{1}{2}A \\
B_{1/2} &= P + \frac{1}{2}(T + A)
\end{aligned}$$

Si queremos incluir los efectos de interacción de estado final debemos considerar que cada amplitud de isospín tiene una contribución de corta distancia dada por la ecuación (159) y las interacciones fuertes de estado final que conservan isospín agregan una fase que puede ser diferente para cada amplitud de isospín. Entonces incluyendo interacción de estado final, y despreciando los diagramas de aniquilación, las amplitudes de isospín quedan:

$$\begin{aligned}
A_{3/2} &= \left[-\frac{1}{3}(MT + MC) \right] e^{i\phi_{3/2}} \\
A_{1/2} &= \left[-\frac{1}{6}MT + \frac{1}{3}MC \right] e^{i\phi_{1/2}} \\
B_{1/2} &= \left[MP + \frac{1}{2}MT \right] e^{i\phi_{1/2}}
\end{aligned} \tag{160}$$

dónde la notación de anteponer una M es para destacar que estamos hablando de la contribución de corta distancia de la amplitud T, es decir previa a la interacción de estado final. Las fases $\phi_{1/2}$ y $\phi_{3/2}$ son las fases fuertes correspondientes a las transiciones sin cambio y con cambio de isospín total que son producidas por la interacción de estado final. Se puede ver²⁹ que, desde el punto de vista del isospín, la amplitud del ejemplo dado anteriormente en base a diagramas $B^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ es:

$$A(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) = A_{3/2} + A_{1/2} + B_{1/2} \tag{161}$$

Y en aproximación diagramática, tenemos que:

$$A(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) = P \tag{162}$$

Sin embargo, tomando la expresión en función de las amplitudes de isospín y sustituyendo en ella las expresiones de la ecuación (159) (que incluyen el efecto de la interacción de estado final) tenemos que:

$$A(B^+ \rightarrow K^0 \pi^+) = MP e^{i\phi_{1/2}} - \frac{1}{3}(MT + MC)(e^{i\phi_{3/2}} - e^{i\phi_{1/2}}) \tag{163}$$

Aquí vemos claramente que aparecen dos contribuciones con topología de corta distancia T y C debido al efecto de las interacciones de estado final. Si la interacción fuerte no jugara un rol importante en las interacciones de estado final, no aparecerían fases de isospín diferentes, es decir $|\phi_{3/2} - \phi_{1/2}| = 0$ con lo cual tendríamos que la aproximación diagramática sería correcta.

Lo mismo puede concluirse para decaimientos que tengan una única amplitud de isospín que los determine. En ese caso habría una única fase de isospín con lo cual no podrían aparecer nuevos diagramas como en la ecuación (163). Esta propiedad de los singuletes de isospín (por ejemplo partículas f_0) permite que los métodos para medir γ presentados en esta tesis no se vean afectados por interacciones de estado final como se puede ver en las secciones correspondientes.

References

- ¹H. Weyl, *Symmetry*, Princeton University Press, (1952)
- ²T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys. Rev.* 104, 254 (1956)
- ³C.S. Wu et al. *Phys Rev* 105, 1413 (1957)
- ⁴M. Gell-Man & A. Pais, *Phys Rev* 97, 1387(1955)
- ⁵K.Lande et al., *Phys Rev* 103, 1901 (1956)
- ⁶J.H. Cristenson et al. *Phys Rev Lett* 13, 138 (1964)
- ⁷S. Gjesdal et al. *Phys Lett* 52B, 113 (1974)
- ⁸S.Bennet et al. *Phys. Rev. Lett.* 19, 993 (1967)
- ⁹Dorfan et al. *Phys Rev. Lett* 19, 987 (1967)
- ¹⁰D. Kestenbaum, *Science* 282: 602-603 (1998)
- ¹¹N. Cabibbo, *Phys Rev Lett* 10, 531 (1963)
- ¹²S.L.Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, *Phys Rev D* 2, 1585 (1970)
- ¹³Particle Data Group, C.Caso et al, *Eur. Phys. J. C* 3, 1 (1998)
- ¹⁴P.R. Burchat, SCIPP 91/11 may 1991, Invited Lectures presented at the Lake Louise Winter Institute: Particle Physics-the Factory Era Lake Louise, Canada, February 17-23, (1991)
- ¹⁵G. Buchalla, hep-ph/9707545
- ¹⁶N.G. Deshpande, G.Eilam, Xiao-Gang He & J Trampetic, *Phys Rev D* 52. 9 5354 (1995)
- ¹⁷M. Bauer, B. Stech & M. Wirbel, *Z Phys C* 29, 637 (1985)
- ¹⁸M. Bauer, B. Stech & M. Wirbel, *Z Phys C* 34 103 (1987)
- ¹⁹M.S. Alam et al, *Phys Rev D* 50, 43 (1994)
- ²⁰S. Bertolini, F Borzumati & A.Masiero, *Phys Rev. Lett.* 59, 180 (1987)
- ²¹N.G. Deshpande, P. Lo, J. Trampetic, G. Eilam & P.Singer, *Phys Rev Lett* 59, 183 (1987)
- ²²B.Grinstein, R.Springer & M. Wise, *Phys Lett. B* 202, 138 (1988)

- ²³B.Grinstein, R.Springer & M. Wise Nucl Phys. B 339, 269 (1990)
- ²⁴A.K. Buras & R. Fleischer, Phys. Lett B 341, 379 (1995)
- ²⁵M. Gronau, O.F. Hernández, D. London & J.L. Rosner, Phys. Rev D 52, 11 6356
- ²⁶A.S. Dighe, M.Gronau & J.L. Rosner hep-ph/9709223
- ²⁷D.Atwood & A.Soui BNL-HET 98/47; AMES-HET-98-15
- ²⁸J.M. Gerard & J.Weyers, hep-ph/9711469
- ²⁹M.Neubert hep-ph/9712224
- ³⁰I.I Bigi & A.I.Sanda Nucl. Phys. B 193 85 (1981)
- ³¹M.Gronau, D.London, Phys.Rev.Lett 65, 3381 (1990)
- ³²R.Poling, Rapporteur talk at the 19th International Lepton-Photon Symposium, Stanford, CA, August 9-14, (1999)
- ³³CLEO Collaboration, Y. Kwon et al, hep-ex/9908029
- ³⁴J.Charles, Phys. Rev. D 59, 054007 (1999)
- ³⁵D.Pirjol, Phys Rev D 60, 54020 (1999)
- ³⁶R.Fleischer, hep-ph/9903456
- ³⁷M. Neubert & J.L.Rosner, Phys Lett B 441, 403 (1998)
- ³⁸M. Neubert & J.L.Rosner, Phys Rev. Lett 81, 5076 (1998)
- ³⁹R. Fleischer, Eur. Phys. J. C6 451 (1999)
- ⁴⁰R. Fleischer, Phys Lett B 435 221 (1998)
- ⁴¹R.Fleischer hep-ph/9908340
- ⁴²M.Gronau hep-ph/9908343
- ⁴³M.Gronau, J.L.Rosner & D.London, Phys. Rev Lett 73, 21 (1994)
- ⁴⁴M. Gronau et al Phys Rev D 50, 4529 (1994)
- ⁴⁵M. Gronau & J.L. Rosner, Phys Rev Lett 76 1200 (1996)
- ⁴⁶N.G. Deshpande & X.G. He, Phys. Rev. Lett. 74, 26 (1995)
- ⁴⁷R. Fleischer, Phys. Lett. B 365, 399 (1996)

- ⁴⁸A.J. Buras & R. Fleischer, Phys. Lett B 365, 390 (1996)
- ⁴⁹M. Gronau & J.L. Rosner, Phys Rev. Lett 76, 1200 (1996)
- ⁵⁰A.S. Dighe, M. Gronau & J.L. Rosner, Phys Rev D 54, 3309 (1996)
- ⁵¹R. Fleischer & T. Mannel, Phys Rev D 57, 2752 (1998)
- ⁵²M. Gronau & D. Pirjol hep-ph/9902482
- ⁵³A.J. Buras & R. Fleischer, hep-ph/9810260
- ⁵⁴A. Falk, A.L. Kagan, Y. Nir & A.A. Petrov, Phys Rev D 57, 4290 (1998)
- ⁵⁵M. Gronau & J.L. Rosner Phys Rev D 57 6843 (1998)
- ⁵⁶M. Gronau & J.L. Rosner 58, 113005 (1998)
- ⁵⁷M. Gronau, Invited talk given at the 1999 Chicago Conference on Kaon Physics Chicago, IL, June 21-26, 1999, hep-ph/9908343
- ⁵⁸M. Gronau & D. Wyler, Phys Lett B, 265, 172 (1991)
- ⁵⁹D. Atwood, I. Dunietz & A. Soni, Phys Rev Lett 78, 3257 (1997)
- ⁶⁰M. Gronau Phys Rev D 58, 037301 (1998)
- ⁶¹M. Gronau & J.L. Rosner Phys Lett B 439, 171 (1998)
- ⁶²H.R. Quinn & M.S. Witherell Scientific American Oct (1998)
- ⁶³C. Göbel, Tesis de Doctorado Estudo da Contribuicao Nao Ressonante em Decaimientos Hadronicos do Meson D em Tres Corpos, CBPF, Rio de Janeiro, (1999)
- ⁶⁴I. Bediaga, C. Göbel & R. Méndez-Galain, Phys Rev. Lett 78, 22 (1997)
- ⁶⁵L. Lanceri et al, BaBar Physics Book, SLAC-R-504
- ⁶⁶A.E. Snyder & H.R. Quinn Phys Rev. D 48, 5, 2139 (1993)
- ⁶⁷G. Burdman & J.F. Donoghue, Phys. Rev. D 45, 187 (1992)
- ⁶⁸I. Dunietz, Phys Lett B 316, 561 (1993)
- ⁶⁹I. Dunietz & J.M. Soares, Phys Rev D 50, 1173 (1994)
- ⁷⁰D. Atwood, G. Eilam, M. Gronau & A. Soni, CERN-TH.7428/94
- ⁷¹G. Eilam, M. Gronau & R. Mendel. Phys Rev. Lett. 74, 4984 (1995)

- ⁷²I. Bediaga, R.E. Blanco, C. Göbel & R. Méndez-Galain, Phys. Rev. Lett. 81, 4067 (1998)
- ⁷³G. Kramer & C.D. Lu, hep-ph/9707304
- ⁷⁴Xiao-Gang He SU(3), Analysis of Annihilation Contributions and CP Violating Relations in B->PP Decays
- ⁷⁵N.A. Tornqvist hep-ph/9904346
- ⁷⁶R. Delbourgo, D. Liu & M.D. Scadron november 27, (1998)
- ⁷⁷J. Bjorken, Nucl. Phys. B 11, 325 (1989)
- ⁷⁸M. Athanas, et al CLEO 98-2
- ⁷⁹D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, John Wiley & Sons, Inc (1987)
- ⁸⁰F. Halzen & A.D. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, Inc (1984)
- ⁸¹S. Stone, B decays, World Scientific (1994)
- ⁸²M. Bauer, B. Stech & M. Wirbel, Z. Phys C 29, 637 (1985)
- ⁸³R.E. Blanco, C. Göbel, R. Méndez-Galain, (en preparación para enviar a Physical Review Letters).