



UNIVERSIDAD DE PAMPLONA

FACULTAD DE CIENCIAS BASICAS

ESTUDIO DEL DECAIMIENTO SEMILEPTONICO DEL MESON D  
EN LOS CANALES  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  Y  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ .

ESTUDIANTE

ANDREA FLOREZ ANTELIZ\_\_\_\_\_ 1094268999

CANDIDATO A OBTENER EL TITULO DE FISICO

GRUPO DE INVESTIGACIÓN INTEGRAR

DIRECTOR

JAIRO ALONSO MENDOZA SUÁREZ

DR. CIENCIAS NATURALES

GRUPO DE INVESTIGACIÓN INTEGRAR

DEPARTAMENTO DE FISICA Y GEOLOGIA

2018

---

Título

**Estudio del decaimiento Semileptónico del mesón D en los canales**

$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  y  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ .

Autora

**Andrea Estefania Florez Anteliz.**

Director

**PhD. Jairo Alonso Mendoza Suárez.**

Universidad De Pamplona

Facultad de Ciencias Básicas.

Departamento de Física y Geología.

Colombia, 2017.

---

# Agradecimientos

En primer lugar, me gustaría dar las gracias a mi director el PhD Jairo Alonso Mendoza Suárez, bajo cuya supervisión escogí este tema y comencé el trabajo de grado.

A lo largo de mi vida estudiantil, siempre tuve unos grandes guiás como lo fueron todos y cada uno de los profesores con quienes curse cada materia, de cada uno siempre intente tomar lo mejor.

Más allá de mi vida académica, tengo la suerte de tener maravillosos compañeros en el departamento de Física que se han vuelto casi como una familia mas.

No puedo terminar sin agradecer a mi familia, cuyo estímulo constante y amor a lo largo de mis años en la academia me han permitido terminar mis estudios de pre-grado, en especial mi madre y Yamil Abonia cuya confianza en mi fue un impulso día a día .

---

# Dedicatoria

A mi Madre  
Ludy Anteliz R

---

# Resumen

Este trabajo consta de cinco capítulos, en el primer capítulo es una introducción en la cual se aprecian las motivaciones para el desarrollo del trabajo. En el segundo capítulo titulado *Modelo Estándar* el cual contiene una breve reseña de la clasificación de las partículas, los tipos de interacciones en el SM, una introducción a los diagramas de Feynman y por último la fundamentación teórica y matemática para el desarrollo del trabajo.

El tercer capítulo abarca todo lo pertinente con el mesón D, reseña histórica, características del mesón y los diferentes tipos de decaimientos y por último en el tercer capítulo se desarrollan los cálculos en el cual se estudio la teoría de los decaimientos de mesones pesados decayendo en un mesón y un leptón con su neutrino correspondiente  $D \rightarrow Ml\nu_l$ , ( $M$  mesón,  $l$  leptón,  $\nu_l$  neutrino leptónico), denominados decaimientos semileptónicos, el mesón pesado que fue estudiado es el mesón D, mas específicamente el  $D^0$ .

En el cuarto capítulo se calcularon las fracciones de decaimiento (Branching) y el ancho de decaimiento diferencial en función de  $q^2$  para los canales  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  y  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ , en dos casos diferentes. En el primer caso se omitió la masa de leptón y en el segundo caso se tubo en cuenta los efectos de la masa del leptón. Para tal estudio se hallo el ancho de decaimiento que depende de diversos factores (cinemática y dinámica del proceso incluyendo factores de mezcla de quarks, factores de forma del hadrón obtenido). con el objetivo de comparar con la literatura existente. En el quinto y último capítulo tenemos las conclusiones, de los cálculos desarrollados en el capítulo cuarto se extrae información para comparar con la literatura así como resultados que tradujimos en las conclusiones.

---

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>3</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>11</b>
<b>2. Modelo Estándar</b>	<b>13</b>
2.1. Introducción . . . . .	13
2.2. Clasificación de Partículas . . . . .	14
2.2.1. Los Fermiones . . . . .	15
2.2.2. Los Bosones . . . . .	19
2.3. Interacciones del Modelo Estándar . . . . .	20
2.4. Diagramas de Feynman . . . . .	21
2.4.1. Leyes de Conservación . . . . .	26
2.5. Formalismo Matemático . . . . .	27
2.5.1. Vida Media y Secciones Trasversales . . . . .	27
2.5.2. Amplitud, Ancho y Branching . . . . .	30
<b>3. El mesón D</b>	<b>32</b>
3.1. Introducción . . . . .	32
3.1.1. El Quark Charm: su descubrimiento y características . . . . .	32
3.2. Decaimientos del mesón D . . . . .	34
<b>4. Cálculos</b>	<b>36</b>
4.1. Introducción . . . . .	36
4.2. Caso 1: Considerando $m_l \ll M_p$ . . . . .	37
4.2.1. $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ . . . . .	40

---

4.2.2.	$D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ . . . . .	41
4.3.	Caso 2: Considerando la masa del Leptón ( $e^+$ ) . . . . .	43
4.3.1.	$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ . . . . .	45
4.3.2.	$D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ . . . . .	47
4.4.	Branching en función de $q^2$ y los Factores de Forma . . . . .	48
<b>5.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>51</b>
<b>A.</b>	<b>Matriz de Mezcla CKM</b>	<b>56</b>
<b>B.</b>	<b>Regla de Oro de Fermi para Decaimientos</b>	<b>58</b>
<b>C.</b>	<b>Función Delta</b>	<b>64</b>

---

# Índice de figuras

2.1. Partículas fundamentales en el Modelo Estándar. . . . .	14
2.2. Clasificación de los hadrones. . . . .	16
2.3. Interacciones Fundamentales . . . . .	20
2.4. Representación de lectura de un diagrama de Feynman . . . . .	22
2.5. Representación del vértice fundamental para QED . . . . .	23
2.6. Representación de diferentes combinaciones del vértice fundamental de QED, (a) $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$ , (b) $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ , (c) $\gamma + \gamma \rightarrow$ $e^- + e^+$ , (d) $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \gamma$ . . . . .	23
2.7. Representación del vértice fundamental interacción Débil (Leptones) mediante el bosón $Z^0$ (corrientes neutras). . . . .	24
2.8. Representación del vértice fundamental interacción Débil (Quarks), mediado por el bosón $W^-$ (corriente cargada). . . . .	24
2.9. Representación del vértice fundamental QCD . . . . .	25
2.10. Representación del vértice fundamental QCD con la Carga de Color . . . . .	25
2.11. Diagrama de Feynman para decaimiento semileptónico del mesón D. . . . .	27
2.12. Sección transversal en función de la energía . . . . .	29
4.1. Diagrama de Feynman para decaimientos semileptónico del mesón D . . . . .	37
4.2. $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ VS $q^2$ para $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ para el Caso 1 ( $m_l \ll M_P$ ) . . . . .	42
4.3. $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ VS $q^2$ para $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ para el Caso 1 ( $m_l \ll M_P$ ) . . . . .	43
4.4. $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ VS $q^2$ para $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 2 ( $m_l = m_{e^+}$ ) . . . . .	46
4.5. $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ VS $q^2$ para $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 2 ( $m_l = m_{e^+}$ ) . . . . .	48
4.6. $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$ VS $q^2$ . . . . .	49
5.1. $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ VS $q^2$ para $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 1 y 2 . . . . .	53



---

5.2.  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 1 y 2 . . . . . 54

---

# Índice de cuadros

2.1. Características de los Bariones. . . . .	17
2.2. Características de los Mesones. . . . .	18
2.3. Leptones con sus antipartículas. . . . .	19
2.4. Partículas portadoras. . . . .	21
2.5. Leyes de Conservación. . . . .	26
3.1. Mesones D con contenido Charm. . . . .	34
3.2. Principales decaimientos del $D^0$ . . . . .	35
5.1. Medidas del Branching para los canales estudiados . . . . .	52

---

# Capítulo 1

## Introducción

Los decaimientos semileptónicos permiten estudiar las interacciones débiles y su aplicación en los decaimientos de mesones; en particular los decaimientos Semileptónicos del mesón D constituyen un tema de gran interés en la física de interacciones electrodébiles, principalmente permite evaluar los elementos de la matriz de mezcla CKM (matriz de mezcla de quarks Cabbibo-Kobashahi- Maskawa), los cuales son parámetros fundamentales dentro del Modelo Estándar (SM). Los valores de la matriz que se priorizan en estos decaimientos son  $|V_{cd}|$  y  $|V_{cs}|$ , que son elementos de la matriz de mezcla de quarks CKM, fundamentales en el planteamiento teórico de este tipo de decaimiento. Como el decaimiento incluye hadronización intervienen las interacciones fuertes, con relación a estas interacciones, estas pueden ser expresadas en términos de los factores de forma, los cuales dependen de  $q^2$ , que es el momento al cuadrado transferido al par leptónico. La información sobre los factores de forma se obtiene midiendo las distribuciones de  $q^2$  y los ángulos de decaimiento. Los decaimientos del mesón D son particularmente interesantes ya que se han medido en diferentes grupos experimentales, al conocer el resultado final es posible extraer mediante el estudio de decaimientos semileptónicos el valor de los Factores de Forma.

Es de notar que la fundamentación teórica con la que se desarrollo este trabajo se baso en el curso introductorio de física de partículas [1–3] , se necesitaron conceptos de Teoría Cuántica de Campos [4, 5] los cuales fueron tomados a priori y aplicados dentro de lo modelo a usar que básicamente es una Teoría Efectiva a nivel de energía

de los 2 GeV.

---

## Capítulo 2

# Modelo Estándar

*... El Modelo Estándar es, en la historia, la más sofisticada teoría matemática sobre la naturaleza. A pesar de la palabra modelo en su nombre, el Modelo Estándar es una teoría comprensiva que identifica las partículas básicas y especifica cómo interactúan. Todo lo que pasa en nuestro mundo (excepto los efectos de la gravedad) es resultado de las partículas del Modelo Estándar interactuando de acuerdo con sus reglas y ecuaciones.*

Gordon Kane, físico teórico de la Universidad de Michigan, (p.58), 2003[9].

### 2.1. Introducción

El Modelo Estándar (SM) es el nombre dado en los años 70 a una teoría de partículas fundamentales y cómo interactúan. La cual incorporaba todo lo que se conocía sobre partículas subatómicas hasta ese momento y predijo también la existencia de partículas adicionales. Es una teoría relativista de campos cuánticos basada en las ideas de la unificación y simetrías que describe la estructura fundamental de la materia y el vacío considerando unas partículas elementales como entes irreducibles regidas por las cuatro interacciones fundamentales; si bien hay varias razones para creer que el Modelo Estándar es sólo la base de una teoría más fundamental, el SM ha sido probado con éxito y proporciona en la actualidad nuestra mejor comprensión fundamental de la fenomenología de la física de partículas, es la mejor teoría que los

físicos tienen actualmente para describir los bloques fundamentales del edificio del universo [1, 3, 4, 6].

## 2.2. Clasificación de Partículas

Las diecisiete partículas mostradas en la figura 2.1 son descritas en el Modelo Estándar junto con sus antipartículas (61 partículas si contamos sus versiones de quarks y gluones por su carga de color). Las últimas partículas descubiertas para completar el SM fueron los bosones  $W$  y  $Z$  en 1983, el quark up en 1995, el neutrino tau ( $\tau$ ) en 2000 y el bosón de Higgs en 2012 [1, 13].

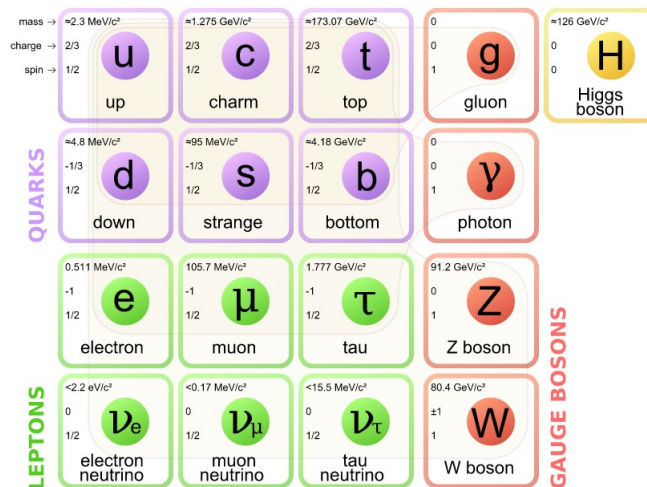


Figura 2.1: Partículas fundamentales en el Modelo Estándar.

Las partículas fundamentales son los bloques de construcción de la materia, los cuales se dividen en dos grupos, los llamados *Fermiones* y los mediadores de las interacciones llamados *Bosones*.

### 2.2.1. Los Fermiones

Los **Fermiones** obedecen a una regla estadística descrita por Enrico Fermi (1901-1954) de Italia, Paul Dirac (1902-1984) de Inglaterra, y Wolfgang Pauli (1900-1958) de Austria, llamado el **Principio de Exclusión**. El cual dice en pocas palabras, dos o mas fermiones no pueden ocupar el mismo estado cuántico al mismo tiempo si tienen los mismos números cuánticos.

Los fermiones se caracterizan por tener espín semi-entero ( $1/2, 3/2, \dots$ ). Según el SM, existen dos tipos de fermiones, los **Leptones** y los **Quarks**, si las partículas compuestas (formadas por leptones y quarks), contienen un número impar de fermiones, también se clasifican como fermiones. La materia ordinaria está formada por fermiones y a ellos debe prácticamente toda su masa; esto está de acuerdo con nuestras observaciones macroscópicas de la materia en la vida cotidiana. Los fermiones se organizan en tres familias con diferente masa; Las familias más pesadas son inestables y por lo general se descomponen en la más ligera, que constituye la mayor parte de la materia ordinaria (nosotros). Los cuatro fermiones de cada familia se distinguen por sus cargas bajo interacciones fuertes y electromagnéticas.

#### 1. Los Quarks

*Los Quarks* La palabra quark es atribuida a *Murray Gell-Mann*, la cual es carente de significado. En la física de las partículas los quarks son los constituyentes fundamentales de la materia junto con los leptones, los quarks son las únicas partículas fundamentales que interactúan con las tres fuerzas fundamentales incluidas en el SM, hay seis diferentes tipos de quarks (descritos por su sabor, familia, color):

- Up (arriba).
- Down (abajo).
- Strange (extraño).
- Charm (encanto).
- Bottom (fondo).

- Top (cima) .

Cada uno de los anteriores quarks posee una antipartícula o antiquark, los nombres se les dieron arbitrariamente por la necesidad de nombrarlos de forma sencilla, de tal forma que sus nombres fueran fáciles de recordar. Los quarks strange, charm, top y bottom son partículas elementales lo suficientemente masivos para decaer en otros quarks mediando la interacción débil. Los quarks up y down son los más estables y livianos y poseen carga eléctrica. Cada tipo de quark tiene propiedades que le permiten enlazarse junto con otros quarks ya que estos nunca se encuentran aislados en la naturaleza; Cada quark lleva uno de tres tipos de carga fuerte, también llamada carga del color (Red, Green, Blue). Estas cargas no tienen nada que ver con los colores de la luz visible. Hay ocho posibles tipos de carga de color para los gluones. Al igual que las partículas cargadas eléctricamente interactúan intercambiando fotones, en las interacciones fuertes las partículas cargadas de color interactúan intercambiando gluones. Los fotones, leptones y los bosones de W y Z no son afectados por las interacciones fuertes por lo tanto no tienen carga de color. Cuando los quarks se unen a través de la “interacción fuerte” forman las partículas compuestas, denominadas *Hadrones*.

1.1 Los **Hadrones** se subdividen en dos tipos según su composición quark:

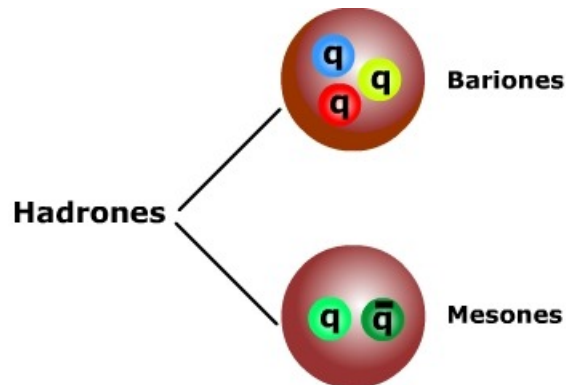


Figura 2.2: Clasificación de los hadrones.

imagen tomada de [www.fullquimica.com](http://www.fullquimica.com)(2012).

- Los **Bariones**: Proviene del griego barys que significa pesado, Los bariones son



aquellos hadrones masivos ya que son el resultado de la unión de tres o mas quarks con cargas de color diferente, interactúan fuertemente. Sufren además interacciones débiles y electromagnéticas; poseen espín fraccionario (1/2, 3/2, etc.); además de la carga y el espín, a estas partículas se le asignan otros dos números cuánticos como el número bariónico ( $B$ ) y la extraeza ( $S$ ).

Entre los bariones tenemos al protón, neutrón, hiperón  $\Lambda$ (lambda), hiperón  $\Sigma$  (sigma), hiperón  $\Xi$  (cascada), hiperón  $\Omega$  (omega); y resonancias bariónicas que son en cierto modo bariones excitados como se ve en el cuadro 2.1 [10].

Cuadro 2.1: Características de los Bariones.

Partícula	Símbolo	Composición Quark	Masa ( $\frac{MeV}{c^2}$ )	Espín	B	S	Vida Media (s)	Modo de decaimiento principal
Protón	$p$	$uud$	938.3	1/2	+1	0	Estable	...
Neutrón	$n$	$ddu$	939.6	1/2	+1	0	$880.2 \pm 1.0$	$p e \bar{\nu}_e$
Lambda	$\Lambda^0$	$uds$	1115.6	1/2	+1	-1	$2.6 \pm 0.02 \times 10^{-10}$	$p \pi^-, n \pi^0$
Sigma	$\Sigma^+$	$uus$	1189.4	1/2	+1	-1	$0.8 \pm 0.02 \times 10^{-10}$	$p \pi^0, n \pi^+$
Sigma	$\Sigma^0$	$uds$	1192.6	1/2	+1	-1	$7.4 \pm 0.7 \times 10^{-20}$	$\Lambda^0, \gamma$
Sigma	$\Sigma^-$	$dds$	1197.4	1/2	+1	-1	$1.5 \pm 0.01 \times 10^{-10}$	$n \pi^0$
Delta	$\Delta^{++}$	$uuu$	1232	3/2	+1	0	$5.6 \pm 0.09 \times 10^{-24}$	$p \pi^+$
Delta	$\Delta^+$	$uud$	1232	3/2	+1	0	$5.6 \pm 0.09 \times 10^{-24}$	$p \pi^0$
Delta	$\Delta^0$	$udd$	1232	3/2	+1	0	$5.6 \pm 0.09 \times 10^{-24}$	$n \pi^0$
Delta	$\Delta^-$	$ddd$	1232	3/2	+1	0	$5.6 \pm 0.09 \times 10^{-24}$	$n \pi^-$
Xi	$\Xi^0$	$uss$	1315	1/2	+1	-2	$2.9 \pm 0.09 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 \pi^0$
Xi	$\Xi^-$	$dss$	1321	1/2	+1	-2	$1.6 \pm 0.01 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 \pi^-$
Omega	$\Omega^-$	$sss$	1672	3/2	+1	-3	$0.8 \pm 0.01 \times 10^{-10}$	$\Xi^0 \pi^0, \Lambda^0 K^-$

- Los **Mesones**: La palabra *mesón* proviene del griego mesos que significa mediano. Son hadrones constituidos por un quark y un antiquark, estas partículas interactúan a través de interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. La existencia de los mesones fue propuesta por el físico nuclear japonés **Hideki Yukawa** en 1935, su idea era que existían una serie de partículas más pesadas que el electrón que eran responsables de la interacción nuclear fuerte; Inicialmente se pensó que estas partículas eran los muones (incorrectamente llamados

mesones), pero posteriormente se comprobó que estos pertenecían al grupo de los leptones. Los mesones postulados por Yukawa fueron descubiertos en 1947 por **Powell**; Los mesones se clasifican según su espín  $J$  y su paridad  $P$  en:

- **Mesones escalares:** tienen espín cero y paridad positiva.
- **Mesones pseudoescalares:** tienen espín cero y paridad negativa.
- **Mesones vectoriales:** tienen espín 1, paridad positiva y negativa.

A continuación en el cuadro 2.2 se observa los principales mesones y sus características [11].

Cuadro 2.2: Características de los Mesones.

Partícula	Símbolo	anti-partícula	Composición Quark	Masa ( $\frac{MeV}{c^2}$ )	Vida Media (s)	Modo de decaimiento principal
Pión	$\pi^+$	$\pi^-$	$u\bar{d}$	139.6	$2.6 \times 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$
Pión	$\pi^0$	$\pi^0$	$d\bar{u}$	135.0	$8.52 \pm 0.18 \times 10^{-17}$	$2\gamma$
Kaón	$K^+$	$K^-$	$u\bar{s}$	493.7	$1.24 \times 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu, \pi^+ \pi^0$
Kaón	$K_s^0$	la misma	$sd$	497.7	$0.89 \times 10^{-10}$	$\pi^+ \pi^-, 2\pi^0$
D	$D^+$	$D^-$	$cd$	1869.6	$1040 \pm 7 \times 10^{-15}$	$K_-^+, e_-^+$
D	$D^0$	$D^0$	$c\bar{u}$	1864.8	$410.1 \pm 1.5 \times 10^{-15}$	$K^+ \pi^-, K^- \pi^+ \pi^0$
J/Psi	$J/\psi$	$J/\psi$	$c\bar{c}$	3096.9	$0.8 \times 10^{-20}$	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^-$
B	$B^-$	$B^+$	$b\bar{u}$	5279.32	$1.6 \pm 0.04 \times 10^{-12}$	$D^0 + -$
B	$B^0$	$\bar{B}^0$	$db$	5279.63	$1.5 \pm 0.04 \times 10^{-12}$	$K^+ \pi^-$

## 2. Los Leptones

Los *Leptones* son fermiones sin carga hadrónica o de color entre los que se establecen las interacciones débiles e interacciones electromagnéticas; son partículas con espín 1/2. Existen seis tipos de leptones, tres con carga eléctrica: el electrón ( $e$ ), el muón ( $\mu$ ), el tau ( $\tau$ ) y tres neutros: el neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), neutrino

muónico ( $\nu_\mu$ ) y neutrino taónico ( $\nu_\tau$ ) asociados a cada uno de los leptones que poseen carga, además de sus correspondientes antipartículas para cada uno de los anteriores. A continuación en el cuadro 2.3 los leptones y sus características [12].

Cuadro 2.3: Leptones con sus antipartículas.

Partícula	Símbolo	Antipartícula	Masa en Reposo ( $\frac{MeV}{c^2}$ )	Vida media (s)
Electrón	$e^-$	$e^+$	$0.511 \pm 0.0000000031$	Estable
Neutrino Electrónico	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	$0 < 7 \times 10^{-6}$	Estable
Muón	$\mu^-$	$\mu^+$	$105.7 \pm 0.0000024$	$2.19 \pm 0.0000022 \times 10^{-6}$
Neutrino Muónico	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	$0 < 0,27$	Estable
Tau	$\tau^-$	$\tau^+$	$1776.86 \pm 0.12$	$290.3 \pm 0.5 \times 10^{-15}$
Neutrino Taónico	$\nu_\tau$	$\bar{\nu}_\tau$	$0 < 31$	Estable

### 2.2.2. Los Bosones

El nombre de “Bosón” fue dada en honor al físico indio **Satyendra Nath Bose**; Los bosones se caracterizan por tener un momento angular intrínseco o espín entero (0, 1, 2, ...), no cumplen el principio de exclusión de Pauli y por el contrario de los Fermiones no tienen ningún problema en ocupar la misma posición al mismo tiempo, Las reglas estadísticas que los bosones obedecen fueron descritas por primera vez por Satyendra Bose (1894-1974) y Albert Einstein (1879-1955) de Alemania; Los bosones son:

- Los Gluones.
- Los Fotones.
- Los Bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ .
- El Bosón de Higgs.

Como las partículas que componen la luz y otras formas de radiación electromagnética, los fotones son los bosones con los que tenemos la experiencia más directa.

### 2.3. Interacciones del Modelo Estándar

Hay cuatro fuerzas o interacciones fundamentales que rigen el universo (ver la figura 2.3): la **interacción fuerte**, la **interacción débil**, la **interacción electromagnética** y la **interacción gravitatoria**, las cuales trabajan en diferentes rangos y tienen diferentes intensidades por ejemplo: La gravedad es la más débil, pero tiene un rango infinito, la electromagnética también tiene rango infinito pero es de mayor intensidad que la gravedad, las interacciones débiles y fuertes son efectivas sólo en un rango muy corto y dominan al nivel de las partículas subatómicas. A pesar de su nombre, la fuerza débil es de mayor intensidad que la gravedad, pero es de hecho la más débil de las otras dos. La fuerza fuerte, como su nombre indica, es la más fuerte de las cuatro interacciones fundamentales.

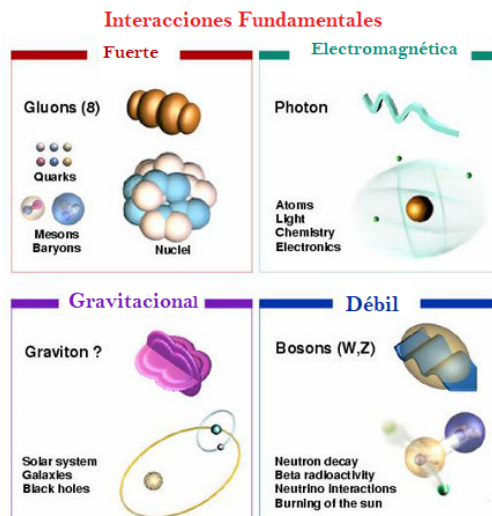


Figura 2.3: Interacciones Fundamentales

El Modelo Estándar incluye solo a tres de las interacciones fundamentales que actúan por medio del intercambio de partículas portadoras de fuerza llamadas *bosones*, las partículas transfieren cantidades discretas de energía intercambiando bosones entre sí. En las interacciones en el SM los cuatro bosones vectoriales con espín igual a 1 se asocian a las interacciones de la siguiente forma:

- El fotón, el cual media las interacciones electromagnéticas.
- El gluón, el cual media las interacciones fuertes.
- Los bosones  $Z^0$  y  $W^\pm$ , los cuales median las interacciones débiles.

Cuadro 2.4: Partículas portadoras.

Nombre	Fuerza portadora	Masa ( $GeV/c^2$ )	Espín	Carga eléctrica
Fotón	Electromagnética	0	0	0
$W^+$	Nuclear débil	83	1	+1
$W^-$	Nuclear débil	83	1	-1
Z	Nuclear débil	91	1	0
Gluones	Nuclear fuerte	0	1	0

El fotón y los gluones no tienen masa, mientras que el Z y el W son masivos, razón por la cual las interacciones débiles son menos intensas a baja energía [13]. A pesar de su debilidad, dan lugar a la violación de la paridad  $P$ , la conjugación de la carga  $C$ , su combinación  $CP$ , la inversión del tiempo  $T$  y el número de la familia, que son todas simetrías de las interacciones electromagnéticas y fuertes.

## 2.4. Diagramas de Feynman

Richard Feynman presentó sus diagramas a finales de los años cuarenta, ofreciéndolos como un artificio que simplificaba los cálculos de la Electrodinámica Cuántica ( $QED$ ), pero pronto fueron empleados en la física nuclear y de partículas, los diagramas de Feynman son formas gráficas para representar las interacciones fundamentales y así calcular secciones eficaces y probabilidades

de desintegración. Cada punto en el que las líneas se unen se llama vértice, y en cada vértice se puede examinar las leyes de conservación que rigen las interacciones de partículas. Cada vértice debe conservar la carga, el número de bariones y el número de leptones.

En estos diagramas, cada partícula que interviene en el proceso se representa por una línea, cada vértice del diagrama de Feynman corresponde a un término en el Lagrangiano de interacción, en el que pueden crearse o aniquilarse partículas (en la figura 2.4 se ve la forma de leer un diagrama de Feynman).

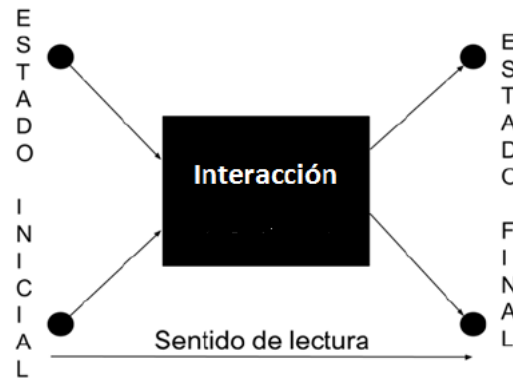


Figura 2.4: Representación de lectura de un diagrama de Feynman

Para cada una de las interacciones fundamentales existe una teoría física, por ejemplo, la teoría clásica de la gravedad es, por supuesto, la ley de Newton de la gravitación universal, su generalización relativista es la teoría general de la relatividad de Einstein (geometrodinámica)[1]. Así las otras tres interacciones también tienen asociada una teoría física.

- QED (Electro Dinámica Cuántica)

La teoría física que describe las interacciones electromagnéticas se llama electrodinámica; Su formulación clásica la dio Maxwell, la teoría de la electrodinámica cuántica (QED) fue perfeccionada por Tomonaga, Feynman y Sch-

winger en la década de 1940.

Las reglas de Feynman declaran que debe haber conservación de la energía y momentum en cada vértice, cada teoría tendrá un vértice fundamental, para QED el vértice fundamental esta representado en la figura 2.5.

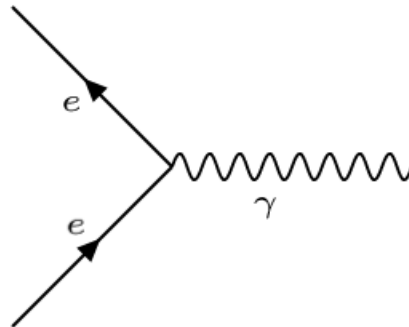


Figura 2.5: Representación del vértice fundamental para QED

El vértice de QED fundamental por sí mismo no representa un posible proceso físico. Este diagrama esta compuesto por dos líneas rectas que representan las partículas entrantes y/o salientes, una línea curva que representan la propagación de las partículas que median la interacción que provoca la transición entre el estado inicial y el estado final, el vértice es el punto donde se produce la interacción, es decir una partícula se acopla con otra produciendo en sí misma la interacción que corresponda.

Una gran variedad las interacciones electromagnéticas se puede describir por combinaciones del diagrama fundamental de QED como en la figura 2.6.

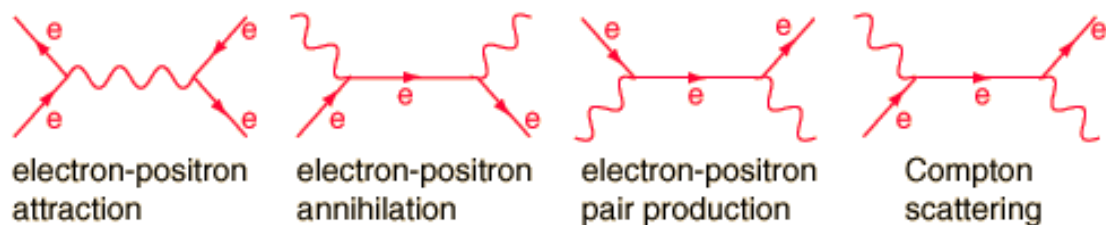


Figura 2.6: Representación de diferentes combinaciones del vértice fundamental de QED, (a)  $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$ , (b)  $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ , (c)  $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ , (d)  $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \gamma$ .

- Interacción Débil

La interacción débil, implica el intercambio de los bosones,  $W^\pm$  y el  $Z^0$ . Los leptones no tienen color, por que no participan en las interacciones fuertes, los neutrinos no tienen carga, por lo que no experimentan fuerzas electromagnéticas, pero todos estos se unen en las interacciones débiles a través de los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . En el caso de los quarks la interacción débil cambia el sabor de un quark en otro; los vértices primitivos en los diagramas de Feynman para la interacción débil, son de dos tipos, cargado y neutro; para los leptones toman la siguiente forma (ver figura 2.7) [1, 7]:

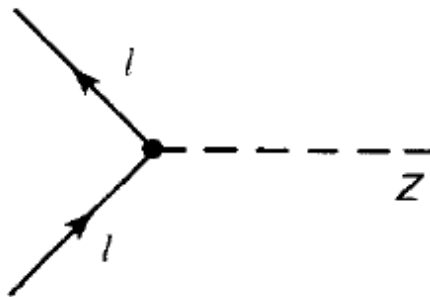


Figura 2.7: Representación del vértice fundamental interacción Débil (Leptones) mediante el bosón  $Z^0$  (corrientes neutras).

El vértice fundamental cargado para la interacción débil es (ver figura 2.8):

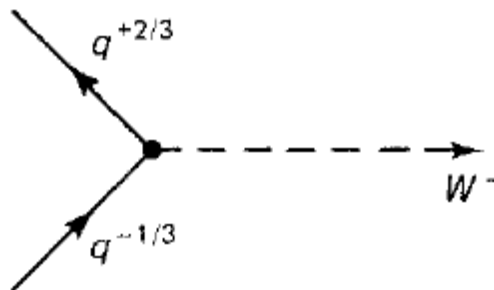


Figura 2.8: Representación del vértice fundamental interacción Débil (Quarks), mediado por el bosón  $W^-$  (corriente cargada).



- QCD (Cromodinámica Cuántica)

La Interacción Fuerte esta ligada a la teoría de la Cromodinámica. En la cromodinámica, el color desempeña el papel de carga, y el vértice fundamental es análogo al de QED, pero en este caso el propagador es el gluón (ver figura 2.9) [1].

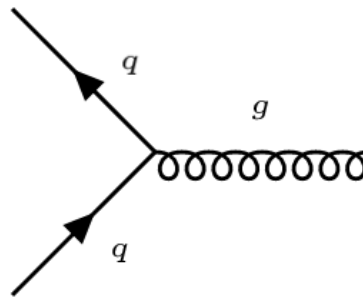


Figura 2.9: Representación del vértice fundamental QCD

En el nivel más fundamental, la interacción fuerte es una fuerza de intercambio entre quarks, mediada por gluones, el gluón es el bosón que no posee masa ni carga eléctrica, pero sí carga de color, que depende del cambio de color de los quarks . El uso de los diagramas de Feynman para visualizar la interacción fuerte, implica vértices fundamentales con los quarks y los gluones, este implica un cambio en el color y puede tomar la forma:

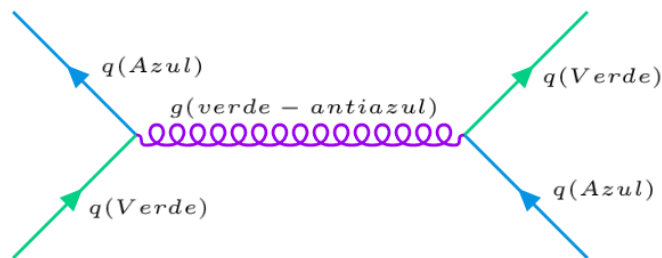


Figura 2.10: Representación del vértice fundamental QCD con la Carga de Color

Los quarks cambian de color cuando se intercambian gluones, de tal forma que la carga de color total del sistema formado por un quark y un gluón, antes y después es la misma. Por ejemplo, si un quark verde se vuelve azul al emitir

un gluón, entonces es porque emite un gluon verde-antiazul (la parte verde del gluón es el verde que pierde el quark, y el antiazul es para anular el azul que el quark gana). El sistema tiene carga de color neta verde (ver figura 2.10). Existen asimismo 8 tipos de gluones, siendo cada uno de ellos una combinación de color-anticolor. Los quarks y los gluones forman partículas compuestas con carga de color total neutra (se suele decir que las partículas compuestas son blancas).

### 2.4.1. Leyes de Conservación

Tanto en la Física Clásica como en la Mecánica Cuántica se encuentra que ciertas cantidades físicas se conservan luego de ocurrir un proceso físico; los ejemplos más notables de este fenómeno es la conservación de la energía y del momentum lineal. En la Mecánica Cuántica encontramos que ciertas cantidades solo aparecen en valores discretos, a esta propiedad le llamamos cuantificación, la gran mayoría de las propiedades de las partículas pueden ser expresadas en términos de estas cantidades discretas, las cuales se llaman números cuánticos. Un ejemplo de esto son los posibles valores del espín de los leptones. Estos valores son  $+\frac{1}{2}$  o  $-\frac{1}{2}$ . En la tabla 2.5 se observa las cantidades físicas conservadas en las interacciones del SM.

Cuadro 2.5: Leyes de Conservación.

Cantidad conservada	Interacción Fuerte	Interacción Débil	Interacción Electromagnética
Energía/Momentum	Si	Si	Si
Carga eléctrica	Si	Si	Si
Número bariónico	Si	Si	Si
Número leptónico	Si	Si	Si
Extrañeza	Si	No	No
C (charmness)	Si	No	Si
Paridad	Si	No	Si
CP	Si	No	Si
CPT	Si	Si	Si

## 2.5. Formalismo Matemático

Ahora introduciremos la formulación de la dinámica elemental de las partículas, que en la práctica equivale al cálculo del ancho de decaimiento ( $\Gamma$ ), la vida media ( $\tau$ ), la sección eficaz ( $\sigma$ ) y el Branching ( $B_r$ ) o fracción de decaimiento. El interés del presente trabajo es en los modos de decaimiento  $D \rightarrow Ml\nu$ , para este tipo de proceso los diagramas de Feynman a nivel de quarks son esencialmente los mismos como en la figura 2.11. Es de resaltar que para los decaimientos semileptónicos cada proceso tiene asociado un elemento de matriz hadrónica diferente según la transición.

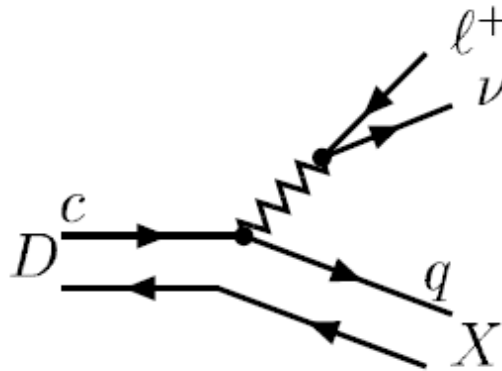


Figura 2.11: Diagrama de Feynman para decaimiento semileptónico del mesón D.

### 2.5.1. Vida Media y Secciones Transversales

Cuando se estudian decaimientos, son varias las cantidades que intervienen en el proceso y una de las principales es la vida media de la partícula que se está estudiando. La mayoría de las partículas que se conocen son inestables y solo pueden mantenerse un corto tiempo desde su creación, al cual se le denomina tiempo de vida, que es el tiempo que dura la partícula en el proceso de descomposición, pero cuando se habla de una partícula en concreto se puede encontrar con que esta no decae siempre en el mismo tiempo, por ejemplo, todos

los muones son iguales, sin embargo unos decaen primero que otros, entonces no se puede dar un tiempo de vida exacta para cada partícula, pero lo que si se puede encontrar un promedio, el cual se denomina como la vida media ( $\tau$ ).

Un factor que se tiene en cuenta para el cálculo de la vida media de una partícula es el hecho de que independientemente del momento en que fueron creadas, todas las partículas tienen la misma posibilidad de decaer. Para calcular la vida media de una partícula, consideremos que inicialmente hay  $N_0$  partículas idénticas, el número de partículas  $N$  que decae en el tiempo está dado por:

$$dN = -\Gamma N dt \quad (2.1)$$

Resolviendo 2.1 por separación de variables tenemos el valor de N:

$$\int \frac{dN}{N} = - \int \Gamma dt, \quad (2.2)$$

$$\text{Ln}(N) = \Gamma t + k, \quad (2.3)$$

Donde  $k$  es una constante de integración. Entonces

$$N = C e^{-\Gamma t}. \quad (2.4)$$

Ademas un tiempo  $t = 0$  se tiene que  $N = N_0$ , entonces

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t} \quad (2.5)$$

donde  $\Gamma$  es el ancho de decaimiento, es decir, la probabilidad de que una partícula cualquiera decaiga por unidad de tiempo. Evidentemente el número de partículas  $N$  disminuye exponencialmente con el tiempo. Entonces la vida media es simplemente la inversa del ancho de decaimiento,

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (2.6)$$

La sección eficaz de dispersión  $\sigma$  es el espacio en el que un sistema de partículas tiene influencia sobre otro y brinda toda la información del proceso de dispersión. Para cada uno de los procesos el sistema dispersor es el mismo, pero con resultados diferentes; cada uno de estos procesos tiene su propia sección eficaz transversal, por ejemplo, la del electrón-muon está dada por [1].

$$\sigma = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.7)$$

Se da la sección transversal total para un proceso por la fórmula Breit-Wigner [15].

$$\sigma_i = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_0)^2 + \Gamma_{Tot}^2/4}, \quad (2.8)$$

donde,  $\Gamma_i$  es el ancho parcial del decaimiento al estado inicial,  $\Gamma_f$  es el ancho parcial de la resonancia hasta el estado final,  $\Gamma_{Tot}$  es el ancho total de la resonancia,  $E$  es la energía de centro de masa del sistema,  $E_0$  es la energía de la masa en reposo,  $k$  es el número de onda entrante en el marco de centro de masa.

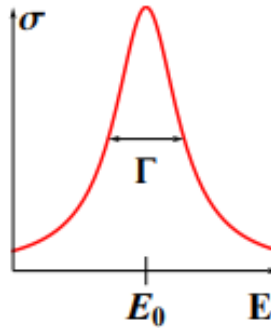


Figura 2.12: Sección trasversal en función de la energía

La sección transversal es diferente de cero a cualquier energía, pero tiene un pico agudo a las energías  $E$  cercanas a la energía de masa de reposo  $E_0$  de la partícula intermedia.

### 2.5.2. Amplitud, Ancho y Branching

En general, la amplitud de transición  $\mathcal{M}$  entre un estado inicial  $i$  y un estado final  $f$  está dada por:

$$\mathcal{M} = \langle f | \mathcal{H}_{efec} | i \rangle, \quad (2.9)$$

donde  $\mathcal{H}_{efec}$  es el hamiltoniano efectivo del proceso en particular. Por otro lado, suponiendo que una partícula se desintegra en varias partículas ( $1 \rightarrow 2 + 3 + \dots + n$ ), el ancho de decaimiento para este proceso general está dado por la regla de oro de Fermi [1, 4].

$$\Gamma = \frac{S}{2\hbar m_i} \int |\mathcal{M}|^2 (2\pi) \delta^4(p_1 - p_2 \dots - p_n) \times \prod_{j=2}^n 2\pi \delta(p_j^2 - m_j^2 c^2) \theta(p_j^0) \frac{d^4 p_j}{(2\pi)^4}$$

y en su forma diferencial,

$$d\Gamma = |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_i} \left[ \left( \frac{cd^3 \vec{P}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \right) \left( \frac{cd^3 \vec{P}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) \cdots \left( \frac{cd^3 \vec{P}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right) \right] \quad (2.11)$$

$$\times (2\pi)^4 \delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_3 \dots - \mathbf{P}_n),$$

donde  $m_i$  es la masa de la  $i$ -ésima partícula y  $\mathbf{P}_i$  es el cuadri-momentum.  $S$  es un factor estadístico que corrige el doble conteo cuando hay partículas idénticas en el estado final. La función  $\delta$  aplica el principio de conservación de la energía y momento los cuales conforman el espacio de fase, con los cuadrimomentos y las energías de cada partícula están dadas por:

$$\mathbf{P}_i = \left( \frac{E_i}{c}, \vec{P}_i \right), \quad (2.12)$$

$$\frac{E_i}{c} = \sqrt{m_i^2 c^2 + \vec{P}_i^2}$$

Considerando un caso general en el que una partícula de masa  $m_1$  decae en 2 diferentes, de masas  $m_2$  y  $m_3$  ( $1 \rightarrow 2 + 3$ ), ver apéndice B.

Finalmente el Branchings, es decir, la fracción de los anchos de decaimientos cuya relación viene dada por:

$$B_r \approx \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{Tot}} \quad (2.13)$$

La cantidad  $\Gamma_i$  se conoce como el ancho parcial al estado final  $i$ , mientras que la suma de todos los anchos parciales se conoce como ancho total ( $\Gamma_{Tot}$ ).

---

# Capítulo 3

## El mesón D

*La confusión en la búsqueda del Charm en el SLAC se había agravado aún más por la producción de un nuevo leptón cargado, llamado Tau ( $\tau$ ), con una masa muy cercana a la del mesón D, una situación que recordaba la confusión  $\pi - \mu$  en anteriores estudios de rayos cósmicos debido a la proximidad de sus masas.*

Gaillard Mary K, “A singularly unfemenine profession” , World Scientific Press,2015.

### 3.1. Introducción

A mediados de 1976 **Gerson Goldhaber** y **Francois Pierre** usando el detector *MarkI* en *SLAC* observan por primera vez el mesón  $D^0$ , sería la segunda partícula observada conteniendo quarks charm. El Mesón  $D$  es la partícula más ligera que contiene un quark charm, por lo que es un buen ejemplo para el estudio del decaimiento, de transformación de quarks por la interacción débil.

#### 3.1.1. El Quark Charm: su descubrimiento y características

En noviembre de 1974, **Burton Richter** y su equipo del SLAC (Stanford Linear Accelerator) y **Samuel Ting** en Brookhaven en el *BNL* (Brookhaven NationalLa-



laboratory) dirigían dos experimentos muy diferentes, uno estudiaba la aniquilación electrón positrón ( $e^-e^+$ ) y el otro la producción de pares ( $e^+e^-$ ) en colisiones de protones-berilio [20]. El descubrimiento simultáneo de una nueva resonancia con una masa de 3,1 GeV altera tan profundamente a la física de partículas que el período se refiere a menudo como la “Revolución de noviembre”. La noticia de los descubrimientos se extendió a través de la comunidad Científica que trabaja la física de alta energía el 11 de noviembre y pronto muchas de sus investigaciones se dirigieron hacia las nuevas partículas. La nueva resonancia fue llamada Psi ( $\Psi$ ) por Burton Richter y por el equipo en Brookhaven de Samuel Ting fue nombrada  $J$ . Por este descubrimiento, ambos recibieron el premio Nóbel en el 1976, luego la partícula sería llamada  $J/\Psi$  y es en realidad un estado ligado  $c\bar{c}$ . Los estudios subsiguientes dieron como resultados unas partículas que tenían un nuevo tipo de quark y que las partículas encontradas en los dos laboratorios tenían la misma composición en términos de quarks. La diferencia se debía a que una era resonancia de la otra, en otras palabras un estado excitado. El nuevo quark era el **Charm** ( $c$ ). Los mesones descubiertos tenían un charm y un anticharm ( $J/\Psi \rightarrow c\bar{c}$ ).

El quark  $c$  es una partícula de espín  $1/2$  y carga  $+2/3$ , al igual que el quark  $u$  y el  $t$ . El quark  $c$  es uno de los seis quarks que junto con los leptones, forman los bloques básicos de la materia ordinaria. Es cientos de veces más masiva que los quarks Up (arriba) y Down (abajo) que forman protones y neutrones. Los físicos teóricos habían predicho la existencia de un quark faltante hasta ese momento (el quark charm) para completar la segunda familia de quarks, cuando apareció el quark  $c$ , como un componente de la partícula  $J/\psi$  [21], cuyo descubrimiento, finalmente convenció a los físicos de que los quarks eran reales. El descubrimiento marco una nueva era en la física de partículas. La llegada del primer quark pesado ha solidificado la evidencia de que el Modelo Estándar proporciona una correcta descripción de baja energía de la física de partículas.

Cuatro décadas más tarde, el quark  $c$  todavía juega un papel importante en estudios de interacciones fuertes y débiles. También sirve como una herramienta importante para explorar la física más allá del Modelo Estándar, probando indirectamente esca-

las de energía muy por encima de varios TeV, las cuales son probadas directamente por el Large Hadron Collider (LHC) [22, 23].

Las partículas que contienen un quark charm se conocen como partículas encantadas o encanto. En el cuadro 3.1 se presenta la composición quark del mesón D enfatizando en el  $c$ . Las partículas con  $c$  tienen una existencia fugaz antes de descomponerse en partículas más convencionales. Muchos experimentalistas han estudiado sus propiedades. En las instalaciones conocidas como “Fábricas de Charm”; Los datos sobre las transiciones Charm se originan de varios experimentos.

Cuadro 3.1: Mesones D con contenido Charm.

Partícula	Contenido de Quarks
$D$	$c\bar{c}$
$D^+$	$cd$
$D^-$	$\bar{c}d$
$D^0$	$c\bar{u}$
$D_s^+$	$c\bar{s}$

## 3.2. Decaimientos del mesón D

Como el mesón D es el más ligero de los mesones que contienen un quark charm, éste debe cambiar a algún otro tipo de quark, los decaimientos de este mesón se realizan a través de interacciones débiles, que cambia el quark charm a un quark strange por medio de una partícula portadora W (ver figura 2.11) [24–26].

Hay muchos canales de decaimientos posibles para el mesón D, ya que tiene una gran cantidad de energía y es altamente inestable. Todos ellos aplican a la interacción débil para cambiar el quark charm, y la variedad de decaimientos a través del mediador W ofrece muchos caminos para el proceso. Están los decaimientos a dos cuerpos que pueden ser hadrónicos, principalmente en piones y Kaones, están los decaimientos leptónicos, a leptón neutrino y están los decaimientos a tres cuerpos en los cuales

también existen los decaimientos hadrónicos y los decaimientos semileptónicos [26, 27], que son los de interés en este trabajo, como se puede apreciar en el cuadro 3.2 ([28, 29]).

Cuadro 3.2: Principales decaimientos del  $D^0$ 

Tipo de Proceso	Proceso	Branching [PDG]
hadrónico a dos cuerpos	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,89 \pm 0,04$
	$D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$1,385 \pm 0,027 \times 10^{-4}$
hadrónico a tres cuerpos	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$14,2 \pm 0,5$
	$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$	$2,75 \pm 0,18$
leptónico a dos cuerpos	$D^0 \rightarrow e^+ e^-$	$7,9 \times 10^{-8}$
	$D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$6,2 \times 10^{-9}$
semileptónico	$D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$	$3,530 \pm 0,028$
	$D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	$2,91 \pm 0,04 \times 10^{-3}$

Es de notar que en la física de partículas se define el decaimiento semileptónico como el decaimiento de un hadrón a través de la interacción débil en la cual se produce un leptón (y su neutrino correspondiente) además de uno o varios hadrones, este tipo de decaimiento es el de interés para este trabajo, en el cual el hadrón que decaera es el mesón  $D$  y las partículas que se producirán son el par leptón  $e + \nu_e$  más un hadrón el cual es pseudoescalar ( $D \rightarrow Pl^+ \nu$ ) por lo que del cuadro 3.2 tenemos que los decaimientos que estudiamos son:

- $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ .
- $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ .

---

# Capítulo 4

## Cálculos

### 4.1. Introducción

El estudio del mesón D, y siendo más precisos el análisis de los hadrones con Charm, o constituidos de quark charm ha jugado un rol importante en el estudio de la física de partículas, aun mas, en las últimas cuatro décadas, su descubrimiento dio una importante validación del Modelo Estándar, en particular en la escala de masa predicha por este mismo [30].

Los mesones con quark  $c$  se distinguen por varias características de los demás mesones, su masa alrededor de 2 GeV está en la región donde opera la física no perturbativa de hadrones, los métodos matemáticos teóricos desarrollados en principio para quark pesados se pueden aplicar, aunque con grandes incertidumbres [31].

Es de notar que esta región de energía desarrollo la teoría Efectiva de quarks pesados (Heavy Quark Effective Theory (HQET)), que es la que se utiliza para hacer el desarrollo de este trabajo [21].

Se estudio el ancho de decaimiento diferencial  $d\Gamma/dq^2$  y las fracciones de decaimiento (Branching) del decaimiento semileptónico del mesón D por dos métodos de cálculo:

Para el primer caso, se realizó el cálculo de la razón de decaimiento considerando la masa del leptón mucho menor que la del mesón ( $m_l \ll M_p$ ), y para el segundo caso se tuvo en cuenta los efectos de la masa del leptón en consideración( $e^+$ ).

## 4.2. Caso 1: Considerando $m_l \ll M_p$

Los mesones Charm (como el mesón D) pueden decaer en otros hadrones emitiendo un par leptón  $\ell^+\nu$  a través de las interacciones débiles. A nivel quark, este proceso es inducido por el decaimiento semileptónico del quark Charm :  $c \rightarrow q\ell^+\nu$ , donde  $q = d, s$ . El quark ligero  $d$  o  $s$  forma un estado ligado con el quark  $u$  (quark espectador) para formar el nuevo mesón  $X$ , representado en el diagrama de Feynman(ver Fig 4.1).

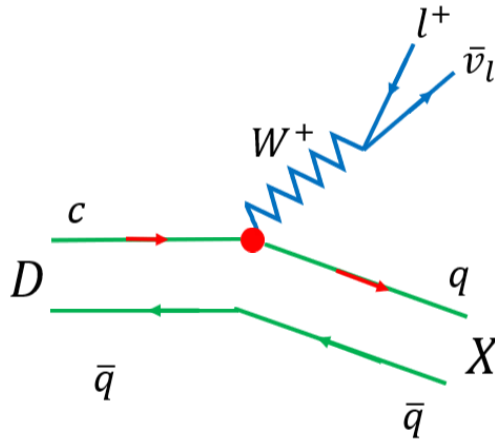


Figura 4.1: Diagrama de Feynman para decaimientos semileptónico del mesón D

En los decaimientos semileptónicos, los dos leptones no son afectados por la interacción fuerte, por lo que pueden ser factorizados fuera del elemento de la matriz hadrónica en la amplitud del proceso de decaimiento semileptónico.

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cq}^* \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l \langle X | \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c | D \rangle \quad [55], \quad (4.1)$$

Donde todas las interacciones fuertes se incluyen en el elemento de matriz hadrónico  $\langle X | \bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c | D \rangle$ . La amplitud del proceso de decaimiento semileptónico depende tanto del elemento de matriz hadrónico como del parámetro de mezcla de quarks  $V_{cq}$ , el elemento de matriz Cabibbo-Kobayashi Maskawa (CKM) y  $G_F$  es la constante de Fermi.

El elemento de matriz hadrónica es proporcional a los factores de forma [32–34, 55]. Los factores de forma son generalmente controlados por dinámicas no perturbativas,

ya que la QCD perturbativa no se puede aplicar directamente. Se pueden usar varios métodos teóricos para calcular estos factores de forma de transición, incluyendo: Lattice QCD [37, 38], reglas de suma QCD [39, 40, 42–44], reglas de suma de cono luminoso [45], modelo de quarks [46–49] Teoría de gran energía y teoría del quark pesado [52]. Entre ellos, LQCD, QCD suma reglas y LCSR se modelan en QCD.

Dependiendo de los números cuánticos totales del sistema, el hadrón final producido en el proceso de decaimiento semileptonico puede ser pseudoescalar, vector o mesón escalar, etc. El mesón  $D$  puede decaer en pseudoscalar, vector o escalar. Los procesos se denotan como:  $D \rightarrow P\ell^+\nu$ ,  $D \rightarrow V\ell^+\nu$  y  $D \rightarrow S\ell^+\nu$ , respectivamente. El proceso con el que trabajaremos es el pseudoescalar.

A continuación se desarrollan las transiciones a mesones pseudoscalares  $D \rightarrow P\ell^+\nu$ . Según la estructura de Lorentz, el elemento de matriz hadrónico del proceso de transición  $D \rightarrow P$  puede descomponerse como:

$$\langle P|\bar{q}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)c|D\rangle = (p_1 + p_2)_\mu F_+(q^2) + (p_1 - p_2)_\mu F_-(q^2) \quad [55], \quad (4.2)$$

Donde  $p_1$  y  $p_2$  son los momentos iniciales y finales del mesón pseudoscalares  $D$ , respectivamente,  $q = p_1 - p_2$  y  $F_+(q^2)$  y  $F_-(q^2)$  son los factores de forma. Equivalentemente, la descomposición puede expresarse en la forma:

$$\langle P|\bar{q}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)c|D\rangle = \left( p_1 + p_2 - \frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} q \right)_\mu F_+(q^2) + \frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} q_\mu F_0(q^2), \quad (4.3)$$

donde  $F_0(q^2)$  se obtiene de la siguiente forma de la ecuación 4.2.

$$\left( -\frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} \right) q_\mu F_+(q^2) + \left( \frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} \right) q_\mu F_0(q^2) = (p_1 - p_2)_\mu F_-(q^2)$$

despejando  $F_0(q^2)$ :

$$F_0(q^2) = \frac{(p_1 - p_2)_\mu F_-(q^2) + \left( \frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} \right) q_\mu F_+(q^2)}{\left( \frac{m_D^2 - m_P^2}{q^2} \right) q_\mu}$$

donde  $(p_1 - p_2)_\mu = q_\mu$ .

$$F_0(q^2) = \frac{q^2 q_\mu F_-(q^2) + (m_D^2 - m_P^2) q_\mu F_+(q^2)}{(m_D^2 - m_P^2) q_\mu},$$

dando:

$$F_0(q^2) = \frac{q^2 F_-(q^2) + (m_D^2 - m_P^2) F_+(q^2)}{(m_D^2 - m_P^2)}$$

Donde  $F_0(q^2)$  y  $F_+(q^2)$  son los factores de forma longitudinal y transversal, respectivamente.

En general, los factores de forma de la ecuación anterior dependen de todos los escalares de Lorentz que pueden formarse a partir de los dos momentos  $p_1$  y  $p_2$ , es decir,  $p_1^2$ ,  $p_2^2$  y  $p_1 \cdot p_2$ . Sin embargo,  $p_1^2$  y  $p_2^2$  no son variables, son las masas de las partículas de estado inicial y final. Por lo tanto, los factores de forma sólo puede depender de los escalares Lorentz, que se puede representar equivalentemente por  $q^2$ , según la relación  $q^2 = p_1^2 - 2p_1 \cdot p_2 + p_2^2$ . Para  $q^2$  la dependencia de los factores de forma, se suele asumir el dominio del polo más cercano [46]:

$$F_\pm(q^2) = \frac{F_0}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{\text{pole}}^2}\right)^{n_{fi}}} \quad (4.4)$$

Se puede elegir el valor de  $m_{\text{pole}}$  como la masa de la resonancia del mesón D más cercana con la misma  $J^P$  que la corriente débil hadrónica que induce la transición  $c \rightarrow q$  y  $n_{fi}$  es una expansión alrededor de la masa del polo [50].

Despreciando la masa de leptón, el ancho de decaimiento diferencial de  $D \rightarrow P\ell^+\nu$  viene dado por [55]:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2}(D \rightarrow P\ell^+\nu) = \frac{G_F^2}{192\pi^3 m_D^3} |V_{cq}|^2 [(m_D^2 + m_P^2 - q^2)^2 - 4m_D^2 m_P^2]^{3/2} |F_+(q^2)|^2, \quad (4.5)$$

El ancho de decaimiento diferencial sale de introducir los Factores de Forma en el elemento de matriz hadrónica en la ecuación 4.3, elevar al cuadrado e introducir

en la Amplitud de transición (ver ecuación 4.1), en el cual algunas trazas se van y finalmente remplazar en la regla de oro de Fermi (ver ecuación 2.11) y se factoriza.

Donde sólo contribuye el factor de forma  $F_+(q^2)$ . La contribución de  $F_-(q^2)$  es proporcional a la masa del leptón al cuadrado ( $m^2$ ) que es despreciada por este método. La distribución  $q^2$  cubre el rango  $0 \leq q^2 \leq (m_D - m_P)^2$ . El Branching para el decaimiento semileptónico puede obtenerse integrando la anchura de decaimiento diferencial en todo el intervalo físico de  $q^2$ .

$$Br(D \rightarrow P\ell^+\nu) = \tau_D \int_0^{(m_D - m_P)^2} dq^2 \frac{d\Gamma}{dq^2}, \quad (4.6)$$

Donde  $\tau_D$  es la vida media del mesón D.

Introduciendo 4.5 en 4.6 y sacando constantes tendremos:

$$Br(D \rightarrow P\ell^+\nu) = \tau_D \frac{G_F^2}{192\pi^3 m_D^3} |V_{cq}|^2 \int_0^{(m_D - m_P)^2} dq^2 [(m_D^2 + m_P^2 - q^2)^2 - 4m_D^2 m_P^2]^{3/2} |F_+(q^2)|^2 \quad (4.7)$$

A partir de las ecuaciones 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 se realizaron los cálculos para determinar el Branching correspondiente al decaimiento semileptónico del mesón  $D$ , con  $n_{fi} = 1$ , en los canales  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  y  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  objeto de este trabajo.

#### 4.2.1. $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$

Ahora llevádo la ecuación 4.7 a términos del decaimiento en estudio ( $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ) tenemos que se convierte en:

$$Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) = \tau_{D^0} \frac{G_F^2}{192\pi^3 m_{D^0}^3} |V_{cd}|^2 \cdot \int_0^{(m_{D^0} - m_\pi)^2} dq^2 [(m_{D^0}^2 + m_\pi^2 - q^2)^2 - 4m_{D^0}^2 m_\pi^2]^{3/2} |F_+(q^2)|^2 \quad (4.8)$$

Con ayuda del software **Wolfram Research, Inc., Mathematica, Versión 10.0**, se realizó el desarrollo matemático, para hacer las predicciones del Branching y la



fracción de decaimiento, para realizar los cálculos de este canal de decaimiento, se tuvieron en cuenta los siguientes valores, los cuales se introdujeron en la programación del calculo como constantes.

- Constante de acoplamiento de Fermi  $G_F = 1,166 \times 10^{-5} GeV^{-2}$  [4, 5, 54].
- Vida media del mesón D  $\tau_{D^0} = 401,1 \times 10^{-15} s$  [28, 60].
- Masa del mesón  $D^0 = 1,864 GeV$  [28, 60].
- Masa del mesón  $\pi^- = 0,139 GeV$  [5].
- Elementos de la matriz CKM  $V_{cd} = -0,224$  [5, 54].
- El factor de forma  $|F_+(q^2)|^2$  se halla con la ecuación 4.4.
- la masa del polo es  $m_{pole} = 2,01 GeV$  [55].
- El factor de forma  $F_0 = 0,692$  para el pion ( $\pi$ ) [5, 54, 55].

Tras hacer los cálculos en el software el Branching encontrado con la ecuación 4.8 es:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= 0,00289485 \\ &\cong 2,9 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Para el decaimiento  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  haciendo uso de la ecuación 4.5 obtenemos el diferencial de ancho de decaimiento en función de  $q^2$ , de acuerdo a la figura 4.2:

#### 4.2.2. $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$

Los cálculos del Caso 1, son realizados pero ahora llevándolos a términos del decaimiento en estudio ( $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ), por lo que tenemos que la ecuación 4.7 se convierte en:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= \tau_{D^0} \frac{G_F^2}{192\pi^3 m_{D^0}^3} |V_{cs}|^2 \cdot \\ &\int_0^{(m_{D^0}-m_K)^2} dq^2 [(m_{D^0}^2 + m_K^2 - q^2)^2 - 4m_{D^0}^2 m_K^2]^{3/2} |F_+(q^2)|^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

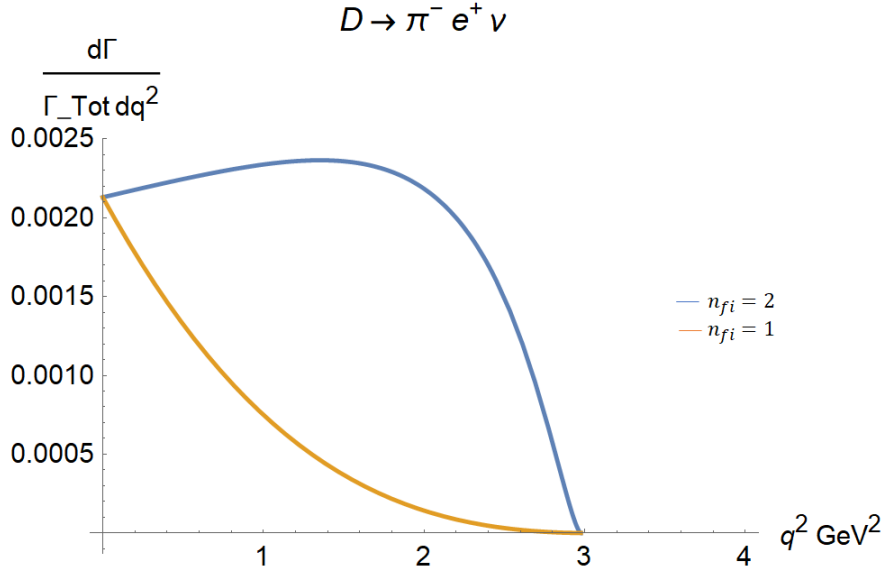


Figura 4.2:  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  VS  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  para el Caso 1 ( $m_l \ll M_P$ )

De nuevo con ayuda del software **Wolfram Mathematica**, se realizo el desarrollo matemático, para hacer las predicciones del Branching y la fracción de decaimiento, pero ahora para este segundo canal de decaimiento estudiado, para realizar los cálculos se tuvieron en cuenta algunos de los valores de las constantes de los cálculos de la sección 4.2,1 y además los siguientes datos los cuales son introducidos como constantes:

- Masa del mesón  $K = 0,493 GeV$ .
- Elementos de la matriz CKM  $V_{cs} = 0,996$ [5, 54].
- El factor de forma  $|F_+(q^2)|^2$  se halla con la ecuación 4.4.
- la masa del polo es  $m_{pole} = 2,53 GeV$ [55].
- el factor de forma  $F_{\pm}(0) = 0,762$  para el Kaón ( $K$ )[5, 54, 55].

El Branching obtenido con la ecuación 4.10 es:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= 0,0321342 \\ &\cong 3,2 \times 10^{-2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Para el decaimiento  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  haciendo uso de la ecuación 4.5 obtenemos el diferencial de ancho del decaimiento en función de  $q^2$ , de acuerdo a la figura 4.3:

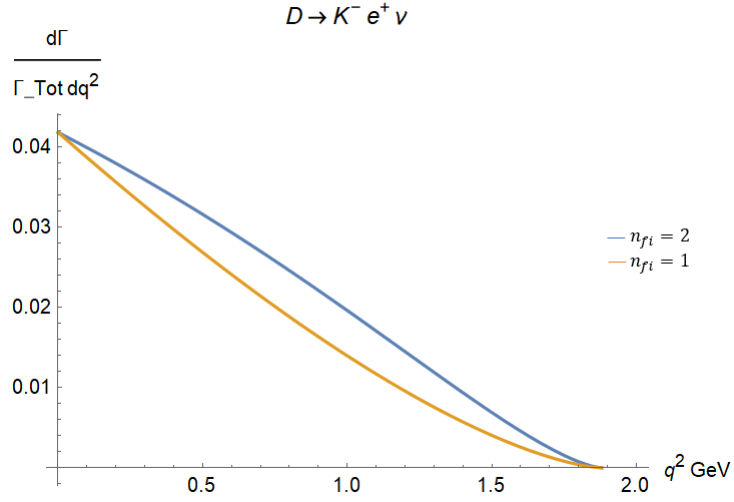


Figura 4.3:  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  VS  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  para el Caso 1 ( $m_l \ll M_P$ )

### 4.3. Caso 2: Considerando la masa del Leptón ( $e^+$ )

De la invarianza de Lorentz se encuentra la descomposición del elemento de matriz hadrónico para la transición pseudoscalar a pseudoscalar en términos de factores de forma hadrónicos:

$$\begin{aligned}
 \langle p1(p) | J_\mu | p2(P) \rangle &= (p1 + p2)_\mu F_+(q^2) + (p1 - p2)_\mu F_-(q^2) \\
 &= \left( (p1 + p2)_\mu - \frac{M^2 - m^2}{q^2} \right) F_+(q^2) + \frac{M^2 - m^2}{q^2} q_\mu F_0(q^2),
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Donde  $J_\mu = \bar{q}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)c$  y  $M$  representa la masa del mesón inicial,  $m$  la masa del mesón final y  $m_l$  la masa del leptón,  $P$  el momento del mesón inicial y  $p$  el momento del mesón final, y  $q_\mu = (p_1 - p_2)_\mu$ . Los factores de forma  $F_+(q^2)$  y  $F_0(q^2)$ , en  $q^2 = 0$  tenemos que  $F_+ = F_0$  ya que el elemento de matriz hadrónica en la ecuación no es singular en este punto.

La distribución  $q^2$  del decaimiento semileptónico  $D \rightarrow Pl\nu$  se da en términos de los factores de forma  $F_+(q^2)$  y  $F_0(q^2)$  como:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2}(D \rightarrow Pl\nu) &= \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cq}|^2 P(q^2) \left(1 - \frac{m_l^2}{q^2}\right)^2 \\ &\times \left[ (P(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_l^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M^2 \left(1 - \frac{m^2}{M^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_l^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right], \end{aligned} \quad (4.13)$$

Donde  $P(q^2) = \frac{1}{2M} ((M^2 + m^2 - q^2)^2 - 4M^2m^2)^{1/2}$  y el rango físicamente permitido de  $q^2$  esta dado por  $m_l^2 \leq q^2 \leq (M - m)^2$ .

El ancho de decaimiento diferencial al igual que en el Caso 1, sale de introducir los Factores de Forma en el elemento de matriz hadrónica en la ecuación 4.13, elevar al cuadrado e introducir en la Amplitud de transición (ver ecuación 4.1), en el cual algunas trazas se van y finalmente remplazar en la regla de oro de Fermi (ver ecuación 2.11) y se factoriza.

Para los factores de forma relacionados con los decaimientos semileptónicos del mesón D, se usa el modelo para los factores de forma 4.14. La idea de dominio de polos sugiere la siguiente dependencia de  $q^2$  de los factores de forma [56, 58]:

$$F_\pm(q^2) = \frac{F_0}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{pole}^2}\right)^{n_{fi}}}, \quad (4.14)$$

donde  $n_{fi}$  y  $m_{fi}$  son potencias alrededor de la masa del polo y la masa del polo

correspondientes de los factores de forma  $F_{\pm}(q^2)$ , respectivamente. En los cálculos que desarrollamos se adopta  $n_{fi} = 1$  para calcular el Branching [57].

En el Caso 2 el Branching teniendo en cuenta la masa del leptón viene dado por [57]:

$$Br(D \rightarrow Pl\nu) = \tau_D \int_{m_l}^{(m_D - m_P)^2} dq^2 \frac{d\Gamma}{dq^2} \quad (4.15)$$

donde  $\tau_D$  es la vida media del mesón D.

introduciendo 4.13 en 4.15 tenemos que el Branching quedara:

$$\begin{aligned} Br(D \rightarrow Pl\nu) &= \tau_D \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cq}|^2 \int_0^{\left(1 - \frac{m_P}{m_D}\right)^2} P(q^2) \left(1 - \frac{m_l^2}{q^2}\right)^2 \\ &\times \left[ (P(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_l^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M^2 \left(1 - \frac{m^2}{M^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_l^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right], \end{aligned} \quad (4.16)$$

### 4.3.1. $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$

Al sustituir en la ecuación 4.13 el diferencial del ancho de decaimiento para el canal ( $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ) esta dado por:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2}(D_0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cd}|^2 \Pi(q^2) \left(1 - \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right)^2 \\ &\times \left[ (\Pi(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M_{D_0}^2 \left(1 - \frac{m_{\pi}^2}{M_{D_0}^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_{e^+}^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right], \end{aligned} \quad (4.17)$$

donde  $\Pi(q^2) = \frac{1}{2M_{D_0}} ((M_{D_0}^2 + m_{\pi}^2 - q^2)^2 - 4M_{D_0}^2 m_{\pi}^2)^{1/2}$  y el rango físicamente permitido para  $q^2$  esta dado por  $m_{e^+}^2 \leq q^2 \leq (M_{D_0} - m_{\pi})^2$ .

Para el Caso 2 la relación del Branching para el canal 1 ( $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ) sustituyendo en la ecuación 4.15 es:

$$\begin{aligned}
Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= \tau_D \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cd}|^2 \int_{m_{e^+}}^{(m_D - m_\pi)^2} \Pi(q^2) \left(1 - \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right)^2 \\
&\times \left[ (\Pi(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M_{D^0}^2 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{M_{D^0}^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_{e^+}^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right],
\end{aligned} \tag{4.18}$$

Al igual que con el caso 1 con ayuda del software **Wolfram Mathematica**, se realizó el cálculo matemático, para hacer las predicciones del Branching y la fracción de decaimiento del canal 1 ( $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ ), se tuvieron en cuenta los mismos valores de los cálculos de la sección 4.2.1.

En la ecuación 4.18 el Branching calculado fue:

$$\begin{aligned}
Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) &= 0,00289379 \\
&\cong 2,9 \times 10^{-3}
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Para el decaimiento  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  por el caso 2 y haciendo uso de la ecuación 4.17 obtenemos el diferencial de ancho en función de  $q^2$ , de acuerdo a la figura 4.4:

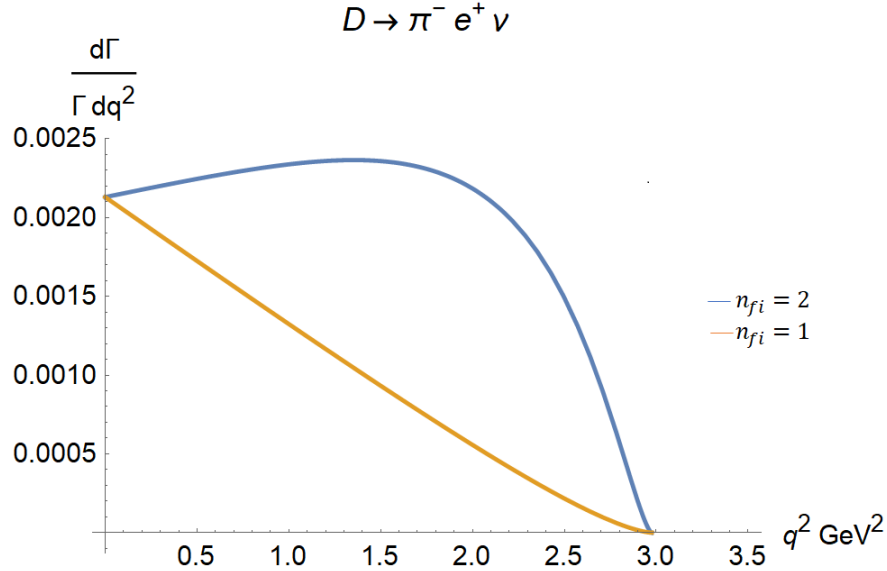


Figura 4.4:  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 2 ( $m_l = m_{e^+}$ )

### 4.3.2. $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$

Para el Caso 2 en el canal 2 de decaimiento ( $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ) la ecuación 4.13 se convierte en:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2}(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cs}|^2 K(q^2) \left(1 - \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right)^2 \\ &\times \left[ (K(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M_{D^0}^2 \left(1 - \frac{m_K^2}{M_{D^0}^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_{e^+}^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right], \end{aligned} \quad (4.20)$$

donde  $K(q^2)$  viene de la forma:  $K(q^2) = \frac{1}{2M_{D^0}} ((M_{D^0}^2 + m_K^2 - q^2)^2 - 4M_{D^0}^2 m_K^2)^{1/2}$ , en donde  $M_{D^0}$  es la masa del mesón  $D^0$  y  $m_K$  la masa del kaón.

Para el caso 2 la relación del Branching para el canal 2 ( $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ) es:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= \tau_D \frac{G_F^2}{24\pi^3} |V_{cs}|^2 \int_{e^+}^{(m_{D^0} - m_K)^2} K(q^2) \left(1 - \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right)^2 \\ &\times \left[ (K(q^2))^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_{e^+}^2}{q^2}\right) |F_+(q^2)|^2 + M_{D^0}^2 \left(1 - \frac{m_K^2}{M_{D^0}^2}\right)^2 \frac{3}{8} \frac{m_{e^+}^2}{q^2} |F_0(q^2)|^2 \right], \end{aligned} \quad (4.21)$$

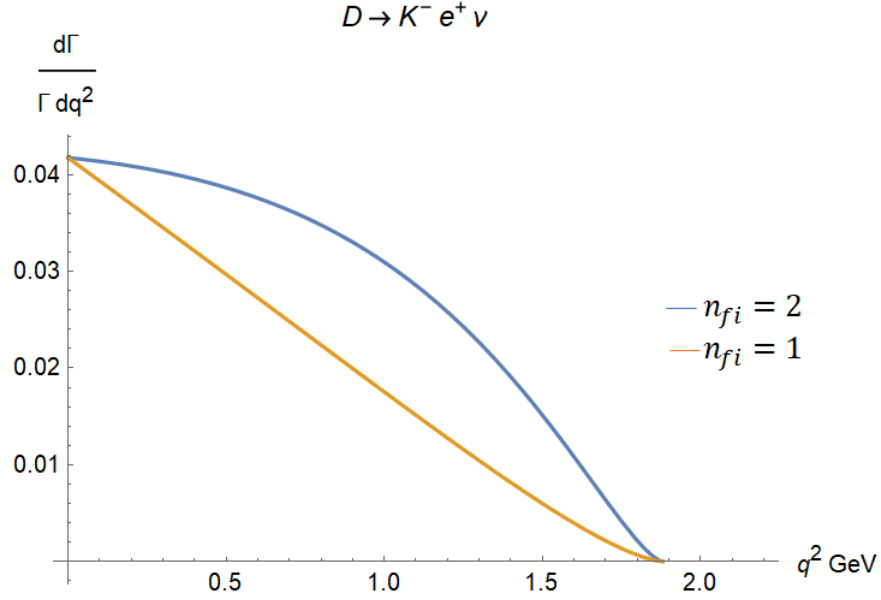
Como en los cálculos anteriores se hizo uso del software **Wolfram Mathematica**, se realizó el cálculo matemático, para hacer las predicciones del Branching y la fracción de decaimiento del canal 2 ( $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ), se tuvieron en cuenta los mismos valores de los cálculos de la sección 4.2.1 y 4.2.2.

En la ecuación 4.21 el Branching calculado es:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= 0,0321133 \\ &\cong 3,2 \times 10^{-2} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Para el decaimiento  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  por el Caso 2 y haciendo uso de la ecuación 4.20 obtenemos el diferencial de ancho de decaimiento en función de  $q^2$ , de acuerdo a la

figura 4.5:

Figura 4.5:  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 2 ( $m_l = m_{e^+}$ )

## 4.4. Branching en función de $q^2$ y los Factores de Forma

El estudio de los decaimientos semileptónicos del mesón D son útiles para extraer los Factores de Forma en este caso los de Pión y del kaón. Para los Factores de Forma relacionados con los decaimientos semileptónicos del mesón D, se tomo la ecuación 4.4, para especificar la dependencia de los Factores de Forma ( $F_{\pm}(q^2)$ ) con  $q^2$ , a continuación se tomo los valores experimentales de las razones de decaimiento y de acuerdo a la ecuación 4.8 se extrae el Factor de Forma del pión y de la ecuación 4.10 se extrae el Factor de Forma del Kaón esto con el fin de corroborar estos Factores de Forma con los tomados de la literatura y compararlos para encontrar un rango de validez de las ecuaciones usadas.



Haciendo uso del software **Wolfram Mathematica**, se realizó el cálculo matemático del Branching en función de  $q^2$  para demostrar la dependencia de los Factores de Forma, cabe aclarar que solo se hizo este calculo para el Caso 1, del cual se obtuvo la figura 4.6.

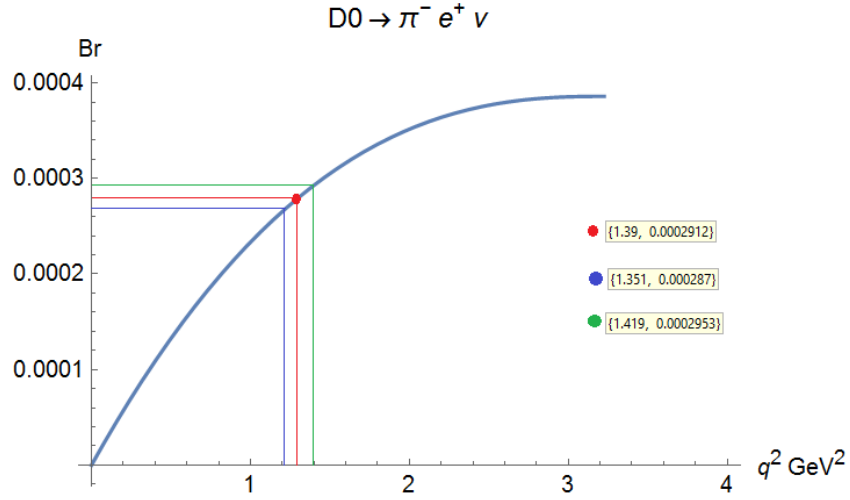


Figura 4.6:  $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$  Vs  $q^2$

De la figura 4.6 se extrajo como punto de referencia el valor del Branching de la literatura  $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) = 2,9 \pm 0,04 \times 10^{-4}$  (punto rojo) aceptado por el PDG [60], al cual al sumarse y restarse un (sigma)  $\sigma = \pm 0,04$  en la gráfica se obtienen los valores de los puntos azul y verde y así extraer el valor de  $q^2$  de la figura con los cuales se pueden hacer los siguientes cálculos:

$$\begin{aligned} Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) - \sigma &= 2,9 - 0,04 = 2,87 \\ Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) + \sigma &= 2,9 + 0,04 = 2,95 \end{aligned} \quad (4.23)$$

Por lo que el factor de forma para  $q^2 - \sigma$  (1,351 de la figura 4.6 ) quedaría:

$$\begin{aligned} F_\pi(q^2) &= \frac{F_\pi(0)}{1 - (q^2 - \sigma)/m_{\text{pole}}^2} \\ &= \frac{F_\pi(0)}{1 - 1,351/m_{\text{pole}}^2} \\ &= 1,03966 \end{aligned} \quad (4.24)$$

Y el Factor de Forma para  $q^2 + \sigma$  quedaría

$$\begin{aligned} F_\pi(q^2) &= \frac{F_\pi(0)}{1 - (q^2 + \sigma)/m_{\text{pole}}^2} \\ &= \frac{F_\pi(0)}{1 - 1,419/m_{\text{pole}}^2} \\ &= 1,06663 \end{aligned} \tag{4.25}$$

Donde  $F_\pi(0) = F_0$  y  $m_{\text{pole}}$  para el pi3n est3n dadas en la secci3n 4.1.1.

---

# Capítulo 5

## Conclusiones

Se estudiaron dos canales de decaimiento del mesón D, ( $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  y  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ ), en dos casos diferentes: Caso 1 en el que la masa del leptón se omitió ( $m_l \ll M_p$ ) y en un segundo Caso en el cual se ha teniendo en cuenta la masa del leptón.

Para el Caso 1 en el canal  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  se obtuvo el Branching con la ecuación 4.8 y el resultado obtenido fue  $2,9 \times 10^{-3}$  (ver ecuación 4.9), este valor corresponde con el valor publicado por el PDG el cual es  $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) = 2,91 \pm 0,04 \times 10^{-3}$ . [60], por el experimento BES II por debajo de  $3\sigma$ , por el experimento MARK III por debajo de  $4\sigma$  [55, 59].

. Los valores numéricos comparativos se presenta en el cuadro 5.1.

Para el Caso 1 en el canal  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  se cálculo el Branching con la ecuación 4.10, el valor obtenido fue de  $3,2 \times 10^{-2}$  (ver ecuación 4.11). Este valor difiere de los valores calculados en los experimentos con el MARK III por debajo de  $1\sigma$  [61], con el experimento BES II por debajo de  $1\sigma$  [59], y con el CLEOc por debajo de  $2\sigma$  El tratamiento matemático de este caso no contempla la masa del leptón, lo cual razonable ya que la masa del leptón es  $m_l \ll m_D, m_K$ , que es el método comúnmente utilizado para estos cálculos. [28, 55, 60, 61].

Para el Caso 2 en el canal  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  se obtuvo el Branching con la ecuación 4.18

el resultado obtenido fue  $2,9 \times 10^{-3}$  (ver ecuación 4.19). Este valor corresponde con el valor publicado por el PDG el cual es  $Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) = 2,91 \pm 0,04 \times 10^{-3}$ . [60], por el experimento BES II por debajo de  $3\sigma$ , por el experimento MARK III por debajo de  $4\sigma$  [55, 59].

Para el Caso 2 en el canal  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  se obtuvo el Branching con la ecuación 4.21 el resultado obtenido fue  $3,2 \times 10^{-2}$  (ver ecuación 4.22), Este valor difiere de los valores calculados en los experimentos con el MARK III por debajo de  $1\sigma$  [61], con el experimento BES II por debajo de  $1\sigma$  [59], y con el CLEOc por debajo de  $2\sigma$  El tratamiento matemático de este caso no contempla la masa del leptón, lo cual es razonable ya que la masa del leptón es  $m_l \ll m_D, m_K$ , que es el método comúnmente utilizado para estos cálculos.

Al comparar los resultados de los cálculos del Branching para el Caso 2 en el cual se tiene en consideración la masa del leptón ( $e^+$ ), tanto para el canal en el que se decae en piones como para el que decae en kaones, los resultados obtenidos son mas cercanos a los resultados publicados por experimentos, lo que indica que este método es mas sensible y real al momento de calcular este tipo de decaimientos.

A continuación se presentan los valores razones de decaimiento de los canales estudiados con los resultados calculado en el presente trabajo y los publicados en la literatura de diferentes experimentos.

Cuadro 5.1: Medidas del Branching para los canales estudiados

Cálculados	$Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$	$Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)$
Caso 1 ( $ml \ll M_P$ )	$2,9 \times 10^{-3}$	$3,2 \times 10^{-2}$
Caso 2 ( $ml = 0,51MeV$ )	$2,9 \times 10^{-3}$	$3,2 \times 10^{-2}$
Experimentos	$Br(D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)$	$Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)$
PDG	$2,91 \pm 0,04 \times 10^{-3}$	$3,538 \pm 0,033 \times 10^{-2}$
MARK III	$3,9 \pm 0,23 \times 10^{-3}$	$3,4 \pm 0,5 \times 10^{-2}$
BES II [59]	$3,3 \pm 0,13 \times 10^{-3}$	$3,82 \pm \pm 0,4 \times 10^{-2}$
CLEOc	$2,62 \pm 0,025 \times 10^{-3}$	$3,44 \pm 0,10 \times 10^{-2}$

Ademas para cada uno de los Casos se realizo el cálculo del Diferencial de Ancho de decaimiento en función de  $q^2$  para cada canal, con el fin de comparar con las curvas

que aparecen en la literatura [57],

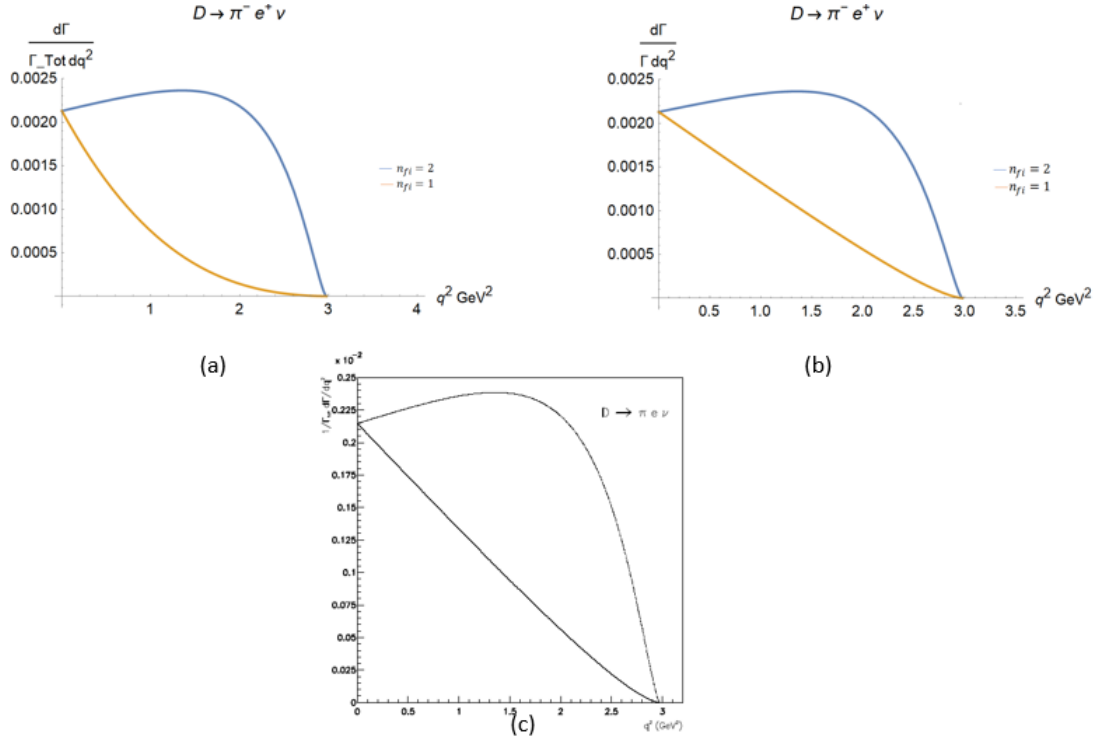


Figura 5.1:  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 1 y 2

La figura 5.1 es el diferencial de ancho en función de  $q^2$  para el canal  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ . (a) es del Caso 1 (ver figura 4.2), (b) es del Caso 2 (ver figura 4.4) y (c) es la curva teórica de  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$  tomada de la literatura [57], como es evidente el comportamiento de las curvas en cada parte de la figura ((a) y (b)) se asemejan al 5.1(c), pero se ve que en la parte (b) de 5.1 es la misma que en la parte (c) esto es debido a que esta figura sale del Caso 2 el cual tiene en cuenta la masa del leptón .

De la figura 5.2 es el Diferencial de Ancho en función de  $q^2$  para el canal  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ . (a) es del Caso 1 (ver figura 4.3), (b) es del Caso 2 (ver figura 4.5) y (c) es la curva teórica de  $1/\Gamma_{tot} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$  tomada de la literatura [57], como se puede apreciar en las partes ((a) y (b)) de la imagen el comportamiento

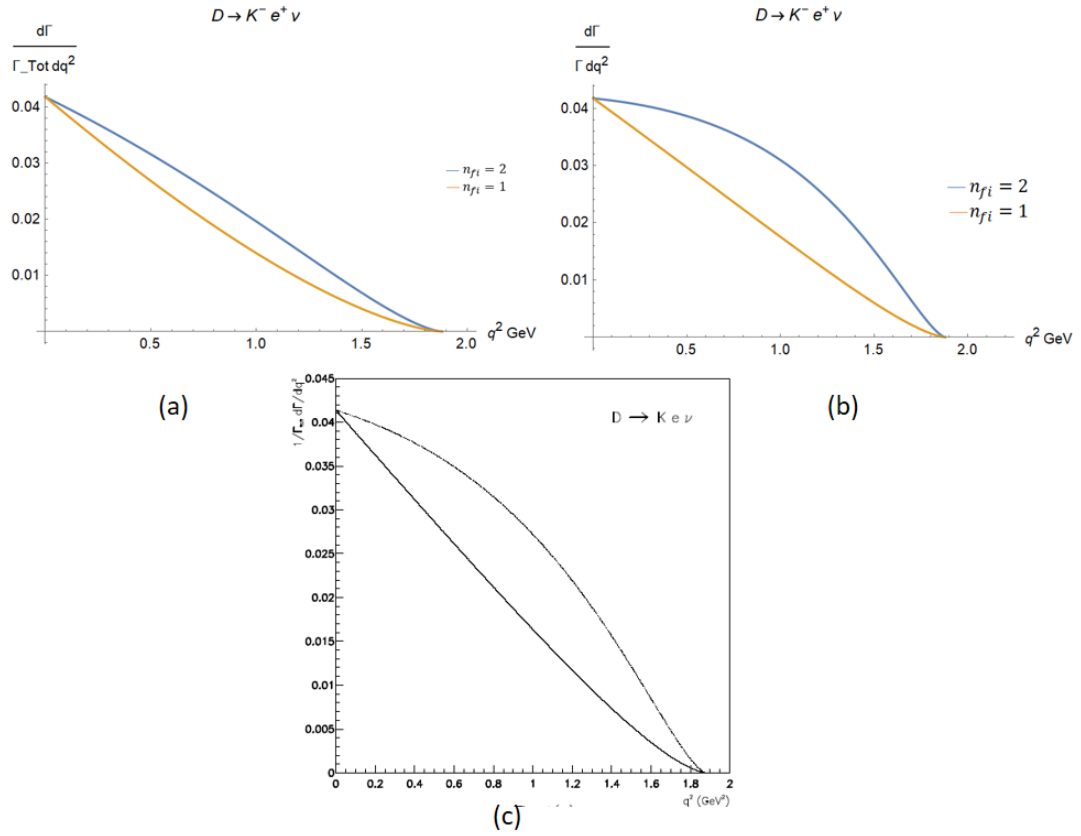


Figura 5.2:  $1/\Gamma_{\text{tot}} \frac{d\Gamma}{dq^2}$  Vs  $q^2$  para  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ , para el Caso 1 y 2

de las curvas es semejante al que se referencia de la literatura 5.1(c) incluso en los factores de escala no hubo diferencia lo que hace que aparentemente se crea que para los cálculos de los Kaones la masa del leptón no influye, lo que va en contradicción con los cálculos de Branching en cada Caso como vemos en las ecuaciones 4.11 y 4.24.

De la figura 4.6 se observa el Branching en función de  $q^2$  para el canal  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \bar{\nu}_e$ . Como el proceso de decaimientos semileptónico se utiliza para extraer los Factores de Forma  $F^{D\pi}$  y  $F^{DK}$  en nuestros cálculos encontramos de acuerdo con las ecuaciones 4.23 y 4.24 se obtuvo el rango de validez para  $F^{D\pi}$ ,  $1,03966 < F^{D\pi} < 1,06663$ , lo cual esta acorde con lo publicado en la literatura [55, 57].

Se realizo una fundamentación del formalismo matemático para el desarrollo de de-

caimientos semileptónicos, cabe aclarar que esto no se ve en ningún curso formal de pre-grado, en el que se realizó el análisis fenomenológico logrando así la reproducción de dos artículos científicos de primer nivel para luego hacer sus respectivas comparaciones.

En la física de partículas nos interesa el decaimiento de las partículas inestables como el mesón D, Los decaimientos semileptónicos son ideales para estudiar la interacción débil; Así, el proceso de desintegración semileptónico es un buen laboratorio tanto para estudiar el mecanismo de mezcla de quarks como para probar las técnicas teóricas desarrolladas para calcular el elemento de matriz hadrónico y además son buenas fuentes para el conocimiento de los Factores de Forma tanto experimental como teóricamente.

---

# Apéndice A

## Matriz de Mezcla CKM

La matriz CKM (Cabibbo - Kobayashi - Maskawa) se debe a los investigadores de la Universidad de Kyoto, *Makoto Kobayashi* y *Toshihide Maskawa* quienes descubrieron que el modelo de Cabibbo con cuatro quarks era incompatible con la violación de la simetría CP, en procesos débiles (no se podía explicar la violación de CP a través de la matriz de Cabibbo), esta conclusión fue presentada en 1973 en el artículo *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, donde propusieron que la rotura de la simetría CP podría acomodarse en la teoría de las interacciones débiles sólo si se añadiera una tercera familia de quarks. La forma natural de hacerlo es extender de manera consecuente el modelo original de Cabibbo [69].

la matriz CKM describe la masa de los quarks arriba (u, c y t) a partir de la masa de los quarks abajo (d, s y b) (ver imagen 2.1). Los estados cuánticos de los quarks según la cromodinámica cuántica (QCD) están desacoplados, el estado  $|u\rangle$  y el  $|d\rangle$  no están relacionados entre sí y la interacción fuerte no puede permitir que un quark  $|d\rangle$  se transforme en un quark  $|u\rangle$ , incluso a sabiendas que el  $|d\rangle$  tiene mayor masa que el  $|u\rangle$ . Sin embargo, los estados cuánticos de los quarks según la teoría electrodébil (EWT) están acoplados entre sí y esta interacción permite que un quark abajo se desintegre en un quark arriba (si lo permite la ley de conservación de la masa) y viceversa; pero no es posible que un quark tipo abajo se desintegre en otro quark tipo abajo y tampoco puede ocurrir con los quarks tipo arriba.

Estas desintegraciones con cambio de sabor indican que los estados cuánticos de los



quarks tipo abajo según la EWT (llamados  $|d'\rangle$ ,  $|s'\rangle$  y  $|b'\rangle$ ) , los que están asociados a los quarks arriba ( $|u\rangle$ ,  $|c\rangle$  y  $|t\rangle$ ) , son una mezcla de los estados de los quarks tipo abajo ( $|d\rangle$ ,  $|s\rangle$  y  $|b\rangle$ ) . La conservación cuántica de las probabilidades requiere que la matriz que transforma los estados tipo abajo en los estados tipo arriba sea una matriz unitaria (una matriz de números complejos cuya inversa es igual a su traspuesta conjugada), con lo que la transformación toma la forma:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}$$

Así  $d'$ ,  $s'$  y  $b'$ , en lugar de  $d$ ,  $s$  y  $b$ , están asociados a  $u$ ,  $c$  y  $t$ , respectivamente, dentro de las interacciones débiles, es así como finalmente surgen las relaciones:

$$|d'\rangle = V_{ud}|d\rangle + V_{us}|s\rangle + V_{ub}|b\rangle \quad (\text{A.1})$$

$$|s'\rangle = V_{cd}|d\rangle + V_{cs}|s\rangle + V_{cb}|b\rangle \quad (\text{A.2})$$

$$|b'\rangle = V_{td}|d\rangle + V_{ts}|s\rangle + V_{tb}|b\rangle \quad (\text{A.3})$$

los valores de los elementos de la matriz CKM actualmente aceptados son [70]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,97427 \pm 0,00015 & 0,22534 \pm 0,00065 & 0,00351^{+0,00015}_{-0,00014} \\ 0,22520 \pm 0,00065 & 0,97344 \pm 0,00016 & 0,0412^{+0,0011}_{-0,0005} \\ 0,00867^{+0,00029}_{-0,00031} & 0,0404^{+0,0011}_{-0,0005} & 0,999146^{+0,000021}_{-0,000046} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

---

## Apéndice B

# Regla de Oro de Fermi para Decaimientos

Suponiendo que una partícula decae en  $n$  partículas  $1 \rightarrow 2 + 3 + 4 + \dots + n$ , la regla de oro toma la forma [1]:

$$d\Gamma = |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_i} \left[ \left( \frac{cd^3 \vec{P}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \right) \left( \frac{cd^3 \vec{P}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) \cdots \left( \frac{cd^3 \vec{P}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right) \right] \times (2\pi)^4 \delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_3 \dots - \mathbf{P}_n), \quad (\text{B.1})$$

donde  $m_i$  es la masa de la  $i$ -ésima partícula y  $\mathbf{P}_i$  es el cuadri-momentum.  $S = \frac{1}{j!}$  es un factor estadístico que corrige el doble conteo cuando hay partículas idénticas en el estado final y  $j$  es el número de partículas idénticas en el estado final luego del decaimiento. La función  $\delta$  garantiza el principio de conservación de la energía y momento los cuales conforman el espacio de fase, con los cuadrimomentos y las energías de cada partícula están dadas por:

$$\mathbf{P}_i = \left( \frac{E_i}{c}, \vec{P}_i \right), \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{E_i}{c} = \sqrt{m_i^2 c^2 + \vec{P}_i^2}$$

Considerando un caso general en el que una partícula de masa  $m_1$  decae en 2 dife-

rentes, de masas  $m_2$  y  $m_3$  ( $1 \rightarrow 2 + 3$ ), entonces la ecuación B.1 sera:

$$d\Gamma = |\mathcal{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_i} \left[ \left( \frac{cd^3 \vec{P}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \right) \left( \frac{cd^3 \vec{P}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right) \right] \times (2\pi)^4 \delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_3) \quad (\text{B.3})$$

Por otro lado para facilitar el problema se supone a la partícula 1 en reposo, entonces el cuadrimomento es de la forma  $\mathbf{P}_1 = \left( \frac{E_1}{c}, 0 \right)$ , luego su energía es  $E_1 = m_1 c^2$  y las componentes del cuadrimomento son  $\mathbf{P}_1^0 = m_1 c$  y  $\vec{P}_1 = 0$ . Las energías y los cuadrimomentos de las partículas después del reposo están dadas ecuaciones B.2.

ahora se separan las componentes de la función  $\delta$  de la siguiente forma:

$$\delta^4(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_3) = \delta(P_1^0 - P_2^0 - P_3^0) \delta^3(\vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3) \quad (\text{B.4})$$

Entonces

$$\Gamma = \frac{S}{2\hbar m_i} \frac{(2\pi)^4 c^2}{4(2\pi)^6} \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{E_2 E_3} \delta(P_1^0 - P_2^0 - P_3^0) \delta^3(\vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3) d^3 \vec{P}_2 d^3 \vec{P}_3 \quad (\text{B.5})$$

haciendo uso de  $\mathbf{P}_i = \left( \frac{E_i}{c}, \vec{P}_i \right)$  y teniendo en cuenta que  $\vec{P}_1 = 0$  tenemos B.5 queda:

$$\Gamma = \frac{S c^2}{32\pi^2 \hbar m_1} \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{E_2 E_3} \delta\left(m_1 c - \frac{E_2}{c} - \frac{E_3}{c}\right) \delta^3(-\vec{P}_2 - \vec{P}_3) d^3 \vec{P}_2 d^3 \vec{P}_3, \quad (\text{B.6})$$

aplicando  $\frac{E_i}{c} = \sqrt{m_i^2 c^2 + \vec{P}_i^2}$  se tiene:

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2 \hbar m_1} \int \frac{|\mathcal{M}|^2 \delta\left(m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}\right)}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}} \times \delta^3(-\vec{P}_2 - \vec{P}_3) d^3 \vec{P}_2 d^3 \vec{P}_3 \quad (\text{B.7})$$

Utilizando las propiedades 1 y 2 de la función  $\delta$  (ver apéndice C).

$$\delta^3(-P_2 - P_3) = \delta^3(-[P_2 + P_3]) = \delta^3(P_2 + P_3)$$

De lo anterior se obtiene por conservación del momento  $P_2 = -P_3$

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1} \int \frac{|\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2} \right)}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}} \times \delta^3(\vec{P}_2 + \vec{P}_3) d^3 \vec{P}_2 d^3 \vec{P}_3 \quad (\text{B.8})$$

Integrando sobre  $\vec{P}_3$ .

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1} \int \frac{|\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2} \right)}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}} d^3 \vec{P}_2 \quad (\text{B.9})$$

Se ve claramente que  $|\mathcal{M}|^2$  está solo en función de  $\vec{P}_2$ , para solucionar la integral de  $\vec{P}_2$  se puede tomar el diferencial de volumen en coordenadas esféricas ( $d^3 \vec{P}_2 = \vec{P}_2^2 d\vec{P}_2 \sin\theta d\theta d\phi$ ), por lo que B.9 queda:

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1} \int_V \frac{|\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2} \right)}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}} \vec{P}_2^2 d\vec{P}_2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (\text{B.10})$$

Resolviendo la parte angular de la integral se tiene

$$d^3 \vec{P}_2 = 4\pi \vec{P}_2^2 d\vec{P}_2 \quad (\text{B.11})$$

reemplazando B.11 en B.10, y cambiando los limites de la integral de volumen V de 0 a  $\infty$

$$\Gamma = \frac{S}{32\pi^2\hbar m_1} \int_0^\infty |\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2} \right) \frac{4\pi \vec{P}_2^2 d\vec{P}_2}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2}}, \quad (\text{B.12})$$

factorizando se tiene

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m_1} \int_0^\infty |\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1 c - \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_3^2} \right) \vec{P}_2^2 d\vec{P}_2, \quad (\text{B.13})$$

Ahora realizando un cambio de variables, como  $E_1 = E_2 + E_3$  la energía de las partículas generadas con el decaimiento, donde las dos energías  $E_2$  y  $E_3$  dependen de  $\vec{P}_2$ , ya que al realizar una de las integrales sobre  $\vec{P}_2$  con la función  $\delta$  los momentos en valor absoluto da  $\vec{P}_3 = \vec{P}_2$

$$\begin{aligned} E &= E_2 + E_3 \\ E &= c \left( \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} + \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_2^2} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

derivando con respecto a  $\vec{P}_2$

$$dE = c \left( \frac{|\vec{P}_2|}{\sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2}} + \frac{|\vec{P}_2|}{\sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_2^2}} \right) d\vec{P}_2 \quad (\text{B.15})$$

resolviendo

$$dE = c \left( \frac{|\vec{P}_2| \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_2^2} + |\vec{P}_2| \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2}}{\left( \sqrt{m_2^2 c^2 + \vec{P}_2^2} \right) \left( \sqrt{m_3^2 c^2 + \vec{P}_2^2} \right)} \right) d\vec{P}_2 \quad (\text{B.16})$$

multiplicando  $c$  se llega:

$$dE = \left( \frac{|\vec{P}_2|c\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2} + |\vec{P}_2|c\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2}}{\left(\sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)\left(\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)} \right) d\vec{P}_2 \quad (\text{B.17})$$

haciendo B.3

$$dE = \left( \frac{|\vec{P}_2|E_2 + |\vec{P}_2|E_3}{\left(\sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)\left(\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)} \right) d\vec{P}_2, \quad (\text{B.18})$$

factorizando  $|\vec{P}_2|$  y teniendo que  $E = E_2 + E_3$  se tiene:

$$dE = \frac{\vec{P}_2 E}{\left(\sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)\left(\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)} d\vec{P}_2, \quad (\text{B.19})$$

de lo anterior se obtiene:

$$\frac{dE}{E} = \frac{\vec{P}_2 d\vec{P}_2}{\left(\sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)\left(\sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2}\right)} \quad (\text{B.20})$$

Remplazando B.20 en B.13

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m_1} \int_0^\infty |\mathcal{M}|^2 \delta \left( m_1c - \sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2} \right) \frac{\vec{P}_2^2}{E} dE, \quad (\text{B.21})$$

del termino  $\delta \left( m_1c - \sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2} \right)$  tenemos

$$\begin{aligned} & \delta \left( m_1c - \sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2} - \sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2} \right) \\ &= \delta \left( m_1c - \left[ \sqrt{m_2^2c^2 + \vec{P}_2^2} + \sqrt{m_3^2c^2 + \vec{P}_2^2} \right] \right) \\ &= \delta \left( m_1c - \left[ \frac{E_2}{c} + \frac{E_3}{c} \right] \right) \\ &= \delta \left( m_1c - \frac{E}{c} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Sustituyendo B.22 en B.21 tenemos:

$$\Gamma = \frac{S}{8\pi\hbar m_1} \int_0^\infty \frac{|\mathcal{M}|^2}{E} |\vec{P}_2| \delta \left( m_1 c - \frac{E}{c} \right) dE \quad (\text{B.23})$$

Aplicando las propiedades (2, 6 y 7) de la función delta (Ver Apéndice C) tenemos que el ancho de decaimiento sera:

$$\Gamma = \frac{S|\mathcal{M}|^2|\vec{P}_2|}{8\pi\hbar m_1^2 c} \quad (\text{B.24})$$

Donde la ecuación B.24 proporciona una forma de obtener el valor para el ancho de decaimiento en un proceso donde una partícula decae en otras dos, en términos de la amplitud  $\mathcal{M}$  del proceso y la magnitud del tri-momento de cualquiera de las partículas generadas. Ya que la energía de la partícula uno es  $E = m_1 c^2$ , sea  $|\vec{P}|$  la magnitud de cualquiera de los momentos de las partículas generadas después del proceso, en función de las masas  $m_1, m_2, m_3$  para el cual la energía se conserva.

---

# Apéndice C

## Función Delta

La función delta de Dirac representó durante la primera mitad del siglo XX. Disciplinas como la Mecánica Cuántica, necesitadas de una “función impulso” con propiedades muy específicas, y con poco sustento matemático, hubieron de esperar hasta 1950 a que el matemático francés *Laurent Schwartz*, resolviera la cuestión, formulando además con ello la Teoría de Distribuciones, proveyendo de métodos eficientes y novedosos al Análisis Matemático [71].

La distribución Delta de Dirac  $\delta(x)$  es una función introducida por el físico Inglés Paúl Dirac, la cual define una función en forma integral sobre cierto espacio de funciones. Esta función de distribución constituye una aproximación muy útil para funciones pico y representa el mismo tipo de abstracción matemática que una carga o masa puntual. Además, la distribución delta de Dirac permite definir la derivada generalizada de funciones discontinuas [72].

Las propiedades de esta función  $\delta$  son:

1.  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x - a)dx = f(a)$ .

2.  $\delta(x) = \delta(-x)$ .

3.  $\int_a^b f(x)\delta(x - x_0)dx = \begin{cases} f(x_0) & \text{si } a < x_0 < b \\ 0 & \text{si } x_0 < a \text{ o } x_0 > b \end{cases}$ .

4.  $f(x)\delta'(x) = f'(x)\delta(x)$ .



5.  $x^n \delta(x) = 0$  para todo  $n > 0$  y  $x \in \mathbb{R}$ .
6.  $\delta(ax - b) = \frac{1}{|a|} \delta\left(x - \frac{b}{a}\right)$  para todo  $a \neq 0$ .
7.  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1$ .
8.  $f(x) \delta(x - a) = f(a) \delta(x - a)$ .
9.  $f(x) \delta'(x - a) = f(a) \delta'(x - a) - f'(a) \delta(x - a)$ .
10.  $\delta(f(x)) = \sum_n \frac{\delta(x - x_n)}{|f'(x_n)|}$  con  $f(x_n) = 0$  y  $f'(x_n) \neq 0$ .
11.  $\delta(w) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iwt} dt$ .

---

# Bibliografía

- [1] Griffiths D. INTRODUCTION TO ELEMENTARY PARTICLES second edition, WILEY-VCH, 2008.
- [2] F. Halzen A. Martin, Quarks and Leptons An Introductory Course in Modern Particle Physics, Jhon Wiley and Sons inc, 1984.
- [3] P.J. Mulders, Elementary particles, I. S. HUGHES, THIRD EDITION 1991.
- [4] Peskin M., Schroeder D. An introduction to quantum field theory, Perseus, 1995.
- [5] Donal H Perkins, introduction to high Energy physics, Cambridge University press, 2000.
- [6] Serway, Raymond A., Moses, Claement J. y Moyer, Curt A. 1997. Modern Physics, Saunders College Publishing, Fort Worth, USA 688 pp.
- [7] Kaufmann, William J. III, Universe, 3rd Ed., W. H. Freeman, 1991.
- [8] W. Buchmüller, C. Lüdeling, Field Theory and Standard Model, lectures given at the European School of High-Energy Physics, August 2005, Kitzbuehel, Austria, [arXiv:hep-ph/0609174v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609174).
- [9] Kane, G. The dawn of physics beyond the standard model. Scientific American , June: 56-63, 2003.
- [10] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, <http://pdg.lbl.gov/2017/tables/rpp2017-sum-baryons.pdf>, 100001 (2016) and 2017.

- 
- [11] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, <http://pdg.lbl.gov/2017/tables/rpp2017-sum-mesons.pdf>, 100001 (2016) and 2017.
- [12] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, <http://pdg.lbl.gov/2017/tables/rpp2017-sum-leptons.pdf>, 100001 (2016) and 2017.
- [13] Anders Ryd, Introduction to the Standard Model of elementary particle physics, physics.cornell, 2011.
- [14] José A. Quiñones González, Nuevos aspectos en el estudio de la partícula D en el experimento FOCUS de Fermilab, UNIVERSIDAD DE PUERTO RICO RECINTO UNIVERSITARIO DE MAYAGEZ, 2005.
- [15] Alan J. Barr, Lectures: Subatomic physics, Decays, resonances and scattering, Oxford Physics Department, <http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/~barra/teaching/resonances.pdf>, 2009.
- [16] J. Lorenzo Díaz, Bryan O. Larios and O. Meza Aldama, An Introduction to the Massive Helicity Formalism with applications to the Electroweak SM, Journal of Physics: Conference Series, Volume 761, Number 1, [ArXiv:1608,04129](https://arxiv.org/abs/1608.04129), 2016.
- [17] James Cresser, Quantum Physics Notes Master, chapter 6, university Macquarie, <http://physics.mq.edu.au/~jcresser/Phys301/>.
- [18] CERN Scientific Information Service, Particle Data Group, ELSEVIER, 2008.
- [19] Rohlf, James William, Modern Physics from a to Z0, Wiley, 1994.
- [20] Cahn, Robert N. y Goldhaber, Gerson 1989. The Experimental Foundations of Particles Physics, Cambridge Universtiy Press Cambridge, Cambridge, United Kingdom, 2009.
- [21] Bengt Friman; Su Houng Lee; Taesoo Song, D mesons in matter and the in-medium properties of charmonium, J.-P. Blaizot, 2002.
- [22] U.-G. Meiner W. Plessas, Lectures on Flavor Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004

- 
- [23] C. Cawlfeld et al, CLEO Collaboration, Limits on Neutral D Mixing in Semi-leptonic Decays, Phys.Rev.D71:077101,2005, [arXiv:hep-ex/0502012v1](#).
- [24] Manuel Valverde Hermosilla, Interacción neutrino-núcleo a energías intermedias, 2007.
- [25] Adolfo Vicente Chamorro Gómez, Identificación de eventos cuasielásticos de corriente cargada (QEL-CC) en el detector de neutrinos del experimento MINER $\nu$ A, 2013.
- [26] M. Artuso et al (CLEO Collaboration), Measurement of exclusive D meson decays to  $\eta$  and  $\eta'$  final states and SU(3) amplitude analysis, 2008, [arXiv:0802.2664v2](#).
- [27] Hai-Yang Cheng, Institute of Physics, Academia Sinica Taipei, Hadronic D Decays Involving Scalar Mesons, Phys.Rev. D67 (2003) 034024, [arXiv:hep-ph/0212117v3](#).
- [28] : C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017.
- [29] Xin Shi, MEASUREMENT OF ABSOLUTE HADRONIC BRANCHING FRACTIONS OF D MESONS, Presented to the Faculty of the Graduate School of Cornell University, 2011.
- [30] Harry Nelson, Compilation of  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$  Mixing Predictions, [arXiv:hep-ex/9908021v1](#), 1999.
- [31] Joaquín Gómez, Partículas elementales, Universidad de Sevilla, 2001.
- [32] Nicanor Poveda T, R. Martinez M, J.-Alexis. Rodriguez, CSCC EN EL DECAIMIENTO DE LOS MESONES B CON EL MODELO 2HDM TIPO III, REVISTA COLOMBIANA DE FISICA, VOL.38, No.3, 2006.
- [33] J. F. Richman and P. R. Burchat, Rev. Mod. Phys. 67, 893 (1995); S. Stone, [hep-ph/9610305](#).

- [34] NELSON ANTONIO GALVIS JAIMES, ESTUDIO DEL DECAIMIEN-  
TO NO LEPTÓNICO DEL MESÓN EN B EN PSEUDOESCALAR-  
PSEUDOESCALAR, Universidad de Pamplona, 2009.
- [35] M. Antonelli, D. M. Asner, D. A. Bauer, T. G. Becher, M. Beneke, A. J. Be-  
van, M. Blanke and C. Bloise *et al.*, Phys. Rept. **494**, 197 (2010) [arXiv:  
0907.5386 \[hep-ph\]](#). Ryd:2009uf, Artuso:2008vf, Antonelli:2009ws
- [36] A. Abada *et al.*, Nucl Phys. B619 (2001) 565.
- [37] A. Abada *et al.*, Nucl Phys. B619 (2001) 565.
- [38] C. Aubin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 011601.
- [39] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B147 (1979) 385;  
448.
- [40] T.M. Aliev, V.L. Eletskii, and Ya. I. Kogan, Sov. J. Nucl. Phys. 40 (1984) 527;  
A.A. Ovchinnikov and V.A. Slobodenyuk, Z. Phys. C44 (1989) 433; V.N. Baier  
and Grozin, Z. Phys. C47 (1990) 669; A.A. Ovchinnikov, Sov. J. Nucl. Phys. 50  
(1989) 519.
- [41] W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. B77 (1978) 331.
- [42] P. Ball, V.M. Braun and H.G. Dosch, Phys. Rev. D44 (1991) 3567; P. Ball,  
Phys. Rev. D48 (1993) 3190.
- [43] P. Colangelo and F. De Fazio, Phys. Lett. B 520 (2001) 78.
- [44] D.S. Du, J.W. Li and M.Z. Yang, Eur. Phys. J. C37 (2004) 173.
- [45] CLEO Collaboration, A. Anastassov *et al.*, Phys. Rev. D55 (1997) 2559; Phys.  
Rev. D58 (1998) 11904 (Erratum).
- [46] B. Shwartz, New precise determination of the tau lepton mass at the KEDR  
detector, report at this conference.
- [47] M. Shapkin, Measurement of the mass of the tau-lepton, report at this confe-  
rence.

- [48] A. Bogomyagkov et al., ?Research of Possibility to use Beam Polarization for Absolute Energy Calibration in High-precision Measurement of Tau Lepton Mass at VEPP-4M.?, Presented at the 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004), Lucerne, Switzerland, July 5-9, 2004.
- [49] E.A. Kuraev and V.S. Fadini, Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) 466; G. Altarelli and G. Martinelli, CERN 86-02 (1986) 47; O. Nicosini and L. Trentadue, Phys. Lett. B196 (1987) 551; F.A. Berends, G. Burgers and W.L. Neerven, Nucl. Phys. B297 (1988) 429; Nucl. Phys. B304 (1988) 921.
- [50] Damir Becirevic, Alexei B. Kaidalov, Comment on the heavy  $\rightarrow$  light form factors, Unite Mixte de Recherche C7644 du Centre National de la Recherche Scientifique, [arXiv:hep-ph/9904490v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9904490v2), 20 May 1999.
- [51] P. Ruiz-Femenia and A. Pich, Phys. Rev. D64 (2001) 053001.
- [52] F.A. Berends, K.J.F. Gaemers and R. Gastmans, Nucl. Phys. B57 (1973) 381; F.A. Berends and G.J. Komen, Phys. Lett. B63 (1976) 432.
- [53] M. Ablikim et al. (BES Collaboration), Phys. Lett. B597 (2004) 39.
- [54] Castro, Ricardo. E. y Muñoz, José. Decaimientos no leptónicos de uno a dos cuerpos del mesón Bc incluyendo mesones excitados orbitalmente en el estado final, Revista Tumbaga (2012), 7, vol. II.
- [55] Kuang-Ta Chao, Yifang Wang, IHEP-Physics-Report-BES-III-2008-001-v1.
- [56] M. Wirbel, B. Stech and M. Bauer, Z. Phys. C 29, 637 (1985); 34, 103 (1987); M. Bauer and M. Wirbel, Z. Phys. C 42, 671 (1989).
- [57] Dae Sung Hwang, Do-Won Kim, Form Factors in D Meson Decays, [arXiv:hep-ph/9806362v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806362v2), 1999.
- [58] J. H. Muñoz, J. F. Sánchez y J. Posada, ANALISIS DE LOS FACTORES DE FORMA EN DECAIMIENTOS SEMILEPTONICOS DEL B Y EL D EN MESONES SEUDOESCALARES, REVISTA COLOMBIANA DE FISICA, VOL.34, No.1, 2002.

- [59] M. Ablikim et al., (BES Collab.) Phys.Lett. B597 (2004) 39.
- [60] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 updatePDG.
- [61] G.S. Huang et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 011802.
- [62] J.M. Rauch and F. Rohrlich, The Theory of Photons and Electrons, Addison-Wesley, 1959.
- [63] Helen Quinn, B Physics and CP Violation E-mail: quinn@slac.stanford.edu [[arXiv:hep-ph/0111177v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0111177v1) 14 Nov 2001], California 94309. UGVA-DPT.
- [64] D. Fakirov and B. Stech, Nucl. Phys. B 133, 315 (1978).  
N. Cabibbo and L. Maiani, Phys. Lett. B 73, 418 (1978) [Erratum-ibid. B 76, 663 (1978)].  
M. J. Dugan and B. Grinstein, Phys. Lett. B 255, 583 (1991).
- [65] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert, C.T. Sachrajda, QCD Factorization for B Decays: Strong Phases and CP Violation in the Heavy Quark Limit, [<http://arxiv.org/abs/hep-ph/9905312v1>, 11 de may 1999].  
M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C.T. Sachrajda, [[arXiv:hep-ph/0006124](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006124)].  
G.P. Lepage and S.J. Brodsky, Phys. Rev. D 22, 2157 (1980).
- [66] Jose F. Nieves, Palash B. Pal, Generalized Fierz identities, [<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0306087v1>, 11 de Juniode 2003], V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B 249, 445 (1985) [Yad. Fiz. 41, 1063 (1985)].
- [67] J. D. Bjorken, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 11, 325 (1989).  
M.J. Dugan and B. Grinstein, Phys. Lett. B 255 (1991) 583.
- [68] M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, Z. Phys. C 34, 103 (1987).  
M. Wirbel, B. Stech and M. Bauer, Z. Phys. C 29, 637 (1985).

- 
- [69] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction, <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/49/652>
- [70] A. Ceccucci (CERN) y Y.Sakai(KEK). (Particle Data Group), THE CKM QUARKMIXING MATRIX, <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2012-rev-ckm-matrix.pdf>, 2012.
- [71] Juan Antonio Pérez, Universidad Autónoma de Zacatecas, La distribución Delta, (In memoriam Laurent Schwartz) (2003).
- [72] Jairo Arciniegas F, Trabajo de Grado, Estudio del Proceso de dispersión  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , Universidad de Pamplona 2015.