

FÍSICA DEL BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

LILIANA ISABEL BENAVIDES LÓPEZ

UNIVERSIDAD DE NARIÑO  
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
SAN JUAN DE PASTO  
2005

# FÍSICA DEL BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

LILIANA ISABEL BENAVIDES LÓPEZ

Trabajo de grado realizado para optar por el título de Físico

Asesor : Dr. Juan Bautista Florez Moreno

UNIVERSIDAD DE NARIÑO  
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
SAN JUAN DE PASTO  
2005

Nota de aceptación

---

---

---

---

---

---

---

Firma del presidente del jurado

---

Firma del jurado

---

Firma del jurado

San Juan de Pasto, \_\_, \_\_, 2005.

A Dios, por ser el autor de mi vida y permitirme alcanzar esta meta.

A mis padres, por el apoyo y la comprensión que nunca me faltó y estoy segura, que jamás me faltará. Gracias por su paciencia y amistad, y sobre todo por soportarme.

Con mucho amor para mis tormentos: Luís Carlos y mi bebé, quienes son el motivo de mi lucha por salir adelante. Aunque pasemos poco tiempo juntos, siempre los llevo en mi corazón.

A mis familiares, de quienes he recibido mucho más de lo que he esperado. A mis abuelitos por toda esa descarga de amor; a mis tías y primos por su invaluable amistad y cariño. Gracias por creer en mí.

A quien se ganó un lugar muy especial en mi vida, por haberla llenado de gratos y amargos momentos. Gracias por eso y mucho más...

## **AGRADECIMIENTOS**

Mi más sincero sentimiento de gratitud y respeto a mi asesor, por su paciencia y dedicación, ya que sin su ayuda hubiese sido imposible el desarrollo y culminación de este trabajo. Gracias por compartir conmigo una parte de sus conocimientos.

A los pocos amigos que de una u otra forma aportaron a mi trabajo. Gracias por los buenos y malos momentos que con ustedes compartí a lo largo de la carrera. Deseo para todos ustedes lo mejor del mundo, y el éxito que todos nos merecemos.

En general, a la universidad que inició mi formación como profesional, cuyo nombre llevare siempre en alto con mucho orgullo.

## CONTENIDO

	pág.
RESUMEN	
INTRODUCCIÓN	12
OBJETIVOS	14
1. MODELO ESTÁNDAR	15
1.1 PARTÍCULAS E INTERACCIONES	15
1.2 CLASIFICACIÓN DE LAS PARTÍCULAS	16
1.2.1 Clasificación según el valor de su spín	17
1.2.2 Clasificación según su estructura interna	17
1.3 INTERACCIONES FUNDAMENTALES	17
1.3.1 Interacción gravitatoria	18
1.3.2 Interacción electromagnética	18
1.3.3 Interacción nuclear débil	18
1.3.4 Interacción nuclear fuerte	19
1.4 TEORÍA DE FERMI	19

1.4.1 Problemas con la fenomenología de Fermi	22
2. TEORÍA ELECTRODÉBIL DE GLASHOW – WEINBERG – SALAM	29
2.1 DENSIDAD LAGRANGIANA	32
2.1.1 Rompimiento espontáneo de simetría	36
2.2 PREDICCIÓN DE LAS MASAS DE LOS BOSONES $W^?$ Y $Z$	41
2.3 ACOPLÉS UTILIZADOS EN LOS LAGRANGIANOS	42
2.3.1 Corrientes cargadas	42
2.3.2 Corrientes neutras	42
2.3.3 Acoples	43
2.4 CRÍTICA DEL MODELO ESTÁNDAR	43
3. FÍSICA DEL BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO	46
3.1 LAGRANGIANO	46
3.2 DECAIMIENTO DE UN BOSÓN VECTORIAL EN DOS FERMIONES	47
3.3 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $Z$	49
3.3.1 Decaimientos leptónicos	49
3.3.2 Decaimientos hadrónicos	50

3.4 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $W^?$	50
3.4.1 Decaimientos leptónicos	51
3.4.2 Decaimientos hadrónicos	51
3.5 PROCESOS QUE INCLUYEN BOSONES VECTORIALES	52
3.5.1 Dispersión $\gamma e^? \gamma \gamma e^?$	52
3.5.2 Dispersión $\gamma_e e^? \gamma \gamma_e e^?$	54
3.5.3 Efectos de interferencia electrodébil en la aniquilación $e^? e^?$	55
4. CÁLCULOS NUMÉRICOS	59
4.1 MASAS DE LOS BOSONES $Z$ Y $W^?$ , Y ÁNGULO DE WEINBERG	59
4.2 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $Z$	60
4.3 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $W^?$	61
4.4 DISPERSIÓN $\gamma e^? \gamma \gamma e^?$	62
4.5 DISPERSIÓN $\gamma_e e^? \gamma \gamma_e e^?$	62
4.6 EFECTOS DE INTERFERENCIA ELECTRODÉBIL EN LA ANIQUILACIÓN $e^? e^?$	62
5. CONCLUSIONES	64



BIBLIOGRAFÍA

65

APÉNDICES

67

## **RESUMEN**

Iniciando con un breve recuento de lo que ha constituido la historia de las partículas e interacciones, en este trabajo se presenta un estudio general del Modelo Estándar, incluyendo tanto procesos físicos como predicciones teóricas para poder llevar a cabo la respectiva confrontación con los últimos resultados experimentales.

El estudio de la teoría electrodébil se hace como un preámbulo para abordar la fenomenología de los bosones vectoriales, que es básicamente el objetivo central del trabajo. Después de realizar los cálculos teóricos y numéricos de los procesos que implican bosones vectoriales, finalmente se procede a la comparación de resultados, para así reforzar la validez de las predicciones del Modelo Estándar.

## **ABSTRACT**

It is necessary to begin with a short account of that which has constituted the history of particles and interactions, in this work is shown a general study of the Standard Model by taking into account not only physical processes but also theoretical predictions with the goal to carry out the respective comparison with last experimental results.

The study of electroweak theory is the first step to account for the phenomenology of vector bosons, which is basically the main objective of the work. After doing theoretical and numerical calculations of processes implying vector bosons, results comparison finally takes place, to reinforce the validity of Standard Model predictions.

## INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar es uno de los logros más eminentes del siglo XX en la física de partículas, se considera como la teoría dominante de la materia y sus interacciones. De acuerdo con el modelo existen dos tipos básicos de partículas: los fermiones, constituyentes básicos de la materia y los bosones, transmisores de las fuerzas.

Este modelo matemático explica toda la física de partículas que se ha observado hasta el presente y sus predicciones han sido confirmadas con asombrosa precisión. Lo que se quiere lograr con el trabajo es facilitar el estudio de los procesos, predicciones e implicaciones de las mismas dentro del modelo, así como también sus aciertos y desaciertos que hasta hoy en día siguen siendo motivo de discusión.

El Modelo Estándar halla un elemento unificador en la noción de simetrías, las cuales son elementos importantes en las teorías gauge. La teoría gauge se basa en una simetría interna, donde la invariancia es el principio que gobierna las fuerzas fundamentales entre las partículas elementales. Dentro de este marco, las interacciones electrodébiles introducidas por Glashow, Weinberg y Salam son formuladas como teoría de campo gauge  $SU(2) \times U(1)$  con las masas de las partículas elementales generadas por el mecanismo de Higgs.

Los primeros pasos cruciales para establecer experimentalmente la parte electrodébil del Modelo Estándar ocurrieron en el CERN: en 1973 se descubrieron las corrientes neutras en la dispersión del neutrino mediante la colaboración **Gargamelle**, y una década después se descubrieron los bosones gauge  $W^{\pm}$  y  $Z$  en las colisiones protón – antiprotón mediante el **Super Proton Synchrotron**.

El presente trabajo va encaminado hacia el estudio de la física de los bosones vectoriales intermediarios ( $W^{\pm}$  y  $Z$ ), responsables de transmitir la fuerza débil. Estos bosones surgieron en analogía con la electrodinámica cuántica, ya que se dio como hipótesis que el decaimiento débil era mediado por el intercambio de un cuanto masivo de spin uno.

Para el estudio de los procesos que implican los bosones  $W^{\pm}$  y  $Z$ , así como también sus masas, es necesario estudiar, comprender y analizar la parte electrodébil del Modelo Estándar, por ser precisamente este el marco donde se desarrolló su teoría.

El bosquejo del trabajo de grado es el siguiente: en el capítulo 1 se da una breve historia sobre partículas e interacciones para dar paso a la formulación de la teoría de Fermi, junto con los problemas de la misma y la búsqueda de posibles soluciones, siendo una de ellas la hipótesis del bosón vectorial. El capítulo 2 describe la teoría electrodébil además de la formulación lagrangiana del Modelo Estándar. Se concluye con una crítica del modelo. El capítulo 3 contiene el lagrangiano de bosones vectoriales intermediarios, junto con los cálculos matemáticos de los procesos que incluyen los mismos. El capítulo 4 muestra los resultados numéricos obtenidos en comparación con los experimentales. En el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

Finalmente los apéndices contienen valores de algunos números cuánticos, así como también los acoples para las partículas elementales. Se incluyen además las reglas de Feynman utilizadas en el cálculo de amplitudes de decaimiento, y las constantes utilizadas en los cálculos numéricos.

## **OBJETIVOS**

### **GENERAL**

- ? Estudiar procesos físicos dentro del Modelo Estándar.

### **ESPECÍFICOS**

- ? Estudiar la física del Bosón Vectorial Intermediario en el Modelo Estándar.
- ? Comparar los datos teóricos con los experimentales.

## 1. MODELO ESTÁNDAR

A lo largo de la historia de la física se ha perseguido la ambiciosa meta de unificar las cuatro interacciones fundamentales que rigen la dinámica del universo, tal teoría unificada de la materia debería dar cuenta de su constitución, propiedades e interacciones entre sus componentes, además de ser capaz de explicar todos los fenómenos naturales.

En sus últimos años, Einstein buscaba unificar su teoría de la relatividad con el electromagnetismo, aunque falló en su intento más tarde muchos físicos buscaron teorías unificadas. En 1967 con mucho éxito, Steven Weinberg, Abdus Salam y Sheldon Glashow logran unificar las interacciones débil y electromagnética en la llamada teoría electrodébil.

En el presente sabemos que la estructura fundamental de la naturaleza esta contenida en el Modelo Estándar, el cual describe las interacciones de los componentes fundamentales de la materia. Para abordar la teoría del Modelo Estándar, de la cual se enfocará únicamente la parte electrodébil, iniciaré con un recuento sobre partículas e interacciones.

### 1.1 PARTICULAS E INTERACCIONES

El interés por descubrir la constitución de la materia se remonta a los griegos, los primeros que creyeron en una constitución interna fueron Leucipo y Demócrito, quienes postularon una estructura basada en la existencia de átomos. Esta idea fue abandonada. A principios del siglo XIX Dalton estableció su teoría atómica en la que postulaba que la materia estaba formada por partículas indivisibles llamadas átomos.

En 1897, el estudio de las cargas eléctricas en gases, y en particular los rayos catódicos, llevó a J.J Thomson a descubrir el electrón, proponiendo así un modelo atómico que incluía la presencia del electrón dentro del átomo. Al mismo tiempo Eugen Goldstein descubre los rayos canales (con carga positiva) y Rutherford propone denominar protón a la partícula positiva generada a partir del hidrogeno.

También a principios del siglo XX se postula la existencia del neutrón que fue confirmada en 1932. Con estos ingredientes, el modelo atómico de Rutherford

coloca los protones y neutrones en el núcleo del átomo y a los electrones en su corteza.

Las investigaciones sobre el efecto fotoeléctrico llevaron a Einstein a predecir la existencia del fotón sin masa ni carga eléctrica. Así, hasta 1932 se podía explicar la constitución interna de la materia solo con cuatro partículas elementales: el electrón, el protón, el neutrón y el fotón. En ese año Carl Anderson descubrió el positrón o antielectrón. Otra partícula postulada a principios de los años treinta por Wolfgang Pauli, fue el neutrino electrónico detectado en 1956 por Segre y Chamberlain.

En 1935 Hideki Yukawa, propone la existencia de una partícula para explicar las fuerzas que mantienen unidos a los nucleones, esta partícula se denominó mesón (pión), en 1947 se descubren los mesones cargados y en 1950 el mesón neutro. En 1937 se descubre el muón, una partícula con la misma carga que el electrón, pero más masiva.

Debido a posteriores descubrimientos de cientos de partículas “elementales” con sus correspondientes antipartículas, en 1964 Gell - Mann y George Zweig propusieron una hipótesis según la cual algunas de las partículas están constituidas por tres partículas denominadas **quarks: up, down y strange**. Más tarde el número de quarks aumento a seis, además de los anteriores se descubrieron el **charm, top y bottom**.

La proliferación de partículas condujo a los físicos a desarrollar unos criterios para clasificarlas y llegar a comprender tanto la estructura interna de la materia como la naturaleza de las interacciones que existen entre ellas.

## 1.2 CLASIFICACIÓN DE LAS PARTÍCULAS

Las partículas se han clasificado según el valor de su spin y según su estructura.

### 1.2.1 Clasificación según el valor de su spin.

? Bosones: son partículas con spin entero, por lo que no puede aplicárseles el principio de exclusión de Puli. Son bosones el fotón (?), cuyo spin es cero, los bosones vectoriales  $W^+, W^-$  y  $Z$ , con spin uno. Además se tienen ocho gluones y un gravitón.



? Fermiones: son partículas con spin semientero que cumplen el principio de exclusión de Pauli. El electrón, el protón y el neutrón son ejemplos de fermiones.

### 1.2.2 Clasificación según su estructura interna.

? Leptones: son auténticas partículas elementales, ya que no tienen estructura interna y además son fermiones. Se han identificado seis clases o sabores: electrón ( $e$ ), muón ( $\mu$ ), tauón ( $\tau$ ), neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), neutrino muónico ( $\nu_\mu$ ) y neutrino tauónico ( $\nu_\tau$ ). De ellas el electrón y los neutrinos son estables.

A los leptones se les asigna un número electrónico, muónico y tauónico de valor 1 y a los antileptones -1. En cualquier transformación nuclear debe conservarse el número leptónico.

? Hadrónes: tienen estructura interna, están formados por quarks y excepto el protón pueden desintegrarse dando como productos otras partículas. Los podemos clasificar en dos tipos:

Mesones: están formados por un par quark – antiquark, son bosones e incluyen a los piones.

Bariones: están formados por tres quarks, son fermiones e incluyen entre otras partículas, a los protones y a los neutrones.

A los bariones se les asigna como característica un valor denominado número bariónico (B), tiene valor 1 para los bariones, -1 para los antibariones y 0 para los mesones. En toda transformación debe conservarse el número bariónico [1].

## 1.3 INTERACCIONES FUNDAMENTALES

Todos los fenómenos que se producen en el universo se deben a las interacciones entre las partículas que lo componen, estas interacciones se describen mediante el concepto de fuerza. La interacción entre dos partículas se da mediante el intercambio de una tercera, que recibe el nombre de bosón intermediario.

En la actualidad, todas las fuerzas o interacciones se pueden agrupar en cuatro tipos básicos:

**1.3.1 Interacción gravitatoria.** Se da entre todas las partículas y se describe mediante la teoría de la relatividad de Einstein o más fácilmente mediante la ley de gravitación universal de Newton. Es la interacción más débil de todas, pero es la responsable de la estructura general del universo, la fuente de esta fuerza son las masas y su rango de acción es muy amplio.

La gravitación puede ignorarse en la escala de las partículas elementales debido a sus efectos pequeñísimos en masas tan diminutas. El cuanto mediador es el gravitón, no tiene masa ni carga y su spin es 2. Aún no ha sido observado.

**1.3.2 Interacción electromagnética.** Afecta las partículas con carga eléctrica, esta interacción es la que rige la unión entre electrones y núcleos para formar átomos. Su alcance es infinito y su intensidad es enorme comparada con la gravitatoria.

La electrodinámica cuántica es la encargada de describir los efectos de la interacción electromagnética, una característica importante de esta teoría es su simetría gauge, la cual es asegurada si la descripción cuántica de una partícula cargada contiene un campo electromagnético y su bosón gauge; es decir, la simetría gauge exige la existencia de la fuerza electromagnética y el fotón. La simetría se enlaza a la capacidad de renormalizar la electrodinámica cuántica.

La interacción electromagnética es caracterizada por la constante de estructura fina:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

Su cuanto mediador es el fotón de spin 1 con masa en reposo cero, el amplio rango de interacción se debe a que el fotón no tiene masa.

**1.3.3 Interacción nuclear débil.** Se produce entre partículas leptónicas o hadrónicas. Es mucho más débil que la electromagnética, pero mucho más intensa que la gravitatoria, se manifiesta especialmente en la transmutación de las partículas. Fue postulada inicialmente para explicar el decaimiento beta, un tipo de radioactividad en el cual un neutrón se convierte en un protón, un electrón y un antineutrino electrónico, mediante un cambio de sabor de un quark.

A finales de los años 50 las interacciones débiles se explicaban en el contexto de la teoría cuántica de campos, pero aunque la teoría funcionaba bien para el decaimiento beta, al ser aplicada a otros procesos aparecían infinitos (por ejemplo calcular la probabilidad de colisión de un neutrino con un antineutrino). Estas divergencias ya habían aparecido en QED y se habían curado con la renormalización, en cambio la teoría de Fermi no era renormalizable.

La solución al problema condujo a una unificación. Así como la interacción electromagnética se debe al intercambio de fotones, la fuerza débil se debe al intercambio de los mesones  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z$ , tal propuesta fue hecha en los años 60 por Glashow – Weinberg y Salam. Esto convirtió a la teoría en renormalizable y permitió explicar las interacciones débiles y electromagnéticas, la teoría unificada se llamó “electrodébil” y es descrita por la sabordinámica cuántica (QED).

**1.3.4 Interacción nuclear fuerte.** Afecta a los quarks y por tanto a los hadrones, es la más intensa de las cuatro, su alcance es muy corto reduciéndose prácticamente a cero para distancias superiores a  $10^{-15}$  m. La fuerza nuclear fuerte es la responsable de que los núcleos no se desintegren, ya que mantienen ligados protones y neutrones. Su fuente es el color, que en este caso es de tres tipos: rojo, verde y azul.

La teoría de las interacciones fuertes es la cromodinámica cuántica (QCD), que prohíbe a los quarks quedar libres mediante un proceso llamado confinamiento. Las interacciones fuertes están mediadas por un conjunto de bosones gauge que contiene ocho gluones, estos al igual que los quarks no son observables en estado libre [2][3].

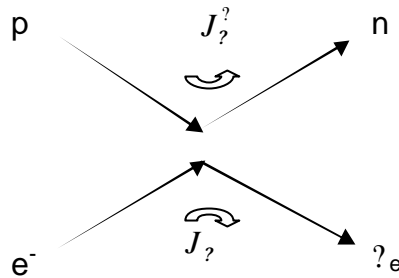
## 1.4 TEORIA DE FERMI

La primera teoría del decaimiento beta ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) fue desarrollada en 1934 por Enrico Fermi, quien consideró el decaimiento como análogo a la emisión de un fotón de transición electromagnética de un átomo excitado. Fermi tomó como modelo a la electrodinámica cuántica y a los recién descubiertos, el neutrón y el neutrino.

La teoría original de Fermi se desarrolló dentro de una teoría más abstracta basada en la idea de la interacción de corrientes, esta interacción fue llamada **four point interaction** [4]. Por lo tanto, Fermi propuso que la amplitud invariante para el decaimiento beta (figura 1.1) esta dada por:

$$\mathcal{L} = G_F \bar{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e \quad (1.1)$$

**Figura 1.1.** Diagrama del decaimiento beta.



Donde  $G_F$  es la constante de acople débil llamada constante de Fermi, su valor puede ser determinado de los experimentos del decaimiento beta nuclear. Tiene dimensiones de  $[M]^{-2}$  y una magnitud aproximada:

$$G_F \approx 1.1663 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.2)$$

A través de los siguientes 25 años, intentos para desenredar la forma correcta de la interacción débil condujeron a una serie de experimentos, alcanzando un éxito con el descubrimiento de la violación de paridad y carga en 1956. El cambio requerido en la propuesta original de Fermi fue reemplazar:

$$\mathcal{L} = G_F \bar{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e \quad (1.3)$$

En 1956, Lee y Yang hacen un estudio crítico de los datos de las interacciones débiles, argumentando que la paridad no se conservaba en dichas interacciones, lo cual fue comprobado poco tiempo después por C. S. Wu. La evidencia acumulativa de muchos experimentos demuestra que en las interacciones débiles solamente están implicados  $\psi_R$  y  $\psi_L$ , asumiendo que los neutrinos no tienen masa.

La ausencia de los estados imagen  $\psi_L$  y  $\psi_R$ , es una clara violación de la invariancia de paridad P; la conjugación de carga C, también es violada, puesto que C transforma un estado  $\psi_L$  en  $\psi_L$ . Sin embargo, la forma  $\mathcal{L} = G_F \bar{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e$  deja invariante la interacción débil bajo la operación combinada CP. Luego, todos

los fenómenos de interacción débil son descritos por una interacción V-A corriente-corriente con un acople universal  $G_F$ .

Las amplitudes de la interacción débil pasan a ser de la forma:

$$\mathcal{L} = \frac{4}{\sqrt{2}} G_F J^\mu J_\mu^\dagger \quad (1.4)$$

Donde:

$$J^\mu = \bar{u}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) u_i \quad (1.5)$$

$J^\mu$  Se compone de una parte leptónica  $J_\ell^\mu$  más otra hadrónica  $J_h^\mu$ :

$$J_\ell^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu_e + \bar{e} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) e \quad (1.6)$$

$$J_h^\mu = \bar{u} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) d \cos \theta_c + \bar{s} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) c \quad (1.7)$$

De tal manera que el lagrangiano detallado toma la forma:

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\ell^\mu J_\ell^\dagger_\mu + J_h^\mu J_h^\dagger_\mu) \quad (1.8)$$

Las interacciones débiles inducidas por corrientes leptónicas y hadrónicas pueden causar transiciones en las cuales la carga  $Q$  es alterada una unidad en las secciones leptónica y hadrónica [5].

En el marco de las interacciones débiles con corrientes cargadas se observó que ciertos procesos eran prohibidos. Ejemplos típicos son:

$$\tau^+ \rightarrow e^+ \quad \tau^+ \rightarrow e^+$$

$$\tau^+ \rightarrow p^+ \quad \tau^+ \rightarrow X$$

$$\tau^+ \rightarrow p^+ \quad \tau^+ \rightarrow X$$

Si tales eventos ocurren en el mismo nivel de magnitud como las corrientes cargadas, es necesaria una corriente débil neutra. En 1973 el descubrimiento de los procesos con corrientes neutras anunció un nuevo capítulo en la física de partículas [6].

Para dar paso a los problemas que surgieron con la fenomenología de Fermi, notemos que en su desarrollo Fermi no consideró la posibilidad de que la interacción débil puede ser mediada por un cuanto. La propuesta para el nuevo cuanto débil es acreditada a Yukawa, quien sugirió que las interacciones débil y fuerte pueden ser explicadas mediante el intercambio de un mesón, el mesón  $\pi$ .

Mientras la propuesta original de Yukawa no puede ser mantenida, la idea de un cuanto intermediario continúa siendo atractiva. En analogía con la electrodinámica se dio como hipótesis que el decaimiento débil era mediado por el intercambio de un cuanto de espín 1, cuya concepción precisa se dará más adelante.

#### 1.4.1 Problemas con la fenomenología de Fermi.

**Violación de unitariedad.** Fermi asume que los cuatro campos de fermiones interactúan en un punto del espacio-tiempo, tal suposición solamente se aplica a partículas cuyos momentos son suficientemente pequeños.

La fenomenología del lagrangiano de Fermi corriente-corriente correlaciona una gran cantidad de datos en una forma extremadamente corta. Sin embargo la teoría tiene una enfermedad oculta que se ve relativamente inocua a bajas energías, pero a altas energías llega a ser letal.

Considerando la dispersión  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  en el sistema centro de masa (CM), la sección transversal para este proceso crece con la energía:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{G^2 k^2}{s^2} \approx \frac{4G^2 k^2}{s} \approx G^2 s \quad (1.9)$$

Donde:

$$s \approx E_{CM}^2 \approx 2mE_{lab} \quad (1.10)$$

Tomamos ahora el análisis de la onda parcial de este proceso. Para partículas sin spin, la sección transversal total puede ser escrita como una suma de las secciones transversales de la onda:

$$\sigma_{\text{total}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_j (2j+1) |f_j|^2 \quad (1.11)$$

Donde  $k$  es la magnitud del momentum del CM,  $f_j$  es la amplitud de la onda parcial y la unitariedad o conservación de flujo requiere que:

$$|f_j| \leq 1 \quad (1.12)$$

Así, la sección transversal de la onda para  $j = 0$  esta limitada por:

$$\sigma_{j=0} \leq \frac{4\pi}{k^2} \leq \frac{1}{s} \quad (1.13)$$

Comparando esta ecuación con (1.9), se tiene que el límite de unitariedad es violado para energías en el CM:

$$E_{CM} \geq G^{2/3} \approx 300 \text{ GeV} \quad (1.14)$$

Por lo tanto la teoría de Fermi viola unitariedad, la energía obtenida es alta y la teoría corriente-corriente debe ser modificada si deseamos encontrar un modelo internamente consistente de las interacciones débiles [7].

**Bosones Vectoriales Intermediarios (BVI).** El intento inicial para remediar este problema viene de una analogía con electrodinámica cuántica (QED), el modelo posible de la no localidad de la interacción débil es el de las partículas intermediarias.

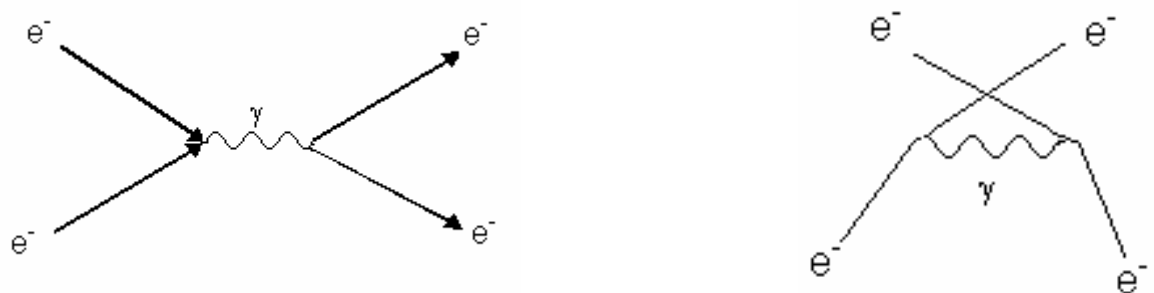
Asumimos que la interacción débil, la cual a bajas energías se parece a una interacción de contacto de dos corrientes, es en efecto debida al intercambio de algún cuanto, para el cual se requiere:

- ? Debe ser cargado, puesto que esta acoplado a una corriente cargada.
- ? Debe ser una partícula vectorial, ya que la corriente débil es un vector de Lorentz.
- ? Debe tener una masa muy grande puesto que la interacción débil tiene un rango muy pequeño. (Yukawa - Wick, relación de la masa entre la partícula intercambiada y el rango de la fuerza) [8] - [9].

Con base a los requerimientos anteriores, el cuanto intercambiado recibe el nombre de **bosón vectorial intermediario**.

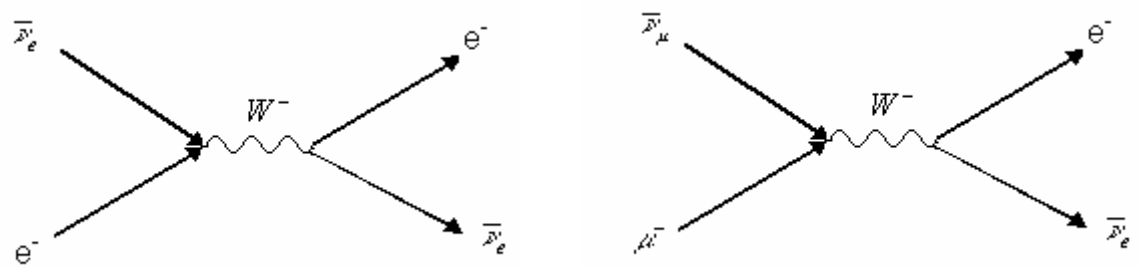
En QED la interacción entre dos electrones es representada por los diagramas de Feynman:

**Figura 1.2.** Diagramas de interacción Electromagnética.



Es razonable suponer que la interacción débil en bajo orden puede ser representada por los diagramas:

**Figura 1.3.** Diagramas de interacción débil



El propagador para W es de la forma:



$$\frac{g^2 q^2 / m_W^2}{m_W^2 + q^2} \quad (1.15)$$

En el límite cuando  $m_W \rightarrow 0$ , este propagador se reduce al del fotón, cuya forma es:

$$\frac{g^2}{q^2} \quad (1.16)$$

Ahora la estructura (V - A) corriente - corriente de interacciones débiles puede ser deducida de una interacción fundamental entre la corriente débil (cargada) y un bosón vectorial cargado, es decir:

$$L_W = g_W J^{\dagger} W_{\mu} J^{\mu} \quad (1.17)$$

Este lagrangiano reemplaza al de Fermi:

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^{\dagger} J \quad (1.18)$$

Se encontró que existe una relación entre la constante de acople  $g_W$  y la constante  $G_F$ ,  $\frac{g_W^2}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$ , lo cual asegura que en el límite  $q \rightarrow 0$  las predicciones de las teorías corriente - corriente y el BVI son completamente idénticas.

**Renormalizabilidad.** Consideramos el proceso  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$  como mediado por el intercambio de un BVI. Para bajo orden la sección eficaz diferencial en el CM es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2 g_W^4 k^2}{m_W^4} \frac{1}{1 + 2q^2/m_W^2 + q^4/m_W^4} \quad (1.19)$$

$$q^2 = 2k^2(1 - \cos\theta) \quad (1.20)$$

despreciando la masa del electrón.

Esto se reduce al resultado de Fermi (1.9). Si tomamos el límite  $\frac{q^2}{m_W^2} \rightarrow 0$  e identificamos:

$$\frac{g_W^2}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (1.21)$$

Como las interacciones mediadas por BVI's no son puntuales (rango  $1/m_W$ ), ahora contribuyen las ondas parciales. El comportamiento a altas energías es mejorado puesto que el propagador W suspenderá el crecimiento de la sección transversal a tales energías:

$$\sigma \sim \frac{4G^2 k^2}{1 + \frac{4k^2}{m_W^2}} \quad (1.22)$$

Cuando  $k$  es grande:

$$\sigma \sim \frac{G^2 m_W^2}{k^2} = \text{constante} \quad (1.23)$$

Esta expresión también violará unitariedad, aunque a energías extremadamente altas comparadas con la teoría corriente - corriente. Un campo vectorial masivo tal como el correspondiente a  $W^{\pm}$  posee un estado de polarización longitudinal además de los dos estados transversales permitidos a el fotón.

La suma de los tres estados de polarización de una partícula vectorial de masa  $M$  da un factor:

$$\sum_{\lambda} \epsilon_{\mu\nu}^{\lambda} \epsilon_{\mu\nu}^{\lambda*} = 3 = \frac{k^{\mu} k^{\nu}}{M^2} \quad (1.24)$$

Conduciendo a un propagador vectorial masivo:

$$W_{\mu\nu}(q) = \frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M^2}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \quad (1.25)$$

El segundo termino en (1.24) esta asociado con el estado de polarización longitudinal para una partícula masiva. En momentos grandes, el propagador (1.25) es dominado por el segundo término del numerador y tiende a una constante.

En los diagramas de interacción de alto orden que implican loops, las integrales sobre los momentos internos aparecerán con propagadores de BVI's en el integrando. Puesto que el propagador tiende a una constante finita, tales integrales tendrán divergencias ultravioleta, que no pueden suprimirse sin la introducción de un número finito de constantes arbitrarias.

Aquí esta la esencia del asunto: la teoría de Fermi, aun con BVI's, es no renormalizable. Debemos definir una teoría renormalizable en la cual las divergencias puedan ser removidas.

La teoría corriente - corriente tiene un problema porque la constante de acople  $G_F$  es dimensional. Consecuentemente los argumentos de dimensionalidad requieren que la sección transversal crezca con  $s$  en  $\sigma \sim \frac{4G^2 k^2}{s} \sim G^2 s$ , y esta debe violar unitariedad. En contraste, la constante de acople  $e$  en QED es adimensional y la sección transversal cae rápidamente a energías grandes, por ejemplo:

$$\sigma \sim e^2 e^2 \sim \frac{4\pi^2}{3s} \quad (1.26)$$

Por lo tanto uno puede suponer que la renormalizabilidad y la unitariedad dependen de la dimensionalidad de la constante de acople. Hay un criterio simple para determinar si una teoría de campos es renormalizable:

• Si la constante de acople tiene dimensión de masa con exponente negativo, la teoría es no renormalizable.

? Si tiene dimensión de masa con exponente positivo, la teoría tiene menos divergencias que QED y es llamada súper-renormalizable.

? Si la constante de acople es adimensional, la teoría puede o no ser renormalizable; se requiere más información tal como el comportamiento del propagador a alta energía. Uno puede esperar que las interacciones débiles con los bosones masivos incluidos sean renormalizables, pero no es así a causa de las diferencias entre  $W^{\pm}$  y fotones.

En teorías de campos relativistas las divergencias ultravioleta son la norma para cualquier campo que va más allá del nivel de árbol. El proceso mediante el cual los infinitos son removidos es llamado renormalización, y la teoría que admite un algoritmo consistente para remover divergencias es llamada renormalizable [10].

A pesar de los inconvenientes de la renormalizabilidad se encontró que la teoría de las interacciones débiles puede hacerse renormalizable si las interacciones débil y electromagnética son combinadas dentro de un esquema sobre la base de la teoría de campos gauge. Esto se hizo primeramente en la teoría de Glashow-Weinberg-Salam (1967).

## 2. TEORÍA ELECTRODÉBIL DE GLASHOW – WEINBERG – SALAM

La fenomenología de las interacciones débiles sugiere que los cuantos del campo débil sean partículas vectoriales masivas, las corrientes cargadas requieren que dos de los BVI's sean cargados ( $W^\pm$ ) y las corrientes neutras requieren que uno de ellos sea neutro ( $Z^0$ ). Además hay una sugerencia de universalidad de las interacciones débiles.

Estas observaciones se debaten para una teoría de las interacciones débiles basada en una simetría gauge no Abelian con rompimiento espontáneo de simetría implementado en el mecanismo de Higgs. Esta es precisamente la base de la teoría de Glashow – Weinberg – Salam, llamada Modelo Estándar Electro débil.

Ahora es necesario saber cual es el grupo gauge débil, se debe anticipar que la simetría es oculta. Un buen indicio es dado por la observación de que las corrientes débiles cargadas inducen transiciones en las mismas familias, pero no a través de las otras familias, es decir  $\bar{\nu}_e \rightarrow e^+ \nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , etc.

Puesto que cada familia consta de un leptón cargado y su neutrino, se supone que los campos izquierdos transforman como dobletes bajo algún grupo no Abelian. La posibilidad más simple es  $SU(2)$ , llamado isoespín débil. Usando  $T$  y  $T_3$  para denotar el número cuántico de isoespín débil y su tercera componente.

Se asigna a las familias de leptones:

$$T = \frac{1}{2} \quad T_3 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (2.1)$$

Y a las familias de quarks:

$$T = \frac{1}{2} \quad T_3 = \begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.2)$$

Como los leptones y quarks derechos no entran en las interacciones de corriente cargada, se asume que transforman como singletes:

$$T = 0 \quad \begin{matrix} \begin{matrix} \psi_{e_R} \\ \psi_{\mu_R} \\ \psi_{\tau_R} \end{matrix}, \begin{matrix} \psi_{d_{cR}} \\ \psi_{s_{cR}} \\ \psi_{b_{cR}} \end{matrix}, \begin{matrix} \psi_{u_R} \\ \psi_{c_R} \\ \psi_{t_R} \end{matrix} \end{matrix} \quad (2.3)$$

El grupo  $SU(2)$  tiene tres generadores, así que son necesarios tres campos gauge que transformen como un multiplete  $T = 1$  bajo el grupo. Dos de los bosones gauge deben ser cargados  $W^\pm$ , el tercer bosón  $SU(2)$  será eléctricamente neutro, en un principio surgió la idea de asociar esta partícula con el fotón para así unificar las interacciones débil y electromagnética.

La observación experimental de que las corrientes neutras no tienen estructura  $V - A$  y la expectativa de unificar las interacciones, argumenta incluir otro bosón gauge neutro  $Z^0$ .

Glashow sugirió ampliar el grupo gauge, resultando una estructura de grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , donde el grupo Abeliiano  $U(1)_Y$  está asociado con un número cuántico  $Y$  llamado hipercarga débil. Propuso además que la relación de Gell-Mann – Nishijima debía mantenerse para estos análogos débiles:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.4)$$

La asignación de isoespín débil e hipercarga débil es dada en el apéndice A.

La formulación del Modelo Estándar en primer lugar se hizo con leptones, luego en una manera análoga se extendió a los quarks. Según los esquemas de interacción, únicamente se permitían transiciones débiles entre  $u \rightarrow d, c \rightarrow s$ , pero esto no puede ser correcto. Por lo tanto se asume que las corrientes cargadas acoplan estados de quarks rotados:

$$\begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \psi_c \\ \psi_s \end{pmatrix}$$

Donde:

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

$\theta_c$  representa el ángulo de Cabibbo. En 1963, Cabibbo introdujo el doblete  $u, d_c$  para explicar los decaimientos débiles de partículas extrañas [11].

Para tres generaciones de quarks, la matriz de mezcla que extiende la rotación de Cabibbo a tres dobletes de sabor es la matriz de Cabibbo – kobayashi – Maskawa (1973), la cual es una matriz unitaria 3\*3 con tres ángulos empíricos  $\theta_1, \theta_2$  y  $\theta_3$  dando las posibles mezclas entre los dobletes  $(u, d), (c, s)$  y  $(t, b)$ , y una fase empírica  $\delta$  que conduce a la violación de CP. La matriz tiene la forma:

$$U = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix}$$

Cabe notar que la inclusión de quarks en la teoría electrodébil tuvo dos implicaciones: la primera tiene que ver con la renormalizabilidad de la teoría e indicaciones para una simetría interna de quarks (color); la segunda tiene que ver con la eliminación de corrientes que cambian de sabor conduciendo a la predicción de un nuevo sabor de quark (charm).

La teoría electrodébil formulada solamente con leptones no es renormalizable debido a la presencia de una anomalía fundamental (violación de leyes clásicas de conservación en la teoría), la condición para desaparecerla puede ser formulada en términos de las cargas eléctricas  $Q$ , como:

$$\sum Q_L - \sum Q_R = 0 \tag{2.5}$$

En la teoría solo aparecen dobletes izquierdos y de cada familia de leptones encontramos que:

$$\sum Q_L = 1 \tag{2.6}$$

De tal manera que la teoría es anómala y no renormalizable. Una alternativa para cancelar la anomalía es adicionar dobletes de fermiones izquierdos, los candidatos son los dobletes de quarks.

Un doblete:

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (2.7)$$

Contribuye:

$$Q_L^q = Q_u - Q_d = \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = \frac{1}{3} \quad (2.8)$$

Lo cual no es suficiente para compensar la carga del leptón y la anomalía para cada familia correspondiente. Sin embargo, si cada sabor de quark viene en tres estados internos posibles la anomalía puede ser cancelada; el grado de libertad de los quarks se denota por los números cuánticos de color. Si por cada doblete de leptones incluimos un doblete de quarks la anomalía es cancelada y la teoría es renormalizable.

Para solucionar el problema de cambio de sabor en los quarks ocasionado por las corrientes neutras, Glashow – Iliopoulos y Maiani (1970) introdujeron un cuarto quark “charm”, el cual se asume como compañero de isoespín débil del quark  $s_c$ . Este método de eliminar corrientes que cambian extrañeza es llamado mecanismo GIM.

## 2.1 DENSIDAD LAGRANGIANA

El grupo gauge es  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , que requiere cuatro bosones gauge:  $A_\alpha^i$  para  $SU(2)$  y  $B_\alpha$  para  $U(1)$ . El Lagrangiano total viene dado por:

$$L_T = L_G + L_F + L_H + L_Y \quad (2.9)$$

Donde:

$L_G$  = Lagrangiano de campos gauge.

$L_F$  = Lagrangiano de campos de fermiones y su acople a campos gauge.

$L_H$  = Contribución lagrangiana de los campos escalares.



$L_Y$  Lagrangiano de acople entre campos escalares y de fermiones.

Para el campo gauge:

$$L_G = \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F_i{}^{\mu\nu} + \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

El tensor de campo Abeliano tiene la forma:

$$f_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.11)$$

Y el tensor de campo no Abeliano:

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g f_{ijk} A_\mu^j A_\nu^k \quad (2.12)$$

Para los campos de fermiones, tomamos la derivada covariante:

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i g_2 \frac{\tau^i}{2} A_\mu^i \psi + g_1 \frac{Y_L}{2} B_\mu \psi \quad (2.13)$$

Siendo  $\tau_i$  las matrices de Pauli:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Con:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad \text{o} \quad q_L$$

PARTÍCULAS	DOBLETES	SINGLETES
LEPTONES	$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$	$a_R, b_R$
QUAKS	$\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$	$A_R, B_R$

$$L_F = i\bar{\nu}_L \not{D} \nu_L + i\bar{q}_L \not{D} q_L + i\bar{u}_R \not{D} u_R + i\bar{b}_R \not{D} b_R + i\bar{A}_R \not{D} A_R + i\bar{B}_R \not{D} B_R \quad (2.14)$$

Después de realizar los reemplazos necesarios, tenemos:

$$L_F = i\bar{\nu}_L \not{D} \nu_L + i\bar{\nu}_R \not{D} \nu_R + i\bar{q}_L \not{D} q_L + i\bar{q}_R \not{D} q_R + \text{Término cinético}$$

$$\frac{g_2}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_L \gamma_\mu b_L + \bar{\nu}_L \gamma_\mu B_L + W_\mu^+ \bar{b}_L \gamma_\mu a_L + \bar{B}_L \gamma_\mu A_L \quad \text{Corrientes cargadas}$$

$$\frac{1}{2} \{ g_2 A_3 + g_1 Y_B \} \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \{ g_2 A_3 + g_1 Y_q \} \bar{q}_L \gamma_\mu q_L + \{ g_2 A_3 + g_1 Y_B \} \bar{b}_L \gamma_\mu b_L$$

$$\{ g_2 A_3 + g_1 Y_q \} \bar{B}_L \gamma_\mu B_L + \{ g_1 Y_B \} \bar{a}_R \gamma_\mu a_R + \{ g_1 Y_B \} \bar{A}_R \gamma_\mu A_R$$

$$g_1 Y_B \bar{b}_R \gamma_\mu b_R + g_1 Y_B \bar{B}_R \gamma_\mu B_R \quad \text{Corrientes neutras.} \quad (2.15)$$

¿ Lagrangiano de corrientes cargadas con tres familias:

$$L_{CC} = \frac{g_2}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau \gamma_\mu U_{\nu} \nu + hc + \frac{g_2}{\sqrt{2}} \bar{u}, \bar{c}, \bar{t} \gamma_\mu U_q q + W_\mu^+ \bar{b} \gamma_\mu b + hc \quad (2.16)$$

$$U_\nu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Matriz de mezcla sector leptónico

$U_q$  Matriz de Cabibbo – Kobayashi - Maskawa.

¿ Lagrangiano de corrientes neutras con tres familias:

$$L_{NC} = \frac{g_2 Z_\mu}{\cos \theta_w} \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau \gamma_\mu \nu + \frac{1}{2} \{ g_2 A_3 + g_1 Y_B \} \bar{q} \gamma_\mu q + \frac{1}{2} \{ g_2 A_3 + g_1 Y_B \} \bar{b} \gamma_\mu b + \frac{1}{2} \{ g_2 A_3 + g_1 Y_B \} \bar{B} \gamma_\mu B$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\mu \not{D}_\mu e - \frac{1}{2} \bar{u} \gamma_\mu \not{D}_\mu u - \frac{1}{2} \bar{c} \gamma_\mu \not{D}_\mu c - \frac{1}{2} \bar{t} \gamma_\mu \not{D}_\mu t \\
& - \frac{1}{2} \bar{d} \gamma_\mu \not{D}_\mu d - \frac{1}{2} \bar{s} \gamma_\mu \not{D}_\mu s - \frac{1}{2} \bar{b} \gamma_\mu \not{D}_\mu b + h.c.
\end{aligned} \tag{2.17}$$

En el Lagrangiano no aparecen términos de masa porque pueden dañar la invariancia gauge, la presencia de bosones gauge masivos indican que la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  es rota; el mecanismo que asegura la renormalizabilidad es llamado rompimiento espontáneo de simetría (mecanismo de Higgs). La idea principal es introducir un campo escalar y un potencial en la teoría de tal forma que el Lagrangiano respete la simetría [12].

La simetría es no Abeliana y se requiere que los fermiones cargados y los tres bosones gauge adquieran masas generadas espontáneamente, por lo tanto introducimos un doblete complejo  $SU(2)$  del campo escalar de Lorentz:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Que tiene el valor  $T = 1/2$  y  $Y = 1$ . Esto contribuye a la densidad lagrangiana con un término de la forma:

$$L_H = \Phi^\dagger \not{D} \Phi - V(\Phi) \tag{2.19}$$

El potencial que será usado para romper espontáneamente la simetría es:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad \mu > 0 \tag{2.20}$$

Para revestir a los fermiones cargados con masa debemos acoplar en el campo escalar a los fermiones e invocar el rompimiento espontáneo de simetría. Un invariante gauge y un invariante de Lorentz posibles para la interacción escalar – fermión es el acople de Yukawa:

$$L_Y = G_e \bar{\psi}_R \psi_L \phi \quad (2.21)$$

$$R = e_R^c \frac{1}{2} \psi_L^c \phi^c \quad L = \begin{pmatrix} \psi_e^c \\ \psi_{\nu_e}^c \end{pmatrix} \frac{1}{2} \psi_L^c \phi^c \quad (2.22)$$

$G_e$  Constante empírica que es independiente de los acoples gauge  $g_2$  y  $g_1/2$ .

**2.1.1 Rompimiento espontáneo de simetría.** Se rompe espontáneamente la simetría gauge local escogiendo  $\langle \phi \rangle < 0$  en (2.20), elegimos el valor esperado del vacío para el campo escalar:

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Con:

$$v = \sqrt{\frac{2\mu^2}{\lambda}} \quad (2.24)$$

Los generadores del álgebra  $SU(2)_L$  son  $T_i = \tau_i / 2$ .

Mientras  $U(1)_Y$ , tiene el generador:

$$Y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Con estos cuatro generadores para  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  formamos un nuevo conjunto  $\{T_1, T_2, K, Q\}$  con:

$$K = \frac{1}{2} (Y + T_3) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$Q = \frac{Y}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Para cada generador que no aniquila el vacío esperamos un bosón de Goldstone que puede ser gaugeado de la teoría para reaparecer como un estado de polarización longitudinal para un bosón gauge dotándolo con masa.

Operando con los generadores sobre el vacío, tenemos:

$$\begin{aligned} T_1 \langle \phi \rangle_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ T_2 \langle \phi \rangle_0 &= i \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ K \langle \phi \rangle_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ Q \langle \phi \rangle_0 &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Ya que tres de los generadores dan valores diferentes de cero cuando se aplican al vacío, tres bosones gauge deben adquirir masa espontáneamente. Sin embargo, la carga aniquila el vacío implicando que este es invariante bajo la simetría local  $U(1)_{QED}$  que necesitamos recuperar: la simetría de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  es espontáneamente rota a  $U(1)_{QED}$ , y la carga eléctrica es conservada.

Cualquier valor de  $\langle \phi \rangle_0$  que rompe la simetría generará masas para los bosones gauge, pero nuestra escogencia permite solo escalares neutros  $\phi^0$  en el estado base. Esto rompe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  pero conserva carga eléctrica, así  $W^\pm$  y  $Z$  adquieren masa y la simetría gauge  $U(1)_{QED}$  se mantiene, permaneciendo el fotón no masivo.

Ahora es conveniente parametrizar  $\chi$  como:

$$\chi(x) = e^{i\bar{\tau}z/2} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \frac{0}{\sqrt{2}} \chi_2 \end{pmatrix} = U^{\tau} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \frac{0}{\sqrt{2}} \chi_2 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Con las componentes reales de (2.18) cambiadas para un campo  $H(x)$  y las componentes de un campo  $\chi(x)$ . La transformación para gauges unitarios toma la forma:

$$\begin{aligned} \chi &= U \chi' & \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_2 \end{pmatrix} \\ \bar{\tau} \bar{A}_\tau &= \bar{\tau} \bar{A}'_\tau & B_\tau = B'_\tau \\ R &= R & L = L' + U \bar{\tau} L \end{aligned} \quad (2.30)$$

Sustituyendo en (2.21) encontramos para la parte fermión-escalar de la interacción:

$$L_Y = G_e \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R + G_e \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \bar{e} e + G_e \frac{H(x)}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad (2.31)$$

El primer término indica que el electrón ahora tiene una masa:

$$m_e = G_e \frac{H(x)}{\sqrt{2}}$$

Donde  $G_e = 3 \cdot 10^{26}$ .

El segundo término representa un acople entre el campo del electrón y el campo escalar  $H(x)$ .

Al unir el resto de familias tenemos:

$$L_Y = \frac{H}{\sqrt{2}} \left[ G_{ab}^{le} \bar{e}'_{aL} e'_{bR} + G_{AB}^{lp} \bar{p}'_{AL} p'_{BR} + G_{AB}^{ln} \bar{n}'_{AL} n'_{BR} \right] + \frac{?}{\sqrt{2}} \left[ G_{ab}^{le} \bar{e}'_{aL} e'_{bR} + G_{AB}^{lp} \bar{p}'_{AL} p'_{BR} + G_{AB}^{ln} \bar{n}'_{AL} n'_{BR} \right] + hc \quad (2.32)$$

Con:

$$e'_a = \{e', \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$$

$$p'_A = \{u', c', t'\}$$

$$n'_A = \{d', s', b'\}$$

Sustituyendo (2.30) en (2.19), tenemos:

$$L_H = \frac{1}{2} \bar{H} \mathcal{M} H + \frac{1}{2} m_H^2 H^2 + \frac{1}{2} m_W^2 (|W_2^+|^2 + |W_2^-|^2) + \frac{1}{2} m_Z^2 |Z_2|^2 + \text{Términos de interacción.} \quad (2.33)$$

Donde hemos definido los campos bosónicos cargados:

$$W_2^+ = \frac{A_2^1 + iA_2^2}{\sqrt{2}} \quad (2.34)$$

$$W_2^- = \frac{A_2^1 - iA_2^2}{\sqrt{2}} \quad (2.35)$$

Y los campos neutros:

$$Z_2 = \frac{g_1 B_2 + g_2 A_2^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.36)$$

$$A_2 = \frac{g_2 B_2 - g_1 A_2^3}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.37)$$

Y donde:

$$m_H = \sqrt{2} v \quad (2.38)$$

$$m_W = \frac{g v}{2} \quad (2.39)$$

$$m_Z = m_W \sqrt{1 + \frac{g_1^2}{g_2^2}} \quad (2.40)$$

Comparando (2.33) con las densidades lagrangianas:

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \quad y \quad (2.41)$$

$$L = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu \quad (2.42)$$

Se puede identificar:

- ? Un campo escalar  $H$  con masa  $m_H$ .
- ? Dos campos de bosones gauge cargados  $W^\pm$  con una masa común  $m_W$ .
- ? Un campo del bosón gauge neutro  $Z$  con masa  $m_Z$ .
- ? Un campo de bosón gauge  $A_\mu$  sin término de masa.

Estas partículas corresponden a los bosones masivos: de Higgs  $H$ , a los BVI's  $W^\pm$  y  $Z$ , y al fotón sin masa  $A_\mu$ .

Las masas de los bosones gauge han sido adquiridas espontáneamente a través del mecanismo de Higgs, así podemos esperar que la teoría sea renormalizable.

Es costumbre introducir el ángulo de Weinberg  $\theta_w$  a través de la definición:

$$\tan \theta_w = \frac{g_1}{g_2} \quad (2.43)$$

Implicando que:

$$\sqrt{g_2^2 + g_1^2} = \frac{g_2}{\cos \theta_w} = \frac{g_1}{\sin \theta_w} \quad (2.44)$$



Además se identifica la carga eléctrica con:

$$q = \frac{g_2 g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.45)$$

Así, los campos neutros del bosón pueden ser escritos como:

$$Z_\mu = B_\mu \sin\theta_w - A_\mu^3 \cos\theta_w \quad (2.46)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_w + A_\mu^3 \sin\theta_w$$

## 2.2 PREDICCIÓN DE LAS MASAS DE LOS BOSONES $W^\pm$ Y $Z$

De (2.44) y (2.45) se tiene:

$$g_2 = \frac{q}{\sin\theta_w} \quad (2.47)$$

$$g_1 = \frac{q}{\cos\theta_w} \quad (2.48)$$

Siendo  $q$  la carga eléctrica. La constante de acople  $g$  de  $SU(2)_L$  y la constante  $q$  de  $U(1)_{QED}$  están relacionadas a través de un parámetro empírico, el ángulo de Weinberg. La masa del BVI también puede ser dada en términos del ángulo de Weinberg; usando (2.47) y la relación entre la constante de acople  $g_w$  y la constante de Fermi:

$$\frac{g^2}{8m_w^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (2.49)$$

Se obtiene:

$$m_w = \frac{37.3}{\sin\theta_w} \text{ GeV} \quad (2.50)$$

Y de (2.40):

$$m_z = \frac{m_w}{\cos\theta_w} \quad (2.51)$$

Por lo tanto una determinación de  $g_w$  fija las masas de los BVI's. De (2.49) vemos que la constante de acople de Fermi es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de los BVI's:

$$G_F \propto \frac{g^2}{m_W^2} \quad (2.52)$$

Luego, la debilidad de las interacciones débiles puede ser atribuida a la masa de los BVI's.

Varios experimentos han dado determinaciones del ángulo de Weinberg con un promedio de  $\sin^2 \theta_w \approx 0.222$  (Marciano y Parsa, 1986), otra compilación de datos da  $\sin^2 \theta_w \approx 0.230 \pm 0.005$  (Aguilar – Benitez, 1988) [13].

Con este parámetro, de (2.50) se obtiene:

$$m_W \approx 78 \text{ GeV} \quad (2.53)$$

Una vez recopilada toda esta información, el siguiente paso consiste en dar la estructura final del Lagrangiano que describe el Modelo Estándar ya con todas sus componentes e implicaciones de las mismas.

## 2.3 ACOPLER UTILIZADOS EN LOS LAGRANGIANOS

### 2.3.1 Corrientes cargadas.

$$W_\mu^\pm J_{\text{cargada}}^\pm \approx \frac{g_2}{2\sqrt{2}} W_\mu^\pm \left[ \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e \right] + \frac{g_2}{2\sqrt{2}} W_\mu^\pm \left[ \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d \right] \quad (2.54)$$

El acople es:

$$g_{W_\mu^\pm \bar{e} \nu_e} = i \frac{g_2}{\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \quad (2.55)$$

### 2.3.2 Corrientes neutras.

$$\begin{aligned}
 & \tau_L^2 \tau_L \tau_{\bar{e}_L} e_L \tau_{2\sin^2\theta} \tau_{\bar{e}} e \tau_{\bar{u}_L} u_L \tau_{\bar{d}_L} d_L \tau_{2\sin^2\theta} \tau_{\frac{2}{3}\bar{u}} u \tau_{\frac{1}{3}\bar{d}} d \\
 & \tau_{\frac{1}{2}\tau} \tau_{\tau^5} \tau_{\tau} \tau_{\tau^5} \tau_{\frac{1}{2}} \tau_{\sin^2\theta} \tau_{\bar{e}} \tau_{\tau^5} \tau_{\sin^2\theta} \tau_{\bar{e}} \tau_{\tau^5} \\
 & \tau_{\frac{1}{2}} \tau_{\frac{2}{3}\sin^2\theta} \tau_{\bar{u}} \tau_{\tau^5} \tau_{\frac{1}{2}} \tau_{\frac{2}{3}\sin^2\theta} \tau_{\bar{u}} \tau_{\tau^5} \\
 & \tau_{\frac{1}{2}} \tau_{\frac{1}{3}\sin^2\theta} \tau_{\bar{d}} \tau_{\tau^5} \tau_{\frac{1}{3}\sin^2\theta} \tau_{\bar{d}} \tau_{\tau^5} .
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

### 2.3.3 Acoples

$$\begin{aligned}
 g_L^2 &= \frac{1}{2} & g_R^2 &= 0 \\
 g_L^e &= \frac{1}{2} \tau_{\sin^2\theta} & g_R^e &= \tau_{\sin^2\theta} \\
 g_L^u &= \frac{1}{2} \tau_{\frac{2}{3}\sin^2\theta} & g_R^u &= \tau_{\frac{2}{3}\sin^2\theta} \\
 g_L^d &= \frac{1}{2} \tau_{\frac{1}{3}\sin^2\theta} & g_R^d &= \tau_{\frac{1}{3}\sin^2\theta}
 \end{aligned}$$

## 2.4 CRÍTICA DEL MODELO ESTÁNDAR

El Modelo Estándar es una teoría bastante exitosa y consistente en todo lo que tiene que ver con la descripción – explicación de los datos experimentales y en lo que se refiere a ciertas predicciones que ya han sido confirmadas.

Entre sus logros más significativos podemos incluir:

- La predicción de la existencia y propiedades de las corrientes débiles neutras.
- La unificación parcial de las interacciones débil y electromagnética.

- ? Predicción correcta de las masas de los bosones  $W^?$  y  $Z$ .
- ? La sugerencia de color para los quarks.
- ? La existencia sugerida del quark charm.
- ? La reproducción satisfactoria de QED y la fenomenología de la interacción débil a baja energía.

Sin embargo, al conocer las limitaciones de la teoría se llega a la conclusión de que la misma está incompleta y uno de los retos impuestos es completar o tratar de completar lo que ya se tiene.

Algunos de los problemas más notables del Modelo Estándar son:

? **La estructura interna no parece ser la más simple:** existe un número muy grande de parámetros que no puede ser predichos por el modelo, y que deben ser obtenidos como datos experimentales, lo cual sugiere que el Modelo Estándar es incompleto, ya que se espera que una teoría realmente fundamental tenga un número reducido de parámetros libres y que pueda predecir el valor de cualquier otra cantidad.

? **La teoría debe tener solo una constante de acople:** aparecen dos constantes de acople, más de lo que espera de una teoría unificada. Si la teoría tuviera una carga, solo existiría una fuerza y las dos interacciones no serían más que diferentes manifestaciones de una interacción.

? **El Modelo Estándar no puede explicar la existencia de familias de partículas:** las tres familias de fermiones son idénticas en cada propiedad, excepto en su masa. Esto sugiere que podrían existir más simetrías de las que se postulan, o que todos los fermiones están compuestos por entes más fundamentales.

Además no se conoce porque hay exactamente tres generaciones.

? **Problema de mezcla de sabores:** la transformación de una especie de neutrino en otra fue recientemente confirmada, éste fenómeno se conoce como mezcla de sabores y consiste en que las partículas de un tipo pueden transformarse en partículas de la misma especie, pero con propiedades diferentes lo cual ocurre si y solo si las partículas involucradas tienen masa y el

Modelo Estándar no considera tal mezcla, ya que postula que el neutrino no tiene masa.

? **Origen del rompimiento de simetría electrodébil y origen de la masa:** por conveniencia teórica, las teorías que describen a la física de partículas fundamentales se construyen tal que ninguna partícula tenga masa. En esta forma las teorías poseen varias simetrías y al introducir masa se rompe alguna de ellas, por lo que se debe buscar la forma de que tal rompimiento de simetría ocasione el menor daño posible.

Una forma de hacerlo es mediante el mecanismo de Higgs donde se postula la existencia del bosón de Higgs, el cual interactúa con las demás partículas originando la masa de cada una de ellas. El problema es que tal partícula escalar aún no se ha detectado.

? **Origen de la violación de simetría C.P:** se creía que si se cambiaba las partículas por sus antipartículas (conjugación de carga) y si se cambiaba otra propiedad que tiene que ver con la forma en que tales partículas están orientadas con respecto a su dirección de propagación, la física de las partículas no cambiaba. Sin embargo, la violación de tal simetría se ha observado experimentalmente en el decaimiento de los mesones  $K^0$ .

Aunque es posible explicar esta violación en el marco del Modelo Estándar, se cree que el origen de la misma se debe a nueva física que solo se manifiesta a más altas energías y que la causa está relacionada con la asimetría entre materia y antimateria observada en el universo [14] - [15].

### 3. FÍSICA DEL BOSON VECTORIAL INTERMEDIARIO

#### 3.1 LAGRANGIANO

$$L_{BVI} \supset \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F_i^{\mu\nu} + \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (\text{Términos cinéticos})$$

$$\supset \frac{g_2^2}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} + \frac{g_1^2}{8} (Z_\mu - Z'_\mu)^2 \quad (\text{Términos de masa})$$

$$\supset \frac{g_2^2}{2} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} H + \frac{g_1^2}{4} (Z_\mu - Z'_\mu)^2 H \quad (\text{Interacción Higgs-BVI})$$

$$\supset \frac{g_2^2}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu a} HH + \frac{g_1^2}{8} (Z_\mu - Z'_\mu)^2 HH$$

$$\supset \frac{g_2}{\sqrt{2}} W_{\mu\nu}^a \bar{\psi}_e \gamma_\mu \tau_a \psi_L \supset U_{\square} \begin{matrix} e \\ \nu \\ \tau \end{matrix} \supset \frac{g_2}{\sqrt{2}} W_{\mu\nu}^a \bar{\psi}_{\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset U_{\square} \begin{matrix} d \\ s \\ b \end{matrix} \quad (\text{Corriente cargada})$$

$$\supset \frac{g_2 Z'_\mu}{\cos \theta_w} \bar{\psi}_e \gamma_\mu \tau_3 \psi_L \supset \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{e}, \tau, \nu} \gamma_\mu \psi_L \supset \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}}$$

$$\supset \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{e}, \tau, \nu} \gamma_\mu \psi_L \supset \frac{1}{2} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}}$$

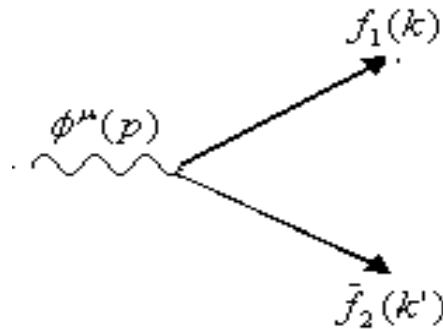
$$\supset \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}}$$

$$\supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \bar{\psi}_{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}} \gamma_\mu \psi_{\bar{q}} \supset hc. \quad (\text{Corrientes neutras}) \quad (3.1)$$

### 3.2 DECAIMIENTO DE UN BOSÓN VECTORIAL EN DOS FERMIONES

Los cálculos de cada proceso se llevan a cabo mediante los diagramas y las reglas de Feynman citadas en el apéndice B. Se calcula el proceso de decaimiento de un bosón vectorial  $V$  en dos fermiones de spin  $1/2$ , donde se han despreciado las masas de  $f_1$  y  $f_2$ .

**Figura 3.1.** Decaimiento de un bosón vectorial en dos fermiones.



La amplitud para el proceso tiene la forma:

$$i \bar{u}(k) \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) u(k')$$
(3.2)

Con:

$$|M|^2 = \frac{g_X^2}{3} (C_V^2 + C_A^2) M_X^2$$
(3.3)

Obteniéndose así, una rata de decaimiento:

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 M_V} \int |M|^2 d\Omega = \frac{g_X^2}{48\pi} (C_V^2 + C_A^2) M_V$$
(3.4)

Ahora se calcula el mismo proceso sin despreciar la masa de las partículas.

$$|M|^2 = \frac{g_X^2}{3} (C_V^2 + C_A^2) M_V^2 (1 - a_1 - a_2) (1 + a_1 + a_2) (1 - a_1 + a_2) (1 + a_1 - a_2)$$
(3.5)

Donde se ha definido:

$$a_1 = \frac{m_1^2}{M_V} \quad \text{y} \quad a_2 = \frac{m_2^2}{M_V}$$

Se procede a calcular la rata de decaimiento, para la cual se obtiene:

$$\Gamma = \frac{g_x^2}{48} (C_V^2 + C_A^2) M_V \left[ a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 + 2a_2 + 2a_1 a_2 \right]^{1/2} \left[ a_1 + a_2 + (a_1 - a_2)^2 \right] \quad (3.6)$$

**Casos:**

Si  $m_1$  y  $m_2$  son despreciables con respecto a  $M_V$ , es decir:

$$a_1, a_2 \approx 0$$

Se tiene:

$$\Gamma = \frac{g_x^2}{48} (C_V^2 + C_A^2) M_V \quad \text{Que es el caso que teníamos.}$$

Si  $m_2$  es despreciable y  $m_1$  no, por ejemplo: la masa del quark  $b$  es despreciable con  $M_V$ , pero la masa del quark  $t$ , no.

$$a_1 = \frac{m_t^2}{M_V} \quad \text{y} \quad a_2 = \frac{m_b^2}{M_V} \approx 0$$

$$\Gamma = \frac{g_x^2}{48} (C_V^2 + C_A^2) M_V \left[ a_1^2 + 2a_1 + 2a_1 a_2 \right]^{1/2} \left[ a_1 + a_1^2 \right] \quad (3.7)$$

$C_V$  y  $C_A$  representan los acoples, cuyos valores se dan en el apéndice A.



### 3.3 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN Z

Se desea calcular dentro del Modelo Estándar procesos de decaimiento del bosón neutro  $Z$  como una función de los parámetros del modelo. En un decaimiento, la conservación del cuadri - momentum implica que la suma de las masas en cualquier estado final, debe ser menor que la masa de  $Z$ . Esta regla solo permite el decaimiento del bosón en un par fermión – antifermión mediante una interacción débil de corriente neutra.

**Figura 3.2.** Decaimiento del bosón  $Z$ .



$$\text{Vértice: } i \frac{g_2}{\cos \theta_w} (C_V^f - C_A^f) \gamma^5$$

#### 3.3.1 Decaimientos leptónicos.

$$\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f}) = \frac{g_2^2}{48} (C_V^f)^2 + C_A^f M_Z \quad (3.8)$$

Para  $f = e, \mu, \tau$  :

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha) = \frac{g_2^2 M_Z}{96 \cos^2 \theta_w} = \frac{G}{12\sqrt{2}} M_Z^3 \quad (3.9)$$

Para  $f = \nu_\alpha$  :

$$\Gamma(Z \rightarrow \bar{\nu}_\alpha \nu_\alpha) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha)}{2} = 4 \sin^2 \theta_w \Gamma(Z \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha) \quad (3.10)$$

### 3.3.2 Decaimientos hadrónicos.

Para  $p = u, c, t$  :

$$\Gamma(Z \rightarrow \bar{p}p) = \frac{3}{2} \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w \quad (3.11)$$

Para  $n = d, s, b$  :

$$\Gamma(Z \rightarrow n\bar{n}) = \frac{3}{2} \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \quad (3.12)$$

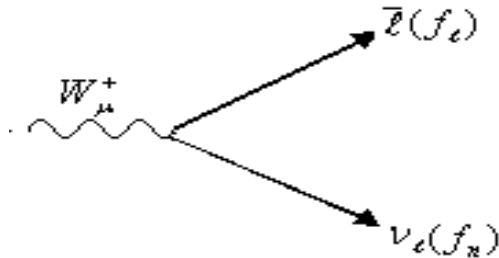
El decaimiento total se expresa mediante la ecuación:

$$\Gamma(Z \rightarrow \text{todo}) = \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \left[ \frac{1}{2} (4 \sin^2 \theta_w + 1) + \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w \right] + \frac{3}{2} \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \quad (3.13)$$

### 3.4 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $W^\pm$

Igual que para el bosón  $Z$ , los decaimientos dominantes de  $W^\pm$  se predicen en pares fermión – antifermión.

**Figura 3.3.** Decaimiento del bosón  $W^\pm$ .



$$\text{Vértice: } i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) U_{pn}$$

$U_{pn}$  ? matriz unitaria, ? para leptones.  
 ? matriz de Cabibbo ? Kobayashi ? Maskawa, para quarks.

### 3.4.1 Decaimientos leptónicos.

$$\Gamma_W \approx f_1 \bar{f}_2 \frac{g_X^2}{48} C_V^2 C_A^2 M_W^3 \quad (3.14)$$

Para  $f_1 = e$  y  $f_2 = \mu$  :

$$\Gamma_W \approx \frac{1}{6\sqrt{2}} \frac{GM_W^3}{\dots} \quad (3.15)$$

Nótese que  $\Gamma_e \approx \Gamma_\mu \approx \Gamma_\tau$  si se desprecian las masas  $m_e \approx m_\mu \approx m_\tau \approx 0$ , lo cual es muy acertado, ya que son muy pequeñas con respecto a la masa del bosón  $W$ .

### 3.4.2 Decaimientos hadrónicos.

$$\Gamma_W \approx \bar{p}n \frac{3}{48} |U_{pn}|^2 \frac{g_2^2}{48} M_W^3 \frac{3}{p,n} |U_{pn}|^2 \Gamma_e \quad (3.16)$$

$$\Gamma_W \approx \text{todo} \frac{3}{e} \frac{3}{p,n} |U_{pn}|^2 \Gamma_e \approx 9 \Gamma_e \quad (3.17)$$

$$\Gamma_W \approx \text{todo} \frac{3\sqrt{2}G}{4} M_W^3 \quad (3.18)$$

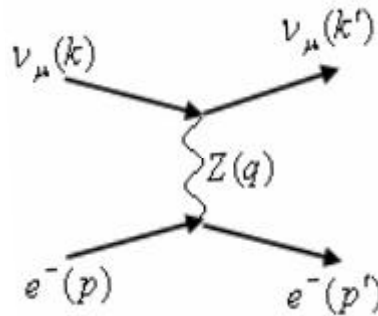
Los branching ratios para los bosones vectoriales se calculan teniendo en cuenta la ecuación:

$$B_{ff} = \frac{\Gamma_{V \rightarrow ff}}{\Gamma_{V \rightarrow \text{todo}}} \quad (3.19)$$

### 3.5 PROCESOS QUE INCLUYEN BOSONES VECTORIALES

#### 3.5.1 Dispersión $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ .

Figura 3.4. Dispersión  $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$



$$i \mathcal{M} = \bar{u}(p') \gamma^\mu u(p) \frac{-ig_s}{2} \gamma^\nu \frac{-i}{q^2 - M_Z^2} \gamma^\nu \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \quad (3.20)$$

La amplitud para el proceso toma la forma:

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \bar{u}(p') \gamma^\nu u(p) \mathcal{C}_V \mathcal{C}_A \quad (3.21)$$

$$|\mathcal{M}|^2 = 2s^2 G^2 \mathcal{C}_V^2 \mathcal{C}_A^2 \int y^2 \quad (3.22)$$

Después de realizar los cálculos correspondientes, se obtienen los siguientes resultados:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{sG^2}{4} \mathcal{C}_V^2 \mathcal{C}_A^2 \int y^2 \quad (3.23)$$

Donde:

$$1 - y \approx \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \theta \right) \frac{p \cdot k}{p \cdot k} \quad 0 \leq y \leq 1 \quad m_e \neq 0$$

Por lo tanto la sección eficaz tiene la forma:

$$\frac{d\sigma}{dy} \approx \frac{s G^2}{3} \left( C_V^2 + C_A^2 + C_V C_A \right) \quad (3.24)$$

Si no despreciamos la masa del electrón, la contribución extra es:

$$\left| \frac{d\sigma}{dy} \right|_{ext} \approx 4 G^2 m^2 \left( C_V^2 + C_A^2 \right) y s \quad (3.25)$$

Obteniéndose así una sección eficaz:

$$\frac{d\sigma_{ext}}{dy} \approx \frac{G^2 m^2 \left( C_V^2 + C_A^2 \right)}{2} y \quad (3.26)$$

Después de llevar a cabo la integración se obtiene:

$$\sigma_{ext} \approx \frac{G^2 m^2}{2} \left( C_V^2 + C_A^2 \right) \quad (3.27)$$

Finalmente:

$$\frac{d\sigma_{\tau, e^+}}{dy} \approx \frac{d\sigma_{\tau, e^-}}{dy} \approx \frac{s G^2}{3} \left( C_V^2 + C_A^2 + C_V C_A \right) \quad (3.28)$$

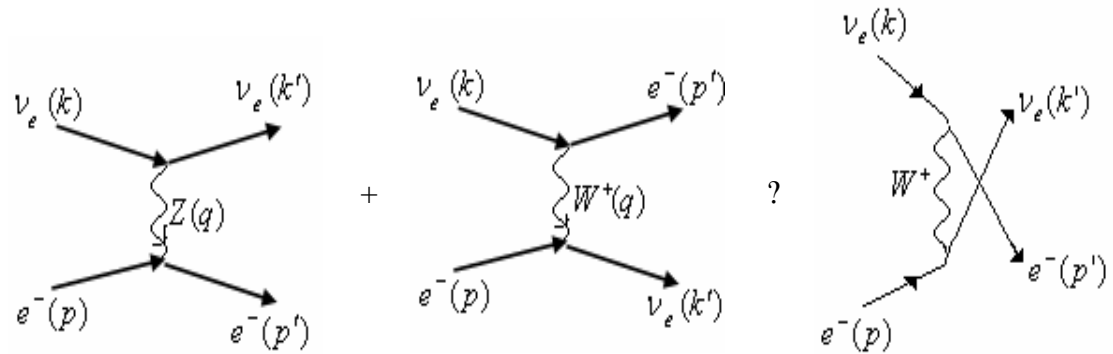
$$\frac{d\sigma_{\tau, e^+}}{dy} \approx \frac{d\sigma_{\tau, e^-}}{dy} \approx \frac{s G^2}{3} \left( C_V^2 + C_A^2 + C_V C_A \right) \quad (3.29)$$

En la ecuación (3.29) se cambia  $C_A \rightarrow -C_A$ .

### 3.5.2 Dispersión $\nu_e e^+ \rightarrow \nu_e e^+$ .

En este caso tenemos dos contribuciones: una del bosón  $Z$  y otra del bosón  $W^+$ .

**Figura 3.5.** Dispersión  $\nu_e e^+ \rightarrow \nu_e e^+$ .



En el primer diagrama:

$$\mathcal{M}_Z = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(k) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p) \frac{1}{q^2} \bar{u}(k') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p') \quad (3.30)$$

En el segundo diagrama:

$$\mathcal{M}_{W^+} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(k) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p) \frac{1}{q^2} \bar{u}(k') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p') \quad (3.31)$$

Para una amplitud total:

$$\mathcal{M}_T = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(k) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p) \frac{1}{q^2} \bar{u}(k') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p') \quad (3.32)$$

Finalmente:

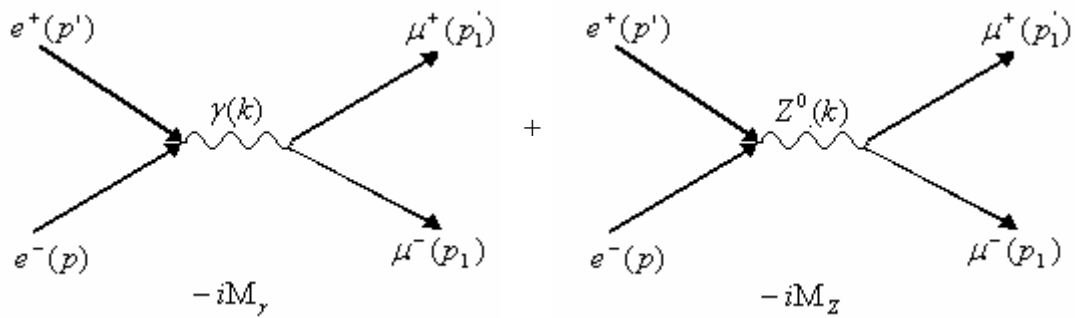
$$\sigma(\nu_e e^+ \rightarrow \nu_e e^+) = \frac{sG^2}{3} [C_V^2 + 1] [C_A^2 + 1] [C_V^2 + 1] [C_A^2 + 1] \quad (3.33)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^+) = \frac{sG^2}{3} [C_V^2 + 1] [C_A^2 + 1] [C_V^2 + 1] [C_A^2 + 1] \quad (3.34)$$

### 3.5.3 Efectos de interferencia electrodébil en la aniquilación $e^+e^-$ .

Para el estudio de estos procesos se deben tener en cuenta dos contribuciones: el intercambio de un fotón y el intercambio de un bosón Z.

**Figura 3.7.** Intercambio de un fotón y de un bosón Z.



De tal manera que la amplitud resulta de la suma de las dos contribuciones:

$$i\mathcal{M} = i\mathcal{M}_\gamma + i\mathcal{M}_Z \quad (3.35)$$

Usando solo partículas:

$$\mathcal{M}_\gamma = \frac{e^2}{k^2} \bar{e} \gamma_\mu e \gamma^\mu \mu \bar{\mu} \quad (3.36)$$

$$\mathcal{M}_Z = \frac{g^2 \bar{e} \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma^5) e \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) \mu \bar{\mu}}{4 \cos^2 \theta_w (k^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)} \quad (3.37)$$

Al realizar el cálculo correspondiente se obtuvo:

$$|\mathcal{M}|^2 = 16e^4 \cos^2 \theta_w \frac{1}{k^2} [A_0 + \cos^2 \theta_w A_1] \quad (3.38)$$

Donde:

$$A_0 = 1 + 2C_V^2 \text{Re}(?) + C_V^2 + C_A^2 |?|^2 \quad \text{y} \quad (3.39)$$

$$A_1 = 4 \text{Re}(?) C_A^2 + 8C_V^2 C_A^2 |?|^2 \quad (3.40)$$

Las ecuaciones (3.39) y (3.40) representan los aportes del fotón y del bosón Z al proceso de interferencia.

Con:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{s} \frac{1}{M_Z^2} \frac{1}{iM_Z} \frac{1}{e^2} \quad (3.41)$$

Un estudio de este proceso arroja los siguientes resultados:

Una distribución angular asimétrica en su sección transversal diferencial:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{CM} \approx \frac{1}{4s} A_0 \cos^2 \theta \approx A_1 \cos \theta \quad (3.42)$$

Si se considera solo la contribución del fotón (QED,  $A_0 \approx 1$ ), se tiene:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{2s} \frac{1}{e^2} \approx \frac{1}{2s} \quad (3.43)$$

Pero si se considera la contribución del fotón y del Z:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{1}{2s} \frac{1}{3} A_0 \approx \frac{1}{6s} A_0 \quad (3.44)$$

La interacción débil introduce una asimetría atrás - adelante definida por:

$$A_{FB} \approx \frac{F - B}{F + B} \quad (3.45)$$

Con:

$$F \approx \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta \approx \frac{1}{2s} \frac{1}{3} A_0 \approx \frac{1}{6s} A_0 \quad (3.46)$$

$$B \approx \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta \approx \frac{1}{2s} \frac{1}{3} A_0 \approx \frac{1}{6s} A_0 \quad (3.47)$$



Teniendo en cuenta las ecuaciones anteriores, se llega a:

$$A_{FB} = \frac{3 \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\gamma) C_A^2 + |\gamma|^2 C_V^2 C_A^2}{1 + 2 \operatorname{Re}(\gamma) C_V^2 + |\gamma|^2 C_V^2 + C_A^2} \quad (3.48)$$

De la ecuación (3.41) se obtiene:

$$|\gamma|^2 = \frac{2G^2 \frac{s}{e^2} \frac{s}{M_Z^2} + 1 + \frac{s^2}{M_Z^2}}{\frac{s}{M_Z^2} + 1 + \frac{s^2}{M_Z^2}} \quad (3.49)$$

$$\operatorname{Re}(\gamma) = \frac{\sqrt{2}G^2 \frac{s}{e^2} \frac{s}{M_Z^2} + 1}{\frac{s}{M_Z^2} + 1 + \frac{s^2}{M_Z^2}} \quad (3.50)$$

Para  $s \ll M_Z^2$  se considera que  $\frac{s^2}{M_Z^2} \approx 0$ , por lo tanto:

$$\operatorname{Re}(\gamma) \approx \sqrt{2}G^2 \frac{s}{e^2} \quad \text{y} \quad |\gamma|^2 \approx 2G^2 \frac{s}{e^2} + |\operatorname{Re}(\gamma)|^2 \approx 0$$

$$A_{FB} \approx \frac{3 \operatorname{Re}(\gamma) C_A^2}{2 \operatorname{Re}(\gamma) + 4C_V^2} \quad (3.51)$$

$$A_0 \approx 1 + 2 \operatorname{Re}(\gamma) C_V^2 \quad (3.52)$$

$$A_1 \approx 4 \operatorname{Re}(\gamma) C_A^2 \quad (3.53)$$

Para  $s = M_Z^2$ , se tiene:

$$\operatorname{Re}(?) = 0 \quad \text{y} \quad |?|^2 = 2 \frac{G s M_Z^2}{e^2}$$

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \frac{?}{C_V^2 + C_A^2} \frac{|?|^2}{|?|^2} \quad (3.54)$$

Donde  $?^2$  representa el parámetro de asimetría:

$$?^2 = \frac{4C_V^2 C_A^2}{(C_V^2 + C_A^2)^2} \quad (3.55)$$

$$A_0 = 1 - |?|^2 C_V^2 + C_A^2 \quad (3.56)$$

$$A_1 = 8|?|^2 C_V^2 C_A^2 \quad (3.57)$$

## 4. CÁLCULOS NUMÉRICOS

Las mediciones precisas de la masa, amplitud y amplitudes parciales del bosón  $Z$ , de su producción y decaimiento; y de la masa del bosón  $W^?$ , permitieron pruebas cuantitativas de la teoría electrodébil.

Para la producción de los bosones  $W^?$  y  $Z$ , se necesitó un colisionador capaz de crear partículas con masas en el rango de  $100 \text{ GeV}$  [16]. El primer estudio de la producción directa y decaimiento de dichos bosones fue hecho por Carlo Rubbia y Simon van der Meer, quienes lograron las primeras colisiones en el año 1981 con el SppS (**Super proton – antiproton Synchrotron**) en el CERN. En aquel entonces contaron con 6 detectores  $UA1, UA2, UA3, UA4, UA5$  y  $UA6$ , siendo los dos primeros, los únicos capaces de detectar el  $W^?$  (1982) y el  $Z$  (1983) [17].

Teniendo en cuenta los valores de las constantes experimentales citadas en el apéndice C, se llevaron a cabo los cálculos correspondientes a fin de confrontarlos con los resultados experimentales.

### 4.1 MASAS DE LOS BOSONES $Z$ Y $W^?$ , Y ÁNGULO DE WEINBERG.

La masa del bosón  $Z$  se calculó de la rata de decaimiento expresada por la ecuación (3.9), obteniéndose así:

$$M_Z = (91.264 \pm 0.092) \text{ GeV} \quad (4.1)$$

De la ecuación (3.10) se encontró que el ángulo de Weinberg toma un valor de:

$$\sin^2 \theta_w = (0.226 \pm 0.004) \quad (4.2)$$

Teniendo en cuenta los resultados anteriores, fácilmente se calculó la masa del bosón  $W^?$ . Utilizando la relación:

$$M_W = M_Z \cos \theta_w \quad (4.3)$$

Se tiene:

$$M_{W^?} = (80.286 \pm 0.242) \text{ GeV} \quad (4.4)$$

Para los cálculos anteriores se tuvieron en cuenta los valores de las siguientes ratas de decaimiento [18]:

$$\Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{invisible})}{3} = (0.1663 \pm 0.0005) \text{ GeV} \quad (4.5)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) = (0.08391 \pm 0.00012) \text{ GeV} \quad (4.6)$$

Se confrontaron los datos teóricos con los experimentales a fin de obtener el error respectivo.

Valor	Experimentales	Modelo Estándar	Error (%)
$M_Z \text{ (GeV)}$	$91.1876 \pm 0.0021$	$91.264 \pm 0.092$	0.08
$M_{W^{\pm}} \text{ (GeV)}$	$80.425 \pm 0.038$	$80.286 \pm 0.242$	0.17
$\sin^2\theta_w$	$0.23149 \pm 0.00015$	$0.226 \pm 0.004$	2.38

#### 4.2 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN Z

Ratas de decaimiento (GeV)	Experimentales	Modelo Estándar	Error (%)
$\Gamma(Z \rightarrow \bar{\nu}\nu)$	$0.083984 \pm 0.000086$	$0.0824 \pm 0.0004$	1.92
$\Gamma(Z \rightarrow \bar{p}p)$	$0.3004 \pm 0.0002$	$0.2888 \pm 0.0025$	4.02
$\Gamma(Z \rightarrow \bar{n}n)$	$0.3832 \pm 0.0002$	$0.3712 \pm 0.0023$	3.23
$\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrones})$	$1.744 \pm 0.002$	$1.691 \pm 0.012$	3.16
$\Gamma(Z \rightarrow \text{todo})$	$2.4952 \pm 0.0023$	$2.44 \pm 0.05$	2.26

<b>Branching ratios (%)</b>	<b>Experimentales</b>	<b>Modelo Estándar</b>	<b>Error (%)</b>
$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \bar{\nu}\nu)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{todo})}$	$3.3658 \pm 0.0023$	$3.377 \pm 0.008$	0.33
$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \bar{p}p)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{todo})}$	$11.81 \pm 0.33$	$11.84 \pm 0.05$	0.25
$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \bar{n}n)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{todo})}$	$15.13 \pm 0.05$	$15.213 \pm 0.046$	0.55
$\frac{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrones})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{todo})}$	$69.911 \pm 0.057$	$69.30 \pm 0.24$	0.88

#### 4.3 DECAIMIENTOS DEL BOSÓN $W^{\pm}$

<b>Ratas de decaimiento (GeV)</b>	<b>Experimentales</b>	<b>Modelo Estándar</b>	<b>Error (%)</b>
$\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \bar{\nu}\nu)$	$0.22656 \pm 0.00024$	$0.226 \pm 0.002$	0.25
$\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \bar{p}n)$	$1.4142 \pm 0.0014$	$1.359 \pm 0.012$	4.06
$\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \text{todo})$	$2.124 \pm 0.041$	$2.038 \pm 0.018$	4.22

<b>Branching ratios (%)</b>	<b>Experimentales</b>	<b>Modelo Estándar</b>	<b>Error (%)</b>
$\frac{\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \bar{\nu}\nu)}{\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \text{todo})}$	$10.68 \pm 0.12$	$11.09 \pm 0.11$	3.70
$\frac{\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \bar{p}n)}{\Gamma(W^{\pm} \rightarrow \text{todo})}$	$67.96 \pm 0.35$	$66.68 \pm 0.66$	1.92

#### 4.4 DISPERSIÓN $\gamma e^+ \gamma e^+$ .

Secciones eficaces:

$$\sigma_{\gamma e^+ \gamma e^+} \approx 3922 \cdot 5 \cdot 10^{215} \text{ s GeV}^{24} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{\tau e^+ \tau e^+} \approx 3369 \cdot 5 \cdot 10^{215} \text{ s GeV}^{24} \quad (4.8)$$

#### 4.5 DISPERSIÓN $e^+ e^+ \gamma e^+$ .

Secciones eficaces:

$$\sigma_{e^+ e^+ \gamma e^+} \approx 2387.0 \cdot 1.7 \cdot 10^{214} \text{ s GeV}^{24} \quad (4.9)$$

$$\sigma_{\tau e^+ \tau e^+} \approx 1002.0 \cdot 2.2 \cdot 10^{214} \text{ s GeV}^{24} \quad (4.10)$$

#### 4.6 EFECTOS DE INTERFERENCIA ELECTRODÉBIL EN LA ANIQUILACIÓN $e^+ e^+$ .

Para los cálculos, únicamente se tomo el caso para el cual se considera  $s \approx M_Z^2$ .

Teniendo en cuenta que:

$$|\sigma|^2 \approx 2407 \cdot 24 \cdot 10^3 \quad (4.11)$$

$$\sigma_{\square}^2 \approx 2.25 \cdot 0.04 \cdot 10^{22} \quad (4.12)$$

De la ecuación (3.54) se obtuvo:

$$A_{FB} \approx 16.89 \cdot 0.36 \cdot 10^{23} \quad (4.13)$$

Según los datos experimentales:

$$\sigma_{\text{FB}}^2 = 2.29 \pm 0.21 \times 10^{22} \quad (4.14)$$

$$A_{\text{FB}} = 16.9 \pm 1.3 \times 10^{23} \quad (4.15)$$

Obteniéndose así un porcentaje de error:

$$\sigma_{\text{FB}}^2 = 1.78\%$$

$$A_{\text{FB}} = 0.06\%$$

Y de las ecuaciones (3.56) y (3.57) se encontró que el aporte del fotón y del bosón  $Z$  a la aniquilación  $e^+e^-$  es:

$$A_0 = 1537 \pm 16 \times 10^2 \quad (4.16)$$

$$A_1 = 6924.38 \pm 165.49 \quad (4.17)$$

Finalmente, de la ecuación (3.44) se encontró la siguiente sección eficaz:

$$\sigma(e^+e^-) = \sigma_{\text{FB}}^2 \times 4.68 \pm 0.05 \times 10^{23} \text{ GeV}^{-2} \quad (4.18)$$

## 5. CONCLUSIONES

Muchos de los detectores utilizados para captar los BVI's han producido resultados excelentes en lo concerniente a las masas y a sus amplitudes de decaimiento. Desafortunadamente no se encontraron datos experimentales de procesos que incluyen los bosones estudiados para compararlos con la teoría, tales procesos son: dispersión  $\gamma e^+ \gamma e^+$  y dispersión  $e^+ e^+ e^+$ .

La masa del bosón  $Z$  experimentalmente toma un valor de  $(91.1876 \pm 0.0021) GeV$  y teóricamente su resultado fue  $(91.264 \pm 0.092) GeV$ , obteniéndose así un error de 0.08%.

Igualmente, para el bosón  $W$  se calculó una masa de  $(80.286 \pm 0.242) GeV$  y frente al valor experimental  $(80.425 \pm 0.038) GeV$ , se obtuvo un error de 0.17%.

Se calculó el parámetro  $\sin^2 \theta_w$  y al confrontarlo con su valor experimental el error encontrado fue 2.38%.

En los valores teóricos y experimentales de las amplitudes de decaimiento de los BVI's y de los branching ratios se obtuvieron porcentajes de error relativamente bajos. Se cree que el error puede ser menor si los cálculos se trabajan más allá del nivel de árbol.

Pese a que no se pudieron trabajar los dos casos que se presentan en el cálculo de la asimetría atrás – adelante, el resultado obtenido cuando  $s \approx M_Z^2$  fue bueno, ya que el porcentaje de error sólo alcanzó un valor de 0.06% sobre el valor experimental.

En general, los resultados obtenidos fueron satisfactorios. Lo más importante es haber cumplido con los objetivos propuestos al inicio de este trabajo; y como se expuso anteriormente, los resultados pueden ser mejorados si se trabaja a nivel de 1, 2 ó más loops.



## BIBLIOGRAFÍA

- [1] La física de partículas y las interacciones fundamentales. [online]. [citado en 2004-06-20]. Disponible en Internet: [www.juntadeandalucia.es/averroes/iesarrojo/fisica/particula.htm](http://www.juntadeandalucia.es/averroes/iesarrojo/fisica/particula.htm).
- [2] Weak Electromagnetic and Strong Interactions: Structure of the Microcosmos. [online]. [citado en 2004-06-18]. Disponible en Internet: [www.seas.columbia.edu/~ah297/un\\_easa/universe\\_chapter4.html](http://www.seas.columbia.edu/~ah297/un_easa/universe_chapter4.html).
- [3] NÚÑEZ, Carmen. ¿Qué es la Teoría M?. En : Revista Ciencia Hoy en línea. Universidad Nacional de La Plata Instituto de Astronomía y Física del espacio – CONICET, UBA. Vol. 14, No. 80. (Abr – May, 2004). (s. p. i.). p. 14-21.
- [4] MORIYASU, K. An Elementary Primer for Gauge Theory. Seattle, July 1983. s. p. i. p. 10-74.
- [5] MARTINEZ, Regino; CHAVANZ. Variaciones con fuga sobre el modelo unitario y monista de Weinberg – Salam. Escuela Nacional de Física Teórica. Departamento de Física. Universidad de Antioquia. Bogotá, octubre 17 - 27 de 1983. p. 12-14.
- [6] ATCHISON, Ian J. R; HEY, Antony J. G. Gauge Theories in Particle Physics. A Practical Introduction. Gran Bretaña : Adam – Hiller, Bristol, 1982. p. 40-52.
- [7] GUIDRY, Mike. Gauge Field Theories. An Introduction with Applications. United States of America : Wiley - Interscience publication, 1980. p. 215-216.
- [8] MARSHAK, Robert E; RIAZUDIN; RYAN, Ciaran P. Theory of Weak Interactions in Particle Physics. Vol. XXIV. New York : Wiley – Interscience, 1986. p. 686-696.
- [9] OKUN', L.B. Weak Interaction of Elementary Particles. Translated from the Russian by S y M. Nikolic. Oxford : Pergamon Press, 1965. p. 261-286.

- [10] GUIDRY. Op. Cit. p. 218-222.
- [11] HALZEN, Francis; MARTIN, Alan D. Quarks and Leptons. An Introductory Course in Modern Particle Physics. New York : John Wiley & Sons, 1983. p. 279-287.
- [12] VAN VULPEN, Ivo Boely. Measurements of Z boson pair production and a search for the Higgs boson in  $e^+e^-$  collisions at LEP. [online]. Thesis of the research programme of “het Nationaal Instituut voor Kernfysica en Hoge – Energie Fysica” in Amsterdam. s. n: Amsterdam. April 18, 2002. [citado en 2004-06-16]. Disponible en Internet: [www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses\\_pdf/thesis\\_I\\_v\\_Vulpen.pdf](http://www.nikhef.nl/pub/services/biblio/theses_pdf/thesis_I_v_Vulpen.pdf)
- [13] GUIDRY. Op. Cit. p. 266-286.
- [14] AMADDOR, Xavier. Modelo Estándar de Física de Partículas, GUT's, Supersimetría, Súper Cuerdas. [online]. Última actualización: febrero 24, 2004. [citado en 2004-07-15]. Disponible en Internet: [www.fis.cinvestav.mx/~xamador/Artikelveutenkapen/GUTS.html](http://www.fis.cinvestav.mx/~xamador/Artikelveutenkapen/GUTS.html).
- [15] Particle Adventure. [online]. [citado en 2004-05-12]. Disponible en Internet: <http://particleadventure.org/>
- [16] Discovery of the W and Z Bosons. [online]. [citado en 2004-06-04]. Disponible en Internet: [www.hep.man.ac.uk/u/hanl/lecture/Lecture3\\_WZ.PDF](http://www.hep.man.ac.uk/u/hanl/lecture/Lecture3_WZ.PDF).
- [17] Oxana Smirnova & Vincent Hedberg. Lund University. Weak Interactions: W and Z Bosons. [online]. [citado en 2004-05-04]. Disponible en Internet: [http://www.quark.lu.se/~vincent/transp/ch8\\_pdf](http://www.quark.lu.se/~vincent/transp/ch8_pdf)
- [18] S. Eidelman et al. Phys. Lett. B 592, 1 (2004). Particle Data Group. [online]. June 07-2004. Reviewed 2004 by P. J. Mohr and B. N. Taylor. [citado en 2004-17-24]. Disponible en Internet: <http://pdg.lbl.gov/>
- [19] BURGUESS, Cliff P; MOORE, Guy D. A Primer on the Standard Model. s. n., s. l. April 26, 2004. p. 167-177.

## APÉNDICE A.

### A.1 ASIGNACIÓN DE ISOESPIN DÉBIL E HIPERCARGA DÉBIL

PARTÍCULAS	T	T <sub>3</sub>	Y	Q
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
$\nu_e^c, \nu_\mu^c, \nu_\tau^c$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	1
$\nu_e^c, \nu_\mu^c, \nu_\tau^c$	0	0	2	1
$u, c, t$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
$d, s, b$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$u, c, t$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
$d, s, b$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

### A.2 ACOPLES

f	Q <sub>f</sub>	C <sub>A</sub>	C <sub>V</sub>
$\nu$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$\bar{\nu}$	1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$
$p \rightarrow u, c, t$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} + \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$
$n \rightarrow d, s, b$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$

## APÉNDICE B.

### B.1 REGLAS DE FEYNMAN

Los diagramas de Feynman permiten escribir correctamente la amplitud  $\mathcal{M}$  para un proceso de interacción. Las partículas en los estados inicial y final aparecen como líneas externas, las partículas virtuales aparecen como líneas internas que inician y finalizan en puntos llamados vértices, en los cuales la partícula es creada ó destruida [19].

Una vez encontrada la amplitud, se procede a calcular la rata de decaimiento y la sección transversal para el proceso en cuestión.

La rata diferencial de decaimiento en  $n$  - cuerpos,  $d\Gamma_n$ , para una partícula con energía  $E$  se obtiene de:

$$d\Gamma_n = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{1}{2E} \prod_{i=1}^n \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_{k_i}} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.1})$$


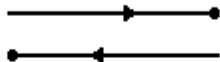
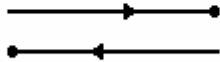
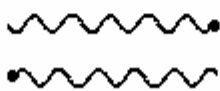
La rata de decaimiento total resulta de integrar la ecuación (B.1) sobre todos los momentos salientes y sumando sobre los spins.

La sección transversal diferencial para la producción de  $n$  partículas viene dada por:





$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \frac{1}{4EE'} \prod_{i=1}^n \frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2E_{k_i}} |\mathcal{M}|^2 \quad (\text{B.2})$$

La sección transversal para la dispersión en un estado final en el volumen de fase  $d\Omega$ , se obtiene integrando la ecuación (B.2) sobre todos los momentos salientes en  $d\Omega$ , sumando sobre los spins finales y promediando sobre los spins iniciales.

## B.2 LINEAS EXTERNAS

Spin 0		1, 1
Fermión de spin 1/2		$u_i(\vec{p}, s), \bar{u}_i(\vec{p}, s)$
Antifermión de spin 1/2		$\bar{U}_i(\vec{p}, s), U_i(\vec{p}, s)$
Spin 1		$\varepsilon_\mu(\vec{p}, s), \varepsilon_\mu^*(\vec{p}, s)$

## B.3 LINEAS INTERNAS

Spin 0		$\frac{-i}{m^2 - k^2 - i\varepsilon}$
Spin 1/2		$\frac{-i(m + \not{k})}{m^2 - k^2 - i\varepsilon}$
Spin 1 (fotón)		$\frac{g_{\mu\nu}}{-k^2 - i\varepsilon}$
Spin 1 (bosón)		$\frac{i(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m^2)}{m^2 - k^2 - i\varepsilon}$

## B.4 VÉRTICES

Una teoría de interacciones se diferencia de otra por sus vértices, algunos de ellos se presentan a continuación:

Spin 0	$ie(p \cdot p)^\gamma$
Spin 1/2	$ie\gamma^\mu$
$W^\pm \rightarrow f_m \bar{f}_n$	$? i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 \pm \gamma^5) U_{nm}$
$W^\pm \rightarrow f_m \bar{f}_n$	$? i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 \pm \gamma^5) U_{nm}^*$
$Z \rightarrow f \bar{f}$	$? i \frac{g_2}{\cos\theta_w} \gamma^\mu (C_V \pm C_A \gamma^5)$

## APÉNDICE C.

### C.1 CONSTANTES UTILIZADAS EN LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS

El grupo de constantes proviene de datos del grupo de partículas (Particle Data Group) [18].

Constante de estructura fina:  $\alpha \approx (128.877)^{-1} \approx 5.418 \cdot 10^{-6}$

Constante de Fermi:  $G_F \approx (1.16637 \cdot 10^{-5}) \cdot 10^{25} \text{ GeV}^{-2}$

Acoples:

$C_V^{\square} \approx (0.03783 \pm 0.00041)$

$C_A^{\square} \approx (0.50123 \pm 0.00026)$

$C_V^e \approx (0.03816 \pm 0.00047)$

$C_A^e \approx (0.50111 \pm 0.00035)$

$C_V^? \approx (0.0367 \pm 0.0023)$

$C_A^? \approx (0.50120 \pm 0.00054)$

$s \approx E_{CM}^2 \approx 8281 \text{ GeV}^2$