



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE FÍSICA "LUIS RIVERA TERRAZAS"

**"ASPECTOS RELEVANTES EN LA DISPERSIÓN
MUY INELÁSTICA EN EL TRAVÉS DEL CANAL t"**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

**DOCTORA EN CIENCIAS
(FÍSICA)**

PRESENTA

M. C. WENDY CAROLINA GONZALEZ OLIVARES

DIRECTORES DE TESIS

DR. ALFONSO ROSADO SÁNCHEZ

DRA. MELINA GÓMEZ BOCK

No. de CVU: 633210

JUNIO 2021

©2021 - M.C. Wendy Carolina Gonzalez Olivares

Derechos Reservados

Agradecimientos

En primera instancia, deseo agradecer a los directores de esta tesis doctoral, Dr. Alfonso Rosado Sánchez y Dra. Melina Gómez Bock, quienes sentaron las bases de mi aprendizaje y fueron un gran pilar durante mi recorrido por el posgrado. Por su guía en el proceso de mi formación, sus valiosos consejos y su mano firme, agradezco a cada uno de los miembros del jurado, Dr. Germán Luna Acosta, Dr. Enrique Sánchez Mora y Dra. Cecilia Uribe Estrada. Gracias por la confianza.

Asimismo, agradezco al Instituto de Física, LRT de la BUAP y al CONACyT, por brindarme los recursos que permitieron un logro más en mi carrera profesional.

Gracias a mis amigos, por mostrarme su apoyo moral y humano en los momentos difíciles de este arduo camino. Finalmente, deseo dar las gracias a mi familia ya que sin su apoyo no habría sido posible realizar este trabajo y, por eso, este trabajo también es suyo.

A todos, muchas gracias.

A mis padres

Aspectos relevantes en la dispersión muy inelástica ep a través del canal t

Resumen

En la presente tesis se estudian parámetros asociados a procesos de dispersión electrón-protón muy inelástica para eventos de muy alta energía y valores pequeños del parámetro x . El efecto de la luminosidad integrada en los experimentos actuales y futuros generará mayor precisión en la evaluación experimental de los parámetros cinemáticos asociados. Concretamente, discutimos la producción del bosón Z a través de la reacción $e + p \rightarrow e + Z + X$ en el canal- t , calculando la sección eficaz de este proceso a primer orden y usando el Modelo de Partones en el contexto del Modelo Estándar. En este trabajo mostramos que el proceso de dispersión muy inelástico $e + p \rightarrow e + X$, es decir, donde solo se produce un jet hadrónico asociado con X , la elección del momento transferido \tilde{Q}^2 , es indistinta si se toma desde la línea leptónica o desde la línea de quarks. Sin embargo, en el caso para el cual se establece la producción del bosón vectorial Z , sí existe una diferencia relevante, ya que ahora el momento transferido depende del diagrama de Feynmann asociado a la producción y en consecuencia, se genera una ambigüedad al identificar a \tilde{Q}^2 . Con el objetivo de resolver esta incertidumbre, proponemos diferentes prescripciones basadas en fundamentos cinemáticos para la elección de \tilde{Q}^2 , mostrando la dependencia sobre las energías del centro de masa del proceso. Eso nos permitirá contrastar con el experimento y entonces establecer la prescripción adecuada al calcular la sección eficaz del proceso de producción del Z a través de dicha dispersión.

La producción del bosón Z se realiza a través de una reacción del tipo $2 \rightarrow 3$ partículas, la cinemática asociada involucra cinco partículas. Con la finalidad de analizar y entender la estructura cinemática de este tipo de procesos, trabajamos primeramente con un proceso $2 \rightarrow 2$ donde solo están involucradas cuatro partículas para posteriormente, extender el análisis a cinco y de esa manera entender la fuente de la discrepancia en la producción del Z . Es así que, presentamos el cálculo de la producción de un quark top mediante un proceso exótico más allá del Modelo Estándar a través de corrientes neutras que cambian sabor, en este caso, en el contexto de un modelo extendido de dos dobletes (2HDM-III). Aunque para este último no hay ambigüedad cinemática, su relevancia radica en la posibilidad de establecer señales exóticas que puedan determinar una posible extensión

del Modelo Estándar para procesos de violación de sabor con corrientes neutras, presentes a nivel árbol, lo que lo convierte en una fuente importante de posibles señales de nueva física. Por esta razón, estudiamos los escenarios que podrían exhibir tales eventos, específicamente indagamos en los parámetros del modelo denotados como χ^f y cuyo valor determinarían la posible producción de un quark top en la dispersión muy inelástica de un electrón y un protón en el contexto del modelo 2HDM tipo III, para las energías actuales y las que se pretenden alcanzar en futuros colisionadores.

Relevant aspects of Deep Inelastic ep Scattering at t-channel

Abstract

The present work focuses on studying deep inelastic electron-proton scattering parameters for high energy and small values of the x parameter processes. The integrated luminosity effect on current and future experiments, will produce higher precision on experimental evaluation of the associated kinematic parameters. We discuss Z boson production in the reaction $e + p \rightarrow e + Z + X$ at the t -channel in the context of the Standard Model at tree level. We have shown that in the deep inelastic process $e + p \rightarrow e + X$, where just one hadronic jet is produced, the choice of \tilde{Q}^2 is unambiguous since the momentum transfer at the leptonic line is equal to the momentum transfer at the quark line. However, in the process of Z boson production, the momentum transfer depends on the Feynman diagram related to the production, as a consequence there is an ambiguity on the identification of \tilde{Q}^2 . In order to solve this uncertainty, we propose different prescriptions based on kinematic analysis to choose \tilde{Q}^2 , showing the dependence on center of mass energy of the process. These allow us make a contrast with the experiment therefore we will be able to establish the most suitable prescription to obtain the cross section of the Z boson production process.

The Z boson production is realized through a reaction $2 \rightarrow 3$, then the kinematic analysis involve five particles. To understand this kind of process, we firstly present a $2 \rightarrow 2$ process, where four particles are involved, then we compare the kinematic of both processes to finally present the source of the ambiguity on the Z production process. To this aim, we calculate the single top production through an exotic process beyond the Standard Model via changing flavor of neutral currents, in the context of the two two doublet model (2HDM-III). Even though this case does not exhibit a kinematic ambiguity, is important since we can establish exotic signals that allow determine an extension of the Standard Model for flavor violation neutral currents, at tree level, which makes them an important source for new physics signals. Therefore, we study scenarios where this events can occur, specifically we inquire on the parameters of the model, denoted as χ^f , whose values would determine the single top production in the deep inelastic electron proton scattering in the context of the 2HDM type III, for current and future energies.

In order to analyze a $2 \rightarrow 3$ process, such as the Z production, we firstly present the single top production trough Flavor Changing Neutral Currents, which is a $2 \rightarrow 2$ process where just four particles are involved.

Processes of Flavor Changing Neutral Currents are present at tree level in Beyond Standard Models, this feature makes them an important source of new physical signals. To examine the scenarios that could exhibit such events, we have performed a search in the parameter space to determine the possible production of a single top quark in ep Deep Inelastic Scattering, in the context of a flavor violation extended model, the THDM type III, for energies given by current and future colliders.

Publicaciones

- Gómez-Bock, M. and Gonzalez, W. and Lozano, L. López and Rosado-Navarro, S. and Rosado, A., “Dependence on the Identification of the Scale Energy Parameter \tilde{Q}^2 in the Quark Distribution Functions for a DIS Production of Z”, *Journal of Nuclear Physics, Material Sciences, Radiation and Applications*, Volume 6, Number 1, 27–32, 2018.
- Gómez-Bock, M and Gonzalez, W and Hentschinski, M and Rosado, A, “Opportunities for Indirect Searches of Flavor Violation Higgs in Future DIS”, *Proceedings: Workshop on Forward Physics and QCD at the LHC, the Future Electron Ion Collider, and Cosmic Ray Physics*, 167–172, 2019.
- W.Gonzalez, M.Gómez-Bock, L.T. López-Lozano, S. Rosado-Navarro and A.Rosado, “Z-Production dependence on the identification of the scale energy parameter (\tilde{Q}^2) involved in the PDFs”, *Pramana-J. Phys*, DOI 12.3456/s78910-011-012-3.

Índice general

1. Introducción	1
2. Revisión del Modelo Estándar y Una Extensión	6
2.1. Partículas Elementales	7
2.2. Simetrías del Modelo Estándar	11
2.3. Teorías de Norma Abeliana, QED	11
2.4. Teorías de Norma No Abeliana, EW y QCD	13
2.5. Rompimiento Espontáneo de Simetría	17
2.5.1. Rotura de Simetrías Continuas	21
2.5.2. Mecanismo de Higgs	23
2.5.3. Lagrangiano de Yukawa	27
2.6. Extensión del Modelo Estándar en el Sector Escalar	30
2.6.1. Modelos con Dos Dobletes	31
2.6.2. El 2HDM Tipo III	33
3. Dispersión Muy Inelástica	39
3.1. Modelo de Partones	41
3.2. Las Variables Cinemáticas de la DMI	46
3.2.1. Variables de Mandelstam	46
3.2.2. Variables adimensionales	51
3.2.3. Regiones Físicas de las variables cinemáticas	52
4. Producción de un quark top via DMI electrón-protón	57
4.1. Cálculo de la Sección Eficaz	58
4.2. Resultados y Análisis	63
5. Producción del bosón Z^0 via DMI electrón-protón	67
5.1. Dispersión Muy Inelástica electrón-protón con producción de un bosón Z^0 .	67
5.2. Cinemática del proceso ep con producción de Z^0	72
5.3. Análisis de la Ambigüedad en la Elección de \tilde{Q}^2	82
6. Conclusiones	87
Bibliografía	89

Capítulo 1

Introducción

Debido al avance de la tecnología, los físicos de partículas han concluido una era precursora en el descubrimiento de partículas que corroboran la estructura del Modelo Estándar [1] [2], para así dar comienzo a una etapa de precisión con experimentos de mayor energía y mayor luminosidad, cuyo objetivo es profundizar en el detalle de las interacciones fundamentales. El presente trabajo busca contribuir con ese propósito, por lo que se ha escogido el análisis de un tipo específico de interacción, a saber, la Dispersión Muy Inelástica electrón-protón, para la cual, se pretende mostrar que se requiere una mejor prescripción del modelo teórico para describir sin ambigüedad los resultados experimentales. Dicha interacción también es analizada en el contexto de un modelo extendido del Modelo Estándar, con la finalidad de presentar los escenarios en los que es posible medir violación de sabor por corrientes neutras. Una vez que se han estudiado las condiciones para observar este tipo de señal, se pueden fijar algunas cotas experimentales.

A continuación, se exponen los motivos que llevaron a elegir a la interacción electrón-protón como objeto de estudio.

Como es sabido, la física de partículas busca explicar cuáles son los constituyentes de la materia y cómo ellos interactúan entre sí. Para lograr indagar dentro de ella, es necesario golpearla hasta dividirla, por lo que grandes cantidades de energía son requeridos; una vez que la materia se ha dividido, es posible estudiar sus componentes.

La naturaleza lleva a cabo este tipo de procesos a muy altas energías, sin embargo, son poco accesibles y en consecuencia difíciles de analizar. Un ejemplo son los rayos cósmicos ultra-energéticos, que superan a 1 EeV ($1 \times 10^{18} \text{ eV}$) de energía [3], la cual es lograda por la interacción con objetos astrofísicos, así que es imposible obtener el mismo orden de magnitud de manera sintética. Sin embargo, cuando estos rayos se adentran en la atmósfera de la Tierra y por la desviación que sufren debido al campo magnético terrestre, únicamente una pequeña fracción queda disponible para la colisión con un nucleón, el remanente se transforma en productos.

Es entonces posible acceder a esos niveles de energía a través de la construcción de grandes aceleradores de partículas. En el LHC se ha obteniendo hasta $13 \times 10^{12} \text{ eV}$ [4], es decir, cinco órdenes de magnitud menos que la energía lograda en los chubascos cósmicos. Así que, se tiene una excelente fuente de análisis de procesos realizados a muy altas energías, de manera controlada.

En los aceleradores de partículas se pueden producir tres tipos de interacción: 1) leptón-leptón, 2) hadrón-hadrón y 3) leptón-hadrón, de acuerdo con el interés en el sector que se requiera estudiar, se realiza la más adecuada. Por ejemplo, el primer tipo permite obtener señales muy claras de lo que se encuentra en los estados inicial y final del proceso por lo que son útiles para fijar cotas experimentales pero tienen la desventaja de ser los menos energéticos. En el segundo caso, se obtiene una gran variedad de partículas en el estado final, por lo que no es útil si se busca precisión; no obstante, estos procesos son muy energéticos así que son buenos para buscar nueva física. Finalmente, en el tercer tipo, que es una combinación de los dos anteriores, se obtienen procesos a energías altas a la vez que permite tener control de los productos de la reacción, por lo tanto, es conveniente para fijar parámetros físicos de procesos a muy altas energías. La interacción electrón-protón pertenece a esta clase y es por esta razón que se está interesado en investigarla.

La interacción electrón-protón ha sido ampliamente estudiada en el contexto del Modelo Estándar (ME) [5] [6] [7], de hecho, al realizar el análisis de sus parámetros cinemáticos tales como, la energía total de la colisión, la energía cedida, el momento transferido, etcétera, es posible obtener su valor sin ambigüedad. Sin embargo, al producirse un bosón Z durante el proceso, el análisis exhibe una ambigüedad al escoger el parámetro de la escala

de interacción, denotado como \tilde{Q}^2 , ya que no puede ser escogido de manera inequívoca.

Es importante señalar que este tipo de producción siempre se ha presentado en procesos de Dispersión Muy Inelástica pero no había sido necesario hacer una identificación precisa de \tilde{Q}^2 , debido a que las luminosidades alcanzadas por aceleradores de hadrones, tales como el Hadron Electron Ring Accelerator (HERA) [8], no eran suficientes para mostrar una cantidad significativa de eventos donde se produjera el Z , por lo que la precisión en dicho parámetro no era relevante y no afectaría de manera importante al cálculo de la sección eficaz.

Por ejemplo, en el artículo *Z-Production in Deep Inelastic eP-Scattering* [9] se realizó un cálculo de la sección eficaz del proceso electrón-protón con producción de un bosón Z , usando las siguientes prescripciones del parámetro \tilde{Q}^2 :

- 1) La masa del Z , $\tilde{Q}^2 = M_Z^2$.
- 2) La transferencia del momento sobre la línea de los quarks, $\tilde{Q}^2 = Q'^2$.
- 3) El promedio de las transferencias de energía sobre las líneas leptónica y de quarks, $\tilde{Q}^2 = \left(Q'^2 + Q^2\right)/2$.

El resultado de la sección eficaz para el segundo y tercer caso no fue diferente en absoluto y con la primera propuesta únicamente cambió en 1 %. Otro aspecto importante que se notó, es que, de haberse escogido la transferencia de momento sobre la línea de los leptones en lugar de la de los quarks, el resultado habría cambiado en 5 %, este hecho no es significativo cuando se tiene una mínima producción de bosones Z .

El objetivo de este trabajo de tesis es mostrar que, a diferencia de esos cálculos realizados con la luminosidad lograda en HERA, el valor de la sección eficaz sí tendrá repercusiones importantes al ser calculadas con la luminosidad que se pretende alcanzar en el acelerador LHeC [10] e implementando las diferentes prescripciones de \tilde{Q}^2 .

Antes de profundizar en el análisis de la producción de un bosón Z , cuya reacción es del tipo $2 \rightarrow 3$, es decir, cinco partículas interactuando, se toma como punto de partida

una reacción del tipo $2 \rightarrow 2$, con la finalidad de establecer la cinemática de un proceso con menos partículas involucradas para después extender el análisis con una partícula más presente en la interacción.

Con este propósito, se presenta el estudio de la producción de un quark top en la Dispersión Muy Inelástica electrón-protón a través de un proceso de cambio de sabor por corrientes neutras o FCNC, por sus siglas en inglés, en el contexto del Modelo de Dos Dobletes de Higgs [11] [12], una de las extensiones más simples del Modelo Estándar. La finalidad de este análisis es establecer límites experimentales sobre los parámetros libres del modelo en el caso de que dichos procesos se manifestaran. Se tiene un particular interés en ellos debido a que en modelos más allá del Modelo Estándar, estos se presentan a nivel árbol por lo que, de ser observados serían inminenteamente señal de nueva física.

La razón para buscar mas allá del Modelo Estándar, es que, a pesar de ser una teoría exitosa, aún está incompleta ya que existen cuestionamientos tales como, la oscilación de los neutrinos, la asimetría materia-antimateria, etc., a los que no puede dar respuesta. Particularmente cabe mencionar que, si bien en este contexto los quarks adquieren su masa a través del rompimiento espontáneo de simetría [13], este mecanismo no explica el espectro de las masas ni su jerarquía, de hecho, los coeficientes directamente relacionados con los valores de las masas, los acoplamientos de Yukawa, solo pueden ser encontrados experimentalmente, así que se requiere de nueva física para dilucidar este problema.

La manera más simple de producir una extensión del Modelo Estándar es agregando un doblete de Higgs a la teoría, dando como resultado los Modelos de Dos Dobletes de Higgs o 2HDM [14]. Este modelo puede considerar, en general, que las masas de los fermiones provienen de la interacción con ambos dobletes. Específicamente para el tipo III [15] ambos dobletes se acoplan a los dos tipos de quarks (up y down), esta característica del modelo explicaría la jerarquía de masas desde un enfoque más natural y es por eso que se ha escogido para realizar el análisis de los procesos de cambio de sabor.

El trabajo se ha dividido como sigue: En el capítulo 2 se revisa el Modelo Estándar y se analiza una extensión en el sector escalar. El capítulo 3, está dirigido al estudio cinemático de la interacción electrón-protón; se expone claramente el parámetro que define a

la transferencia del momento. Finalmente, en los capítulos 3 y 4 se presenta respectivamente el análisis de la producción del quark top y del bosón Z en la Dispersión Muy Inelástica electrón-protón.

Capítulo 2

Revisión del Modelo Estándar y Una Extensión

Para entender el comportamiento de interacciones tan complejas como las que tienen las partículas subatómicas, fue necesario el esfuerzo de muchos científicos quienes lograron construir una teoría extraordinariamente precisa, la cual explica la conducta de los componentes de la materia, así como también sus interacciones. Esta teoría es conocida como el Modelo Estándar (ME).

El ME es una teoría de norma, esto es, un tipo especial de teoría de campos que considera a las partículas como campos cuánticos relativistas y atribuye sus interacciones al intercambio de los llamados “bosones de norma”. Estas partículas de interacción se manifiestan al imponer simetrías de norma sobre las ecuaciones que describen el comportamiento de los campos fermiónicos libres, es decir, se exige que permanezcan invariantes ante transformaciones hechas sobre los campos. A este tipo de operaciones se les conoce como simetrías internas y pueden ser discretas o continuas. De acuerdo a las propiedades que exhiben los campos bajo estas transformaciones, se ha logrado describir exitosamente al ME en términos del grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. En la sección 2.2 se revisará la estructura de este grupo y sus consecuencias en la física de partículas.

El objetivo del presente capítulo es describir los elementos principales del ME, indicando solo los aspectos más generales con el fin de mostrar las características del electrón y del protón, así como todos los estados que intervienen en su interacción para su correcto análisis. Para mayores referencias, puede revisar la siguiente bibliografía [16], [17] y para la teoría de grupos se sugiere revisar [18], [19] y [20].

2.1. Partículas Elementales

Las partículas elementales son clasificadas en dos grupos: los fermiones y los bosones. Los fermiones obedecen la estadística de Fermi-Dirac y tienen espín semientero ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$), constituyen a la materia tal y como la conocemos, por lo que también son conocidos como partículas de materia, estos a su vez pueden dividirse en quarks y leptones como resultado de sus propiedades e interacciones. Por otro lado, se tiene a los bosones quienes obedecen la estadística de Bose-Einstein y tienen espín entero ($1, 2, 3, \dots$), son los responsables de transmitir cualquier tipo de fuerza, también son conocidos como bosones de norma, debido a que su comportamiento como transmisores está descrito a través de una teoría de norma.

Por su parte, los leptones y los quarks poseen ciertas características que los distinguen. En primer lugar, los leptones existen libremente, lo que les permite ser estudiados de manera directa, mientras que los quarks son estados confinados dentro de un hadrón por lo que nunca se han observado de manera aislada. Los quarks además experimentan otra fuerza fundamental conocida como *fuerza fuerte*, en consecuencia, poseen un número cuántico conocido como carga de color el cual les permite coexistir dentro del hadrón sin violar el principio de exclusión de Pauli. La carga de color puede tener tres valores diferentes: rojo, azul y verde, sin embargo, no tiene que ver con los colores que observamos, es solo un nombre que se le confiere a la propiedad de las partículas que experimentan a la fuerza fuerte. Los leptones, por su parte, no experimentan dicha fuerza por lo que carecen de la carga de color.

El espín además, puede proyectarse sobre el momento, por lo que las partículas pueden obtener quiralidad izquierda o derecha y, de acuerdo a las simetrías que se estudian en la siguiente sección, se han establecido las partes derechas de los fermiones como singletes y las partes izquierdas como dobletes del grupo $SU(2)_L$, cada uno de dichos dobletes cono-

cido como generación o familia. Así que, se tienen dos conjuntos de leptones representados por los campos L_{Li} para las componentes izquierdas y L_{Ri} para las componentes derechas, de la siguiente manera:

$$L_{Li} = \left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \right\}, \quad E_{Ri} = \{e_R, \mu_R, \tau_R\}, \quad (2.1)$$

y para los quarks, se tienen los conjuntos representados como el doblete Q_{Lj} para las componentes izquierdas y los singletes U_{Rj}, D_{Rj} para las partes derechas de los quarks tipo up y down respectivamente, como se muestra a continuación:

$$Q_{Li} = \left\{ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \right\}, \quad U_{Ri} = \{u_R, c_R, t_R\}, \quad D_{Ri} = \{d_R, s_R, b_R\}, \quad (2.2)$$

donde $i = 1, 2$ o 3 es el índice de la generación y, por convención, se ponen a las partículas con carga eléctrica más positiva en la primera fila. En la ecuación (2.1), los leptones de la primera fila tienen una carga $q = 0$ y sus nombres son neutrino del electrón (ν_e), neutrino del muón (ν_μ) y neutrino del tau (ν_τ), mientras que los leptones de la segunda fila tienen una carga eléctrica de $q = -e$, y sus nombres son electrón (e), muón (μ) y tau (τ). Por su lado, los quarks de la primera fila en (2.2) son los llamados tipo up y tienen una carga $q = \frac{2}{3}e$, donde e es la magnitud de la carga eléctrica del electrón, los quarks de la fila de abajo son los tipo down y su carga es de $q = -\frac{1}{3}e$, sus nombres son: up (u), charm (c), top (t), down (d), strange (s) y bottom (b), respectivamente.

Por otro lado, se ha visto en los experimentos que cada tipo de partícula tiene un número cuántico que se conserva, aunque aún no se entiende la razón precisa; en el caso de los quarks es el número bariónico B cuyo valor es igual a $\frac{1}{3}$ y para los leptones es el número leptónico que se define para cada generación.

Existen también los hadrones, que son partículas compuestas por quarks y que son clasificados en dos tipos, los mesones que contienen un par quark-antiquark con número bariónico $B = 0$ y los bariones que están constituidos por tres quarks con $B = 1$. Cabe

mencionar que además de las cargas eléctricas Q y de color, los hadrones cuentan con otros números cuánticos, la tercera componente del isoespín I_3 y la extrañeza S , la ecuación que los relaciona se determinó empíricamente aunque más tarde se dedujo de la simetría de color y está dada por:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S), \quad (2.3)$$

esta ecuación fue originalmente escrita de la siguiente manera:

$$Q = I_3 + \frac{I_0}{2}, \quad (2.4)$$

donde I_0 es el número cuántico conocido como *hipercarga* y está relacionado con la interacción fuerte.

Por otra parte, es sabido que existen cuatro fuerzas fundamentales, la fuerza gravitacional, la electromagnética y las fuerzas nucleares débil y fuerte, la manera en que los fermiones pueden experimentarlas es a través del intercambio de los bosones de norma. Cada tipo de fuerza posee su respectivo portador, en el caso del electromagnetismo se tiene al fotón γ , los bosones W y Z para la fuerza débil, los mediadores de la fuerza fuerte son los gluones g y finalmente el hipotético gravitón [21] que es el responsable de la interacción gravitatoria.

Debe señalarse que, para que la teoría sea invariante, los bosones deberían carecer de masa, y excepto por el fotón, todos ellos la tienen. Este dilema fue resuelto a través de un mecanismo que es capaz de dotarlos de masa sin comprometer la consistencia de la teoría, como se verá más adelante, por ahora este hecho nos lleva a describir otra partícula importante del ME: el bosón de Higgs [22]. El bosón de Higgs es una partícula de espín cero y es el resultado de la rotura espontánea de una simetría, por medio de este mecanismo se da razón de la masa de las partículas, por lo que es parte primordial en el ME, razón por la que será detallado en otra sección.

Finalmente, tenemos a las antipartículas cuyos valores de masa y espín son iguales a los de su correspondiente partícula (algunas son su propia antipartícula) pero que tienen carga eléctrica, carga de color y sabor opuestos.

A continuación se muestran las propiedades de los fermiones izquierdos en la Tabla 2.1 y los fermiones derechos en la Tabla 2.2, donde Q es la carga eléctrica, I_3 es la tercera componente del Isospin Débil e I_0 es la Hipercarga [23]. Se usa la abreviación NE para indicar que en el Modelo Estándar No Existen los neutrinos derechos y G. es para abreviar la palabra Generación.

Fermiones Izquierdos						
-	1. ^a G.	2. ^a G.	3. ^a G.	Q	I_3	I_0
Leptones	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	-1
	e	μ	τ	-1	$-\frac{1}{2}$	-1
Quarks	u	c	t	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$

Tabla 2.1: Propiedades de los fermiones con quiralidad izquierda.

Fermiones Derechos						
-	1. ^a G.	2. ^a G.	3. ^a G.	Q	I_3	I_0
Leptones	NE	NE	NE	NE	NE	NE
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-2
Quarks	u_R	c_R	t_R	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{4}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$-\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$

Tabla 2.2: Propiedades de los fermiones con quiralidad derecha.

2.2. Simetrías del Modelo Estándar

Las simetrías en general, se definen como transformaciones hechas a un sistema y que dejan invariantes las ecuaciones que lo gobiernan, juegan un papel muy importante en el ámbito de la física ya que, de acuerdo al Teorema de Noether [24], inmediatamente se relacionan con cantidades conservadas; por ejemplo, un sistema que es simétrico con respecto a un desplazamiento temporal o a uno espacial, exhiben conservación de la energía o del momento respectivamente, así mismo, debido a la invariancia de Lorentz, la velocidad de la luz, intervalos espacio-temporales y causalidad son conservados.

Si la transformación es hecha en el espacio donde toma lugar el sistema físico y lo deja invariante (por ejemplo las transformaciones de Lorentz) entonces se dice que hay una simetría externa, si por otro lado se realiza sobre el propio sistema y lo deja invariante, se habla ahora de una simetría interna y estas pueden ser discretas tal como lo son la conjugación de Carga (C), la inversión de Paridad (P) y la inversión temporal (T) o continuas, como las transformaciones de fase.

En las siguientes secciones, se exploran las consecuencias de imponer un tipo de simetría interna al Lagrangiano que describe el comportamiento de los campos fermiónicos y se muestra cómo, por efecto de dicha imposición, se desprende la interacción entre las partículas.

2.3. Teorías de Norma Abeliana, QED

El Lagrangiano de un fermión libre de masa m es:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (2.5)$$

Si se realiza una transformación de fase global dada por:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x), \quad (2.6)$$

$$\partial_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha} \partial_\mu \psi, \quad (2.7)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow e^{-i\alpha} \bar{\psi}(x), \quad (2.8)$$

donde α es una constante real, se puede notar fácilmente que el Lagrangiano queda invariante ante esta transformación. Todo el conjunto de operaciones dadas por $U(\alpha) = e^{i\alpha}$ forman un grupo unitario, el cual además es Abeliano $U(1)$ debido a que la multiplicación de dos operadores del grupo commuta.

Sin embargo, es deseable obtener el caso general en el que el parámetro α es dependiente del espacio-tiempo, es decir, transformaciones locales donde $\alpha = \alpha(x)$, con este criterio ahora se obtiene:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x), \quad (2.9)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \bar{\psi}(x), \quad (2.10)$$

$$\partial_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \partial_\mu \psi + ie^{i\alpha(x)} \psi \partial_\mu \alpha. \quad (2.11)$$

Se puede notar que el segundo término en (2.11) rompe la invariancia del Lagrangiano, para restaurarla es necesario introducir una derivada que transforme como $\mathcal{D}_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \mathcal{D}_\mu \psi$ y que sea capaz de compensar ese término extra. Esta nueva derivada se llama covariante y tiene la siguiente forma:

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu - ie\mathcal{A}_\mu, \quad (2.12)$$

donde \mathcal{A}_μ transforma como:

$$\mathcal{A}_\mu \rightarrow \mathcal{A}_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha. \quad (2.13)$$

Con estas condiciones se puede escribir un Lagrangiano que sea invariante ante transformaciones de fase local, las cuales forman el grupo $U(1)$, es importante recalcar que para lograrlo se tuvo que proponer un nuevo tipo de derivada que contiene un campo vectorial llamado *campo de norma*, en este caso dado por \mathcal{A}_μ para el cual se debe introducir su respectivo término cinético que también debe ser invariante bajo (2.13), lo cual se logra con el tensor de campo dado por:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu. \quad (2.14)$$

Así, finalmente se obtiene el Lagrangiano que describe las propiedades cuánticas del campo electromagnético, es decir, el Lagrangiano de la electrodinámica cuántica (QED):

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + e\bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (2.15)$$

Los dos primeros términos en (2.15) corresponden al fermión libre, mientras que el último es el término cinético del campo de norma. Es importante notar también que no existe un término de masa asociado a dicho campo y esto se explica porque el fotón no tiene masa, además que de existir, rompería nuevamente con la invariancia del Lagrangiano. La parte interesante se encuentra en el término que contiene al fermión y al campo \mathcal{A}_μ , este acoplamiento se asocia con una interacción entre ambas partículas, específicamente en QED para el electrón y el fotón. En conclusión, un nuevo campo y la interacción con este se manifiesta por la imposición natural de que exista una invariancia en la descripción dinámica de un sistema físico.

2.4. Teorías de Norma No Abeliana, EW y QCD

Para analizar una teoría no Abeliana se realiza el mismo tratamiento, excepto que ahora se debe tomar en cuenta que no todos los generadores del grupo comutan; este hecho repercute en la derivada covariante y por lo tanto en la manera en cómo transforman los campos de norma.

Una transformación de fase local como la descrita en la Ecuación (2.9), la cual deja invariante al Lagrangiano, requiere de proponer una derivada covariante como en la

expresión (2.12), que contiene al campo de norma, en forma general se escribe como:

$$\mathcal{D}_\mu \psi \equiv \partial_\psi - g W_\mu \psi, \quad (2.16)$$

donde g es una constante de acoplamiento y W_μ es el campo de norma que se toma en general por ahora y tiene que cumplir con la regla de transformación:

$$W_\mu \rightarrow W'_\mu = U W_\mu U^{-1} + (\partial_\mu U) U^{-1}, \quad (2.17)$$

aquí U son los elementos del grupo y son construidos como $U = e^{i\alpha_a(x)T_a}$; el conjunto de matrices T_a son los generadores del grupo y deben ser matrices Hermitianas con el fin de asegurar unitariedad, esto además implica que los parámetros $\alpha_a(x)$ son reales. Por el hecho de tratar con un grupo no Abeliano, los generadores obedecen la siguiente relación de conmutación:

$$[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c, \quad (2.18)$$

donde f_{abc} son números reales conocidos como constantes de estructura.

Otro aspecto importante por recordar, es que se deben introducir los términos cinéticos asociados a los campos de norma, dichos términos se construyen a través del conmutador de dos derivadas covariantes y usando (2.16) se tiene:

$$\begin{aligned} [\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu] \psi &= \mathcal{D}_\mu (\mathcal{D}_\nu \psi) - \mathcal{D}_\nu (\mathcal{D}_\mu \psi) \\ &= -(\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - [W_\mu, W_\nu]) \psi, \end{aligned} \quad (2.19)$$

que resulta en el siguiente tensor de campo:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - [W_\mu, W_\nu], \quad (2.20)$$

o en términos de los generadores de grupo

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - f_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c. \quad (2.21)$$

Con estas ecuaciones generales en mano, se procede ahora a estudiar las partes no Abelianas del ME: el sector Electrodébil y la Interacción Fuerte; la unificación de ambas partes lleva a construir el Lagrangiano del ME. [25]

El modelo Electrodébil (EW) surge de la unificación de dos fuerzas fundamentales: la electromagnética y la débil. El grupo de simetría bajo el cual el Lagrangiano permanece invariante, se ha obtenido de la evidencia experimental, particularmente del hecho de que se ha observado un comportamiento diferente entre los fermiones que tienen quiralidad izquierda L o levógiros y los fermiones de quiralidad derecha R o dextrógiros¹ que permite proponer al grupo mínimo de acoplamiento como $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y de esa manera organizar a los fermiones de acuerdo a su comportamiento, en dobletes izquierdos de $SU(2)$ o singletes derechos de $SU(2)$ y en familias que tienen características similares excepto por sus masas, como se muestra a continuación:

- Generación I: $\begin{pmatrix} \nu_e^- \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R$
- Generación II: $\begin{pmatrix} \nu_\mu^- \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R$
- Generación III: $\begin{pmatrix} \nu_\tau^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R$

Como se ha mencionado, la simetría en un sistema conlleva a cantidades conservadas, en el caso de invariancia bajo transformaciones del grupo $SU(2)_L$, se tiene al *Isospín débil I*, mientras que para el grupo $U(1)_Y$ es la *Hipercarga Y*. El Isospín débil posee la misma estructura matemática que el espín (lo que le confiere el nombre de isospín), por lo que se requiere de una tercera componente I_3 para determinar el estado de un doblete. Como se ha mencionado, estas propiedades se relacionan con la carga eléctrica Q a través de la ecuación 2.4, es decir:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.22)$$

¹Si el espín es paralelo al sentido del movimiento, se dice que tiene una orientación dextrógrira. De ser antiparalela será levógrira.

en donde se ha tomado $Y = I_0$. Por otro lado, se tiene a la Interacción Fuerte, esta es experimentada por los quarks y puede ser descrita por medio del grupo $SU(3)$, para el cual los quarks se agrupan en tripletes y en este caso la cantidad conservada es la carga de color, por esta razón a este grupo se le conoce como el grupo de color y se denota como $SU(3)_C$.

Una vez definidos los grupos, se enuncian sus propiedades para construir el Lagrangiano invariante de norma. Los generadores del grupo para el sector EW están determinados por:

$$t_a = \frac{1}{2}\sigma_a; \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad Y, \quad (2.23)$$

donde σ_a son las matrices de Pauli y Y un escalar que de acuerdo a (2.18) deben cumplir con:

$$[t_a, t_b] = \epsilon_{abc}t_c, \quad [Y, Y] = 0, \quad (2.24)$$

mientras que para las interacciones fuertes, se tiene:

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c, \quad (2.25)$$

ecuación para la cual f_{abc} son las constantes de estructura del grupo $SU(3)_C$ y convencionalmente $T_a = \lambda_a/2$ donde λ_a son las matrices de Gell-Mann.

Es así que, como resultado de estas descripciones, se propone una derivada covariante con doce campos de norma sin masa, cuatro asociados al grupo para las interacciones EW dados por $W_\mu^a(x)$ con $a = 1, 2, 3$ y $B_\mu(x)$, y ocho más como G_μ^a con $a = 1, 2, \dots, 8$ asociados al grupo de color, todos ellos transformando como (2.17); se tiene entonces la siguiente forma:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_s T_a G_\mu^a - ig_2 t_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (2.26)$$

donde g_s , g_2 y g_1 son las constantes de acoplamiento determinadas para los grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente. De acuerdo a (2.21), los tensores de campo son:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^a, \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^a, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Finalmente, el Lagrangiano para fermiones sin masa del ME es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{ME}} = i\bar{L}_i D_\mu \gamma^\nu L_i + i\bar{e}_{R_i} D_\mu \gamma^\nu e_{R_i} + i\bar{Q}_i D_\mu \gamma^\nu Q_i + i\bar{u}_{R_i} D_\mu \gamma^\nu u_{R_i} + i\bar{d}_{R_i} D_\mu \gamma^\nu d_{R_i} \\ - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Hasta este momento, se tiene una teoría que puede explicar fenómenos electromagnéticos y los debidos a las fuerzas débil y fuerte, sin embargo, aún existe una aparente discrepancia ya que, de acuerdo al formalismo desarrollado, las partículas intermediarias de las interacciones deberían carecer de masa, y aunque esto es cierto para el fotón, no es así para los bosones Z y W ; este hecho se ve reforzado debido al corto alcance de la fuerza débil el cuál se explicaría de contener bosones masivos. Este problema fue resuelto proponiendo un mecanismo de ruptura espontánea de simetría, cuya consecuencia revela la masa de las partículas y es conocido como “Mecanismo de Higgs” [26] cuando las partículas que adquieren masa son los bosones portadores de la fuerza electrodébil.

2.5. Rompimiento Espontáneo de Simetría

Para ejemplificar cómo se lleva a cabo este mecanismo, se supone primeramente el caso más sencillo, es decir, el comportamiento de un campo escalar ϕ que está descrito por el siguiente Lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right), \quad \lambda > 0. \quad (2.29)$$

El primer término está asociado a la energía cinética de ϕ mientras que los dos últimos son los términos de autointeracción dados en la energía potencial². Existen dos

²Deben ser solo de orden dos y cuatro debido a la invariancia de norma.

posibles formas para el potencial, una de ellas sucede cuando $\mu^2 > 0$ mientras que la otra se suscita cuando $\mu^2 < 0$. A continuación se analiza el primer caso.

- **Caso 1** $V = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4, \quad \mu^2 > 0$

El potencial tiene la siguiente forma:

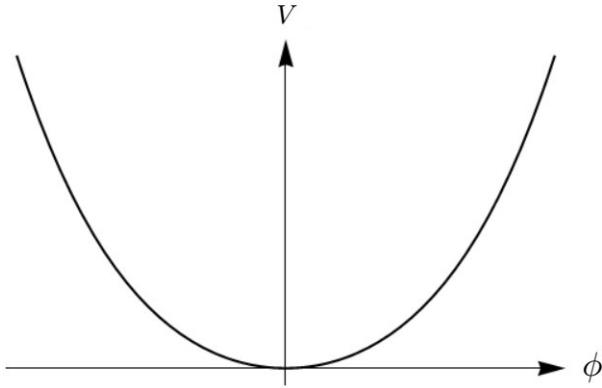


Figura 2.1: Potencial V para el caso $\mu^2 > 0$ y $\lambda > 0$. [17]

Este es un caso ya conocido en el cual el Lagrangiano describe a un campo escalar con masa μ . El término que tiene unidades de campo a la cuarta se asocia con interacciones de dichos campos, en este caso, solo existen autointeracciones del campo ϕ con una constante de acoplamiento λ . El estado base o de vacío corresponde a $\phi = 0$ y el potencial en este punto es simétrico bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$, es decir, bajo reflexión.

Ahora bien, un caso más interesante se presenta a continuación.

- **Caso 2** $V = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4, \quad \mu^2 < 0$

En este caso, el Lagrangiano no es de la forma $\mathcal{L} = T - V$ puesto que el potencial no tiene el signo correcto para considerarse, el segundo término, como un término de masa. Para

resolver esta discrepancia, primeramente se debe reconocer el comportamiento del potencial, el cual está representado gráficamente por la siguiente curva:

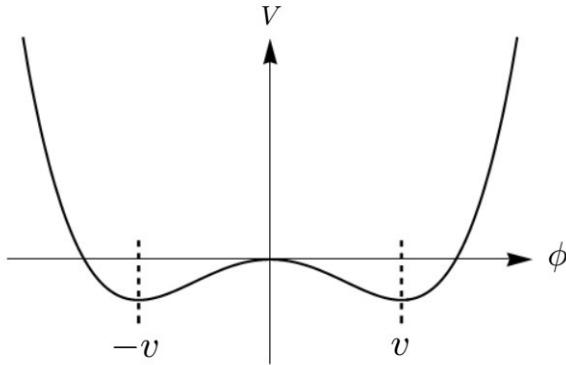


Figura 2.2: Potencial V para el caso $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. [17]

Se pueden observar dos puntos mínimos en el potencial, para encontrarlos se procede como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \phi} &= 0 \\ \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) &= 0 \end{aligned} \tag{2.30}$$

No se considera el caso $\phi = 0$ ya que este punto no corresponde a un mínimo. Los mínimos de potencial son entonces $\phi = \pm\sqrt{\mu^2/\lambda}$; se renombran a estos puntos como $\pm v$ por simplificación y con ellos se puede asegurar que son mínimos usando la segunda derivada, esto es realizado con facilidad por lo que no se muestra el cálculo explícito.

Ahora bien, el cálculo perturbativo se debe efectuar alrededor de uno de los puntos de equilibrio, sin pérdida de generalidad y por convención ³ se escoge el punto $+v$. Antes de continuar, se hace énfasis en un aspecto importante: una vez que se ha escogido un punto de equilibrio para realizar la expansión en ese lugar, el potencial ahí ya no es simétrico bajo reflexión y entonces se dice que ha habido una rotura espontánea de la simetría. Se procede ahora a realizar la expansión perturbativa.

³Se obtendría la misma física de escogerse $-v$ pero se lidia con signos innecesariamente.

Se consideran fluctuaciones alrededor de v de la siguiente manera:

$$\phi(x) = v + \eta(x), \quad (2.31)$$

sustituyendo este campo en la ecuación (2.29) se obtiene:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + const. \quad (2.32)$$

Tras examinar brevemente la ecuación (2.32) se ve que ahora el potencial tiene el signo correcto para asociar al término con unidades de campo al cuadrado con una masa, siendo $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$. Se ha revelado un campo masivo η que además se ha “comido” al campo ϕ . El procedimiento mostrado parece ser un truco, sin embargo, esto no es así ya que los Lagrangianos \mathcal{L} y \mathcal{L}' son completamente equivalentes, inclusive, si ambos pudieran resolverse exactamente se obtendría de ellos la misma física, desafortunadamente en física de partículas tales cálculos son muy complicados o simplemente no pueden ser realizados, razón por la cual se debe echar mano de la teoría de perturbaciones a través de transformaciones como la presentada en la ecuación (2.31).

Como se ha mencionado, la elección de un mínimo de potencial rompe la simetría que se tenía inicialmente, en la naturaleza se lleva a cabo este tipo de elección en infinidad de situaciones, el ejemplo más notable es aquel donde, de hecho, surgió por primera vez el concepto de ruptura espontánea de simetría: el ferromagnetismo. Un material ferromagnético en general no tiene alineados sus dipolos magnéticos, por lo que el sistema es simétrico ante rotaciones. Sin embargo, si el material se enfriá por debajo de una temperatura crítica conocida como *temperatura de Curie* [27], todos los dipolos se quedan alineados en alguna dirección y ahora este sistema ya no tiene más simetría rotacional. Lo que sucede es que ahora se tiene un conjunto infinitamente degenerado de estados fundamentales, (en el caso que se mostró, solo existen dos) en cada uno de los cuales puede ser encontrado un conjunto completo de estados cuánticos, tal como se hizo en el ejemplo y la simetría que tenía el sistema antes de cierto punto crítico, parece ahora escondida. [28]

Se debe revisar ahora un caso un poco más general, donde la simetría rota es global. [17]

2.5.1. Rotura de Simetrías Continuas

La transformación global de un campo se realiza haciendo el cambio $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$ donde el parámetro $\alpha \neq (\mathbf{x})$, es decir, no depende de ninguna variable espacio-temporal. El Lagrangiano invariante ante dichas transformaciones, que son descritas por el grupo $U(1)$, ahora contiene un campo complejo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2, \quad (2.33)$$

para el caso en el que $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$, las derivadas parciales son:

$$\begin{aligned} \partial_\mu\phi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu\phi_1 + i\partial_\mu\phi_2), \\ (\partial_\mu\phi)^* &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu\phi_1 - i\partial_\mu\phi_2), \end{aligned} \quad (2.34)$$

por lo que el Lagrangiano queda en forma extendida como:

$$\mathcal{L} = \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)^2 \right] - \underbrace{\left[\frac{\mu^2}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \right]}_V, \quad (2.35)$$

análogamente a la sección anterior, se estudian los casos $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. Para encontrar el mínimo de potencial, nuevamente se presenta la derivada:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial\phi_1} \right)_{\phi_2} &= \left(\frac{\partial V}{\partial\phi_2} \right)_{\phi_1} = 0, \\ \rightarrow \phi_1(\mu^2 + \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)) &= 0, \end{aligned} \quad (2.36)$$

con lo que se obtiene un círculo de infinitos mínimos de potencial, como se muestra en la Figura 2.3, dado por:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \rightarrow v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}, \quad (2.37)$$

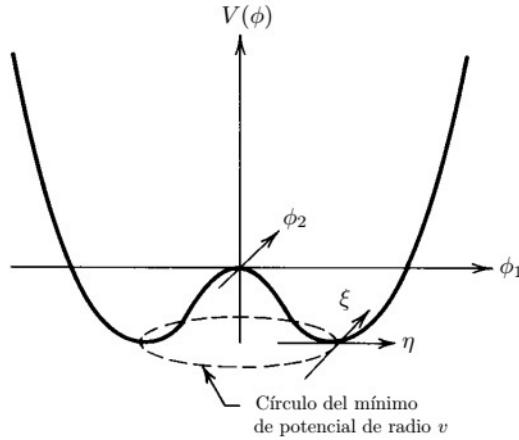


Figura 2.3: Potencial $V(\phi)$ para un campo escalar complejo, donde $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. [17]

nuevamente la simetría de este potencial se rompe cuando se traslada el campo ϕ a un mínimo de potencial, el cual se escoge para $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$, luego se realiza la perturbación alrededor de este punto como:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \eta(x) + i\xi(x)], \quad (2.38)$$

sustituyendo esta expansión en la ecuación (2.35), se obtiene:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + O^3(\eta, \xi) + O^4(\eta, \xi) + \text{constante}. \quad (2.39)$$

En la ecuación anterior, los primeros términos representan las energías cinéticas de los campos η y ξ respectivamente, mientras que el tercero es un término de masa tal que $m_\eta = \sqrt{-2\mu}$, sin embargo, no hay un término similar para el campo ξ . A la clase de partículas sin masa se les conoce como bosones de Goldstone y tras observar que surgen de un rompimiento de simetría, se enunció el Teorema del Goldstone: *por cada simetría continua espontáneamente rota, se revelará una partícula escalar sin masa conocida como bosón de Goldstone.* [29]

Esencialmente, la manifestación de dichas partículas en la teoría no parece ser un problema pero en la realidad, si existieran bosones de espín cero sin masa, serían fácilmente

observables, sin embargo, hasta ahora no se han detectado partículas con estas características. Podría entonces pensarse que se debe desechar la idea de dotar de masa a los bosones de norma a través de este tipo de mecanismo, no obstante, una solución fue propuesta por tres diferentes grupos de trabajo. Para saber cómo se debe proceder en un marco más general, se trabaja ahora con una simetría continua que ya no es más global si no local.

2.5.2. Mecanismo de Higgs

Si se desea analizar lo que sucede en la rotura de una simetría local, particularmente la que está descrita por el grupo $SU(2)$, el Lagrangiano invariante ante estas transformaciones es:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.40)$$

la forma general del campo ϕ es:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_\alpha \\ \phi_\beta \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Es claro que el Lagrangiano de la ecuación (2.40) es manifiestamente simétrico ante transformaciones globales de $SU(2)$. Para poder explorar las consecuencias de un rompimiento de simetría local con $e^{i\alpha_a \tau_a/2}$ siendo $\alpha = \alpha(\mathbf{x})$, este Lagrangiano debe primero ser escrito con las características que lo hacen invariante, es decir, se debe recurrir a la derivada covariante dada en este caso como:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a, \quad a = 1, 2, 3, \quad (2.42)$$

donde cada campo de norma se transforma de acuerdo a la ecuación (2.17) como sigue:

$$\mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{W}_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{W}_\mu, \quad (2.43)$$

recordando que los términos cinéticos serán introducidos a través de los generadores de grupo dados por la ecuación (2.21), para esta simetría quedan como:

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu. \quad (2.44)$$

Con estas condiciones, se puede construir el Lagrangiano invariante ante transformaciones locales:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi + ig \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi + ig \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu \phi) - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - V(\phi), \quad (2.45)$$

donde, de acuerdo a la ecuación (2.41), el potencial se expresa como

$$V(\phi) = \frac{\mu^2}{2} (\phi_1 - i\phi_2, \phi_3 - i\phi_4) \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} + \lambda \left\{ (\phi_1 - i\phi_2, \phi_3 - i\phi_4) \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \right\}^2 \quad (2.46)$$

Se está interesado en el caso $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. Una vez que se realiza la derivada, se encuentra que el mínimo de potencial está degenerado y es $\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2 = -\mu^2/\lambda$. Se escoge una dirección para realizar la expansión perturbativa, particularmente se recurre a la siguiente elección:

$$\begin{aligned} \phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3^2 &= -\frac{\mu^2}{\lambda}, \\ \Rightarrow \phi_3 &= \pm v, \quad \text{con } v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}, \end{aligned} \quad (2.47)$$

por lo que la ecuación (2.47) se reduce a

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

El potencial en este punto ya no es simétrico, nuevamente ha habido un rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)$. Hasta ahora se ha procedido de manera análoga a los casos anteriores, pero está por surgir la diferencia más importante.

Si se realizara una expansión como la mostrada en (2.38) y luego se introdujera en el Lagrangiano (2.45), nuevamente aparecerían los no deseables bosones de Goldstone. Es importante hacer una pausa con respecto al mecanismo para tratar de comprender qué está sucediendo físicamente.

La invariancia de norma implica la posibilidad de realizar una transformación sobre los campos sin cambiar ninguna propiedad física, en consecuencia, el mismo estado puede estar representado por diferentes soluciones de las ecuaciones de campo relacionadas por dicha transformación. De manera semejante, existen oscilaciones en las variables del campo que podrían confundirse con partículas físicas pero que en realidad no lo son y únicamente representan oscilaciones en el valor de $\alpha(\mathbf{x})$ y que son conocidos como modos de norma (gauge modes, en inglés). Por tal motivo, se vuelve necesario imponer una condición que fije una correcta representación para cada estado físico. Para nuestro estudio, usaremos la norma unitaria donde los bosones de Goldstone son cero.

Así entonces, se encontró [17] una solución para contrarestar la aparición de los bosones de Goldstone a través de la “creación” de un bosón de norma masivo, y como se ha mencionado anteriormente, esto se logra con una particular expansión alrededor de ϕ_0 dada como:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.49)$$

que siguiendo el mismo mecanismo, generará la masa de los bosones de norma W_μ^a dando como resultado:

$$\left| ig \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu \phi \right|^2 = \frac{g^2}{8} \left| \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{g^2 v^2}{8} \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2 \right]. \quad (2.50)$$

Se tiene una masa para cada bosón de $M = gv/2$, donde se ha usado la notación $| |^2$ para simplicar el producto $(\cdot)^\dagger (\cdot)$. Entonces ahora, se tiene un Lagrangiano que describe tres campos de norma masivos y un escalar h con masa, así que los campos de norma se han “comido” a los bosones de Goldstone.

Específicamente, se conoce como *Mecanismo de Higgs* al proceso de dotar de masa a los bosones portadores de la fuerza electrodébil, donde la simetría espontáneamente rotada es:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{em}. \quad (2.51)$$

Para lograrlo, es necesario introducir un doblete de campos escalares complejos, construidos con cuatro campos reales: dos cargados y dos neutros, de la siguiente forma:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.52)$$

la ruptura de $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$ se produce cuando se selecciona el siguiente estado de vacío:

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.53)$$

y para evitar a los bosones de Goldstone, las excitaciones en el vacío se deben parametrizar en el gauge unitario [30] como:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + H(x)] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.54)$$

realizando el mismo procedimiento mostrado anteriormente, se obtienen las masas para los bosones W , Z^0 y H dadas por:

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g, \quad M_H = v \sqrt{2 h}. \quad (2.55)$$

Las interacciones que se obtienen se muestran en la Figura 2.4. Finalmente, cabe mencionar que emplearemos este mismo mecanismo de ruptura de simetría para dotar de masa ahora a los fermiones, para lograrlo, se debe trabajar en un sector diferente: el sector de Yukawa.

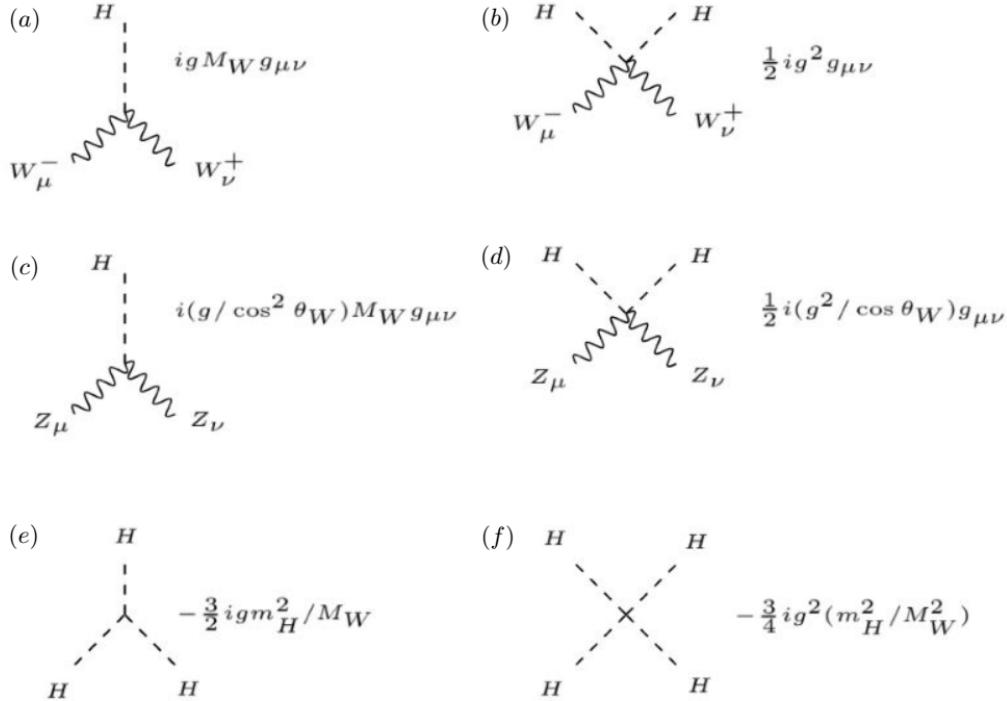


Figura 2.4: Interacciones del Higgs con los bosones Z y W (a) – (d). Autointeracciones del Higgs (e) y (f). [26]

2.5.3. Lagrangiano de Yukawa

Para estudiar cómo los fermiones adquieren su masa, se escribe el Lagrangiano que los acopla con los campos escalares de Higgs. Considerando las tres familias de fermiones y siendo ν'_j , l'_j , u'_j y d'_j con $j = 1, 2, 3$ a los miembros de dichas familias y usando el doblete dado en (2.52) se tiene:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{jk} \left\{ (\bar{u}'_j, \bar{d}'_j)_L \left[Y_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d'_{kR} + Y_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u'_{kR} \right] + (\bar{\nu}'_j, \bar{l}'_j)_L Y_{jk}^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} l'_{kR} + h.c. \right\} \quad (2.56)$$

donde Y_{jk}^i , $i = d, u, l$ son constantes de acoplamiento, conocidas como matrices de Yukawa. Debido a que los quarks existen en estados derechos, debe ser introducido el segundo término que se transforma covariantemente bajo $SU(2)_L$ y está relacionado con el campo escalar conjugado $\Phi^c \equiv i\sigma_2\Phi^*$, con σ_2 la segunda matriz de Pauli. Además, por simplici-

dad y porque no se revisa ese sector, no se consideran neutrinos derechos, aunque se hayan observado experimentalmente. [31]

Tras el rompimiento espontáneo de simetría y con el gauge unitario, la ecuación (2.56) adquiere la siguiente forma sencilla:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{d}'_L M'_d d'_R + \bar{u}'_L M'_u u'_R + \bar{l}'_L M'_l l'_R + h.c. \}, \quad (2.57)$$

y la masa queda expresada en matrices proporcionales a los acoplamientos, es decir:

$$(M'_{d,u,l})_{ij} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^{(d,u,l)}. \quad (2.58)$$

La matriz M'_f puede diagonalizarse a través de matrices bi unitarias V_L y V_R de la siguiente manera:

$$\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M'_f V_{fR}, \quad (2.59)$$

obteniendo:

$$\bar{M}_d = diag(m_d, m_s, m_b), \quad (2.60)$$

$$\bar{M}_u = diag(m_u, m_c, m_t), \quad (2.61)$$

$$\bar{M}_l = diag(m_e, m_\mu, m_\tau). \quad (2.62)$$

Esta diagonalización determina los estados propios de los fermiones, los cuales son:

$$d \equiv V_d^\dagger d', \quad (2.63)$$

$$u \equiv V_u^\dagger u', \quad (2.64)$$

$$l \equiv V_l^\dagger l'. \quad (2.65)$$

En este punto, se debe tener en cuenta que un Lagrangiano como en la ecuación (2.28) contiene interacciones con corrientes neutras y con corrientes cargadas. La diagonalización del Lagrangiano de Yukawa, y por lo tanto la obtención de los autoestados de

masa, tiene implicaciones físicas sobre dichos términos.

Primero, de la ecuación (2.57), por el hecho de $\bar{f}'_L f'_L = \bar{f}_L f_L$ y $\bar{f}'_R f'_R = \bar{f}_R f_R$ con $f = d, u, l$, entonces la parte que contiene a las corrientes neutras no cambia al ser expresado en términos de los autoestados de masa, por lo tanto “No existen corrientes neutras que cambien el sabor”, es importante notar que esta conclusión es válida en el contexto del ME. Este hecho también es conocido como el *Mecanismo de Gim* [32] [33].

En cambio, la parte que contiene a las corrientes cargadas sí se ve afectada ya que $\bar{u}'_L d'_L \equiv \bar{u}_L V_{CKM} d_L$, donde $V_{uL} V_{dL}^\dagger = V_{CKM}$ es decir, al expresar al Lagrangiano de las corrientes cargadas en términos de los autoestados de masa, surge una matriz V_{CKM} llamada matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [34] dada por:

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}\exp^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}\exp^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}\exp^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}\exp^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}\exp^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}, \quad (2.66)$$

donde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, siendo θ una fase asociada a las transformaciones en los campos. Esta matriz acopla cualquier quark tipo up con un quark tipo down, generando acoplamientos como los que se muestran en la Figura 2.5. Otras parametrizaciones de la matriz mostrada en la ecuación (2.66) pueden ser revisadas en [35] [36].

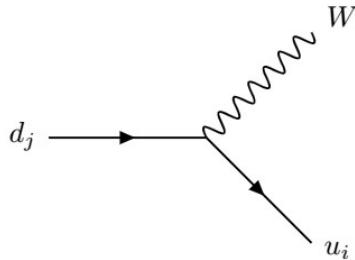


Figura 2.5: Acoplamientos con cambio de sabor a través de los bosones cargados W^+ y W^- , denotados como W . Los quarks tipo down y up están denotados como d_j y u_i respectivamente, siendo i y j índices de sabor.

Finalmente, en el Modelo Estándar se considera que los neutrinos no poseen masa y en ese caso, siempre se puede redefinir su sabor para evitar la mezcla en el sector leptónico, es decir:

$$\bar{\nu}'_L l'_L = \bar{\nu}'_L V_l^\dagger l_L \equiv \bar{\nu}_L l_L, \quad (2.67)$$

por lo tanto, se tiene conservación de sabor en el sector leptónico. Para concluir esta sección, se muestran explícitamente en la Figura 2.6, los acoplamientos del ME que serán usados en los cálculos para el desarrollo de esta tesis.

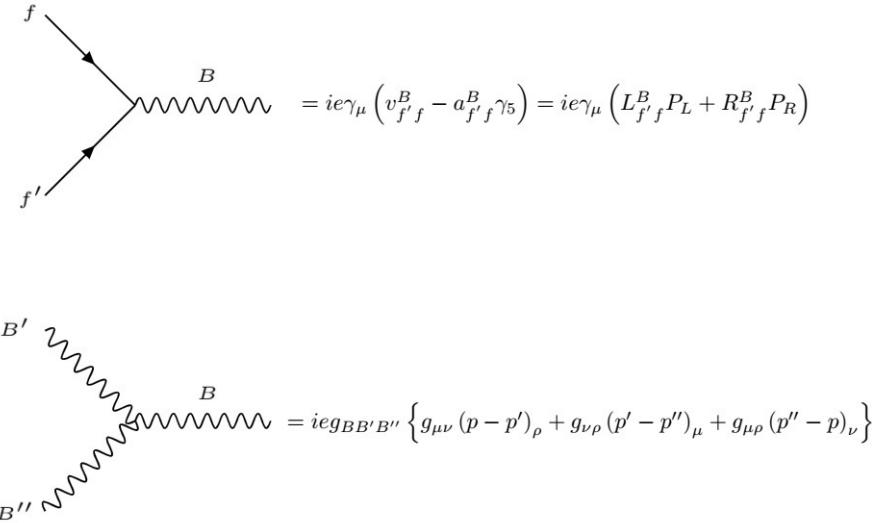


Figura 2.6: Vértices utilizados para el cálculo de la sección eficaz de la producción del bosón Z . [9]

2.6. Extensión del Modelo Estándar en el Sector Escalar

Desde que en el año 2012 se corroborara la existencia del bosón de Higgs [37], quedando de esta manera constituido el Modelo Estándar, se ha requerido buscar más allá de él, ya que esta teoría parece incompleta debido a que aún hay preguntas a las que no puede responder. Por ejemplo, recientes mediciones han demostrado que los neutrinos son partículas que oscilan [38], esto implica que tienen masa, hecho que no concuerda con las predicciones establecidas por el Modelo Estándar (ME). Otras cuestiones tales como la

asimetría materia-antimateria, la energía oscura, etcétera, se presentan en la naturaleza y tampoco son explicadas en este contexto, así que nuevos modelos son requeridos para esclarecer estas observaciones. Particularmente, se enfatiza en el hecho de que, si bien el ME explica cómo los fermiones adquieren su masa a través del rompimiento espontáneo de simetría, no es capaz de justificar el espectro ni la jerarquía de esas masas, esta idea será crucial para el desarrollo de un cálculo que es antesala del proceso que se desea analizar en este trabajo y es la razón por la cual se debe presentar una breve revisión de un modelo extendido.

La extensión más sencilla se logra añadiendo un segundo doblete escalar dando origen a los modelos de dos dobletes de Higgs o 2HDM, por sus siglas en inglés [39] [15]. En este caso la masa es provista por ambos dobletes y no solo por uno como en el ME, por lo que se explica con un enfoque más natural la diferencia de las masas.

En este contexto se presentará el análisis de la interacción electrón-protón realizada como una Dispersión Muy Inelástica, con el objetivo de sentar el estudio cinemático de un proceso $2 \rightarrow 2$ para posteriormente extender estos resultados a un proceso $2 \rightarrow 3$. Específicamente se indagará sobre el subproceso de producción de un quark top a través de un proceso de violación de sabor.

2.6.1. Modelos con Dos Dobletes

El potencial de Higgs más general invariante ante transformaciones del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que incluye a los dos dobletes escalares de hipercarga +1, obedeciendo la relación (2.22), tiene 14 parámetros y puede ser escrito como:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_1^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \mu_2^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) - \left(\mu_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + H.c. \right) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 \\ & + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & \left(\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \left(\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)) \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + H.c. \right) \end{aligned} \quad (2.68)$$

donde $\Phi_1^\dagger = (\phi_1^-, \phi_1^{0*})$ y $\Phi_2^\dagger = (\phi_2^-, \phi_2^{0*})$. Los acoplamientos dados por λ y μ se suponen reales por simplicidad, además de que también las λ deben ser positivas [40] para asegurarse que existan mínimos del potencial. Otras parametrizaciones de este potencial, pueden

ser encontradas en [41].

Una manera de reducir los grados de libertad, es a través de la imposición de simetrías discretas a (2.68) como se hace en [42] para las cuales algunas λ 's en (2.68) serán iguales y los términos que las contienen con signo opuesto se cancelarán mutuamente, sin embargo, este no es el caso que se desea abordar por lo que en este trabajo se analiza el tipo más general, es decir, tomando en cuenta todos los términos del potencial de Higgs.

Para encontrar el espectro de partículas, es necesario encontrar un mínimo en el potencial de tal manera que ambos dobletes adquieran un valor de expectación en el vacío y realizar en ese punto una expansión tal como se hizo en las secciones anteriores, logrando el rompimiento espontáneo de simetría, luego al introducir este campo perturbado en el Lagrangiano de los campos fermiónicos, surgen finalmente los términos que se asocian con la masa de las partículas.

Específicamente el Lagrangiano que describe las interacciones entre campos escalares y los fermiones, tiene la siguiente forma general:

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{a,i} Y_a^i \bar{F}_L^i \phi_a f_R^i + H.c., \quad (2.69)$$

donde F_L denota al doblete fermiónico izquierdo, f_R al singlete fermiónico derecho, i es un índice de sabor, Φ_a son los dobletes de Higgs ($a = 1, 2$) y Y_a^i son las matrices 3×3 de Yukawa, ahora se tendrán dos de estas matrices por cada sector fermiónico y no solo una como se vio en la sección *Mecanismo de Higgs*. Consideramos neutrinos sin masa.

Al introducir los campos perturbados en (2.69) surge un problema importante al que se enfrentan este tipo de modelos, la aparición a nivel árbol de Cambios de Sabor por Corrientes Neutras o FCNC, por sus siglas en inglés, el cual se suscita por el hecho de que, a diferencia del ME donde la diagonalización de las matrices de masa diagonaliza a la interacción de Yukawa, en los modelos de dos dobletes Y_1 y Y_2 no son simultáneamente diagonalizables por lo que la interacción de Yukawa tampoco lo será.

El fenómeno de FCNC aún no ha sido observado experimentalmente por lo que es necesario suprimir su manifestación de la teoría, de hecho existen diversas formas de mantener bajo control esta clase de procesos y para lograrlo se realizan elecciones específicas de las matrices de Yukawa lo que conduce a diferentes tipos de 2HDM. A continuación se enuncian algunos mecanismos de supresión. [43]

- 1) Simetrías Discretas. Se aplican para que un tipo de matriz de Yukawa sea igual a cero.
 - Tipo I. En este caso se permite que un quark ya sea del tipo u o del tipo d , se acople con un solo doblete de Higgs de tal manera que: $Y_1^u = Y_1^d = 0$ o $Y_2^u = Y_2^d = 0$.
 - Tipo II. Se logra cuando los quarks tipo u se acoplan con un doblete de Higgs mientras que los quarks tipo d se acoplan con el otro doblete de Higgs, por lo que $Y_1^d = Y_2^u = 0$ o $Y_1^u = Y_2^d = 0$.
- 2) Supresión Radiativa. Considerando que cada tipo de fermión se acopla a ambos dobletes, para controlar las FCNC se impone una jerarquía en las matrices de Yukawa, así que cierto grupo de dichas matrices estarán presentes a nivel árbol mientras que otras surgirán como efecto radiativo.
- 3) Texturas. Se propone que ambos tipos de quarks se acoplen a ambos dobletes de Higgs, por lo que se deben imponer ciertas formas, conocidas como texturas, a las matrices de Yukawa y así mantener bajo control los procesos de FCNC; dichas texturas están basadas en evidencia experimental. En este caso se habla de un modelo tipo III. [44] [45] [46]

Debido al éxito fenomenológico que ha tenido, se ha escogido el tipo III para el estudio hecho en este trabajo, por lo que es importante realizar una revisión de sus principales características.

2.6.2. El 2HDM Tipo III

Se han escogido matrices de Yukawa con textura de cuatro ceros [47], debido a que dicha propuesta se ha corroborado experimentalmente, por ejemplo, es capaz de producir predicciones suficientemente grandes para el parámetro de mezcla de sabor $|V_{ub}/V_{cb}|$ y para

los parámetros de violación CP [48]. Para consultar otras texturas se recomienda revisar [49].

El Lagrangiano que describe las interacciones entre los campos escalares y los fermiónicos en este tipo de modelo, contiene a los dos dobletes de Higgs acoplados con los dos tipos de quark y con los leptones, se escriben respectivamente de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_Y^q = Y_1^u \bar{Q}'_L \tilde{\Phi}_1 u'_R + Y_2^u \bar{Q}'_L \tilde{\Phi}_2 u'_R + Y_1^d \bar{Q}'_L \Phi_1 d'_R + Y_2^d \bar{Q}'_L \Phi_2 d'_R + H.c., \quad (2.70)$$

$$\mathcal{L}_Y^l = Y_1^l \bar{L}'_L \Phi_1 l'_R + Y_2^l \bar{L}'_L \Phi_2 l'_R + H.c., \quad (2.71)$$

donde $\Phi_{1,2} = (\Phi_{1,2}^+, \Phi_{1,2}^0)^T$ se refiere a los dobletes de Higgs y $\tilde{\Phi}_{1,2} \equiv i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$ es un objeto que se transforma covariantemente bajo $SU(2)_L$ y se introduce análogamente a la sección anterior.

Una vez que se lleva a cabo el rompimiento espontáneo de simetría, las matrices de masa adquieren la siguiente forma:

$$\begin{aligned} M_u &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^u + v_2 Y_2^u), \\ M_d &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^d + v_2 Y_2^d), \\ M_l &= \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^l + v_2 Y_2^l), \end{aligned} \quad (2.72)$$

o en general

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f), \quad f = u, d, l, \quad (2.73)$$

donde v_1 y v_2 son los valores de expectación en el vacío (VEVs) de los dos dobletes de Higgs respectivamente, tal como se realizó en (2.53).

La única propiedad que deben cumplir las matrices de la ecuación (2.73) es que la masa de los fermiones de diferentes familias sean las que se conocen de los datos experimentales, además de eso no hay otra restricción física que limite la forma que deban tomar. Sin embargo, para expresar los acoplamientos de Higgs con los fermiones en términos de la masa de los fermiones, ángulos de mezcla y otros parámetros que son restringidos

por el experimento, se hace uso de una proposición de jerarquía [15], de la siguiente manera:

$$Y_i^f = \begin{pmatrix} 0 & C_i^f & 0 \\ C_i^{f*} & \tilde{B}_i^f & B_i^f \\ 0 & B_i^{f*} & A_i^f \end{pmatrix}, \quad |A_i^f| \gg |\tilde{B}_i^f|, |B_i^f|, |C_i^f|, \quad (2.74)$$

y

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & C_f & 0 \\ C_f^* & \tilde{B}_f & B_f \\ 0 & B_f^* & A_f \end{pmatrix}, \quad |A_f| \gg |\tilde{B}_f|, |B_f|, |C_f|. \quad (2.75)$$

Una vez que tienen esta forma y jerarquía, se procede a diagonalizar las matrices de masa. Siguiendo el mismo proceso del capítulo anterior, se tiene:

$$\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR}, \quad (2.76)$$

con los autoestados dados por:

$$\begin{aligned} u &= V_u^\dagger u', \\ d &= V_d^\dagger d', \\ l &= V_l^\dagger l'. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Con esta transformación se ha conectado el espacio de sabor con el espacio de masas y la ecuación (2.73) se expresa ahora como:

$$\tilde{M}_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 \tilde{Y}_1^f + v_2 \tilde{Y}_2^f), \quad (2.78)$$

donde $\tilde{Y}_i^f = V_{fL}^\dagger Y_i^f V_{fR}$. Ahora bien, en el ME la diagonalización de la matriz de masas diagonaliza automáticamente a las matrices de Yukawa. En los modelos de dos dobletes, en general, Y_1 y Y_2 no son simultáneamente diagonalizables. Es necesario entonces despejar algunas matrices de Yukawa en términos de otras y de la matriz de masa diagonalizada. Una manera de hacerlo se muestra a continuación:

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_1^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \cos \beta} \bar{M}_d - \tan \beta \tilde{Y}_2^d, \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_u - \cot \beta \tilde{Y}_1^u, \\ \tilde{Y}_1^l &= \tilde{Y}_1^d(d \rightarrow l),\end{aligned}\tag{2.79}$$

con $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ y $\tan \beta = v_1/v_2$. Esta redefinición es conveniente ya que se obtiene el acoplamiento Higgs-fermión-fermión como la suma de este acoplamiento en el modelo 2HDM-II más una contribución de la textura de cuatro ceros, que ha servido como punto de partida. Sin embargo, no es única y otras propuestas pueden ser realizadas para obtener el 2HDM-1, 2HDM-X y el 2HDM-Y, las cuales son respectivamente [50]:

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_2^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_d - \cot \beta \tilde{Y}_1^d, \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_u - \cot \beta \tilde{Y}_1^u, \\ \tilde{Y}_2^l &= \tilde{Y}_2^d(d \rightarrow l),\end{aligned}\tag{2.80}$$

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_2^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_d - \cot \beta \tilde{Y}_1^d, \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_u - \cot \beta \tilde{Y}_1^u, \\ \tilde{Y}_1^l &= \tilde{Y}_1^d(d \rightarrow l),\end{aligned}\tag{2.81}$$

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_1^d &= \frac{\sqrt{2}}{v \cos \beta} \bar{M}_d - \tan \beta \tilde{Y}_2^d, \\ \tilde{Y}_2^u &= \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_u - \cot \beta \tilde{Y}_1^u, \\ \tilde{Y}_2^l &= \tilde{Y}_2^d(d \rightarrow l).\end{aligned}\tag{2.82}$$

Usando los autoestados de masa dados por la ecuación (2.77) y las redefiniciones dadas por (2.79), se escribe el Lagrangiano de Yukawa del modelo 2HDM-III para las interacciones de los Higgs neutros (h^0, H^0, A^0) como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Y^q = & \frac{g}{2} \left(\frac{m_{d_i}}{M_W} \right) \bar{d}_i \left[\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2} \sin(\alpha - \beta)}{g \cos \beta} \left(\frac{m_W}{m_{d_i}} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{ij} \right] d_j H^0 \\
& \frac{g}{2} \left(\frac{m_{d_i}}{M_W} \right) \bar{d}_i \left[-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2} \cos(\alpha - \beta)}{g \cos \beta} \left(\frac{m_W}{m_{d_i}} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{ij} \right] d_j h^0 \\
& i \frac{g}{2} \left(\frac{m_{d_i}}{M_W} \right) \bar{u}_i \left[-\tan \beta \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2}}{g \cos \beta} \left(\frac{m_W}{m_{d_i}} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{ij} \right] \gamma^5 d_j A^0 \\
& \frac{g}{2} \left(\frac{m_{u_i}}{M_W} \right) \bar{u}_i \left[\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2} \sin(\alpha - \beta)}{g \sin \beta} \left(\frac{m_W}{m_{u_i}} \right) (\tilde{Y}_1^u)_{ij} \right] u_j H^0 \\
& \frac{g}{2} \left(\frac{m_{u_i}}{M_W} \right) \bar{u}_i \left[\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2} \cos(\alpha - \beta)}{g \sin \beta} \left(\frac{m_W}{m_{u_i}} \right) (\tilde{Y}_1^u)_{ij} \right] u_j h^0 \\
& i \frac{g}{2} \left(\frac{m_{u_i}}{M_W} \right) \bar{u}_i \left[-\cot \beta \delta_{ij} + \frac{\sqrt{2}}{g \sin \beta} \left(\frac{m_W}{m_{u_i}} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{ij} \right] \gamma^5 u_j A^0.
\end{aligned} \tag{2.83}$$

El Lagrangiano en ecuación (2.83) aún tiene acoplamientos con FCNC a nivel árbol, de hecho hasta ahora solo se estableció la forma y la jerarquía de las matrices, sin embargo, aún no se ha mostrado cómo el modelo 2HDM-III mantiene bajo control los procesos de FCNC. Para lograrlo, se implementa un *Ansatz*, el cual ha sido ampliamente estudiado en procesos de violación de sabor en el sector de Higgs [52] y se muestra a continuación:

$$\begin{aligned}
(\tilde{Y}_2^{d,l})_{ij} &= \frac{\sqrt{m_i^{d,l} m_j^{d,l}}}{v} \tilde{\chi}_{i,j}^{d,l}, \\
(\tilde{Y}_1^u)_{ij} &= \frac{\sqrt{m_i^u m_j^u}}{v} \tilde{\chi}_{i,j}^u
\end{aligned} \tag{2.84}$$

La ecuación (2.84) es la famosa propuesta de Cheng y Sher [53] que establece que las matrices de Yukawa son proporcionales al promedio geométrico del producto de las masas fermiónicas multiplicado por los parámetros $\tilde{\chi}_{i,j}^{u,d,l}$ cuyos valores mediarán los procesos de FCNC, y por lo tanto, deben ser determinados por el experimento.

Es así que, usando las parametrizaciones dadas por (2.80) y (2.84), la parte del Lagrangiano que muestra las interacciones de los Higgs neutros con los leptones es el siguiente:

$$\frac{g}{2} \bar{l}_i \left[- \left(\frac{m_{l_i}}{m_W} \right) \frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \delta_{ij} + \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \left(\frac{\sqrt{m_{l_i} m_{l_j}}}{m_W} \tilde{\chi}_{ij}^l \right) l_j \right] h^0, \quad (2.85)$$

mientras que para los quarks tipo u se tiene:

$$\frac{g}{2} \bar{u}_i \left[\left(\frac{m_{u_i}}{m_W} \right) \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \delta_{ij} - \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \sin \beta} \left(\frac{\sqrt{m_{u_i} m_{u_j}}}{m_W} \tilde{\chi}_{ij}^u \right) u_j \right] h^0. \quad (2.86)$$

el acoplamiento para los quarks tipo d es el mismo que para los leptones, haciendo la sustitución $l \rightarrow d$ en la ecuación (2.85). Estos vértices son los requeridos para realizar el cálculo de producción de un *top*.

Capítulo 3

Dispersión Muy Inelástica

El proceso de la interacción electrón-protón, puede ser realizado a diferentes niveles de energía, dado que el objetivo de la presente investigación es estudiar la producción del bosón Z^0 y de un quark top (t), entonces se vuelve necesario trabajar a altos niveles. Por esta razón, este capítulo está dedicado a discutir la cinemática involucrada en esta clase de proceso.

Hacia el año de 1911 con el propósito de corroborar el modelo atómico de Thomson, los físicos Geiger, Marsden y Rutherford, llevaron a cabo un experimento que consistía en bombardear una fina lámina de oro con partículas alfa¹. El modelo establece que el átomo es una esfera cargada positivamente con electrones incrustados distribuidos uniformemente por lo que posee una carga total neutra así que, en teoría, los haces de partículas alfa que incidieran sobre los átomos de oro atravesarían la lámina sin ser desviados. Sin embargo, los resultados no fueron los que se esperaban y se reveló un comportamiento sorprendente debido a que algunas partículas del haz incidente eran desviadas en ángulos significativamente grandes, incluso algunos rebotaban hacia atrás en un ángulo de 180° . En consecuencia, la idea de Thomson fue desechada y un nuevo modelo fue propuesto, en él se postuló la existencia de un núcleo atómico cuya carga eléctrica debía ser positiva y donde estaría concentrada toda su masa; de esta manera Rutherford demostró en 1911 la existencia del núcleo atómico [55]. Además, en 1917 también probó que el núcleo de hidrógeno está presente en otros elementos, un resultado usualmente descrito como el descubrimiento del protón [56]. Más aún, años más tarde Chadwick descubrió una partícula a la que denominó

¹Núcleos de helio ionizados por lo que su carga es positiva.

neutrón y que, junto con los protones, formaban parte del núcleo atómico (por lo que se les conoce conjuntamente como nucleones) concluyendo así que el núcleo también constaba de estructura.

Con estos antecedentes experimentales, era natural suponer que a su vez los nucleones estaban compuestos por otras partículas y con la finalidad de corroborarlo, se comenzó a explorar en intervalos más amplios de energías, con experimentos que emulaban el tratamiento de Rutherford. A continuación se muestra esquemáticamente el comportamiento de un electrón interactuando con un protón a diferentes niveles de energía:

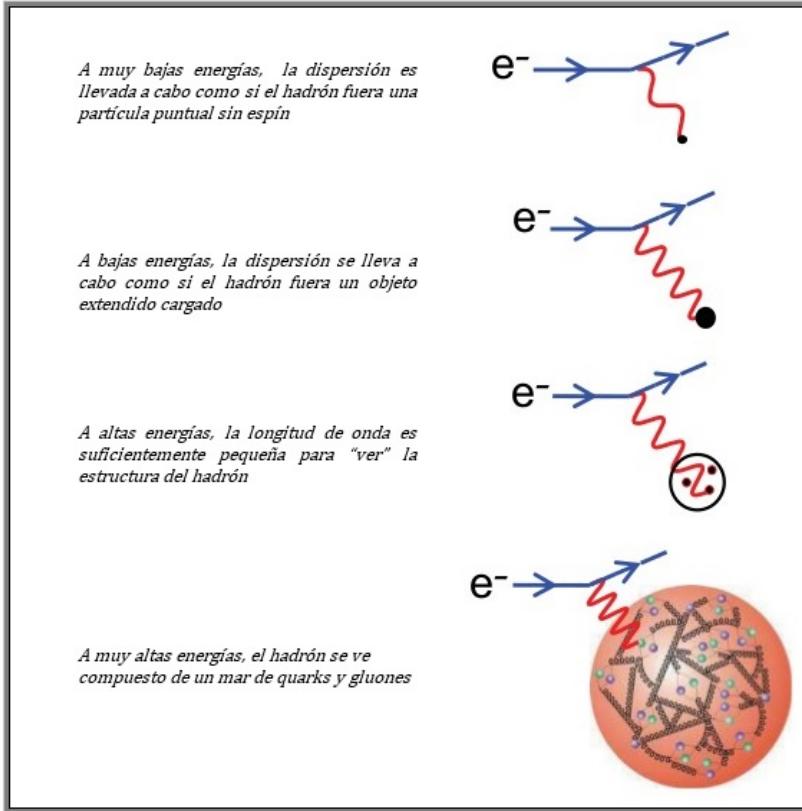


Figura 3.1: Escenarios del proceso electrón-protón a diferentes energías [57]

Como se puede ver en la Figura 3.1, a muy altas energías el electrón es capaz de ver el interior del protón y con una longitud de onda suficientemente pequeña, inclusive puede romperlo, a este tipo de interacción se le conoce como **Dispersión Muy Inelástica** o **DMI**.

La DMI es un proceso análogo al experimento de Rutherford pero dotando de muy altas energías a la partícula incidente, suficiente para desbaratar a la partícula blanco permitiendo indagar en la estructura dentro de ella. Ahora bien, se habla de inelasticidad porque para este tipo de interacciones la energía cinética no se conserva debido a que una parte de dicha energía proveniente del haz incidente es absorbida por la partícula blanco y, en consecuencia, la masa del estado final hadrónico ya no es más la masa del protón. De hecho a muy altas energías, el nucleón es “dividido” y emite otro tipo de hadrones por lo que este proceso es conocido como hadronización y será detallado más adelante.

Ahora se analiza el modelo que dio explicación al comportamiento de los nucleones observado en una Dispersión Muy Inelástica: el Modelo de Partones.

3.1. Modelo de Partones

Con el objetivo de estudiar el comportamiento de las partículas, grandes aceleradores han sido construidos, los cuales buscan generar un gran número de colisiones y así producir nuevas partículas mediante las cuales es posible obtener información de las partículas que se desintegraron. Desde el primer ciclotrón, desarrollado por Ernest Lawrence en 1929 [59], hasta las propuestas de futuros aceleradores tales como el Future Circular Collider [60] o el Large Hadron electron Collider [61], los colisionadores han ido mejorando por efecto del desarrollo tecnológico, en consecuencia, se ha conseguido acceder a experimentos de DMI llevados a cabo con mayores luminosidades.

Con estas condiciones, fue posible observar un comportamiento en los nucleones que daba pauta para suponerlos como partículas compuestas. Por ejemplo, en el experimento SLAC-MIT [62] se produjeron colisiones inelásticas entre un electrón y un protón y sorpresivamente se observó que el electrón perdía una gran fracción de su energía cinética y que salía a un ángulo de dispersión mucho más grande de lo que se esperaba; más aún, la tasa total de reacción era comparable a la que se esperaría de suponerse que el protón fuera una partícula elemental, sin embargo, al interactuar con el electrón, en muy pocos casos el protón emergía íntegro. Debido a estas observaciones experimentales, fue posible inferir

una estructura en los nucleones, de hecho, esta suposición también explicaría los momentos anómalos que exhiben el protón y el neutrón si se considera que sus constituyentes poseen carga eléctrica. Es así como en 1966, Bjorken sugiere que los nucleones constan de partículas puntuales a las que más tarde R. Feynman se referiría como *partones* [63].

Al mismo tiempo, se estaban descubriendo un gran número de partículas con cierta estabilidad y que no formaban parte del núcleo atómico pero que también mostraban estructura, tales como el pión cargado cuya vida media es de 26,033 ns [23] o los kaones cuya vida media es del orden de 10^{-18} s [23], de esta manera se concluyó que no solo los nucleones estaban conformados por estos partones si no que además otro tipo de partículas los contenían, las cuales ahora son conjuntamente conocidos como hadrones.

El siguiente paso era desarrollar una teoría capaz de explicar las interacciones de los partones y se pensó en formularla como una teoría de norma en analogía al caso electrodébil, pero existían algunos inconvenientes para hacerlo, uno de ellos era que si los hadrones estaban constituidos de partes más pequeñas, estas deberían experimentar interacciones muy intensas hecho que no era observado en otro tipo de fuerzas por lo que no parecían proceder de la misma naturaleza. Por otro lado, los experimentos mostraban que a muy altas energías este tipo de interacciones no se detectaron, es así que, en un primer intento para dar respuesta a este comportamiento aparentemente contradictorio, surge el Modelo de Partones (MP) [64].

Se enuncian las aseveraciones del MP:

- a) Los hadrones son un ensamble de partículas débilmente interactuantes, es decir, que mientras están en el interior del hadrón no intercambian un momento grande, de hecho se comportan como si no estuvieran sujetos a ninguna interacción, esta propiedad se conoce como libertad asintótica.
- b) Los partones están sujetos al confinamiento de color, esto es, no pueden existir de manera aislada. Se les observa en combinaciones de su carga de color (azul, rojo y verde) para dar como resultado partículas neutras de color, es decir, blanco.
- c) Algunos de estos partones tienen carga eléctrica por lo que son susceptibles a disper-

sarse tras interactuar con los leptones.

- d) Estos partones tienen una fracción del momento total del hadrón.

Estas afirmaciones surgieron de la observación experimental, por ejemplo, el confinamiento de color se estableció al observar piones en el estado final en una colisión; la razón es que los piones son partículas formadas por un par quark-antiquark lo que implica que, si bien los quarks son arrancados de un hadrón, no pueden ser vistos de manera aislada.

El modelo impone una fuerte restricción conocida como *El Escalamiento Bjorken* [65], el cual establece que la sección eficaz de las interacciones con hadrones en DMI, es decir, a altas energías, es independiente del momento transferido. Este comportamiento es consecuencia directa de considerar que el hadrón tiene subestructura de partículas puntuales [66], sin embargo, esta es una sobresimplificación que no se cumple en interacciones realistas en donde se ha obsevado violación del Escalamiento Bjorken [67]. Dicha particularidad es un punto crucial para el desarrollo de este trabajo, por esta razón, a continuación se hace una descripción cuantitativa de lo que significa y se muestra cuáles son sus deficiencias.

De acuerdo al MP, el proceso inclusivo² $e^-(p) + p(P_p) \rightarrow e^-(p') + X(P_X)$, donde X es cualquier cosa (con los correctos números cuánticos), es proporcional al subprocesso electrón-quark yendo a electrón-quark, es decir, $e^-(p) + q(q) \rightarrow e^-(p') + q'(q')$, y para lograr la igualdad se introducen las funciones de distribución, denotadas por $f_i(x)$, que expresan la probabilidad de encontrar a un partón tipo i con una fracción de momento x dentro del protón, esquemáticamente:

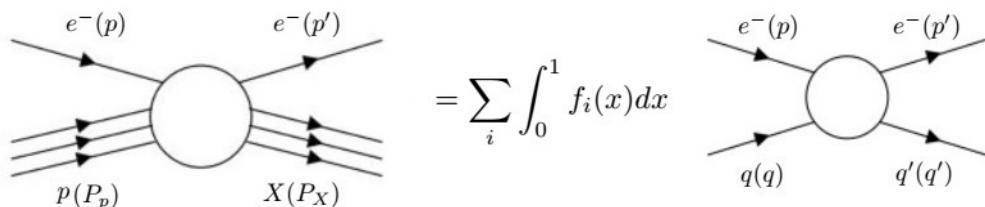


Figura 3.2: Esquema del Modelo de Partones como función de fracciones de momento.

²En una reacción inclusiva únicamente algunas partículas y sus momentos son conocidos.

Se observa que las distribuciones solo dependen de x pero esta suposición debe ser probada experimentalmente, de hecho es la única forma de obtenerlas ya que no se pueden calcular de forma directa de la teoría. Expresando la igualdad matemáticamente se tiene:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} \right)_{e+p \rightarrow e+X} = \sum_i f_i(x) \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{e+q \rightarrow e+q} \quad (3.1)$$

Ahora bien, se debe calcular $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ del subprocesso, para hacerlo, se puede tomar el resultado del proceso electrón-muón ya que es una dispersión análoga y solo se debe intercambiar las propiedades del muón por las del quark [68]. El cuadrado de la matriz invariante de elementos en el límite ultrarelativista se escribe como:

$$\frac{1}{4} \sum_{espines} |\mathcal{M}|^2 = \frac{8e^4 Q_i^2}{\hat{t}^2} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{4} \right), \quad (3.2)$$

donde \hat{s} , \hat{t} y \hat{u} son conocidas como variables de Mandelstam para la colisión electrón-quark y Q_i es la carga eléctrica del quark en unidades de $|e|$. Para el límite ultrarelativista, las masas se desprecian y en ese caso se tiene la relación $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$, a través de ella y usando el resultado de la ecuación (3.2), la sección diferencial en el sistema del centro de masas está dada por:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_{CM}} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{1}{16\pi} \frac{8e^4 Q_i^2}{\hat{t}^2} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{4} \right) = \frac{\pi \alpha^2 Q_i^2}{\hat{s}} \left(\frac{\hat{s}^2 + (\hat{s} + \hat{t})^2}{\hat{t}^2} \right), \quad (3.3)$$

la variable \hat{t} puede relacionarse con $\cos \theta_{CM}$ de la siguiente manera: $\hat{t} = -\hat{s}(1 - \cos \theta_{CM})/2$, por lo que la ecuación (3.3) se convierte en:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{2\pi \alpha^2 Q_i^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{s}^2 + (\hat{s} + \hat{t})^2}{\hat{t}^2} \right). \quad (3.4)$$

Para usar este resultado, se requiere expresar las variables de Mandelstam en términos de observables experimentales del proceso electrón-protón, la manera de hacerlo será explicado con detalle en la siguiente sección, por el momento solo se toma el resultado final que se muestra a continuación:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_i f_i(x) q_i^2 \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \left[1 + \left(1 - \frac{Q_i}{xs} \right)^2 \right], \quad (3.5)$$

donde Q^2 se define como el momento transferido entre el electrón entrante y el saliente, q_i es la carga del partón i y s es la energía total del sistema en el marco de referencia del centro de masa. Si de la ecuación (3.5) se remueve la dependencia cinemática del factor electromagnético $[1 + (1 - Q_i/xs)^2]/Q^4$, queda una cantidad que es completamente independiente de Q ; esta aproximación es el Escalamiento Bjorken y esencialmente establece que la estructura del protón luce igual para una sonda electromagnética sin importar qué tan fuerte sea golpeado. Sin embargo, los experimentos mostraban una pequeña pero medible desviación en los resultados que se esperaban, lo que mostraba que la estructura del protón no era tan sencilla como se pensaba, en consecuencia se podía inferir que las funciones de distribución dependían además de otra cantidad cinemática conocida como momento transferido, denotado como Q^2 , así que las distribuciones ahora tendrían la forma $f(x, Q^2)$ y fueron llamadas *Funciones de Distribución de Partones* o PDF, por sus siglas en inglés. Esta conjetura fue explicada por la Cromodinámica Cuántica (QCD) donde se observa que dicha dependencia se debe a los términos perturbativos que aparecen por la interacción con los gluones.

Finalmente con el MP y las correcciones hechas por QCD, se propone el Teorema de factorización [69], que establece que el proceso electrón-protón (ep) está directamente relacionado con el subprocesso electrón-quark (eq) y se escribe matemáticamente como:

$$d\sigma_{ep} \sim \text{PDF} \times C, \quad (3.6)$$

donde C se calcula por métodos perturbativos. Para concluir esta sección, se hace énfasis en el hecho de que las cantidades medibles en el laboratorio tienen una dependencia con el momento transferido Q^2 .

3.2. Las Variables Cinemáticas de la DMI

Las variables cinemáticas de cualquier interacción juegan un papel muy importante en la DMI ya que, a través de ellas, puede ser formulada su ley dinámica, además de que están relacionadas directamente con algunas observables físicas. En esta sección se muestra cuál es su significado físico, haciendo por simplicidad el análisis para una interacción exclusiva $2 \rightarrow 2$, esto es, una interacción para la cual todas las partículas y sus momentos son conocidos. Estos resultados son válidos para cualquier tipo de proceso por lo que pueden ser extendidos para una reacción $2 \rightarrow 3$, que permitirá analizar la interacción $e^- + p \rightarrow e^- + Z^0 + X$ que es el objetivo del presente trabajo.

3.2.1. Variables de Mandelstam

Estas variables son cantidades invariantes de Lorentz y contienen información de la energía, del momento o de los ángulos que intervienen en un proceso, por lo que están directamente relacionadas con cantidades medibles en el laboratorio. Particularmente para el caso $2 \rightarrow 2$ que puede ser visualizado como se muestra en la Figura 3.3:

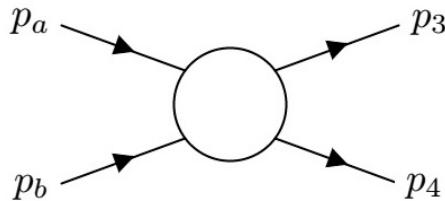


Figura 3.3: Diagrama de un proceso $2 \rightarrow 2$.

donde p_a y p_b son los cuadrimomentos de las partículas que inciden mientras que p_3 y p_4 de las partículas salientes, se definen las variables de Mandelstam de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} s &= (p_a + p_b)^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t &= (p_a - p_3)^2 = (p_b - p_4)^2, \\ u &= (p_a + p_4)^2 = (p_b - p_3)^2. \end{aligned} \tag{3.7}$$

Con el objetivo de saber qué representan, es necesario especificar la forma de los cuadrimomentos. En general para un proceso de dos partículas a y b los cuadrimomentos se expresan como $p_a = (E_a, \mathbf{p}_a)$ y $p_b = (E_b, \mathbf{p}_b)$, donde las letras en negritas representan el vector de momento³. Sin embargo estos valores dependerán del sistema de referencia en el que se definan respetando que s , t y u sean invariantes de Lorentz. A continuación se especifican los sistemas más comunes en los que se trabaja:

1. El Sistema de Centro de Momentos (CMS) es aquel en el que se cumple que $\mathbf{p}_a^* + \mathbf{p}_b^* = \mathbf{0}$.

Todas las cantidades que se definen en este sistema de referencia serán escritas con un asterisco.

2. Sistema de Referencia de Blanco Fijo (TS). Como su nombre lo sugiere, la partícula blanco es estacionaria, por lo que se cumple con $\mathbf{p}_b^T = \mathbf{0}$; en este caso se denotarán las variables definidas en este sistema con el superíndice T .

Con las definiciones anteriores se pueden escribir los cuadrimomentos de las partículas en el estado inicial en ambos sistemas de referencia como sigue:

$$p_a^* = (E_a^*, 0, 0, P_a^*), \quad p_b^* = (E_b^*, 0, 0, -P_a^*), \quad (3.8)$$

$$p_a^T = (E_a^T, 0, 0, P_a^T), \quad p_b^T = (m_b^T, 0, 0, 0). \quad (3.9)$$

De acuerdo a (3.7) y usando (3.8) y (3.9), la variable s queda como:⁴

$$\begin{aligned} s &= (E_a + E_b)^2 - (\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b)^2, \\ s &= (E_a^* + E_b^*)^2, \\ \Rightarrow \sqrt{s} &= E_a^* + E_b^*, \end{aligned} \quad (3.10)$$

es decir que \sqrt{s} es la energía total del sistema en el CMS.

³Se sigue la notación de [70].

⁴Tomando la métrica de Minkowski.

También se cumple que $P_a^* = P_b^* = P^*$, al usar esta igualdad y (3.10), se pueden expresar las energías en términos de s , de la forma:

$$\begin{aligned} E_a^* &= (s + m_a^2 - m_b^2)/2\sqrt{s}, \\ E_b^* &= (s - m_a^2 + m_b^2)/2\sqrt{s}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Por otro lado, las letras usadas para definir las variables de Mandelstam se emplean también para denotar el tipo de diagrama de Feynman a través del cual se describe un proceso, es decir:

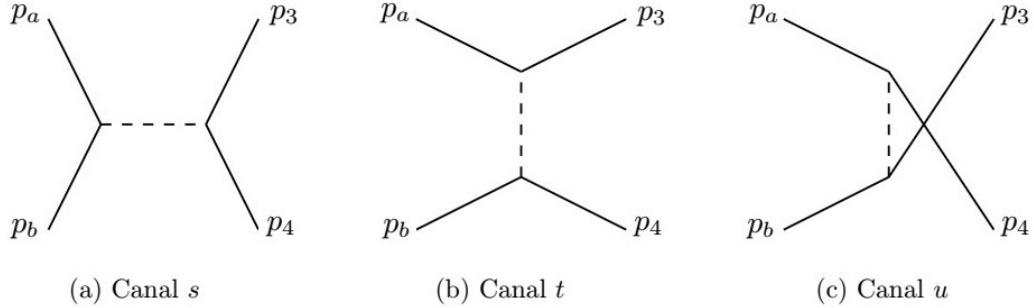


Figura 3.4: Tipos de diagramas de Feynman para los diferentes canales definidos.

En el canal s se observa un proceso de aniquilación de dos partículas entrantes con momento p_a y p_b respectivamente, en el canal t la partícula con momento p_a interactúa con la partícula con momento p_b a través de una transferencia de momento, el canal u es similar al canal t pero con los momentos finales intercambiados. Observando estos canales y viendo las ecuaciones (3.7) se puede inferir que la variable t está asociada a una transferencia de momento llevada a cabo en el canal t y que se puede escribir como:

$$\begin{aligned} t &= (p_a - p_3)^2 \\ &= (p_a)^2 + (p_3)^2 - 2p_a \cdot p_3, \end{aligned} \quad (3.12)$$

a altas energías se puede despreciar la masa (límite relativista), en este caso:

$$t = -2p_a \cdot p_3. \quad (3.13)$$

Si ahora el momento transferido q se define como $q = (p_a - p_3)$, entonces por comparación con (3.7) se concluye que $q^2 = t$ y por lo tanto q^2 es negativa. Este resultado es poco conveniente, ya que experimentalmente no se desea trabajar con cantidades negativas, así que por convención se define:

$$Q^2 = -q^2. \quad (3.14)$$

Esta nueva variable es de suma importancia, ya que como se ha visto, está relacionada con la transferencia de momento y es una excelente opción para describir la escala de energía a la que está sucediendo un evento. Más adelante se verá cómo las secciones eficaces, dependerán de dicho parámetro.

Finalmente la variable u , es similar a t pero con los cuadrimomentos intercambiados $p_3 \rightarrow p_4$, su uso se vuelve relevante para la llamada *simetría de cruzamiento* o simplemente cruzamiento, que permite calcular un proceso desconocido a través de uno conocido únicamente intercambiando s , t y u . Por ejemplo, el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ que tiene lugar en el canal s , queda como:

$$\sum_{r_i} \sum_{s_i} |\mathcal{M}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)|^2 = \frac{8e^4}{s^2} \left[\left(\frac{t}{2}\right)^2 + \left(\frac{u}{2}\right)^2 \right]. \quad (3.15)$$

Por el cruzamiento, se puede calcular el proceso $e^+\mu^- \rightarrow e^+\mu^-$ que sucede en el canal t , intercambiando s con t , con lo que se obtiene:

$$\sum_{r_i} \sum_{s_i} |\mathcal{M}(e^+\mu^- \rightarrow e^+\mu^-)|^2 = \frac{8e^4}{t^2} \left[\left(\frac{s}{2}\right)^2 + \left(\frac{u}{2}\right)^2 \right], \quad (3.16)$$

la Figura 3.5 muestra esquemáticamente este proceso. En la Figura 3.6, se muestran otros procesos que pueden ser calculados a través de la simetría de cruzamiento. En el primer caso notamos que, por medio de la interacción entre un positrón y un electrón cuya reacción es $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, podemos calcular el proceso de la interacción entre dos electrones, cuya reacción es $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, usando la simetría de cruzamiento al hacer el cambio $s \rightarrow u$. En

el segundo caso se observa que, a través de la dispersión Compton, es posible calcular la aniquilación de un electrón y un positrón realizando la sustitución $s \rightarrow t$.

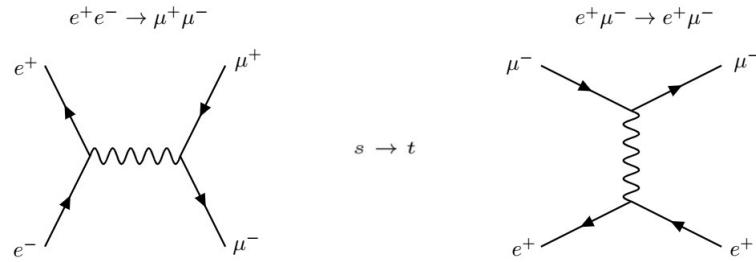


Figura 3.5: Proceso $e^+\mu^- \rightarrow e^+\mu^-$ calculado a través del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ por la simetría de cruzamiento. [17]

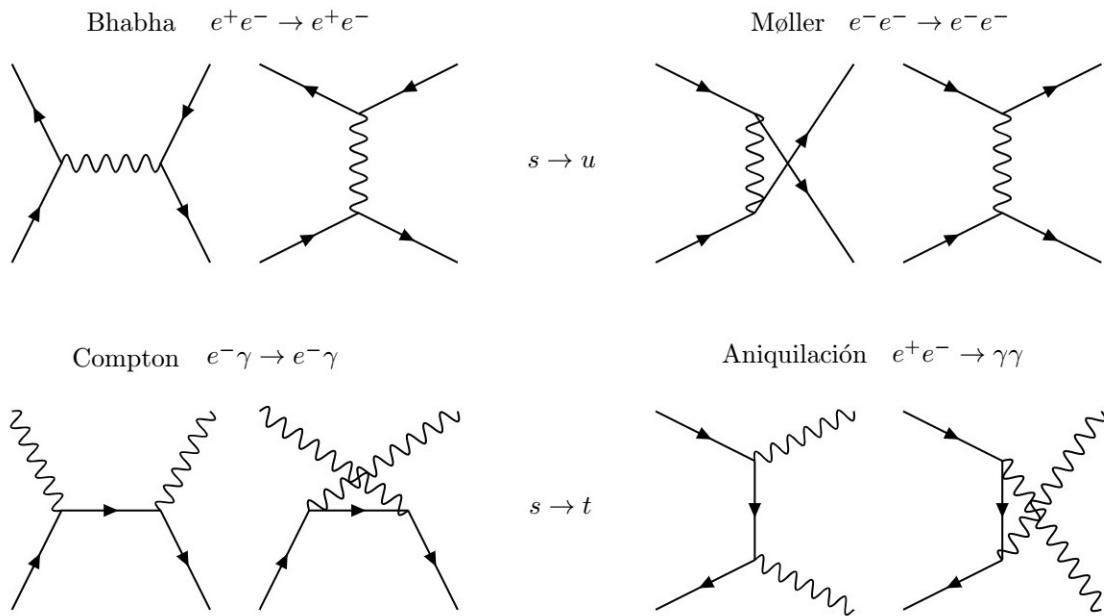


Figura 3.6: Procesos cuya sección eficaz puede ser calculada empleando la simetría de cruzamiento. [17]

3.2.2. Variables adimensionales

Para la Dispersión Muy Inelástica, es conveniente definir además otras variables cinemáticas que ayudan con la descripción de la interacción realizada a altas energías. Un proceso electrón-protón en una colisión inelástica es visto como:

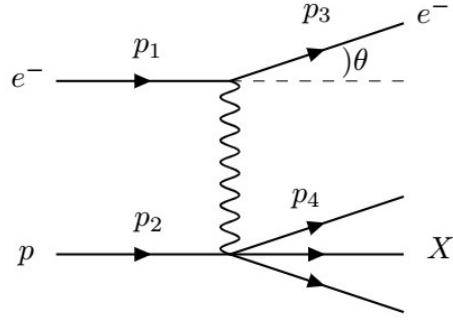


Figura 3.7: Interacción inelástica de un electrón con un protón. [17]

Se define la variable x también conocida como variable de Bjorken de la siguiente manera:

$$x = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q}, \quad (3.17)$$

donde ya se ha definido $Q^2 = -q$. Si se calcula la masa invariante M_X , se obtiene:

$$\begin{aligned} M_X^2 &= p_4^2 \\ &= (q + p_2)^2 \\ &= -Q^2 + 2p_2 \cdot q + M^2, \end{aligned} \quad (3.18)$$

por lo que $Q^2 = 2p_2 \cdot q + M_X^2$, esto quiere decir que $Q^2 \leq 2p_2 \cdot q$ y entonces $0 < x \leq 1$ y el caso elástico se recupera cuando $x = 1$. Ahora bien, otra variable importante es y definida como sigue:

$$y = \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1} \quad (3.19)$$

para la cual, usando (3.9) y siendo $q = (E_1 - E_3, \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)$ adquiere la siguiente forma:

$$y = \frac{M(E_1 - E_3)}{ME_1} = 1 - \frac{E_3}{E_1}, \quad (3.20)$$

así que y puede ser interpretada como la energía cedida de la partícula entrante. Finalmente se define la variable ν como:

$$\nu = \frac{p_2 \cdot q}{M}, \quad (3.21)$$

la cual, en el TS, se escribe como $\nu = E_1 - E_3$.

La DMI electrón-protón al no ser elástica queda completamente descrita con dos de estas variables, de hecho, no son independientes entre sí por lo que pueden ser escogidas según sea conveniente.

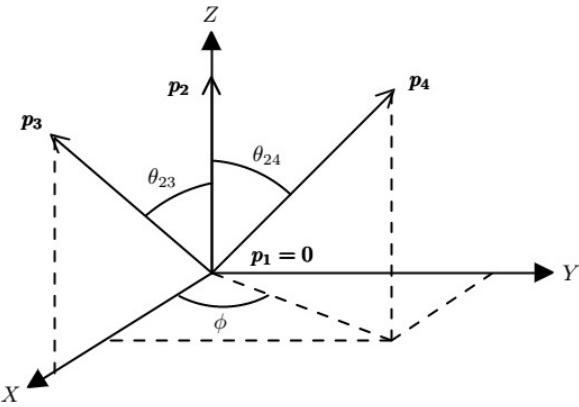
3.2.3. Regiones Físicas de las variables cinemáticas

Se considera ahora el caso general donde se tiene una colección de cuadrimomentos p_1, p_2, p_3, \dots , con los cuales puede ser construido un invariante más, el producto escalar entre ellos a través del cual es posible expresar cantidades como los ángulos y magnitudes de los correspondientes vectores de momento y más importante aún, permite delimitar la región física para las variables cinemáticas presentadas hasta ahora.

En general se escribe el producto escalar como:

$$p_i \cdot p_j = E_i E_j - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_j, \quad i, j = 1, 2, \dots \quad (3.22)$$

Ahora bien, si se tienen específicamente cuatro cuadrimomentos p_1, p_2, p_3 y p_4 , se escoge el sistema de referencia donde p_1 está en reposo, es decir, el sistema tal que $p_1 = (m_1, \mathbf{0})$, las partes vectoriales correspondientes a los restantes cuadrimomentos están en las direcciones mostradas en la Figura 3.8.

Figura 3.8: Sistema de referencia definido por p_1 en reposo.

En este sistema de referencia, se definen los cuadrimomentos como:

$$\begin{aligned} p_1 &= (m_1, 0, 0, 0), \\ p_2 &= (E_2, 0, 0, P_2), \\ p_3 &= (E_3, P_3 \sin \theta_{23}, 0, P_3 \cos \theta_{23}), \\ p_4 &= (E_4, P_4 \cos \theta_{24} \cos \phi, P_4 \sin \theta_{24} \sin \phi, P_4 \cos \theta_{24}). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Tomando en cuenta la relación energía-momento, la magnitud de la parte vectorial del cuadrimomento p_2 es:

$$P_2^2 = \{(p_1 \cdot p_2)^2 - p_1^2 p_2^2\} / p_1^2, \quad (3.24)$$

que puede ser arreglado como un determinante de la siguiente manera:

$$P_2^2 = -\frac{1}{p_1^2} \begin{vmatrix} p_1 \cdot p_1 & p_1 \cdot p_2 \\ p_2 \cdot p_1 & p_2 \cdot p_2 \end{vmatrix} \quad \text{o} \quad P_2^2 = -\frac{1}{p_1^2} \Delta_2(p_1, p_2), \quad (3.25)$$

donde $\Delta_2(p_1, p_2)$ se conoce como el determinante simétrico de Gram de p_1 y p_2 . Dado que P_2 es la magnitud de un vector, se debe cumplir $\Delta_2 = p_1^2 p_2^2 - (p_1 \cdot p_2)^2 < 0$ de acuerdo a (3.25) o equivalentemente, se deben satisfacer las siguientes desigualdades:

$$(p_1 + p_2)^2 \geq (m_1 + m_2)^2 \quad \text{o} \quad (p_1 + p_2)^2 \leq (m_1 - m_2)^2. \quad (3.26)$$

Esta ecuación impone condiciones importantes para el intervalo físico de la variable s . Por ejemplo, en un proceso $2 \rightarrow 2$ descrito por los cuadrimomentos $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2$, la ecuación (3.26) implica que s debe ser más grande que $(m_a + m_b)^2$ y $(m_1 + m_2)^2$ o más pequeño que $(m_a - m_b)^2$ y $(m_1 - m_2)^2$ así que la región física puede ser planteada como:

$$(m_1 + m_2)^2 \leq s \leq (m_b - m_a)^2, \quad (3.27)$$

usando el teorema de cruzamiento visto para las variables de Mandelstam, se puede además delimitar las regiones de t y u :

$$(m_a + m_1)^2 \leq t \leq (m_b - m_2)^2, \quad (3.28)$$

$$(m_a + m_2)^2 \leq u \leq (m_b - m_1)^2. \quad (3.29)$$

Hasta ahora solo se ha escrito la magnitud de un vector en términos de productos escalares, pero otras cantidades también pueden ser expresadas a través de ellos, por ejemplo el siguiente producto:

$$p_2 \cdot p_3 = E_2 E_3 - P_2 P_3 \cos \theta_{23} \quad (3.30)$$

$$p_2 \cdot p_3 = \frac{p_1 \cdot p_2 p_1 \cdot p_3}{p_1^2} - \frac{\{\Delta_2(p_1, p_2) \Delta_2(p_1, p_3)\}^{1/2}}{p_1^2} \cos \theta_{23}, \quad (3.31)$$

permite escribir al ángulo entre dos vectores de momento como:

$$\cos \theta_{23} = -\frac{G \begin{pmatrix} p_1, p_2 \\ p_1, p_3 \end{pmatrix}}{\{\Delta_2(p_1, p_2) \Delta_2(p_1, p_3)\}^{1/2}}, \quad (3.32)$$

donde ahora $G \begin{pmatrix} p_1, p_2 \\ p_1, p_3 \end{pmatrix}$ es el determinante antisimétrico de Gram y está dado por:

$$G \begin{pmatrix} p_1, p_2 \\ p_1, p_3 \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} p_1 \cdot p_1 & p_1 \cdot p_3 \\ p_2 \cdot p_1 & p_2 \cdot p_3 \end{vmatrix}. \quad (3.33)$$

Ahora bien, podría usarse (3.32) para obtener $\sin \theta_{23}$ a través de una identidad pitagórica pero esto podría llegar a ser tedioso, así que una manera más conveniente de hacerlo es por construcción del determinante simétrico de Gram $\Delta_3(p_1, p_2 p_3)$:

$$\Delta_3(p_1, p_2 p_3) = \begin{vmatrix} p_1^2 & p_1 \cdot p_2 & p_1 \cdot p_3 \\ p_2 \cdot p_1 & p_2^2 & p_2 \cdot p_3 \\ p_3 \cdot p_1 & p_3 \cdot p_2 & p_3^2 \end{vmatrix} \quad (3.34)$$

Tras realizar los productos escalares en el marco de referencia de reposo de p_1 se vuelve:

$$\Delta_3(p_1, p_2 p_3) = m_1^2 P_2^2 P_3^2 \sin^2 \theta_{23}, \quad (3.35)$$

y así se obtiene finalmente:

$$\sin^2 \theta_{23} = \frac{\Delta_1(p_1) \Delta_3(p_1, p_2, p_3)}{\Delta_2(p_1, p_2) \Delta_2(p_1, p_3)}. \quad (3.36)$$

De la ecuación (3.35) se puede deducir que $\Delta_3 > 0$ debido a que es el producto de cantidades únicamente positivas, de hecho se puede generalizar este resultado: los determinantes de Gram con subíndice impar, cumplen con la condición de ser positivos mientras que los de subíndice par son negativos; esto puede ser demostrado pero no es el fin de esta sección, para mayor referencia se puede revisar [70].

Las condiciones impuestas sobre los determinantes de Gram, establecen las regiones físicas de las variables cinemáticas permitidas por conservación de la energía-momento como se ha hecho para Δ_2 , sin embargo, aún falta imponer una restricción importante sobre el ángulo. Nuevamente para un proceso $2 \rightarrow 2$ y por la relación de los cuadrimomentos $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2$, la variable t toma la siguiente forma explícita:

$$t = (p_a - p_1) = m_a^2 + m_1^2 - 2E_a E_1 + 2P_a P_1 \cos \theta_{a1}, \quad (3.37)$$

por lo que, en el CMS se obtiene

$$\cos \theta_{a1}^* = \frac{t - m_a^2 - m_1^2 + 2E_a^* E_1^*}{2P_a^* P_1^*}. \quad (3.38)$$

Esta última ecuación impone la condición de que $\cos \theta_{a1}^* = \pm 1$, así que finalmente se obtiene para la variable t la siguiente región física:

$$\begin{aligned} t^\pm &= m_a^2 + m_1^2 - 2E_a^* E_1^* \pm 2P_a^* P_1^* \\ &= m_a^2 + m_1^2 - \frac{1}{2s} \{(s + m_a^2 - m_b^2)(s + m_1^2 - m_2^2) \mp \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_a^2, m_b^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_1^2, m_2^2)\}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Se han usado las ecuaciones (3.11) que describen a las energías en términos de s , y se define a λ como la función cinemática de tres partículas que recibe ese nombre porque es muy útil en procesos donde solo intervienen tres cuadrimomentos, por ejemplo, el decaimiento de una partícula, tiene la forma:

$$\lambda(s, m_a^2, m_b^2) = \{s - (m_a + m_b)^2\}\{s - (m_a - m_b)^2\} \quad (3.40)$$

En conclusión se puede notar que las regiones físicas de las variables cinemáticas pueden ser delimitadas a través de los determinantes de Gram. Esta es una fuerte observación ya que dichos determinantes dependen de los productos escalares de los cuadrimomentos, es decir, de invariantes de Lorentz, así que su uso y aplicación los vuelve una arma poderosa para el análisis cinemático de cualquier proceso.

Capítulo 4

Producción de un quark top via DMI electrón-protón

La producción de un bosón Z^0 es una reacción del tipo $2 \rightarrow 3$, esto es, dos partículas en el estado inicial y tres en el estado final. Ahora bien, con el objetivo de entender a detalle esta clase de proceso, se analiza primeramente un caso en el que solo cuatro partículas están involucradas. Existen infinidad de procesos de esta clase, sin embargo, se ha escogido la producción del quark top en el canal t ya que, a parte de cumplir con esta condición por ser una reacción $2 \rightarrow 2$ y proveer en este canal la sección eficaz más grande medida en el LHC [71], su análisis ofrece otras ventajas que se exponen a continuación.

Una razón importante para elegir al quark top es porque posee una gran masa, esta característica indica que tiene el acoplamiento con el Higgs más grande del ME, así que su comportamiento se utiliza para fijar cotas experimentales y, dado que el trabajo está dirigido al estudio sobre la precisión de ciertos parámetros experimentales, entonces es un excelente candidato de estudio. Además, por el mismo hecho de ser muy masiva, es una partícula sumamente inestable, así que decae antes de hadronizar [72] por lo que hereda sus propiedades a los productos del decaimiento y a través de ellos es posible medir observables que dependen de las características del top.

Por otro lado, como se mencionó en la sección 2.6, es deseable proponer e indagar en modelos que van más allá del ME. Una fuente importante de búsqueda es a través de

procesos con cambio de sabor por corrientes neutras o FCNC (por sus siglas en inglés), ya que en el contexto del Modelo Estándar, esta clase de procesos son altamente restringidos, por lo que su observación sería una inminente señal de nueva física. De hecho, los procesos de violación de sabor han sido ampliamente estudiados en la literatura [73], en particular en los llamados decaimientos exóticos via un bosón de Higgs neutro y con un quark top involucrado en el proceso, en el contexto del 2HDM-III [74].

Por todos los motivos expuestos, se ha propuesto analizar la producción del quark top en el canal t a través de un proceso de FCNC en el contexto del modelo 2HDM-III. En las siguientes secciones se mostrarán los resultados de dicha investigación.

4.1. Cálculo de la Sección Eficaz

La producción del quark top se presenta en la interacción electrón-protón, por lo que su análisis debe realizarse, debido al Modelo de Partones, mediante el subproceso electrón-quark. Para un proceso de FCNC la contribución a nivel árbol está dada por el siguiente diagrama:

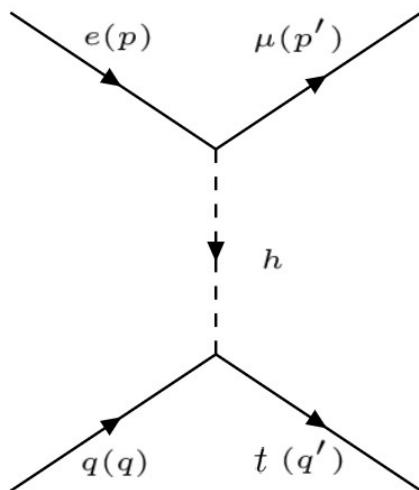


Figura 4.1: Diagrama de Feynman para el proceso inclusivo $e(p) + q(q) \rightarrow \mu(p') + t(q')$ en el canal t .

En el estado inicial se deben considerar dos casos: 1) el electrón interactuando con el quark u y 2) cuando lo hace con el quark c , estos son los procesos más probables debido a que no se considera cambio en la carga eléctrica, aun cuando sí exista cambio de sabor. Se presenta el estudio solo del primer caso ya que el segundo se realiza de manera análoga. Para el estado final, se tiene al muón en la línea leptónica y al quark top en la línea de los quarks, teniendo un doble proceso de violación de sabor. El cuadrado de la amplitud del proceso se construye como:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{[(p - p')^2 - m_h^2]^2} \mathcal{M}_l^{\theta\nu} \mathcal{M}_{\theta\nu}^q, \quad (4.1)$$

donde, el factor $1/[(p - p')^2 - m_h^2]^2$ es el propagador para un bosón con espín cero, en este caso para h , y los tensores están dados por:

$$\mathcal{M}_l^{\theta\nu} = \sum_s \left\{ \bar{\mu}(p') \begin{bmatrix} v_l^\theta \\ v_l^\nu \end{bmatrix} e(p) \right\} \left\{ \bar{e}(p) [v_l^\nu]^* \mu(p') \right\}, \quad (4.2)$$

$$\mathcal{M}_{\theta\nu}^q = \sum_{s'} \left\{ \bar{t}(q') \begin{bmatrix} v_\theta^q \\ v_\nu^q \end{bmatrix} u(q) \right\} \left\{ \bar{u}(q) [v_\nu^q]^* t(q') \right\}. \quad (4.3)$$

En este caso v_l es el vértice de la línea leptónica y v^q el vértice en la línea de los quarks y están determinados por las ecuaciones (2.85) y (2.86) respectivamente. Podemos observar que estos no contienen ninguna matriz γ por lo que su expresión explícita no afecta al siguiente cálculo.

Ahora bien, escribimos el producto completo en términos de los elementos individuales de la matriz (etiquetados α, β, γ y δ con una suma implícita sobre índices repetidos). Mostramos solo los cálculos para el tensor $\mathcal{M}_l^{\theta\mu}$ ya que el otro tensor, es decir, $\mathcal{M}_{\theta\mu}^q$ se calcula de manera análoga.

$$\mathcal{M}_l^{\theta\nu} = \sum_s \bar{\mu}_\alpha(p') v_{\alpha\beta}^\theta e_\beta(p) \bar{e}_\gamma(p) v_{\gamma\delta}^\nu \mu_\delta(p'). \quad (4.4)$$

Para realizar la suma, usamos las siguientes relaciones de completez:

$$\begin{aligned} \sum_s \bar{u}_\alpha(k) u_\delta(k) &= (\not{k} + m)_{\delta\alpha} \\ \sum_{s'} u_\beta(p) \bar{u}_\gamma(p) &= (\not{p} + m)_{\beta\gamma} \end{aligned} \quad (4.5)$$

por lo que la ecuación (4.4) queda como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_l^{\theta\nu} &= (\not{p}' + m_\mu)_{\delta\alpha} v_{\alpha\beta}^\theta (\not{p} + m_e) v_{\gamma\delta}^\nu \\ &= Tr \left[(\not{p}' + m_\mu) v^\theta (\not{p} + m_e) v^\nu \right]. \end{aligned} \quad (4.6)$$

En el límite de altas energías, se puede despreciar el valor del producto de las masas por los momentos, con esta consideración y utilizando las propiedades de las trazas [17], se obtiene:

$$\mathcal{M}_l^{\theta\nu} = 4(p \cdot p' - m_e m_\mu) |v_l|^2, \quad (4.7)$$

análogamente:

$$\mathcal{M}_{\theta\nu}^q = 4(q \cdot q' - m_u m_t) |v_q|^2. \quad (4.8)$$

Además, de acuerdo a las ecuaciones (2.85) y (2.86), los vértices están dados por:

$$v_l = \frac{g}{2} \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \frac{\sqrt{m_e m_\mu}}{m_W} \tilde{\chi}_{12}^l, \quad (4.9)$$

$$v_q = \frac{g}{2} \left(-\frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \sin \beta} \right) \frac{\sqrt{m_u m_t}}{m_W} \tilde{\chi}_{13}^u. \quad (4.10)$$

Sustituyendo las ecuaciones (4.9) y (4.10) en (4.7) y (4.8) respectivamente, el cuadrado de la amplitud del proceso queda finalmente como:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{16}{[(p - p')^2 - m_h^2]^2} \left(\frac{g}{2} \right)^4 \left[\frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \cos \beta} \frac{\sqrt{m_e m_\mu}}{m_W} \right]^2 |\tilde{\chi}_{12}^l|^2 \left[\frac{\cos(\alpha - \beta)}{\sqrt{2} \sin \beta} \frac{\sqrt{m_u m_t}}{m_W} \right]^2 |\tilde{\chi}_{13}^u|^2 \times \\ &\quad (p \cdot p' - m_e m_\mu) (q \cdot q' - m_u m_t), \\ |\mathcal{M}|^2 &= \frac{g^4 \cos^4(\alpha - \beta)}{4 \cos^2 \beta \sin^2 \beta} \frac{m_e m_\mu m_u m_t}{m_W^4} |\tilde{\chi}_{12}^l|^2 |\tilde{\chi}_{13}^u|^2 \frac{(p \cdot p' + m_e m_\mu)(q \cdot q' + m_u m_t)}{[(p - p')^2 - m_h^2]^2}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Para realizar los productos escalares, para la parte de los leptones, de acuerdo a la ecuación (3.22) se obtiene:

$$\begin{aligned} t &= (p - p')^2 \\ t &= m_\mu^2 + m_e^2 - 2p \cdot p' \\ \rightarrow p \cdot p' &= -\frac{1}{2}(m_\mu^2 + m_e^2 - t), \end{aligned}$$

mientras que para la parte de los quarks, se tiene:

$$\begin{aligned} t &= (q - q')^2 \\ t &= m_u^2 + m_t^2 - 2q \cdot q' \\ \rightarrow q \cdot q' &= -\frac{1}{2}(m_u^2 + m_t^2 - t). \end{aligned}$$

Al introducir los valores de estos productos y simplificar, la ecuación (4.11) se convierte en:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{g^4}{16} CM |\tilde{\chi}_{12}^l|^2 |\tilde{\chi}_{13}^u|^2 \frac{[t - (m_\mu - m_e)^2] [t - (m_u - m_t)^2]}{(t - m_h^2)^2}, \quad (4.12)$$

donde se han agrupado las constantes angulares y de masas en dos definiciones como sigue:

$$C = \frac{\cos^4(\alpha - \beta)}{\cos^2 \beta \sin^2 \beta}, \quad (4.13)$$

$$M = \frac{m_e m_\mu m_u m_t}{m_W^4}. \quad (4.14)$$

Por otro lado, de acuerdo al análisis cinemático revisado en el capítulo anterior, la sección eficaz diferencial es:

$$d\sigma^{eq} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi\lambda(\hat{s}, m_e^2, m_u^2)} dt, \quad (4.15)$$

siendo $\lambda(\hat{s}, m_e^2, m_u^2)$ la función cinemática de tres variables definida en ecuación (3.40), la cual en este caso, depende de las masas y de \hat{s} , la variable de Mandelstam. En este caso se tiene:

$$\begin{aligned}\lambda(\hat{s}, m_e^2, m_u^2) &= (\hat{s} - m_e^2 - m_u^2)^2 - 4m_e^2m_u^2, \\ \hat{s} &= x's \quad 0 < x' < 1,\end{aligned}$$

en el límite de altas energías $\lambda(\hat{s}, m_e^2, m_u^2) \sim x's$, por lo que la sección eficaz total del subprocesso es:

$$\sigma^{eq} = \int_{t^-}^{t^+} \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi(x's)^2} dt. \quad (4.16)$$

donde t^+ y t^- están dados por la ecuación (3.39), es decir:

$$t^\pm = m_e^2 + m_\mu^2 - \frac{1}{2\hat{s}} \{ (\hat{s} + m_e^2 - m_u^2)(\hat{s} + m_\mu^2 - m_t^2) \mp \lambda^{\frac{1}{2}}(\hat{s}, m_e^2, m_u^2) \lambda^{\frac{1}{2}}(\hat{s}, m_\mu^2, m_t^2) \}. \quad (4.17)$$

Finalmente, con el Modelo de Partones y usando las ecuaciones (4.12) y (4.16), la sección eficaz total del proceso de producción del quark top a través de la interacción electrón-protón es:

$$\sigma^{ep}(ep \rightarrow \mu t) = \frac{g^4}{256\pi} CM |\tilde{\chi}_{12}^l|^2 |\tilde{\chi}_{13}^u|^2 \sum_i \int_0^1 dx' \frac{f_i(x', \tilde{Q}^2)}{(x's)^2} \int_{t^-}^{t^+} dt \frac{[t - (m_\mu - m_e)^2][t - (m_u - m_t)^2]}{(t - m_h^2)^2}, \quad (4.18)$$

con la finalidad de definir un factor que contenga a los parámetros libres del modelo y analizar su orden de magnitud, se establece la siguiente definición:

$$k = \left(\frac{g^4}{256\pi} \right) CM |\tilde{\chi}_{12}^l|^2 |\tilde{\chi}_{13}^u|^2. \quad (4.19)$$

Un análisis del orden de magnitud de los factores que definen k , permite hacer conclusiones acerca de los escenarios óptimos para los cuales se observarían señales de pro-

ducción de un quark top a través de un proceso de FCNC. A continuación, serán presentadas las condiciones requeridas para obtener resultados medibles.

4.2. Resultados y Análisis

Se puede observar que el factor M es quien más contribuye al valor de k , ya que es una razón del producto de las masas de quarks y leptones dividida entre la cuarta potencia de la masa del W lo que reduce su valor considerablemente y vuelve a M el factor dominante en (4.19). Sin embargo, esta relación podría ser compensada a través del valor de los $\tilde{\chi}_{ij}$ ya que son parámetros que deben ser fijados por el experimento, por lo que, podría plantearse un escenario para el cual tuvieran el tamaño adecuado para contrarrestar el valor de M y que permitieran observar la producción del quark top a través de un proceso de violación de sabor.

Tras calcular los restantes factores en (4.18), es decir, las integrales que contienen a las PDF's y a la cinemática del proceso, se logró obtener una condición que haría observable una señal de ese tipo. La condición es que k sea igual a 1, en tal caso, la magnitud de los parámetros experimentales serían del orden de magnitud de $|\tilde{\chi}_{i,j}^{u,d,l}| \sim 10^3$.

Sin embargo, hasta ahora solo se han observado señales para las cuales los parámetros $|\tilde{\chi}_{i,j}^{u,d,l}|$ son de un orden de magnitud de $\sim 10^1$ tal como se ha propuesto en [15], lo que produce una k diferente de 1. Utilizando estos valores, la sección eficaz se reduce notablemente ya que no se contrarresta el valor de la masa del W . Es importante mencionar que, el hecho de que hasta ahora solo se haya observado este caso, no implica que el escenario donde $k = 1$ deba ser descartado, ya que los modelos extendidos aún deben ser explorados ampliamente.

A continuación, se presentan los resultados de las secciones eficaces calculadas en ambos escenarios: $k = 1$ y $k \neq 1$. La Figura 4.2 muestra el proceso donde el electrón y el quark u están en el estado inicial, mientras que la Figura 4.3 muestra al electrón y al quark c en el estado inicial. Los cálculos presentados en los gráficos fueron hechos con energías en CMS de diferentes colisionadores: HERA $\sqrt{s} = 0,310\,TeV$, LHeC $\sqrt{s} = 1,3\,TeV$, LHeC-he $\sqrt{s} = 1,9\,TeV$ y FCC $\sqrt{s} = 3,50\,TeV$ [54].

El presente análisis ha sido llevado a cabo con la finalidad de mostrar un posible escenario en el cual se observe un proceso de violación de sabor a través de corrientes neutras (FCNC) con el bosón de Higgs. Con los resultados presentados, se puede realizar una importante conclusión al respecto: para el caso en el que los parámetros experimentales tienen un valor cuyo orden de magnitud es $|\tilde{\chi}_{i,j}^{u,d,l}| \sim 10^1$, tal que $k \neq 1$, la observación de la producción de un quark top a través de un proceso de violación de sabor, es muy poco probable. Por otro lado, para un escenario donde $k = 1$, ahora se tendrían valores cuyo orden de magnitud son $|\tilde{\chi}_{i,j}^{u,d,l}| \sim 10^3$, en este caso una sección eficaz de dicho proceso es observable. En la literatura [50] se menciona que parámetros tales como $\chi_{2,3}^f$ son de $O(1)$ (e.g., $\chi_{2,3}^f \leq 10$), basados en esos resultados, se puede concluir que se ha encontrado un escenario que concuerda con predicciones hechas por otros trabajos. [75]

En general, interacciones de procesos donde ocurre violación de sabor y se ven involucrados el Higgs neutro y el quark top, son una fuente excelente de búsqueda de nueva física, más aún, de acuerdo a [76] esta clase de procesos no han sido revisados ampliamente, por lo que el presente trabajo puede usarse como punto de referencia para futuras investigaciones.

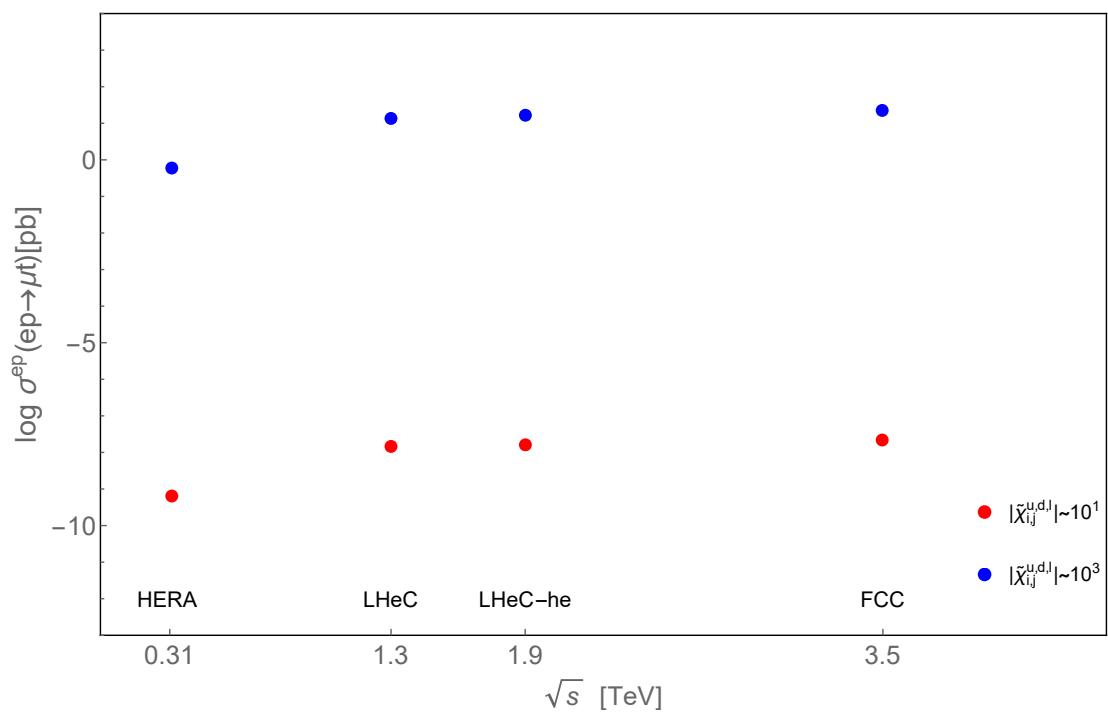


Figura 4.2: Secciones eficaces para el proceso $ep \rightarrow \mu t$ con las energías logradas en diferentes colisionadores. En el estado inicial se tiene al electrón y al quark u .

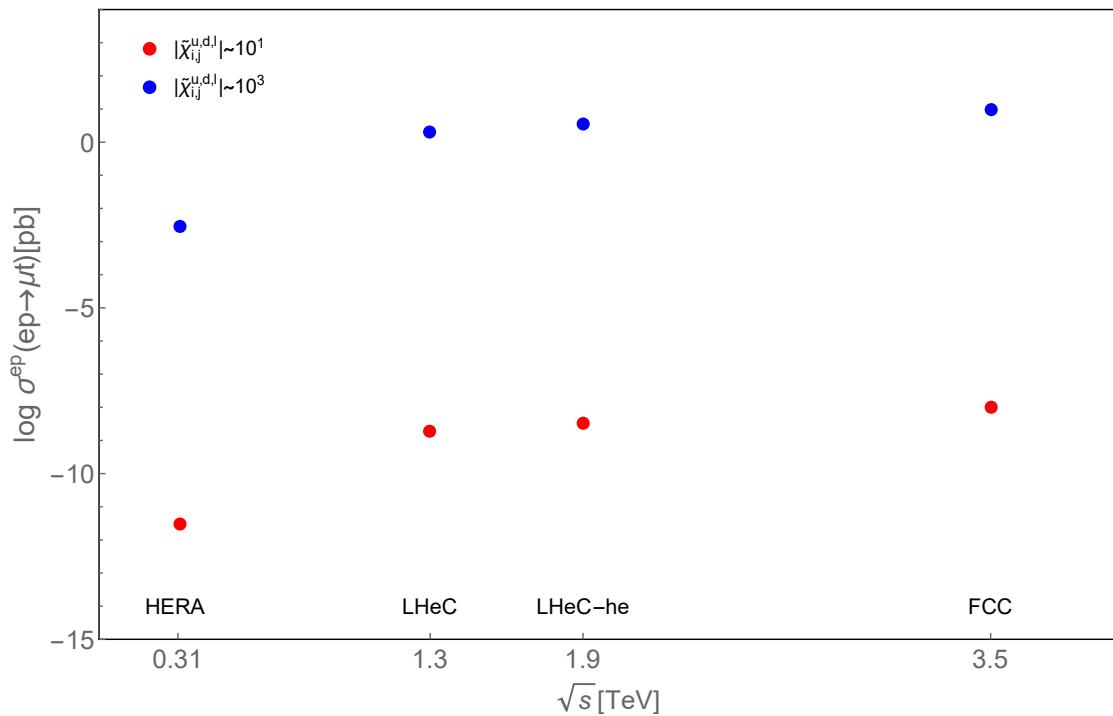


Figura 4.3: Secciones eficaces para el proceso $ep \rightarrow \mu t$ con las energías logradas en diferentes colisionadores. En el estado inicial se tiene al electrón y al quark c .

Capítulo 5

Producción del bosón Z^0 via DMI electrón-protón

Una vez estudiado el proceso con cuatro partículas involucradas, se está en posición de extender el análisis para la interacción $e + p \rightarrow e + Z + X$ donde ahora están presentes cinco partículas.

En este capítulo, se presenta el análisis cinemático de la Dispersión Muy Inelástica (DMI) del proceso electrón-protón cuando existe producción de un bosón Z^0 . Se muestra la ambigüedad que se presenta al escoger el parámetro que describe la escala de energía a la que está sucediendo dicho proceso y cómo ello repercute de manera importante en el cálculo de la sección eficaz con las energías y luminosidades que se pretenden alcanzar en futuros colisionadores de hadrones. [54]

5.1. Dispersión Muy Inelástica electrón-protón con producción de un bosón Z^0

En la Dispersión Muy Inelástica (DMI) de un electrón y un protón, en general puede o no producirse un bosón Z^0 . Analicemos el caso donde no hay producción de Z^0 .

De acuerdo al Modelo de Partones (MP), el proceso electrón-protón (ep) se analiza a través del subproceso electrón-quark $e^-(p) + q(q) \rightarrow e^-(p') + q'(q')$ donde el cuadrimomento del electrón y del quark en el estado inicial son p y q y en el estado final son p' y q' , respectivamente. El diagrama de Feynman que contribuye, a nivel árbol, se muestra en la Figura 5.1.

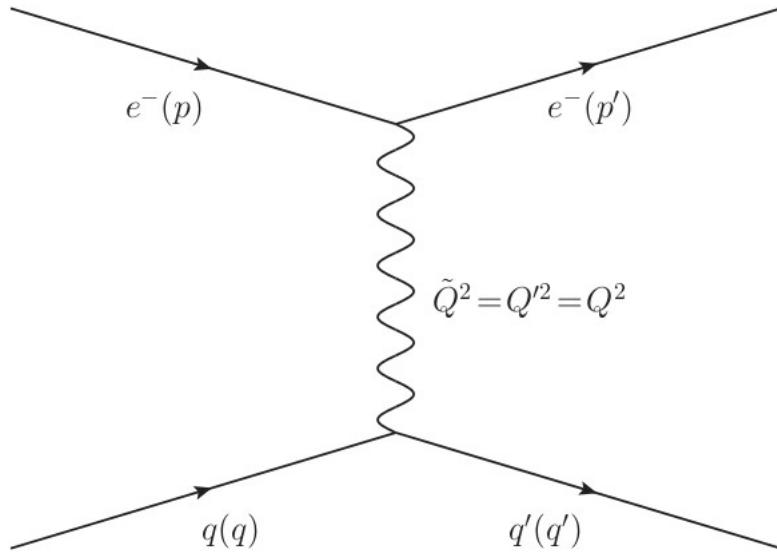


Figura 5.1: Diagrama de Feynman para el subproceso eq sin producción de Z^0 .

Un parámetro apropiado para describir a la colisión es la transferencia del momento, la cual, con el fin de mostrar la ambigüedad que existe en su elección, se le denota a partir de ahora como \tilde{Q}^2 , la cuestión importante es cómo designar dicho parámetro. Si se tiene un diagrama como el mostrado en la Figura (5.1), la ecuación de conservación del momento se escribe como:

$$p + q = p' + q' \quad (5.1)$$

$$\Rightarrow (p - p')^2 = (q - q')^2. \quad (5.2)$$

El lado izquierdo de la ecuación (5.2) no es más que la transferencia de momento llevada a cabo en la línea de los leptones y que se denota como Q^2 , mientras que el lado

derecho es la transferencia de momento en la línea de los quarks y que es denotada como Q'^2 , por lo que:

$$Q^2 = Q'^2. \quad (5.3)$$

De acuerdo a la ecuación (5.3), se concluye que se puede elegir a Q^2 o a Q'^2 para ser \tilde{Q}^2 porque la transferencia de momento llevada a cabo en la línea leptónica y en la de los quarks es igual. Sin embargo, si ahora durante la interacción ep se produce un bosón Z^0 , la elección de \tilde{Q}^2 no es clara. En la Figura 5.2 se muestran los diagramas a nivel árbol que contribuyen al proceso:

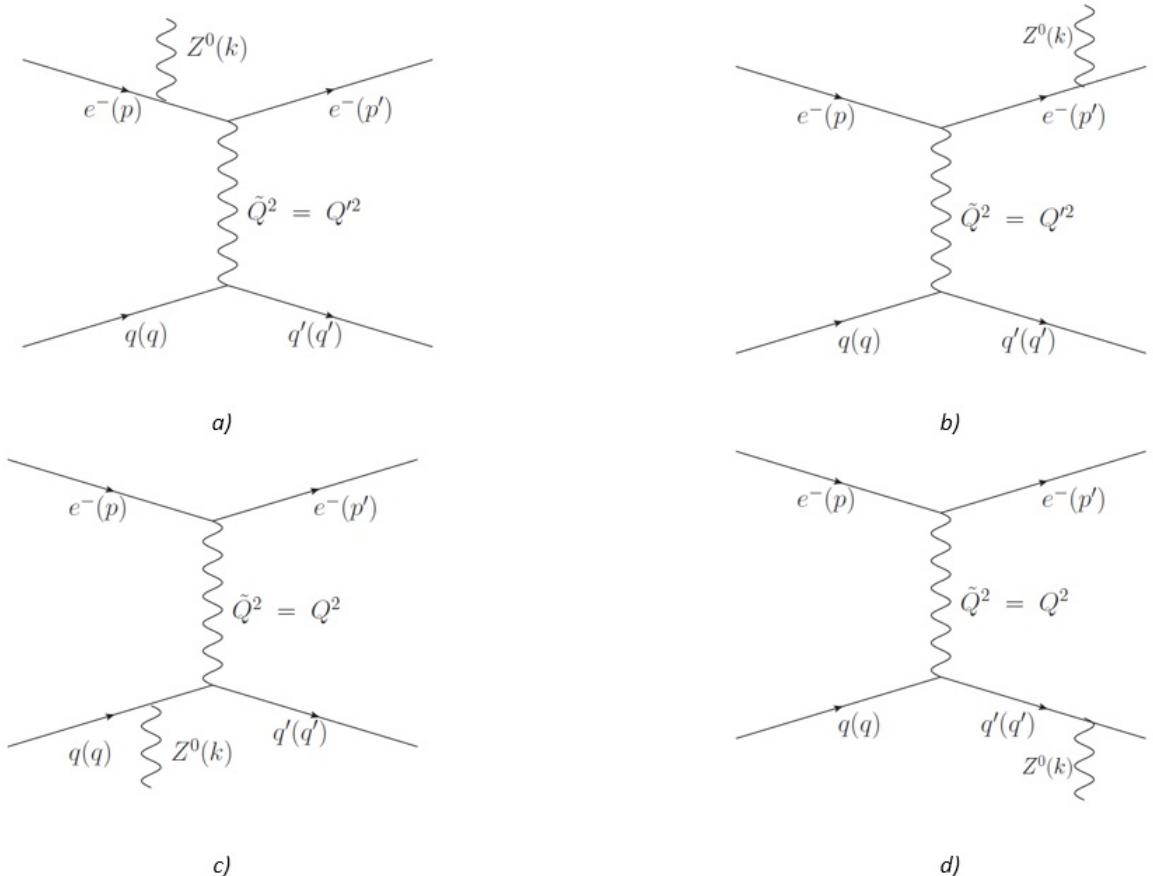


Figura 5.2: Diagramas de Feynman para el subproceso eq con producción de Z^0 .

donde k es el cuadrimomento de Z^0 . Los diagramas que contienen interacciones con el bosón de Higgs han sido despreciados debido a que su acoplamiento con los fermiones es proporcional a la masa de dichos fermiones, lo que resulta en un acoplamiento despreciable.

En los diagramas a) y b), el bosón Z^0 fue producido en la línea leptónica, así que la transferencia de momento, definida como en la ecuación (3.12), se lleva a cabo en la línea de los quarks, por otro lado en los diagramas c) y d) la producción se dio en la línea de los quarks, por lo que ahora la transferencia se realiza en la línea leptónica. En concreto, la ecuación de conservación del momento dada por:

$$p + q = p' + q' + k, \quad (5.4)$$

manifiesta que debido al momento extra k , no puede ser rearreglada para obtener una igualdad como en (5.3) en consecuencia $Q^2 \neq Q'^2$ y entonces no se puede escoger inequívocamente a alguna de las dos para ser \tilde{Q}^2 .

Esta indeterminación ya había sido notada en el artículo [9], en él se hizo un análisis de las señales que se obtendrían proponiendo diferentes prescripciones para \tilde{Q}^2 obteniendo diferencias en la sección eficaz de entre 1 % y hasta 5 %.

El estudio se hizo utilizando las energías disponibles en el Hadron Electron Ring Accelerator (HERA) [77] donde se logró una energía máxima para el electrón de 30 GeV y de 820 GeV para el protón; con estos valores, la cantidad de producciones de bosones Z^0 al año no es muy grande por lo que una desviación del 5 % no sería de gran notoriedad en la sección eficaz. Sin embargo, para el futuro colisionador Large Hadron electron Collider (LHeC) la cantidad de producciones de bosones Z^0 aumentará considerablemente. A continuación se muestra un cálculo hecho de manera general para el número de eventos realizados por año.

Una cantidad importante para conocer la eficiencia de un colisionador, es la luminosidad instantánea o simplemente luminosidad L , la cual mide el número de colisiones por unidad de área y por unidad de tiempo, es decir:

$$L = \frac{N}{\sigma t}, \quad (5.5)$$

donde N es el número de colisiones y t es tiempo. Además para hacer una estimación del número de bosones Z^0 producidos tras la colisión, es necesario conocer la probabilidad de que se lleve a cabo dicho evento, esta cantidad viene dada por σ , es decir, la sección eficaz. Ahora bien, si la luminosidad se integra con respecto al tiempo de funcionamiento del colisionador, se obtiene la luminosidad integrada ℓ dada por:

$$\ell = L\Delta t = \frac{N}{\sigma}, \quad (5.6)$$

de donde finalmente se obtiene el número de producciones del Z^0 :

$$N = \sigma\ell. \quad (5.7)$$

Se muestran los valores que se obtuvieron en el HERA y los que se esperan en el LHeC calculados para un año ($t = 3,15 \times 10^7 s$) de funcionamiento.

HERA	LHeC
$L = 2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}s^{-1}$	$L = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}s^{-1}$
$\ell = 6,3 \times 10^{38} \text{ cm}^{-2}$	$\ell = 3,15 \times 10^{41} \text{ cm}^{-2}$
$\sigma = 0,5 \times 10^{-37} \text{ cm}^2$	$\sigma = 0,5 \times 10^{-37} \text{ cm}^2$
$Número de partículas = 31,5$	$Número de partículas = 15,750$
$\sim 31 Z^0 \text{ por año}$	$\sim 1 \times 10^4 \text{ de } Z^0 \text{ por año}$

Tabla 5.1: Cantidad de producciones de Z^0

Se puede observar de la Tabla 5.1 que con las luminosidades que se pretende alcanzar en el LHeC, la producción se elevará tres órdenes de magnitud, ahora un 5% de 15,750 en lugar de 5% de 31 marca una diferencia significativa para el cálculo de la sección eficaz y por esta razón es necesario hacer una elección única de \tilde{Q}^2 para que tal discrepancia no sea grave.

5.2. Cinemática del proceso ep con producción de Z^0

A continuación se discute la cinemática del proceso $e(p) + p(P_N) \rightarrow e'(p') + Z^0(k) + X$, donde e y p son el electrón y el protón en el estado inicial y e' y Z^0 son electrón y el bosón producido en el estado final, X es un estado final desconocido y el cuadrimomento asociado a cada partícula se encuentra entre paréntesis. De acuerdo a los experimentos llevados a cabo en los colisionadores, se trabaja en el Sistema de Referencia del Centro de Momentos (CMS), esquemáticamente:

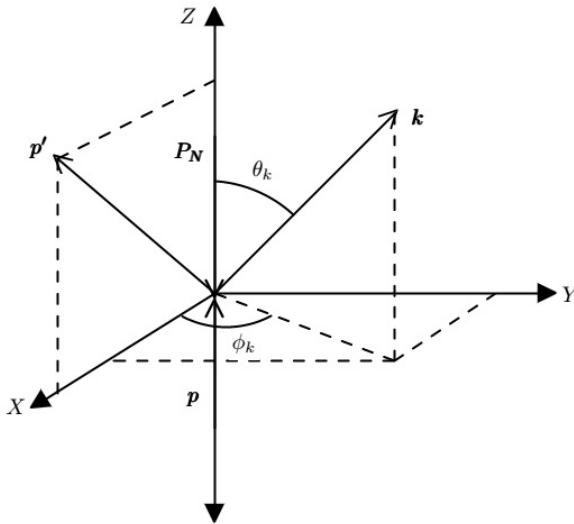


Figura 5.3: Esquema de producción del Z^0 en el sistema de referencia del centro de masas.

Los cuadrimomentos quedan especificados, suponiendo una masa en reposo despreciable, como:

$$\begin{aligned}
 p &= E(1, 0, 0, 1), \\
 P_N &= E_N(1, 0, 0, -1), \\
 p' &= E'(1, \sin \theta, 0, \cos \theta), \\
 k &= (E_k, k \sin \theta_k \cos \phi_k, k \sin \theta_k \sin \phi_k, k \cos \theta_k), \quad k = \sqrt{E_k^2 - M_B^2}.
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

Usando las definiciones dadas en la sección sobre Variables Cinemáticas, se obtienen las variables correspondientes para este proceso:

$$\begin{aligned}
 s &= (p + P_N)^2 = 4EE_N, \\
 Q^2 &= -(p - p')^2 = 2EE'(1 - \cos \theta), \\
 \nu &= P_N(p - p') = E_N(2E - E'(1 + \cos \theta)), \\
 s' &= (p + P_N - k)^2 = 4EE_N + M_B^2 - 2E(E_k - k \cos \theta_k) - 2E_N(E_k + k \cos \theta_k), \\
 Q'^2 &= -(p - p' - k)^2, \\
 &= 2EE'(1 - \cos \theta) - M_B^2 + 2E(E_k - k \cos \theta_k) - 2E'(E_k - k(\cos \theta \cos \theta_k + \sin \theta \sin \theta_k \cos \phi_k)), \\
 \nu' &= P_N(p - p' - k) = E_N(2E - E'(1 + \cos \theta) - E_k - k \cos \theta_k),
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

y las variables adimensionales asociadas a la DMI son:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{Q^2}{2\nu} = \frac{E'(1 - \cos \theta)}{2E_N(1 - E'(1 + \cos \theta)/2E)}, \\
 y &= \frac{2\nu}{s} = 1 - \frac{E'(1 + \cos \theta)}{2E}, \\
 \tau &= \frac{s'}{s} = 1 - \frac{E_k - k \cos \theta_k}{2E_N} - \frac{E_k + k \cos \theta_k}{2E} + \frac{M_B^2}{4EE_N}, \\
 x' &= \frac{Q'^2}{2\nu'} = \frac{2EE'(1 - \cos \theta) - M_B^2 + 2E(E_k - k \cos \theta_k) - 2E'(E_k - k(\cos \theta \cos \theta_k + \sin \theta \sin \theta_k \sin \phi_k))}{E_N(2E - E'(1 + \cos \theta_k) - (E_k + k \cos \theta_k))}, \\
 y' &= \frac{2\nu'}{s} = 1 - \frac{E'(1 + \cos \theta)}{2E} - \frac{E_k + k \cos \theta_k}{2E}.
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Invirtiendo estas ecuaciones se obtiene:

$$\begin{aligned}
 E' &= E_Nxy + E(1 - y), \\
 E' \cos \theta &= E(1 - y) - E_Nxy, \\
 E_k &= E(y - y') + E_N(1 - \tau + \mu + y' - y), \\
 k \cos \theta_k &= E(y - y') - E_N(1 - \tau + \mu + y' - y), \\
 \cos \phi_k &= \frac{1}{2} \frac{xy(y - y' - 1) + x'y' - y(1 - \tau + y' - y) + \mu(1 - y)}{\sqrt{xy(1 - y)}\sqrt{(y - y')(1 - \tau + y' - y) - \mu(1 - y + y')}}.
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Como se ha analizado anteriormente, las regiones físicas de las variables cinemáticas, se derivan de la imposición del signo en los determinantes de Gram, particularmente exigiendo que $\Delta_4 < 0$, donde:

$$\Delta_4(p, p', P_N, k) = \begin{vmatrix} 0 & pp' & pP_N & pk \\ p'p & 0 & p'P_N & p'k \\ P_Np & P_Np' & 0 & P_Nk \\ kp & kp' & kP_N & M_B^2 \end{vmatrix} \quad (5.12)$$

Realizando explícitamente los productos, se obtienen los intervalos siguientes:

$$0 \leq x < x' \leq 1, \quad 0 \leq y' < y \leq 1. \quad (5.13)$$

Ahora, para encontrar los límites de τ se debe factorizar al determinante de Gram de la ecuación (5.13) en la forma $\Delta_4 \sim (\tau^+ - \tau)(\tau - \tau^-)$ e igualarlo a cero, como resultado se obtiene que $\tau^- \leq \tau \leq \tau^+$, donde:

$$\tau^\pm = (1-x')(1+y'-y) + \frac{1}{y} \{ (1-y)[(x'-x)(y-y') - \mu] + xy' \pm 2\sqrt{xy'(1-y)[(x'-x)(y-y') - \mu]} \}, \quad (5.14)$$

con $\mu = M_B^2/s = M_B^2/4EE_N$, esta ecuación es análoga a (3.39). Ahora bien, del requerimiento de que $\Delta_3(p, p', k) \geq 0$ se obtiene:

$$(x' - x)(y - y') \geq \mu \quad (5.15)$$

Empleando esta última ecuación en (5.13) se obtiene las relaciones que restringen más las regiones, resultando en:

$$0 \leq x \leq 1 - \mu/y, \quad x + \mu/y \leq x' \leq 1 \quad (5.16)$$

$$\mu \leq y \leq 1, \quad 0 \leq y' < y - \mu/(x - x'). \quad (5.17)$$

Las ecuaciones (5.14), (5.16) y (5.17) definen la región física para las variables x , x' , y , y' y τ .

Por otro lado, las Funciones de Distribución de Partones o PDF por sus siglas en inglés, son usadas para valores de Q y Q' no muy pequeñas, por lo que se requiere fijar cortes para sus valores, esto es:

$$\begin{aligned} Q^2 &= sxy \geq Q_{cut}^2, \\ Q'^2 &= sx'y' \geq Q'_{cut}^2. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Ahora bien, usando el MP, la sección eficaz diferencial del proceso ep denotada como $d\sigma^{ep}$ se calcula a través del subproceso elástico de un electrón interactuando con un quark eq , cuya sección eficaz diferencial es $d\sigma^{eq}$, de la siguiente manera:

$$d\sigma^{ep} = \sum_i \int_0^1 dx' f_i(x', \tilde{Q}^2) d\sigma^{eq}. \quad (5.19)$$

donde las $f_i(x', \tilde{Q}^2)$ son las mencionadas PDF, que representan la probabilidad de encontrar al partón i con una fracción x' del momento del protón en una interacción realizada a una escala de energía descrita por \tilde{Q}^2 .

Es necesario obtener ahora las variables cinemáticas del subproceso. Si el momento del partón, en este caso el quark, esta dado por $q = x'P_N$, se tiene:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= p + q = x's, \\ \hat{Q}^2 &= -(p - p')^2 = Q^2, \\ \hat{\nu} &= q(p - p') = x'\nu, \\ \hat{s}' &= (p + q - k)^2 = s' - (1 - x')s + 2(1 - x')(\nu - \nu'), \\ \hat{Q}'^2 &= -(p - p' - k)^2 = Q'^2, \\ \hat{\nu}' &= q(p - p' - k) = x'\nu'. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Con estas variables, se puede escribir $d\sigma^{eq}$ como:

$$d\sigma^{eq} = \frac{2(2\pi)^{-5}}{\hat{s}} \frac{1}{4} |\mathcal{M}^{eq}|^2 d\Gamma_3, \quad (5.21)$$

donde $d\Gamma_3$ queda expresado en términos de las variables x, x', y, y' y τ como sigue:

$$d\Gamma_3 = \frac{\pi s^3}{32} \frac{y dxdydy'd\tau}{\sqrt{-\Delta_4(p, P_N, p', k)}}. \quad (5.22)$$

Ahora, debido a la producción del Z^0 la amplitud del proceso dada por \mathcal{M}^{eq} , constará de dos partes, la parte que toma en cuenta la producción en la línea leptónica y la que lo hace en la línea de los quarks, así que:

$$|\mathcal{M}^{eq}|^2 = |\mathcal{M}_l^{eq} + \mathcal{M}_q^{eq}|^2 \quad (5.23)$$

Si se sustituye esta definición en (5.21), se obtendrán tres términos:

$$d\sigma^{eq} = \frac{2(2\pi)^{-5}}{\hat{s}} \frac{1}{4} \left(|\mathcal{M}_l^{eq}|^2 + |\mathcal{M}_q^{eq}|^2 + 2Re|\mathcal{M}_l^{eq}||\overline{\mathcal{M}_q^{eq}}| \right) d\Gamma_3, \quad (5.24)$$

o bien

$$d\sigma^{eq} = d\sigma_l^{eq} + d\sigma_q^{eq} + d\sigma_{int}^{eq}, \quad (5.25)$$

por lo que finalmente queda

$$d\sigma^{ep} = \sum_i \left\{ \int_0^1 dx' f_i(x, \tilde{Q}^2) d\sigma_l^{eq} + \int_0^1 dx' f_i(x, \tilde{Q}^2) d\sigma_q^{eq} + \int_0^1 dx' f_i(x, \tilde{Q}^2) d\sigma_{int}^{eq} \right\}. \quad (5.26)$$

En esta última ecuación, se puede notar claramente la ambigüedad, ya que para el primer término \tilde{Q}^2 puede ser escogida como Q'^2 debido a que la producción se lleva a cabo en la línea leptónica. Para el segundo término la producción es en la línea de los quarks, por lo que \tilde{Q}^2 tendría que ser igual a Q^2 . El problema lo tiene el tercer término, el de interferencia, ya que contiene a ambas matrices de elementos, por lo que \tilde{Q}^2 no puede ser fijado unívocamente.

El siguiente paso para calcular $d\sigma^{ep}$ es obtener los valores de las matrices de amplitud de probabilidad del proceso y luego realizar la integral. Primeramente se muestra la

construcción de \mathcal{M} , después para realizar la integración, se proponen diferentes prescripciones de \tilde{Q}^2 para mostrar cuánto cambia $d\sigma^{ep}$.

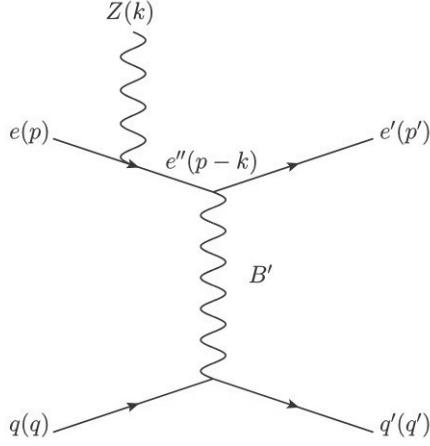


Figura 5.4: a) Diagrama de Feynman que muestra la producción del bosón Z en la línea leptónica en el estado inicial.

El primer diagrama de Feynman se muestra en la Figura 5.4, para la cual se tiene:

$$-i\mathcal{M}^{eq} = \mathcal{L}_l \mathcal{P} \mathcal{L}_q \quad (5.27)$$

donde \mathcal{L}_l y \mathcal{L}_q se calculan con los vértices del Capítulo 2. Además, dado que el fermión que aparece en la línea leptónica es el electrón para el cual $T_3 = -\frac{1}{2}$ y $Q_f = -1$, se obtiene:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l &= \bar{e}'(p')ie\gamma^\mu(P_L L_{e'e''}^{B'} + P_R R_{e'e''}^{B'}) \frac{i(\not{p} - \not{k})}{(p - k)^2} \varepsilon_\nu ie^2 \gamma^\nu ((-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W)/\sin 2\theta_W + 1/2 \sin 2\theta_W) e(p), \\ &= -\frac{ie^3}{(p - k)^2} \bar{e}'(p') \gamma^\mu (P_L L_{e'e''}^{B'} + P_R R_{e'e''}^{B'}) (\not{p} - \not{k}) \varepsilon_\nu \gamma^\nu ((-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W)/\sin 2\theta_W + 1/2 \sin 2\theta_W) e(p), \\ \mathcal{P} &= -\frac{-i}{(q' - q)^2 - M_{B'}^2} = \frac{i}{Q'^2 - M_{B'}^2} \approx \frac{i}{Q'^2}, \\ \mathcal{L}_q &= \bar{q}(q')ie\gamma_\mu(P_L L_{q'q}^{B'} + P_R R_{q'q}^{B'})q(q), \end{aligned} \quad (5.28)$$

en este caso B' puede ser un fotón o un bosón Z^0 por lo que $M_{B'}^2$ puede ser despreciado al comparar su masa con el valor de los momentos. Podemos notar que \mathcal{P} depende inversamente de $M_{B'}^2$.

samente de Q'^2 , por lo tanto, la amplitud asociada a este diagrama también depende del inverso de Q'^2 . Realizando el mismo cálculo para el resto de los diagramas, se obtienen las dependencias mostradas en la Figura 5.5.

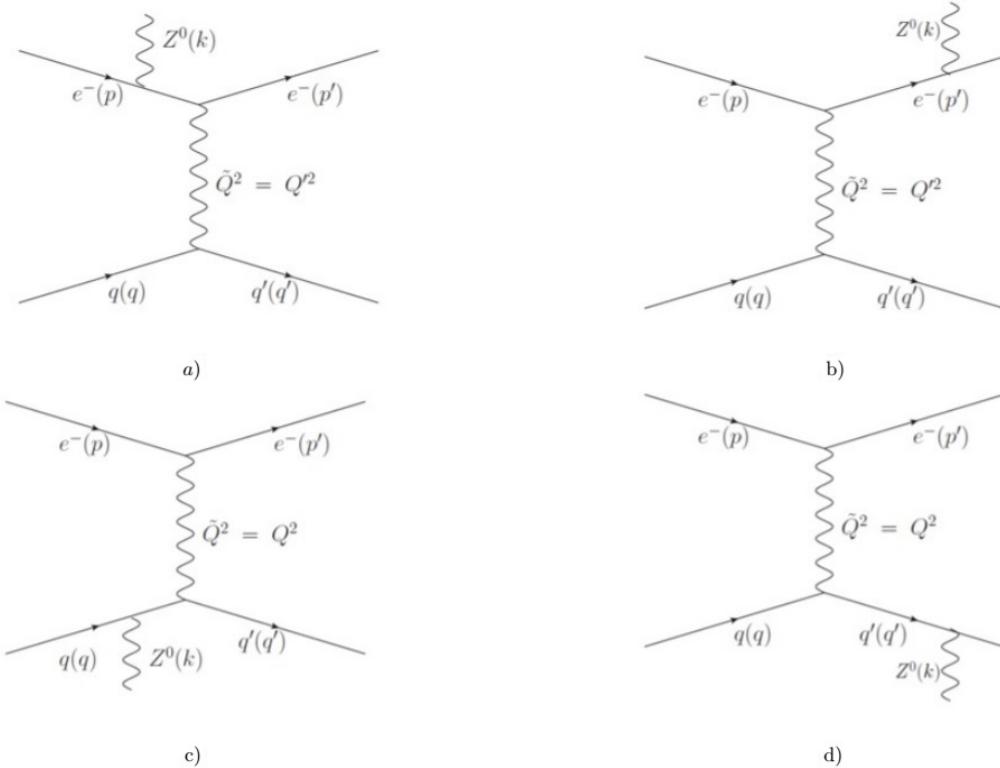


Figura 5.5: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso de producción del bosón Z . En *a)* y en *b)*, la amplitud del proceso depende del inverso de Q'^2 , mientras que en *c)* y en *d)* depende del inverso de Q^2 .

Estos diagramas exponen nuevamente la diferente dependencia que tienen según si la producción se dio en la línea leptónica o en la de los quarks. Sin embargo, en este momento se puede hacer una primera aproximación útil para establecer a \tilde{Q}^2 .

De acuerdo a [9], con las energías que se alcanzaron en el experimento HERA, la mayor contribución a la sección eficaz del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$, es provista por los diagramas cuya producción se da sobre la línea leptónica, como se muestra en la Fi-

gura 5.6, donde la sección diferencial total está dada por $T = \frac{d\sigma}{dy}$ y la sección diferencial de las contribuciones cuando la producción se da en la línea leptónica y de los quarks, son respectivamente $L = \frac{d\sigma_{lep}}{dy}$ y $H = \frac{d\sigma_{had}}{dy}$.

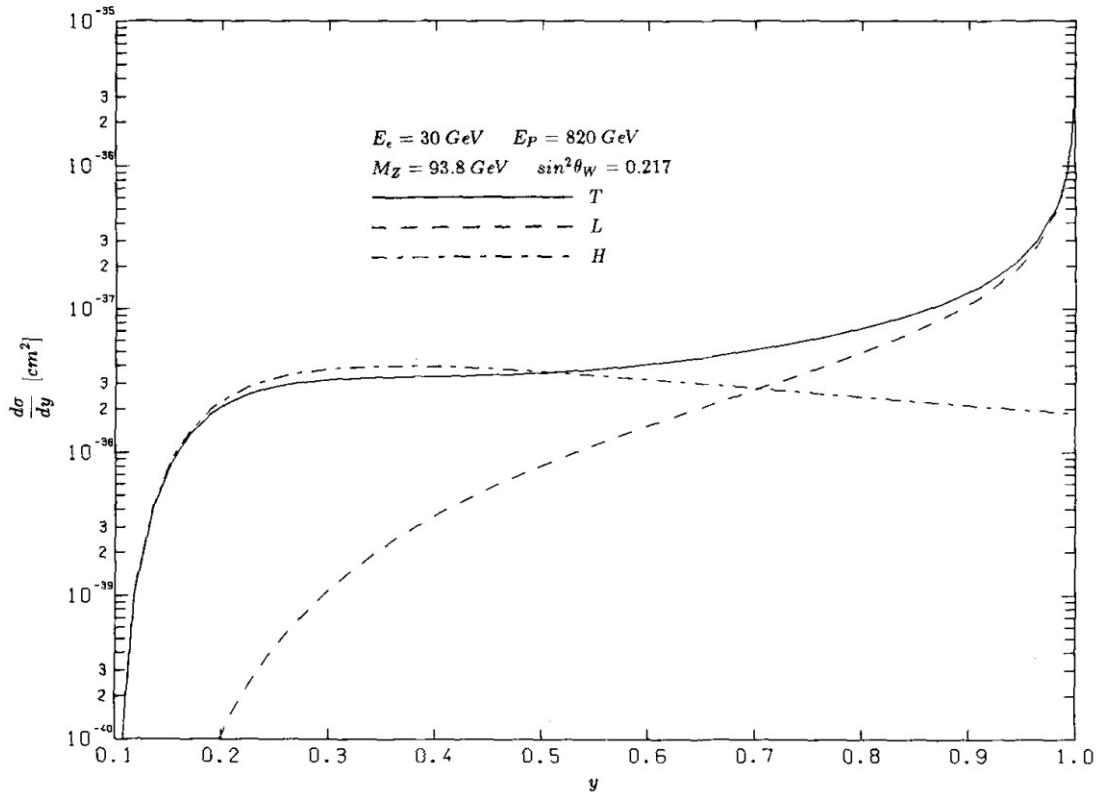


Figura 5.6: Se muestra la sección diferencial total T , y la sección diferencial de las contribuciones de la producción en la línea leptónica L y de la producción en la línea de los quarks H , para $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$. [9]

Se puede notar que L es quien más contribuye a T . Más aún, analizando los diagramas a y b , se puede concluir que $a) > b)$ ya que en $b)$ el numerador es la suma de los momentos p' y k lo que reduce el valor de su contribución.

La sección eficaz entonces se vuelve más grande cuando Q'^2 se acerca a su valor mínimo, de acuerdo a (5.16) y (5.17), esto sucede cuando $x' = x + \frac{\mu}{y}$ y $y' \rightarrow 0$. Si se sustituyen estas condiciones en la expresión para el $\cos \phi_k$ en la ecuación (5.11), se obtiene para

el numerador:

NUMERADOR (N)

$$\begin{aligned} N &= xy(y-1) - y \left[1 - (1-x-\frac{\mu}{y})(1-y) - y \right] + \mu(1-y) \\ &= xy(y-1) - y \left[x - xy + \frac{\mu}{y} - \mu \right] + \mu - \mu y \\ &= 2xy(y-1) \end{aligned}$$

mientras que para el denominador se tiene:

DENOMINADOR (D)

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{2} \sqrt{xy(1-y)} \sqrt{y \left[x - xy + \frac{\mu}{y} \right] - \mu(1-y)} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{xy(1-y)} \sqrt{xy(1-y)} \\ &= -\frac{1}{2} xy(y-1) \end{aligned}$$

sustituyendo numerador y denominador en $\cos \phi_k$, se obtiene finalmente:

$$\cos \phi_k = \frac{N}{D} = -1 \quad (5.29)$$

Se presenta una primera conclusión importante: con las energías logradas en HERA, la mayor contribución a la sección eficaz del proceso ep con producción de Z^0 estará dada por el diagrama que contiene al Z^0 producido en el estado inicial de la línea leptónica; de acuerdo a la cinemática del proceso, esto sucede cuando se produce mayor cantidad de bosones en el plano que subtienden el leptón entrante y el leptón saliente, en este caso Q'^2 puede ser escogido para ser \hat{Q}^2 .

Como primera aproximación, esta prescripción es suficiente para el HERA, sin embargo, para la luminosidad que se pretende alcanzar en el LHeC, no deben despreciarse las contribuciones de los restantes diagramas. A continuación se presentan otras prescripciones basadas en la cinemática del proceso.

- **Prescripción A.** La masa del bosón Z es usada con frecuencia para separar fenomenología del ME y la de modelos nuevos.

$$d\sigma^{ep} = \int dx' f_i(x', M_Z) \cdot d\sigma_l^{eq} + \int dx' f_i(x', M_Z) \cdot d\sigma_q^{eq} + \int dx' f_i(x', M_Z) \cdot d\sigma_{int}^{eq} \quad (5.30)$$

- **Prescripción B.** Se toma la transferencia de momento en la línea leptónica.

$$d\sigma^{ep} = \int dx' f_i(x', Q^2) \cdot d\sigma_l^{eq} + \int dx' f_i(x', Q^2) \cdot d\sigma_q^{eq} + \int dx' f_i(x', Q^2) \cdot d\sigma_{int}^{eq} \quad (5.31)$$

- **Prescripción C.** Se toma la transferencia de momento en la línea de los quarks.

$$d\sigma^{ep} = \int dx' f_i(x', Q'^2) \cdot d\sigma_l^{eq} + \int dx' f_i(x', Q'^2) \cdot d\sigma_q^{eq} + \int dx' f_i(x', Q'^2) \cdot d\sigma_{int}^{eq} \quad (5.32)$$

- **Prescripción D.** Se propone tomar el promedio de la transferencia de momento en la línea leptónica y la de los quarks.

$$d\sigma^{ep} = \int dx' f_i(x', \frac{(Q^2 + Q'^2)}{2}) \cdot d\sigma_l^{eq} + \int dx' f_i(x', \frac{(Q^2 + Q'^2)}{2}) \cdot d\sigma_q^{eq} + \int dx' f_i(x', \frac{(Q^2 + Q'^2)}{2}) \cdot d\sigma_{int}^{eq} \quad (5.33)$$

- **Prescripción E**

$$d\sigma^{ep} = \int dx' f_i(x', Q'^2) \cdot d\sigma_l^{eq} + \int dx' f_i(x', Q^2) \cdot d\sigma_q^{eq} + \int dx' \sqrt{f_i(x', Q^2)} \sqrt{f_i(x', Q'^2)} \cdot d\sigma_{int}^{eq} \quad (5.34)$$

Esta última prescripción se propuso como una ligera desviación del MP, con el objetivo de darles el mismo peso a las PDFs asociadas a cada uno de los dos mecanismos de producción (en la línea leptónica y de los quarks) de la siguiente manera:

$$|\mathcal{M}^{eq}|^2 = |\sqrt{f_i(x', Q'^2)} \cdot \mathcal{M}_l^{eq} + \sqrt{f_i(x', Q^2)} \cdot \mathcal{M}_q^{eq}|^2, \quad (5.35)$$

se puede notar en esta ecuación que cada matriz de amplitud de probabilidad va multiplicada por el promedio geométrico de su respectiva PDF, a diferencia del MP mostrado en (5.23).

5.3. Análisis de la Ambigüedad en la Elección de \tilde{Q}^2

Empleando las prescripciones (5.30)-(5.34) y tomando los valores de la energía total del sistema en el CMS, dados por $\sqrt{s} = 300$ y $\sqrt{s} = 1300$, hemos calculado la sección eficaz. Los valores obtenidos se muestran en la Tabla 5.2.

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma_A^{ep \rightarrow eZX}$ ($10^{-37} cm^2$)	$\sigma_B^{ep \rightarrow eZX}$ ($10^{-37} cm^2$)	$\sigma_C^{ep \rightarrow eZX}$ ($10^{-37} cm^2$)	$\sigma_D^{ep \rightarrow eZX}$ ($10^{-37} cm^2$)	$\sigma_E^{ep \rightarrow eZX}$ ($10^{-37} cm^2$)
300	0,587	0,682	0,763	0,803	0,909
1300	3,934	4,064	4,257	4,590	4,912

Tabla 5.2: Secciones Eficaces del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ para diferentes prescripciones de \tilde{Q}^2

La Figura 5.7 muestra la sección eficaz del proceso, tomando las mismas prescripciones, ahora haciendo un barrido de las energías para el intervalo $300 \leq \sqrt{s} \leq 1300\text{GeV}$. Los cálculos se hicieron tomando $M_Z^2 = 91,2\text{GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0,231$ y empleando la ecuación (5.19), la cual depende de $d\sigma^{eq}$ quien a su vez tiene una dependencia con la energía a través de la variable \hat{s} , como se puede ver en la ecuación (5.21).

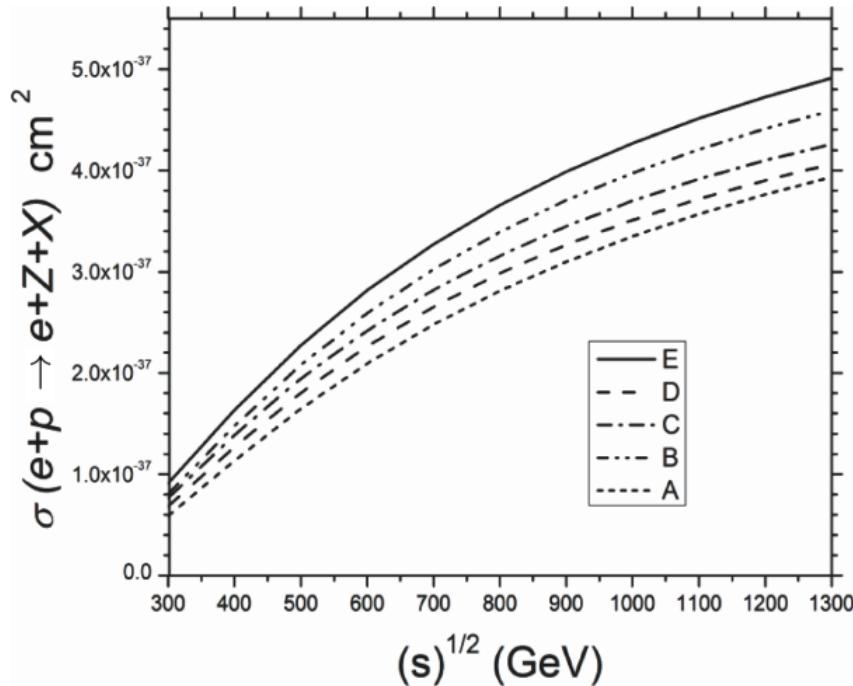


Figura 5.7: Sección eficaz de la producción de Z^0 a través del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ con una energía total en el intervalo $300 \leq \sqrt{s} \leq 1300\text{GeV}$ tomando las prescripciones $A - E$.

Si analizamos los valores de la Tabla 5.2, podemos notar que la sección eficaz aumenta al incrementar la energía total, este comportamiento es completamente esperado, ya que, la sección eficaz es una medida de la interacción entre partículas, se puede pensar como una probabilidad de que ocurra cierto evento, así que, al aumentar la energía también aumenta la probabilidad de ocurrencia. No obstante, la razón entre la sección eficaz a 300GeV dividida por la que se obtiene a 1300GeV es aproximadamente de 0,17 para cada prescripción por lo que el aumento es proporcional en cada caso, así que el aumento en la energía no está causando la diferencia en los valores de las secciones eficaces. Por otro lado, si se comparan los resultados entre las prescripciones sí se nota una diferencia importante, siendo la más

grande la comparación entre A y E , arrojando una desviación de 25 %, lo que significa una diferencia de $\approx 10^4$ bosones producidos. Tal discrepancia, será muy notoria experimentalmente y debe tomarse en cuenta para establecer una única prescripción universal de \tilde{Q}^2 para este tipo de procesos.

Por otro lado, D y E solo son propuestas que aún no han sido empleadas, por esta razón, se han tomado otras prescripciones encontradas con frecuencia en la literatura [81] [82] [83], las cuales son:

- 1) s que es la suma de los cuadrimomentos de las partículas en el estado inicial, en otras palabras, la energía total en el sistema de referencia del centro de masas.
- 2) Q'^2 la transferencia de momento sobre la línea de los quarks.
- 3) Q^2 la transferencia de momento sobre la línea leptónica.

$$4) \quad B = \sqrt{\frac{2stu}{s^2 + t^2 + u^2}}.$$

La última opción es nombrada en este trabajo como B en honor a A. Belyaev, quien es uno de los desarrolladores de CalCHEP [78], el programa usado para calcular las secciones eficaces. La Figura 5.8, muestra la sección eficaz del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ para el intervalo $300 \leq \sqrt{s} \leq 1300 \text{ GeV}$.

Además, podría pensarse que por tratar con una teoría de perturbaciones, la elección de las escalas es ambigua *per se*. Por esta razón, en la Figura 5.9 se muestran las secciones eficaces calculadas con los siguientes términos de la serie, es decir, a Leading Order (LO) y Next to Leading Order (NLO), usando las mismas prescripciones¹. Como se puede notar, la sección eficaz es casi la misma al ser calculada a LO y NLO usando la misma prescripción, sin embargo, sí se nota una diferencia importante si se cambia de prescripción. Se puede concluir que la sección eficaz del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ no depende de los términos más altos de la serie perturbativa, pero sí de la prescripción utilizada.

¹Las unidades de la sección eficaz en la Figura 5.9 son los picobarns (pb), cuya equivalencia es $1 pb = 1 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$.

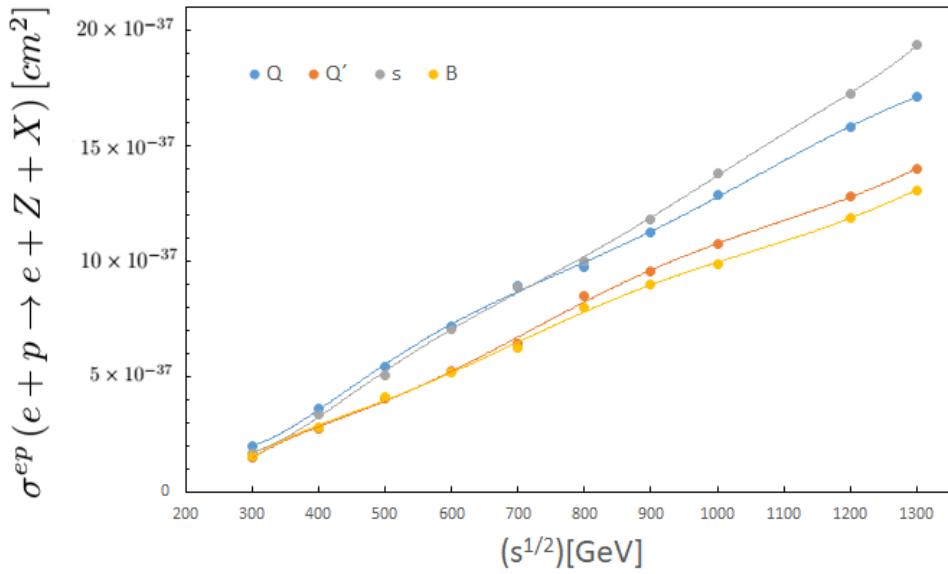


Figura 5.8: Sección eficaz de la producción de Z^0 a través del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ con una energía total en el intervalo $300 \leq \sqrt{s} \leq 1300\text{GeV}$ tomando las prescripciones 1)-4).

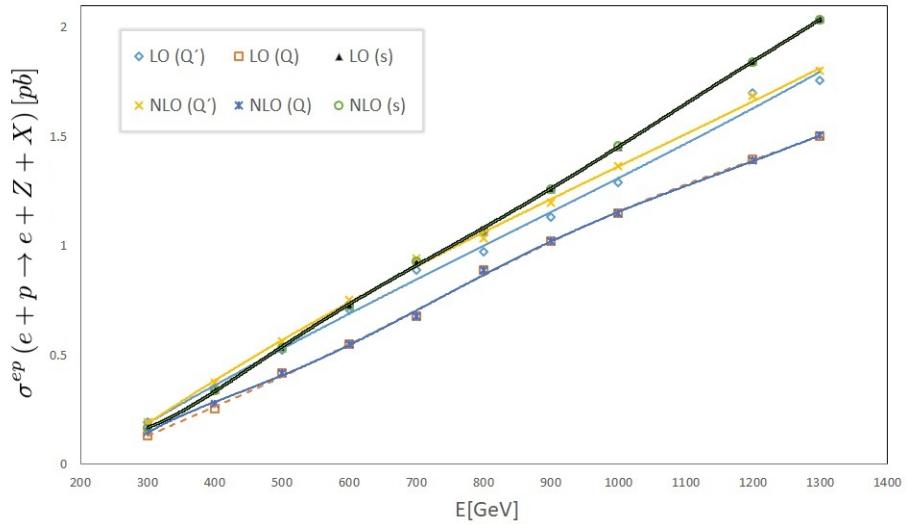


Figura 5.9: Sección eficaz de la producción de Z^0 a través del proceso $e + p \rightarrow e + Z + X$ con una energía total en el intervalo $300 \leq \sqrt{s} \leq 1300\text{GeV}$ tomando las prescripciones 1)-4).

Se ha demostrado que, para el proceso $e+p \rightarrow e+Z+X$, la ambigüedad que existe en la elección del parámetro de la escala de energía, denotado como \tilde{Q}^2 , tiene repercusiones importantes en la sección eficaz para las energías y luminosidades que se espera lograr en los futuros experimentos, tal como el LHeC. Por esta razón, es necesario establecer una prescripción universal de \tilde{Q}^2 .

Basados en argumentos cinemáticos, se han presentado algunas propuestas para realizar dicha elección. Cabe mencionar, que la prescripción E podría no ser tomada en cuenta inmediatamente, dado que en ella se propone una desviación del MP, sin embargo, no debe ser descartada ya que, todas las prescripciones proveen secciones eficaces medibles y por lo tanto son susceptibles a ser comprobadas por el experimento.

Capítulo 6

Conclusiones

La Dispersión Muy Inelástica electrón-protón (ep) ha sido estudiada ampliamente en la literatura. De hecho, se han publicado muchos trabajos (ver por ejemplo [9], [79] y [80]) considerando las energías y luminosidades que fueron alcanzadas por el acelerador HERA (DESY, Hamburgo, Alemania) [8] y para las que se planea alcanzar en el proyectado acelerador LHeC (CERN, Ginebra, Suiza). [10]

El propósito de este trabajo de investigación es contribuir al análisis de parámetros involucrados en esta clase de dispersión con la finalidad de que, al tener acceso a más altas energías y luminosidades, pueda saberse con certeza si se está midiendo una señal que encaja con las predicciones del Modelo Estándar o si se está observando nueva física.

Por un lado, hemos establecido un escenario para el cual es posible observar la producción de un quark top a través de un proceso de violación de sabor con el Higgs neutro, tal posibilidad se presenta cuando los $\tilde{\chi}_{ij}^f$ son de un orden de magnitud de $\sim 10^3$. Este panorama tiene repercusiones importantes, ya que, en el caso de medirse una señal de este tipo, se establecerían los valores de los $\tilde{\chi}_{ij}^f$ y debido a que en el Modelo Estándar este proceso solo aparece a nivel de un loop, se podrá establecer como señal para discriminar el modelo teórico adecuado.

Por otro lado, presentamos el análisis de la dispersión muy inelástica electrón-protón para la cual puede o no producirse un bosón Z^0 . Mostramos que en el caso para el cual no se presenta tal producción, es decir, en una reacción $e + p \rightarrow e + X$, la elección de

\tilde{Q}^2 no es ambigua ya que dicho parámetro se asocia con el momento transferido y en este caso, el momento transferido en la línea leptónica y el momento transferido en la línea de los quarks son iguales, por lo que cualquiera de ellos puede ser seleccionado para ser \tilde{Q}^2 . Sin embargo, cuando se manifiesta un bosón Z^0 , el momento transferido ahora depende del mecanismo de producción así que este ya no es igual en ambas líneas y por lo tanto no se puede escoger inequívocamente a \tilde{Q}^2 .

Es importante aclarar que esta ambigüedad siempre ha estado presente, pero debido a que la cantidad de Z s producidos por año no era muy grande, entonces no se presentaba una desviación importante al calcular la sección eficaz utilizando diferentes prescripciones para \tilde{Q}^2 . Por ejemplo, con base en los datos reportados en [77], calculamos que se produjeron alrededor de 10^2 bosones Z^0 en el acelerador HERA. Sin embargo, en el proyectado LHeC [61] estimamos que se producirán 4×10^4 , es decir, dos órdenes de magnitud más de bosones producidos. Demostramos que esta diferencia de partículas producidas entre un colisionador y otro, causan desviaciones importantes en el valor de la sección eficaz, debido a la ambigüedad que se manifiesta al escoger a \tilde{Q}^2 .

Con la finalidad de proponer una prescripción universal para \tilde{Q}^2 , presentamos un análisis cinemático para el mencionado proceso, mostrando que una primera aproximación puede ser hecha al tomar la mayor contribución de los diagramas de Feynman que describen al proceso, concluyendo que \tilde{Q}^2 puede ser asociada con la transferencia de momento en la línea de los quarks. Esta aproximación resultó útil para las luminosidades de HERA, no obstante, para luminosidades más altas, el resto de las contribuciones no debe ser despreciada, razón por la que además, propusimos otras prescripciones para escoger a \tilde{Q}^2 y será el experimento quien arroje cuál de ellas es la más adecuada, todo esto para que finalmente, al realizar estudios posteriores de la Dispersión Muy Inelástica ep , se lleven a cabo usando una única prescripción.

Bibliografía

- [1] I. Aitchison; A. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics: A Practical Introduction.* Institute of Physics. ISBN 978-0-585-44550-2.
- [2] D.J. Griffiths (1987). *Introduction to Elementary Particles.* John Wiley and Sons. ISBN 0-471-60386-4.
- [3] D. Pacini (1912). *La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque.* Il Nuovo Cimento, Series VI 3: 93-100. doi:10.1007/BF02957440. Traducción al inglés con comentarios in A. de Angelis (2010). *Penetrating Radiation at the Surface of and in Water.* arXiv:1002.1810
- [4] Apollinari, Giorgio, et al. *High-luminosity large hadron collider (HL-LHC): Preliminary design report.* No. CERN-2015-005; FERMILAB-DESIGN-2015-02. Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States), 2015.
- [5] Breidenbach, Martin, et al. *Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering.* Physical Review Letters 23.16 (1969): 935.
- [6] Chakraborty, Arindam, Michael V. Pak, and Sharon Hammes-Schiffer. *Development of electron-proton density functionals for multicomponent density functional theory.* Physical review letters 101.15 (2008): 153001.
- [7] Gottfried, Kurt. *Sum rule for high-energy electron-proton scattering.* Physical Review Letters 18.25 (1967): 1174.
- [8] Rovelli, Carlo. *Siete breves lecciones de física,* Anagrama, ISBN 978-84-339-3704-9, 2016

- [9] Böhm, M., and A. Rosado. *Z-production in deep inelastice P-scattering*. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields 34.1 (1987): 117-129.
- [10] Bruening, Oliver, and Max Klein. *The large hadron electron collider*. Modern Physics Letters A 28.16 (2013): 1330011. (2013): 115013.
- [11] Branco, Gustavo Castelo, et al. *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*. Physics reports 516.1-2 (2012): 1-102.
- [12] Bai, Yang, et al. *General two Higgs doublet model (2HDM-G) and Large Hadron Collider data*. Physical Review D 87.11
- [13] Strocchi, F. *Spontaneous symmetry breaking in local gauge quantum field theory; the Higgs mechanism*. Communications in Mathematical Physics 56.1 (1977): 57-78.
- [14] Ferreira, P. M., Lavoura, L., & Silva, J. P. (2011). *A soft origin for CKM-type CP violation*. Physics Letters B, 704(3), 179-188.
- [15] Gomez-Bock, M., and R. Noriega-Papaqui. *Flavour violating decays of the Higgs bosons in the THDM-III*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 32.6 (2006): 761.
- [16] Fernández, Cristina Koren. *Aspectos de la Rotura Espontánea de Simetría en el Modelo Estándar*. (2012).
- [17] Francis Halzen and Alan D Martin. *Quark & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 2008.
- [18] Walter Greiner and Berndt Muller. *Quantum mechanics: symmetries*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [19] D Martin. M. hamermesh, *Group theory and its application to physical problems* (pergammon press, 1962), 509 pp., 105s. Proceedings of the Edinburgh Mathematical Society, 13(4):346–346, 1963.
- [20] CH Llewellyn Smith. *High energy behaviour and gauge symmetry*. Physics Letters B, 46(2):233–236, 1973.
- [21] Gershtein, S. S., et al. *Graviton mass, quintessence, and oscillatory character of Universe evolution*. Physics of Atomic Nuclei 67.8 (2004): 1596-1604.

- [22] Carena, Marcela, and Howard E. Haber. *Higgs boson theory and phenomenology*. Progress in Particle and Nuclear Physics 50.1 (2003): 63-152.
- [23] Particle Data Group. *Review of particle physics*. Progress of Theoretical and Experimental Physics 2020.8 (2020): 1-2093.
- [24] Hanc, Jozef, Slavomir Tuleja, and Martina Hancova. *Symmetries and conservation laws: Consequences of Noether's theorem*. American Journal of Physics 72.4 (2004): 428-435.
- [25] Dobado, A., and Maria J. Herrero. *Phenomenological Lagrangian approach to the symmetry breaking sector of the standard model*. Phys. Lett. B 228.CERN-TH-5424-89 (1989): 495-502.
- [26] Farzinnia, Arsham, Hong-Jian He, and Jing Ren. *Natural electroweak symmetry breaking from scale invariant Higgs mechanism*. Physics Letters B 727.1-3 (2013): 141-150.
- [27] Mohn, Peter, and E. P. Wohlfarth. *The Curie temperature of the ferromagnetic transition metals and their compounds*. Journal of Physics F: Metal Physics 17.12 (1987): 2421.
- [28] Brading, Katherine. (2002). *Which symmetry? Noether, Weyl, and conservation of electric charge*. Studies In History and Philosophy of Science Part B: Studies In History and Philosophy of Modern Physics. 33B. 3-22. 10.1016/S1355-2198(01)00033-8.
- [29] Goldstone, Jeffrey, Abdus Salam, and Steven Weinberg. *Broken symmetries*. Physical Review 127.3 (1962): 965.
- [30] Appelquist, Thomas, et al. *Renormalization and gauge independence in spontaneously broken gauge theories*. Physical Review D 8.6 (1973): 1747.
- [31] M. C. Gonzalez-Garcia & Michele Maltoni (April 2008). *Phenomenology with Massive Neutrinos*. Physics Reports. 460 (1-3): 1–129. arXiv:0704.1800. Bibcode:2008PhR...460....1G. CiteSeerX 10.1.1.312.3412. doi:10.1016/j.physrep.2007.12.004. S2CID 119651816
- [32] Luciano Maiani. *The gim mechanism: origin, predictions and recent uses*. arXiv preprint arXiv:1303.6154, 2013

- [33] Murat Özer. *Gim mechanism and its consequences in the $su(3) \times u(1)$ models of electroweak interactions.* Physical Review D, 54(7):4561, 1996.
- [34] Andreas Höcker and Zoltan Ligeti. *CP violation and the ckm matrix.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 56:501–567, 2006.
- [35] L.L. Chau and W.-Y. Keung (1984). *Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix.* Physical Review Letters 53 (19): 1802. Bibcode:1984PhRvL..53.1802C. doi:10.1103/PhysRevLett.53.1802.
- [36] L. Wolfenstein (1983). *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix.* Physical Review Letters 51 (21): 1945. Bibcode:1983PhRvL..51.1945W. doi:10.1103/PhysRevLett.51.1945.
- [37] Off, CERN Press. *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson.* (2012).
- [38] Kajita, Takaaki, and Arthur B. McDonald. *The Nobel prize in physics 2015.* Nobel prize. org (2015).
- [39] Gustavo Castelo Branco, PM Ferreira, L Lavoura, MN Rebelo, Marc Sher, and Joao P Silva. *Theory and phenomenology of two-higgs-doublet models.* Physics reports, 516(1-2):1–102, 2012.
- [40] Das, S. P., Hernández-Sánchez, J., Moretti, S., Rosado, A., & Xoxocotzi, R. (2016). *Flavor violating signatures of lighter and heavier Higgs bosons within the two Higgs doublet model type III at the LHeC.* Physical Review D, 94(5), 055003.
- [41] Bhattacharyya, G., & Das, D. (2016). *Scalar sector of two-Higgs-doublet models: A minireview.* Pramana, 87(3), 1-13.
- [42] F Gonzalez Canales and A Mondragon. *The $s3$ symmetry: Flavour and texture zeroes.* In Journal of Physics: Conference Series, volume 287, page 012015. IOP Publishing, 2011.
- [43] Branco, G. C., et al. *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models,* Phys. arXiv preprint arXiv:1106.0034 516.1 (2012).

- [44] O Felix-Beltran, F González-Canales, J Hernández-Sánchez, S Moretti, R Noriega Papaqui, and A Rosado. *Analysis of the quark sector in the 2hdm with a four-zero yukawa texture using the most recent data on the ckm matrix.* Physics Letters B, 742:347–352, 2015.
- [45] Patrick Otto Ludl and Walter Grimus. *A complete survey of texture zeros in general and symmetric quark mass matrices.* Physics Letters B, 744:38–42, 2015.
- [46] Biswajit Adhikary, Mainak Chakraborty, and Ambar Ghosal. *Scaling ansatz, four zero yukawa textures, and large θ_{13} .* Physical Review D, 86(1):013015, 2012.
- [47] Xing, Z. Z., & Zhao, Z. H. (2015). *On the four-zero texture of quark mass matrices and its stability.* Nuclear Physics B, 897, 302-325.
- [48] Fritzsch, H., & Xing, Z. Z. (2003). *Four-zero texture of Hermitian quark mass matrices and current experimental tests.* Physics Letters B, 555(1-2), 63-70.
- [49] Gupta, M., Fakay, P., Sharma, S., & Ahuja, G. (2015). *Fermion mass matrices, textures and beyond.* Modern Physics Letters A, 30(33), 1530024.
- [50] Hernandez-Sánchez, J., Moretti, S., Noriega-Papaqui, R., & Rosado, A. (2013). *Off-diagonal terms in Yukawa textures of the Type-III 2-Higgs doublet model and light charged Higgs boson phenomenology.* Journal of High Energy Physics, 2013(7), 44.
- [51] Flores-Sánchez, O., Hernández-Sánchez, J., Honorato, C. G., Moretti, S., & Rosado-Navarro, S. (2019). *Light charged Higgs boson production at the Large Hadron electron Collider.* Physical Review D, 99(9), 095009.
- [52] Diaz-Cruz, J. L., Noriega-Papaqui, R., & Rosado, A. (2005). *Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a nonminimal flavor structure.* Physical Review D, 71(1), 015014.
- [53] Mondragon, A., & Rodriguez-Jauregui, E. (1999). *Breaking of the flavor permutational symmetry: Mass textures and the CKM matrix.* Physical Review D, 59(9), 093009.
- [54] Bruning, Oliver, et al. *Future Circular Collider Study FCC-he Baseline Parameters.* No. CERN-ACC-2017-0019. FCC-DRAFT-ACC-2017-004, 2017.

- [55] Herron, J. Dudley. *Rutherford and the nuclear atom*. Journal of Chemical Education 54.8 (1977): 499.
- [56] Petrucci, R. H.; Harwood, W. S.; Herring, F. G. (2002). *General Chemistry* (8th ed.). Upper Saddle River, N.J. : Prentice Hall. p. 41
- [57] Imagen tomada de Thomson, M. *Professor Mark Thomson Lecture Courses: Chi-squared and like likelihood fitting*. (2006), p.153
- [58] Devenish, Robin, and Amanda Cooper-Sarkar. *Deep inelastic scattering*. OUP Oxford, 2011.
- [59] Dahl, Per F (2002). *From nuclear transmutation to nuclear fission, 1932-1939*. Brístol: Institute of Physics Publishing. ISBN 978-0-750-30865-6. OCLC 50812954
- [60] Benedikt, M.; Zimmermann, F. (28 March 2014). *The Future Circular Collider Study*. CERN Courier. Retrieved 4 July 2018.
- [61] Fernandez, JL Abelleira, et al. *A large hadron electron collider at cern report on the physics and design concepts for machine and detector*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 39.7 (2012): 075001.
- [62] *The SLAC-MIT experiment*. J. I. Friedman, H. W. Kendall, and R. E. Taylor , *Rev. Mod. Phys.* **63**, 573 (1991).
- [63] Feynman, R. P. (1969). *The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies*. High Energy Collisions: Third International Conference at Stony Brook, N.Y. Gordon & Breach. pp. 237–249. ISBN 978-0-677-13950-0.
- [64] Ellis, R. Keith, et al. *Perturbation theory and the parton model in QCD*. Nuclear Physics B 152.2 (1979): 285-329.
- [65] Adler, S. L. and W.-K. Tung (1969). *Breakdown of Asymptotic Sum Rules in Perturbation Theory*. *Phys. Rev. Lett.* 22, 978-981.
- [66] Bjorken, J. D. (1968). *Current Algebra at Small Distances*, in Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi Course XLI, J. Steinberger, ed., Academic Press, New York, pp. 55-81.

- [67] Matumoto, K. I. (1980). *Bjorken scaling violation, QCD and models of quarks with substructure*. Progress of Theoretical Physics, 63(6), 2148-2151.
- [68] Peskin, M. (2018). *An introduction to quantum field theory*. CRC press.
- [69] Tung, W. K. (2001). *Perturbative QCD and the parton structure of the nucleon*. In At The Frontier of Particle Physics: Handbook of QCD (In 3 Volumes) (pp. 887-971).
- [70] Byckling, Eero, and Keijo Kajantie. *Particle kinematics*. (1973).
- [71] CERN-LHC-CMS, CERN-LHC-ATLAS Collaboration, A. Giammanco, *Single top quark production at the LHC*, Rev.Phys. v1 (2016) 1–12, [arXiv:1511.06748].
- [72] Quadt, A. (2007). *Top quark physics at hadron colliders*. Top Quark Physics at Hadron Colliders, 1-166.
- [73] Goldouzian, R. (2015). *Search for top quark flavor changing neutral currents in same-sign top quark production*. Physical Review D, 91(1), 014022.
- [74] Arhrib, A., Benbrik, R., Chen, C. H., Gomez-Bock, M., & Semlali, S. (2016). *125GeV Higgs decays into $\gamma\gamma$, γZ and rare top quark decay in generic 2HDM*. Nuclear and particle physics proceedings, 273, 2430-2432.
- [75] Flores-Sánchez, O., Hernández-Sánchez, J., Honorato, C. G., Moretti, S., & Rosado-Navarro, S. (2019). Light charged Higgs boson production at future ep colliders. arXiv preprint arXiv:1908.09405.
- [76] Béjar, S., Guasch, J., & Sola, J. (2003). *Higgs boson flavor-changing neutral decays into top quark in a general two-Higgs-doublet model*. Nuclear physics B, 675(1-2), 270-288.
- [77] Keefe, Denis. *The Electron-Ring Accelerator*. (1969).
- [78] Pukhov, Alexander. *CalcHEP 2.3: MSSM, structure functions, event generation, batchs, and generation of matrix elements for other packages*. arXiv preprint hep-ph/0412191 (2004).
- [79] Breidenbach, M., Friedman, J. I., Kendall, H. W., Bloom, E. D., Coward, D. H., DeStaeler, H., ... & Taylor, R. E. (1969). *Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering*. Physical Review Letters, 23(16), 935.

-
- [80] Ahmed, T., Aid, S., Andreev, V., Andrieu, B., Appuhn, R. D., Arpagaus, M., ... & Hoeger, K. C. (1994). *Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA*. Nuclear Physics B, 429(3), 477-502.
 - [81] Baur, U., Vermaseren, J. A., & Zeppenfeld, D. (1992). *Electroweak vector boson production in high-energy ep collisions*. Nuclear Physics B, 375(1), 3-44.
 - [82] Kühn, J. H., Kulesza, A., Pozzorini, S., & Schulze, M. (2007). *Electroweak corrections to large transverse momentum production of W bosons at the LHC*. Physics Letters B, 651(2-3), 160-165.
 - [83] Dainton, J. B., Klein, M., Newman, P., Perez, E., & Willeke, F. (2006). *Deep inelastic electron-nucleon scattering at the LHC*. Journal of Instrumentation, 1(10), P10001.