

**HİGGS BOZONU BAĞLAŞIMLARININ
MODEL BAĞIMSIZ İNCELENMESİ**

Eda KARAKÖSE

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Yüksek Lisans Tezi

Olarak Hazırlanmıştır

ZONGULDAK

Temmuz 2011

KABUL:

Eda KARAKÖSE tarafından hazırlanan "HİGGS BOZONU BAĞLAŞIMLARININ MODEL BAĞIMSIZ İNCELENMESİ" başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir. 15/07/2011.

Başkan: Doç. Dr. Banu ŞAHİN (ZKÜ)



Üye : Doç. Dr. İnanç ŞAHİN (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Salih Cem İNAN (CÜ)



ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım. 20./7./2011


Prof. Dr. Kemal BÜYÜKGÜZEL
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

“Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim.”



Eda KARAKÖSE

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

HİGGS BOZONU BAĞLAŞIMLARININ MODEL BAĞIMSIZ İNCELENMESİ

Eda KARAKÖSE

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Banu ŞAHİN
Temmuz 2011, 67 sayfa

Bu çalışmada, standart model ötesi yeni fizik çerçevesinde, WWH , ZZH , γH Higgs bozon bağlaşımları incelenmiştir. $\gamma\gamma$ çarpışmasında $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ sürecindeki üçlü WWH bağlaşımına yeni fizikten gelen katkılar etkin lagranjiyen metodu ile çalışılmıştır. WWH bağlaşımı için anormal bağlaşım parametreleri Δa_w , b_w , β_w göz önüne alınarak üç farklı ileri detektör akseptansı için, $pp \rightarrow pWWHp$ sürecinin saçılma tesir kesiti hesaplanmıştır. WWH bağlaşımının yeni fiziğe olan duyarlılığı incelenmiştir.

Anahtar Sözcükler: Anormal Higgs bağlaşımları, standart model ötesi, etkin lagranjiyen metodu, $\gamma\gamma$ çarpışması

Bilim Kodu: 404.02.01

ABSTRACT

M.Sc.Thesis

**MODEL INDEPENDENT INVESTIGATION
OF THE HIGGS BOSON COUPLINGS**

Eda KARAKÖSE

**Zonguldak Karaelmas University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

Thesis Advisor: Assoc. Prof. Banu ŞAHİN

July 2011, 67 pages

In this work, Higgs couplings WWH , ZZH , γH have been investigated in the framework of new physics beyond the Standard model. Contributions arising from the new physics to the triple WWH couplings have been studied in the $\gamma\gamma$ collision through the process $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$, using the effective lagrangian method. Considering anomalous coupling parameters Δa_w , b_w and β_w of the WWH vertex, the scattering cross section of the process $pp \rightarrow pWWHp$ has been calculated for three different forward detector acceptances. Sensitivity of the anomalous WWH couplings to new physics has been investigated.

Key Words: Anomalous Higgs couplings, beyond the standart model, effective lagrangian, $\gamma\gamma$ collision.

Science Code: 404.02.01

TEŞEKKÜR

Bu çalıőmayı hazırlamamda bana yol gösteren ve yardımlarını esirgemeyen danıőman hocam Doç. Dr. Banu ŞAHİN'e (ZKÜ) ve tez çalıőmaları boyunca bana çeşitli konularda yardımcı olan hocam Doç. Dr. İnanç ŞAHİN'e (ZKÜ) teőekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Manevi desteklerinden dolayı aileme sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL.....	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xv
BÖLÜM 1 GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2 PARÇACIK FİZİĞİNİN TEMELLERİ	3
2.1 TEMEL PARÇACIKLAR VE TEMEL ETKİLEŞMELER.....	3
2.2 STANDART MODEL	6
2.2.1 Elektrozayıf Etkileşmeler	7
2.2.2 Standart Modelin Eksiklikleri.....	20
2.3 ETKİN LAGRANJİYEN	21
BÖLÜM 3 AYAR BOZONLARININ HİGGS BOZONU İLE ANORMAL BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ.....	31
3.1 ANORMAL WWH BAĞLAŞIMLARI.....	32
3.2 ANORMAL ZZH BAĞLAŞIMLARI	40
3.3 ANORMAL $\gamma\gamma$ H BAĞLAŞIMLARI	43
BÖLÜM 4 LHC DE ANORMAL WWH BAĞLAŞIMININ İNCELENMESİ	47
4.1 pp ÇARPIŞMASINDA $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ SÜRECİ İÇİN TESİR KESİTİ.....	48

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
4.2 $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ SÜRECİNİN İNCELENMESİ	50
BÖLÜM 5 SONUÇ	63
KAYNAKLAR	65
ÖZGEÇMİŞ	67

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
4.1 $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları.	51
4.2 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin Δa_w parametresine göre grafiği.	53
4.3 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin Δa_w parametresine göre grafiği.	53
4.4 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin b_w parametresine göre grafiği.	54
4.5 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin b_w parametresine göre grafiği.	54
4.6 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	55
4.7 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	55
4.8 $0.0015 < \xi < 0.15$ akseptans değeri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	56
4.9 $0.0015 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	56
4.10 $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 120GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	57
4.11 $0.0015 < \xi < 0.15$ akseptans değeri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	57
4.12 $0.0015 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	58
4.13 $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 140GeV$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.	58

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Temel kuvvetler ve taşıyıcı parçacıklar	5
2.2 Temel lepton ve kuarklar	5
2.3 Temel fermiyon aileleri.....	7
2.4 Fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, zayıf hiperyük ve elektrik yükleri	8

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A_μ	: foton alanı
b	: taban kuark
c	: tılsımlı kuark
d	: aşağı kuark
e^-	: elektron
g	: $SU_L(2)$ etkileşme sabiti
g'	: $U_Y(1)$ etkileşme sabiti
H	: Higgs alanı
I^w	: zayıf izospin
m_e	: elektronun kütlesi
m_H	: Higgs bozonun kütlesi
m_W	: W bozonun kütlesi
m_Z	: Z bozonun kütlesi
s	: garip kuark
t	: üst kuark
u	: yukarı kuark
W	: W bozonu
W_μ^+	: W_μ^+ alanı
Y	: zayıf hiperyük
Z	: Z bozonu
Z_μ	: Z alanı
α	: ince yapı sabiti
γ	: foton
θ^w	: Weinberg açısı
μ^-	: müon
ν_e	: elektron nötrinosu
ν_μ	: müon nötrinosu
ν_τ	: tau nötrinosu

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam ediyor)

- ξ : ileri detektör akseptansı
 τ^- : tau
 τ^i : Pauli spin matrisleri

KISALTMALAR

- ATLAS : A Toroidal LHC Apparatus
CERN : The European Organization of Nuclear Research
CMS : Compact Muon Selenoid
LHC : Large Hadron Collider
TOTEM : Total Elastic and diffractive cross section Measurement

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Doğada yer alan temel parçacıklar ve onların birbirleri ile olan etkileşmelerini açıklayan deneylerle doğrulanmış olan son model standart modeldir. Standart modelin birçok öngörüsünün deneylerle doğrulanmasına rağmen, içerisinde bulunan eksiklikler, bilim insanlarını parçacık fiziğinin nihai teorisi olmadığı konusunda düşündürmektedir. Standart model içerisinde cevabı bulunamayan sorular vardır. Bunlardan bazıları: modelin içerdiği parçacık sayısı hakkında bir sınırlama bulunmaması, deneylerle belirlenmesi gereken birçok parametre olması ve kendiliğinden simetri kırılması hakkında açık bir yorum getirememesidir. Bunun yanında modelin temellerini oluşturmuş olan Higgs bozonun deneysel olarak kanıtlanmaması ve kütle çekim kuvvetini içinde barındırmaması sebebiyle, yeni bir teori arayışı ortaya çıkmıştır.

Standart modelin eksiklerini tamamlamak ve parçacık fiziği hakkında daha açık bilgilere sahip olmak için çeşitli araştırmalar yapılmaktadır. Standart model ötesindeki bu yeni fiziği araştırmak için çeşitli yeni teoriler mevcuttur. Bu tez çalışması kapsamında etkin lagranjiyen metodu kullanılacaktır. Etkin lagranjiyen yönteminde standart modelin daha temel bir teorisinin düşük enerji limiti olduğu öngörülmektedir. Bu kabul altında standart model lagranjiyeni düzenlenerek, parçacıkların birbirleri ile etkileşmelerine, günümüz enerji seviyelerinden yüksek enerjilere çıktığında, gelecek olan katkılar hesaplanır.

Standart modelde, ayar bozonlarının Higgs bozonu ile olan ilişkisinin incelenmesi büyük bir önem taşımaktadır. Bu tez çalışmasında standart model dâhilinde bulunan WWH , ZZH , γH etkileşme köşelerine etkin lagranjiyen metodu ile gelebilecek düzeltmeler incelenecek ve köşe faktörleri düzenlenecektir.

Bu tez çalışmasında, standart model ötesindeki yeni fiziğin araştırılması kapsamında, dairesel bir proton proton çarpıştırıcısı olan LHC deney koşulları göz önünde bulundurularak $\gamma\gamma$ çarpışması için WWH etkileşme köşesi çalışılmıştır.

Bu tez çalışmasında WWH köşesi için öngörülen anormal bağlaşım parametrelerinin tesir kesiti üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Buna ek olarak, ileri detektör akseptansı ile anormal bağlaşım parametrelerine bağlı olarak standart model ötesinden gelen tesir kesiti katkılarının arasındaki ilişki incelenmiştir. Burada LHC' de yer alan detektörler olan ATLAS, CMS, TOTEM detektörleri düşünülerek çalışılmış ve ileri detektör akseptans değerleri kullanılmıştır.

BÖLÜM 2

PARÇACIK FİZİĞİNİN TEMELLERİ

2.1 TEMEL PARÇACIKLAR VE TEMEL ETKİLEŞMELER

Parçacık fiziği, doğadaki temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri inceler. Parçacıklar arasındaki etkileşimler ise evrendeki dört temel kuvvet ile açıklanmaktadır. Maddenin temel yapıtaşlarını oluşturan parçacıkların özelliklerini ve aralarındaki etkileşimleri parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen sonuçlarla uyumlu bir şekilde açıklayan, standart model olarak adlandırılan, bir kuantumlu alanlar teorisi bulunmaktadır. Böylece çok sayıdaki parçacığı ve onların arasındaki etkileşimleri az sayıdaki temel parçacık ve kuvvet ile açıklamak mümkün olmuştur.

Maddenin temel yapıtaşları fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere ikiye ayrılır. Bu parçacıklar spin kuantum sayıları açısından birbirlerinden farklılık göstermektedir. Fermiyonlar Pauli dışarlama ilkesine uyarlar ve spinleri buçukludur, bozonların ise spinleri tamsayıdır.

Fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki ayrı gruptan oluşmaktadır. Leptonlar: elektron, müon, tau ve bunların nötrinolarını içerir. Kuarklar ise nötron, proton gibi üç kuarktan oluşan baryonlar ile bir kuark ve anti kuarktan oluşan ‘mezon’ olarak adlandırılan parçacıkları oluştururlar. Böyle iki veya üç kuarktan oluşan yapılara ise hadron adı verilmektedir. Bilinen altı kuark çeşidi bulunmaktadır. Bunlar u (up), d (down), c (charm), s (strange), t (top), b (bottom) olarak adlandırılmaktadır.

Doğada pek çok parçacık ve bunların etkileşimleri mevcut olduğundan bu duruma bir düzenleme getirmek için parçacıklara bazı kuantum sayıları atanmıştır. Temel olarak yük, spin, lepton sayısı, baryon sayısı gibi etkileşme süreçleri boyunca korunması gereken kuantum sayıları bulunmaktadır. Ancak fermiyon olan kuarklardan oluşan baryonların bazılarının aynı cins kuarklardan meydana gelmesi Pauli dışarlama ilkesine aykırı gibi görünmektedir. Bu sorunun üstesinden gelmek için kuarklara renk yükü, anti kuarklara ise

anti renk yükleri atanmıştır. Bu şekilde kuarklar bir araya gelerek renksiz baryon ya da mezonları oluşturmaktadır.

Doğada parçacıklar arasında etkileşmeye sebep olan dört temel kuvvet yer almaktadır. Bunlar elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet, güçlü kuvvet ve kütle çekim kuvvetleridir. Parçacık fiziğinde temel etkileşmeler uygun birer alanla betimlenir ve bu alanların kuantaları olan temel parçacıklar, ayar bozonları olarak adlandırılmaktadır. Elektromanyetik etkileşmenin taşıyıcı parçacığı foton, zayıf etkileşmenin W ve Z bozonları, güçlü etkileşmenin ise gluondur. Fotonlar kütsesiz, yüksüz ve spini 1 olan parçacıklardır. W ve Z bozonlar kütlelidir, W bozonun spini 1 olup, $\pm e$ yüküne sahiptir. Z bozonu ise elektriksel yüke sahip değildir ve W' dan daha büyük kütlelidir. Doğada bulunan temel kuvvetler ve onların taşıyıcı parçacıkları Çizelge 2.1 de gösterilmiştir.

Farklı kuvvetler olan elektriksel ve manyetik kuvvetler ayrı ayrı düşünülse de aynı kökten geldikleri anlaşılabilir, birleştirilmiştir. Bu birleştirmeden yola çıkarak 1960'larda zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler arasındaki benzerlikler fark edilerek, Steven Weinberg ve ondan bağımsız olarak Abdus Salam tarafından elektrozayıf teori geliştirildi. Ancak bu kuramın sağlam bir zemine oturabilmesi için, elektromanyetik kuvvet ve zayıf kuvvet taşıyıcı parçacıkları kütleleri bakımından birbirlerinden oldukça farklı olduklarından, bu problemin çözülmesi gerekliydi. Weinberg ve Salam, her iki kuvvetin de önce dört kütsesiz bozon tarafından taşınan tek bir etkileşmenin değişik yüzleri olduğunu gösterdiler. Kendiliğinden simetri kırılması adı verilen bu süreçle bozonlardan üçü kütle kazanarak W^+ , W^- ve Z parçacıkları haline gelirken, foton kütsesiz kalmaktadır.

Kuarklar arasında meydana gelen güçlü etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacığı ise gluonlardır. Doğada sekiz adet kütsesiz gluon bulunmaktadır. Bunların her birisi bir renk ve bir anti renk yükü taşır. Çizelge 2.2'de temel parçacıklardan leptonlar ve kuarklar gösterilmektedir.

Çizelge 2.1 Temel kuvvetler ve taşıyıcı parçacıklar.

Kuvvet	Aracı Bozon	Elektrik Yükü	Kütle
Güçlü Kuvvet	Gluon g	0	0
Elektromagnetik Kuvvet	Foton γ	0	0
Zayıf Kuvvet	W ve Z Bozonları W ⁺ ,W ⁻	$\pm e$	80,425 GeV
	Z	0	91,1876 GeV
Kütle Çekim Kuvveti	Graviton G	0	0

Çizelge 2.2 Temel lepton ve kuarklar.

Kuarklar	Yukarı (u) Kütle: 1,5- 4,0 MeV Yük: $+\frac{2}{3} e $	Tılsımlı(c) Kütle: 1,15-1,35 GeV Yük: $+\frac{2}{3} e $	Üst (t) Kütle: $174,3 \pm 5,1$ GeV Yük: $+\frac{2}{3} e $
	Aşağı(d) Kütle: 4-8 MeV Yük: $-\frac{1}{3} e $	Açayip(s) Kütle: 80-130 MeV Yük: $-\frac{1}{3} e $	Taban(b) Kütle: 4,1-1,4 GeV Yük: $-\frac{1}{3} e $
Leptonlar	Elektron (e) Kütle: 0,51 MeV Yük: $- e $	Müon(μ) Kütle: 105,66 MeV Yük: $- e $	Tau (τ) Kütle:1777 Mev Yük: $- e $
	Elektron nötrino (ν_e) Kütle: - Yük: -	Müon nötrino (ν_μ) Kütle: - Yük: -	Tau nötrino (ν_τ) Kütle: - Yük: -

2.2 STANDART MODEL

Standart model, gözlemlenen maddeyi oluşturan, şimdide dek bulunmuş temel parçacıklar ve bunların arasındaki dört temel etkileşmeden üçünü; elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşmeyi birlikte açıklayan bir kuramdır. Model kuantum mekaniği ve özel göreliliği içeren kuantumlu alanlar teorisidir. Standart modelin, elektrozayıf ve güçlü etkileşmeleri başarılı bir şekilde bir araya getirerek açıklamasına rağmen modelde karşılaşılan bazı güçlükler vardır. Bunlardan birisi gravitasyonel etkileşmeleri içermemesidir.

Parçacık fiziğinin amaçlarından birisi temel etkileşmeleri bir teori altında birleştirmektir. Standart model de bu amaca hizmet eden bir ayar teorisidir. $U_{EM}(1)$ ayar simetrisine sahip olan kuantum elektrodinamiği teorisine, Yang Mills' in zayıf izospin grubu $SU(2)$ Glashow tarafından eklenerek elektromanyetik ve zayıf etkileşmenin $U_Y(1) \times SU_L(2)$ ayar teorisi ile birleştirilebileceği öne sürüldü. Ayar değişmezliğinin bir gereksinimi olarak başlangıçta kütesiz kabul edilen ayar alanlarına Weinberg (1967) ve Salam (1968), kendiliğinden simetri kırılması yoluyla kütle kazandırarak, elektrozayıf etkileşmenin teorisi kuruldu. Standart modelin bir alt teorisi olan Kuantum Renk Dinamiği ise renkli kuarkların ve renkli gluonların $SU_C(3)$ renk grubuna dayalı bir ayar teorisidir. Yüksek enerji seviyelerinde elektrozayıf teori ile birlikte incelenebileceği görülerek standart modele eklenmiştir. Böylece modelin ayar simetrisi $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ halini almaktadır.

Parçacık fiziğinde, parçacıkların birbirleri olan etkileşmeleri ve serbest hareketleri Lagrange yoğunluğu ile betimlenir ve genelde Lagranjiyen olarak adlandırılır. Lagranjiyen klasik mekanikte olduğu gibi iki parça olarak düşünülmektedir. Birinci kısım parçacıkların serbest hareketlerini içeren kinetik terim, ikinci kısım ise parçacıkların etkileşmelerini içeren potansiyel kısmıdır.

Parçacıklar arasındaki etkileşmelerin Lagranjiyenlerini belirlemek için ayar teorileri kullanılmaktadır. Fiziğin temel yasalarının ayar dönüşümleri altında değişmez kalması gerektiğinden Lagranjiyen de değişmez kalmalıdır. İki tip ayar dönüşümü mevcuttur. Bunlar global ayar dönüşümleri ve yerel ayar dönüşümleri olarak adlandırılmaktadır. Global ayar dönüşümü uzay zamandan bağımsız, yerel ayar dönüşümü ise uzay- zamanın bir fonksiyonu şeklindedir.

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta}\Psi \quad \theta \in R \quad \text{Global Ayar Dönüşümü} \quad (2.1)$$

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\Psi \quad \text{Yerel Ayar Dönüşümü} \quad (2.2)$$

2.2.1 Elektrozayıf Etkileşmeler

Gözlenen leptonlar ve kuarklar arasındaki elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri tam olarak betimleyen bu model $U_Y(1) \times SU_L(2)$ simetri grubu üzerine kurulan bir ayar teorisidir (Greiner and Müller 2000). Elektrozayıf etkileşmelerin standart modeli; leptonlar, kuarklar ve elektrozayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıkları olan W^+ , W^- , Z , γ ve tüm parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen Higgs skaler bozonunu içermektedir. Standart modelde temel fermiyonlar dublet ve singletler biçiminde sınıflandırılmaktadır. Her lepton ve kuark çeşnisinin kendisi ile zıt işaretli kuantum sayılarına sahip olan bir de antiparçacığı mevcuttur. Günümüze kadar bulunan ve modelde yer alan temel parçacıklar üç aile olarak sınıflandırılmaktadır ve Çizelge 2.3 de gösterilmektedir.

Çizelge 2.3 Temel fermiyon aileleri.

I.	Aile
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, e_R, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R$	
II.	Aile
$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \mu_R, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, c_R, s_R$	
III.	Aile
$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \tau_R, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, t_R, b_R$	

Model de bulunan skaler alan bozonu bir izospin dubletidir ve;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

biçiminde verilmektedir. Burada Φ^+ ve Φ^0 sırasıyla yüklü ve yüksüz skaler alanlardır. Standart modelde yer alan bu parçacıkların kuantum sayılarından olan izospin ve hiperyük değerleri Çizelge 2.4' de verilmiştir (Griffiths 1987).

Çizelge 2.4 Fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, zayıf hiperyük ve elektrik yükleri.

	I^w	I_3^w	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$\begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Zayıf izospin, hiperyük ve elektrik yükü birbirine Gell-Mann-Nishijima formülü ile bağlıdır:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad Y = B + S \quad (2.4)$$

Elektrozayıf etkileşmelerin lagranjyeni, lepton, kuark ve skaler bozon alanlarının kinetik terimleri, skaler bozonun potansiyel terimi, kuark ve leptonların skaler bozonlarla etkileşmelerini içeren Yukawa teriminden oluşmaktadır. Birinci fermiyon ailesi için lagranjyen şu şekilde yazılır:

$$L_0 = L_0^l + L_0^q + L_0^s + L_0^Y \quad (2.5)$$

$$L_0^l = i\bar{\Psi}_L^1 \partial \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \partial e_R \quad (2.6)$$

$$L_0^q = i\bar{q}_L^1 \partial q_L^1 + i\bar{u}_R \partial u_R + i\bar{d}_R \partial d_R \quad (2.7)$$

$$L_0^s = (\partial_\mu \Phi^\dagger) (\partial^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) \quad (2.8)$$

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.9)$$

$$L_0^Y = -f_e (\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d (\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u (\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) \quad (2.10)$$

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\Phi}^0 \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Burada,

L_0^l : Lepton alanlarının kinetik terimi

L_0^q : Kuark alanlarının kinetik terimi

L_0^s : Skaler bozonların kinetik ve potansiyel terimi

L_0^Y : Yukawa terimidir.

Ayrıca, Ψ_L ve q_L birinci aile için yazılmış olan lepton ve kuark dubletleridir.

Fermiyonların lagranjiyenine bakıldığında kütle terimi içermediği görülür. Çünkü kütle terimi $U_Y(1) \times SU_L(2)$ yerel ve global ayar simetrisine uygun değildir. Lagranjiyenin ayar dönüşümleri altında invaryant kalması gerekliliğinden L_0 fermiyonların kütle terimini içermez.

Fermiyonlar ve skaler bozonlar için yerel ayar dönüşümleri;

$$\Psi_L' = \exp\left(-i\frac{g}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{\alpha}(x)\right) \exp\left(-i\frac{g'}{2}Y\theta(x)\right) \Psi_L \quad Y=-1 \quad (2.12)$$

$$\Psi_R' = \exp\left(-i \frac{g'}{2} Y \theta(x)\right) \Psi_R \quad Y = -2 \quad (2.13)$$

$$\Phi' = \exp\left(-i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\alpha}(x)\right) \exp\left(-i \frac{g'}{2} Y \theta(x)\right) \Phi \quad Y = 1 \quad (2.14)$$

şeklinde verilir. L_0 Lagranjiyeni $U_Y(1) \times SU_L(2)$ global ayar simetrisine uygun bir yapıdadır ancak yerel ayar simetrisini sağlamaz. $U_Y(1) \times SU_L(2)$ ayar grubunun yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalması için dört alana gerek duyulur. Bu alanlar ise, ∂_μ kısmi türevleri yerine ayar alanlarını içeren D_μ kovaryant türevlerine geçilerek ilave edilebilir. D_μ kovaryant türevi izospinörler için,

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (2.15)$$

biçimindedir. Sağ elli fermiyonlar için ise,

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (2.16)$$

şeklinde kullanılacaktır. Bağıntılarda yer alan \vec{W}_μ ve B_μ alanları teoriye ayar invarianslığı sağlamak için dahil edilirler. Bu alanlar elektrozayıf kuvvetin taşıyıcısı olan fiziksel alanların bir karışımıdır. Yerel ayar dönüşümleri altında,

$$\vec{W}_\mu' = \vec{W}_\mu + \partial_\mu \vec{\alpha}(x) + g \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu \quad (2.17)$$

$$B_\mu' = B_\mu + \partial_\mu \theta(x) \quad (2.18)$$

biçiminde dönüşürler.

\vec{W}_μ ve B_μ alanlarının kinetik terimleri de eklenerek birinci fermiyon ailesi için yerel ayar dönüşümleri altında değişmez yapıdaki lagranjiyen elde edilmiş olur. \vec{W}_μ ve B_μ alanlarının kinetik terimleri;

$$L_0^V = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} \quad (2.19)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.20)$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (2.21)$$

biçiminde yazılır. $B_{\mu\nu}$ ve $\vec{W}_{\mu\nu}$ alan tensörleri için ayar dönüşümleri;

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B_{\mu\nu} \quad (2.22)$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} \rightarrow \vec{W}_{\mu\nu} + g(\vec{\alpha} \times \vec{W}_{\mu\nu}) \quad (2.23)$$

şeklinde verilir. Bütün bu nicelikler dikkate alındığında yerel ayar invaryant lagranjiyen;

$$\begin{aligned} L = & i\bar{\Psi}_L^1 \mathcal{D}\Psi_L^1 + i\bar{e}_R \mathcal{D}e_R + i\bar{q}_L^1 \mathcal{D}q_L + i\bar{u}_R \mathcal{D}u_R + i\bar{d}_R \mathcal{D}d_R + (D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + e_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u(\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) \\ & - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.24)$$

şeklinde oluşturulur. Bu lagranjiyende görüldüğü gibi lepton, kuark ve ayar bozonlarının kütle terimleri yer almamaktadır. Bu parçacıklara Higgs mekanizması ile kütle kazandırılır.

Skaler alan Lagranjiyeninin potansiyel terimine bakacak olursak;

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.25)$$

şeklinde. Vakumun, potansiyel ifadesinde yer alan $\Phi^+, \Phi^0, \Phi^{+*}, \Phi^{0*}$ alanları ile dolu olduğu kabul edilir. Skaler alan potansiyelinin minimum olduğu değer, alanların taban durumuna karşılık gelmelidir. Bunun için;

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi^+} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^0} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^{+*}} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^{0*}} = 0 \quad (2.26)$$

ile potansiyeli minimum yapan alan değerleri bulunur. Türevi sıfır yapan $\Phi^+ = \Phi^0 = \Phi^{+*} = \Phi^{0*} = 0$ çözümü potansiyeli minimum yapmaz.

$V(\Phi^\dagger, \Phi)$ potansiyelini minimum yapan alan değerleri;

$$\Phi^- \Phi^+ + |\Phi^0|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.27)$$

denkleminin çözümüdür. Yani taban durumuna karşı gelirler. Ancak bu denklemleri sağlayan $\Phi^-, \Phi^+, \Phi^0, \Phi^{0*}$ alanları fiziksel alanlara karşılık gelmez. Fiziksel alanlar, bu alanların bir karışımıdır. Yeni $\vec{\xi}, H$ alanları;

$$\Phi = \exp\left(i \frac{\vec{\tau} \cdot \vec{\xi}}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + H(x) \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \eta = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (2.28)$$

olacak şekilde seçilirse potansiyelin minimum olduğu değerler $\vec{\xi} = 0$ ve $H = 0$ taban durumuna karşılık gelir. Yeni tanımlanmış bu alanlar artık fizikseldir ve taban durumundaki dejenerelik ortadan kalkmıştır. Ancak yeni alanlar tanımlamak $U_Y(1) \times SU_L(2)$ yerel ayar simetrisinin kırılmasına sebep olur ve geriye $U_{em}(1)$ simetrisi kalır. Bu süreç kendiliğinden simetri kırılması olarak adlandırılır. Ayar değişmezliğinin sağlanması sebebiyle başlangıçta kütleli olarak alınan ayar alanları ve fermiyonlara, kütle kazandırmak için ayar simetrisinin kırılması gerekir. Higgs mekanizması olarak da adlandırılan kendiliğinden simetri kırılması parçacıklara kütle kazandırmak için en uygun yoldur. Elektromanyetik kuvvet çok uzun erimli olduğundan ayar bozonları kütleli, zayıf kuvvet ise kısa erimli olduğundan ayar bozonlarının

her birinin kütleli olması gerekir. Ancak ayar bozonlarının kütle kazanması ile lagranjiyenin serbestlik derecesi üç derece artar. Bu artışın ortadan kaldırılması için bir ayar seçimi yapmak gerekmektedir.

$$\Phi' = \exp\left(-i\frac{\bar{\tau}}{2}\bar{\xi}\right)\Phi \quad (2.29)$$

şeklinde bir ayar seçimi yapılarak kütsüz Goldstone bozonları ortadan kalkar ve ayar bozonları kütle kazanır. Üniter ayar adı verilen ayar seçimi sonrasında,

$$\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

halini alır. Üniter ayar seçimi sonrasındaki alanlar “'” indisi ile gösterilmiştir. Ancak bundan sonra indis kullanılmayacak ve alanlar, üniter ayar seçiminden sonraki alanlar olarak alınacaktır. Skaler bozonların kinetik teriminde bu ifadeyi tekrar kullanacak olursak;

$$(D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H)^2 \left[\frac{g^2}{4}\bar{W}_\mu\cdot\bar{W}^\mu + \frac{g'^2}{4}B_\mu B^\mu - \frac{gg'}{2}W_\mu^3 B^\mu \right] \quad (2.31)$$

biçiminde elde edilir.

Yerel ayar dönüşümleri altında değişmezlik gereksinimi, sisteme g sabiti ile bağlanan kütsüz bir $SU(2)$ üçlüsü W_μ^i ($i=1, 2, 3$) ve g' sabiti ile bağlanan $U_Y(1)$ ayar alanı olan B_μ vektör alanlarının eklenmesini şart koşar. Buradaki bozon alanları olan W_μ^i ($i=1, 2, 3$) ve B_μ fiziksel alanlar değildir. Ayar değişmezliğini bozmadan bu alanları teoriye katmak için, W_μ^i ($i=1, 2, 3$) ve B_μ vektör alanlarının lineer kombinasyonlarından elektrozayıf etkileşmelere aracılık eden fiziksel alanlar kurulabilir.

Zayıf etkileşmenin taşıyıcı parçacığı olan W^\pm bozonları sırası ile W_μ^+ ve W_μ^- alanlarına karşılık gelirken, zayıf kuvvetin bir diğer taşıyıcısı Z bozonu için Z_μ alanı bulunmaktadır. Elektromanyetik etkileşme için ise A_μ alanı tanımlanmaktadır. Bu yeni alanlar;

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) \quad (2.32)$$

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad (2.33)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos(\theta_w) - B_\mu \sin(\theta_w) \quad (2.34)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin(\theta_w) + B_\mu \cos(\theta_w) \quad (2.35)$$

şeklinde tanımlanır. Bu bağıntılarda;

$$\sin(\theta_w) = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (2.36)$$

$$\cos(\theta_w) = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \quad (2.37)$$

olarak alınacaktır. Denklemler içerisinde yer alan θ_w , Weinberg açısı olarak isimlendirilir. Bu yeni fiziksel alanların, skaler bozonların kinetik teriminde yerine yazılmasıyla;

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{2}(\eta + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \right] \quad (2.38)$$

bağıntısı elde edilir. Bu terim Higgs bozonunun ayar bozonları ile etkileşmelerini ve ayar bozonlarının kütle terimlerini içerir.

$$m_W = \frac{g\eta}{2}, \quad m_Z = \frac{\eta(g^2 + g'^2)}{2}, \quad m_\gamma = 0 \quad (2.39)$$

Skaler bozonun potansiyel terimine baktığımızda ise Higgs bozonunun kendisi ile ikili, üçlü ve dörtlü etkileşmelerini verdiğini görürüz.

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 = \frac{-\mu^4}{4\lambda} + \mu^2 H^2 + (\eta\lambda) H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (2.40)$$

Burada H^2 'li terim Higgs kütlesi hakkında bilgi veriyor gibi görünsede, bilinmeyen bir parametre içerdiğinden standart model Higgs bozonunun kütlesinin değerini öngöremez. Higgs bozonunun kütle terimi;

$$m_H = \sqrt{2}\mu \quad (2.41)$$

şeklindedir.

Kendiliğinden simetri kırılması sonucunda tanımlanan yeni fiziksel alanlar leptonların ve kuarkların kinetik teriminde yerine konularak tekrar düzenleme yapıldığında W_μ^+ ve W_μ^- içeren terimler yüklü akım etkileşmelerini, Z_μ içeren terimler nötral akım etkileşmelerini, A_μ terimi ise elektromanyetik etkileşmeleri verir.

Ayar bozonlarının birbirleri ile etkileşmelerini içeren lagranjiyenin kinetik terimi;

$$L_0^V = -\frac{1}{4} \bar{W}_{\mu\nu} \bar{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \text{ şeklindedir. Açık olarak yazarsak,}$$

$$L_0^V = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^2 \left(\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \right) \left(\partial^\mu W_i^\nu - \partial^\nu W_i^\mu + g\epsilon_{ijk} W_j^\mu W_k^\nu \right) - \frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu) (\partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu) \quad (2.42)$$

Bu lagranjiyende fiziksel alanları yerine koyduğumuz takdirde üçlü ve dörtlü ayar bozonu bağlaşımlarını içerdiğini görürüz.

Skaler bozon, fermiyon etkileşmelerini içeren Yukawa lagranjiyeni aşağıdaki gibidir;

$$L_0^Y = -f_e (\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d (\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u (\bar{q}_L^1 \Phi u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) \quad (2.43)$$

Kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar seçiminden sonra;

$$L^Y = -f_e \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{e}_L H e_R \right] - f_d \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{d}_L d_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_L H d_R \right] - f_u \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L H u_R \right] \quad (2.44)$$

halini alır. Elektronun kütlesi, u ve d kuarkın kütlelerini içeren terimlerin yanında fermiyonların Higgs bozon ile bağlaşımlarını da içermektedir.

$$m_e = f_e \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad m_d = f_d \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad m_u = f_u \frac{\eta}{\sqrt{2}} \quad (2.45)$$

Şimdiye kadar birinci fermiyon ailesi için elde ettiğimiz lagranjiyeni, ikinci ve üçüncü aile fermiyonları için genellemek mümkündür. Skaler bozonun kinetik, potansiyel terimleri ile ayar bozonlarının etkileşme terimi bir aileli durum ile aynıdır. Ancak lepton ve kuark terimlerinin yeniden ele alınması gerekmektedir. Bu parçacıkların da lagranjiyene eklenmesi ile fermiyonların kinetik terimi;

$$L^l = \sum_{j=1,2,3} i \bar{\Psi}_L^j \partial \Psi_L^j + \sum_{j=1,2,3} i \bar{\Psi}_R^j \partial \Psi_R^j + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{v}_{eL} \quad \bar{v}_{\mu L} \quad \bar{v}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c$$

$$+ \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} A_\mu - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} (\bar{v}_{eL} \quad \bar{v}_{\mu L} \quad \bar{v}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} v_{eL} \\ v_{\mu L} \\ v_{\tau L} \end{pmatrix} Z_\mu \quad (2.46)$$

$$- \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w + \frac{\gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} Z_\mu$$

$$\begin{aligned}
L^q = & (\bar{u} \quad \bar{d} \quad \bar{c} \quad \bar{s} \quad \bar{t} \quad \bar{b}) i \not{\partial} \begin{pmatrix} u \\ d \\ c \\ s \\ t \\ b \end{pmatrix} - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c \\
& - \frac{2}{3} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} A_\mu + \frac{1}{3} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) (\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} A_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \right) - \frac{\gamma_5}{2} \right] \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} Z_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) + \frac{\gamma_5}{2} \right] \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} Z_\mu \tag{2.47}
\end{aligned}$$

biçiminde elde edilir. Ancak yeni oluşan bu fermiyon lagranjiyeninde bazı eksiklikler vardır. Leptonların farklı aileler arasında etkileşmeleri, lepton sayısının korunumu yasasına göre yasaktır. Ancak farklı kuark ailelerinin birbirleri ile olan etkileşmeleri bulunmalıdır. Burada alanların zayıf öz durumlarda bulunmaları bu etkileşmelerin görünmemesine sebep olur. Zayıf öz durum; izospin uzayına göre oluşturduğumuz dubletlerdeki alanların farklı dubletlerdeki alanlarla zayıf etkileşme ile karışmamasıdır. Alanlar için kütle öz durumlarına geçtiğimizde, farklı kuark aileleri arasında zayıf etkileşmeler meydana geldiği görülecektir

Standart model lagranjiyeninde yer alan; skaler bozon ile fermiyon etkileşmelerini içeren Yukawa terimine üç aileli durum için bakacak olursak,

$$\begin{aligned}
L^Y = & -f_e (\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_\mu (\bar{\Psi}_L^2 \Phi \mu_R + \bar{\mu}_R \Phi^\dagger \Psi_L^2) - f_\tau (\bar{\Psi}_L^3 \Phi \tau_R + \bar{\tau}_R \Phi^\dagger \Psi_L^3) \\
& - f_d (\bar{q}_L^1 \Phi d_R + h.c.) - f_u (\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + h.c.) - f_s (\bar{q}_L^2 \Phi s_R + h.c.) - f_c (\bar{q}_L^2 \tilde{\Phi} c_R + h.c.)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -f_b(\bar{q}_L^3\Phi b_R + h.c.) - f_t(\bar{q}_L^3\tilde{\Phi}t_R + h.c.) - f_{ds}(\bar{q}_L^1\Phi s_R + h.c.) - f_{db}(\bar{q}_L^1\Phi b_R + h.c.) \\
& -f_{uc}(\bar{q}_L^1\tilde{\Phi}c_R + h.c.) - f_{ut}(\bar{q}_L^1\tilde{\Phi}t_R + h.c.) - f_{sd}(\bar{q}_L^2\Phi d_R + h.c.) - f_{sb}(\bar{q}_L^2\Phi b_R + h.c.) \\
& -f_{cu}(\bar{q}_L^2\tilde{\Phi}u_R + h.c.) - f_{ct}(\bar{q}_L^2\tilde{\Phi}t_R + h.c.) - f_{bd}(\bar{q}_L^3\Phi d_R + h.c.) - f_{bs}(\bar{q}_L^3\Phi s_R + h.c.) \\
& -f_{tu}(\bar{q}_L^3\tilde{\Phi}u_R + h.c.) - f_{tc}(\bar{q}_L^3\tilde{\Phi}c_R + h.c.)
\end{aligned} \tag{2.48}$$

biçimindedir. Yukawa lagranjyeninde farklı lepton aileleri için etkileşme terimleri bulunmamaktadır. Fakat farklı kuark ailelerinin karıştığı terimler bulunmaktadır. Bu terimlerde Φ alanını yazarak incelersek, bu terimlerin fiziksel durumlara karşılık gelmediği görülecektir. Örneğin;

$$f_{db}(\bar{q}_L^1\Phi b_R + \bar{b}_R\Phi^\dagger q_L^1) = -f_{db}\frac{\eta}{\sqrt{2}}\bar{d}_L b_R - f_{db}\frac{\eta}{\sqrt{2}}\bar{b}_R d_L - \frac{f_{db}}{\sqrt{2}}\bar{d}_L H b_R - \frac{f_{db}}{\sqrt{2}}\bar{b}_R H d_L \tag{2.49}$$

Bu terimlerden görülmektedir ki $-f_{db}\frac{\eta}{\sqrt{2}}\bar{d}_L b_R$ gibi anlamsız terimler de mevcuttur. Dikkat edilirse bunlar tam olarak kütle terimi değildir. Bu tür terimlerin karşımıza çıkmasının nedeni kurak alanlarını kütle öz durumunda almamamızdır. Fiziksel olmayan bu terimleri kütle öz durumlarına geçerek yok etmek mümkündür.

Yukawa lagranjyenini kuark sektörü için kütle matrisi ile yazacak olursak;

$$L_q^y = \frac{(\eta + H)}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \tilde{M} \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) M \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \tag{2.50}$$

elde edilir. Buradaki M ve \tilde{M} matrisleri kuark alanlarının kütle matrisi olarak adlandırılmaktadır. Kuarklar için kütle öz durumlarına geçmek, matrisin köşegenleştirilmesi ile mümkün olacaktır.

$$\tilde{M} = \eta \tilde{M}' = -\eta \begin{bmatrix} f_{uu} & f_{uc} & f_{ut} \\ f_{cu} & f_{cc} & f_{ct} \\ f_{tu} & f_{tc} & f_{tt} \end{bmatrix} \quad (2.51)$$

$$M = \eta M' = -\eta \begin{bmatrix} f_{dd} & f_{ds} & f_{db} \\ f_{sd} & f_{ss} & f_{sb} \\ f_{bd} & f_{bs} & f_{bb} \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

Kütle matrisleri iki-üniter dönüşümlerle köşegenleştirilebilir. Bu dönüşümler sonucunda;

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix} = S_u^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} = T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = S_d^\dagger \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} = T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

şeklinde kuark sektörlerinin kütle öz durumları belirlenir. Kütle öz durumlarına geçilmesi ile farklı kuark aileleri arasındaki etkileşmeler mümkün olacak ve fiziksel olmayan terimler ortadan kalkacaktır. Ancak fermiyon akımlarının W_μ^\pm ayar bozonları ile olan etkileşmeleri farklı kuark ailelerinden elemanların etkileşmelerini içerdiğinden kütle öz durumlarına geçilmesi ile değişecektir. Yukawa lagranjyeninde gerekli düzenlemeler yapılarak kuark sektörü için yüklü akım etkileşmeleri;

$$L_{yüklüakım}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}'_L \quad \bar{c}'_L \quad \bar{t}'_L) \gamma^\mu S_u^\dagger S_d \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c \quad (2.54)$$

şeklinde bulunur. Burada;

$$C = S_u^\dagger S_d, \quad (2.55)$$

olarak alınacaktır.

Burada verilen C matrisi, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi adını alır. Bu matris ile farklı ailelere ait olan kuarklar birbirleri ile karışmaktadır.

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

CKM matrisi 3×3 , kompleks elemanlı bir matristir. Matriste dört bağımsız parametre bulunmaktadır. Bunlardan üç tanesi, üç boyutlu uzaydaki dönmeleri tanımlayan Euler açıları, bir tanesi faz olacak şekildedir. CKM matrisindeki dört serbest parametre deneysel verilerle belirlenmektedir. Elektrozayıf etkileşmelerin kuark sektörü, bu parametrelerin belirlenmesi için oldukça uygundur.

2.2.2 Standart Modelin Eksiklikleri

Standart modelin birçok deneysel sonucu başarılı bir şekilde açıklaması ile birlikte bazı eksiklikleri de bulunmaktadır. Bu eksiklikleri inceleyecek olursak;

- i) Standart model çok sayıda keyfi varsayımlar ve deneyden belirlenmesi gereken serbest parametre içermektedir. Modelde en az 18 tane serbest parametre bulunmaktadır.
- ii) Fermiyon ailelerinin sayısı ve kütle spektrumları da standart model tarafından açıklanamamaktadır. Bugüne kadar dördüncü fermiyon ailesinin varlığı deneysel veriler ile ispatlanamamış da olsa, gerekliliğine inanılan yeni teoriler mevcuttur.
- iii) Parçacık fiziğinin temel amacı olan dört etkileşme kuvvetinin bir arada açıklanabileceği bir resim altında birleşmesi, standart model tarafından sağlanamamaktadır. Modeldeki bütün etkileşmeler bir ayar teorisi altında toplanmış olsalar da, gravitasyonel kuvvet ve onun etkileşmeleri hakkında hiçbir öngörüle bulunamaz. Bu eksiklik fizikçileri büyük birleşim teorisi adı altında yeni bir modele itmektedir.
- iv) Model de dikkat çeken eksiklerden biri de doğadaki madde anti madde dengesizliğidir. Model bu sorunun yanıtını verememekte ve cevap birleşik alanlar teorisinde aranmaktadır.

- v) Parçacıkların kütleleri modelde başlangıçta yer almazken kendiliğinden simetri kırılması yolu ile dahil edilir. Higgs mekanizması olarak da adlandırılan bu metot da bütün uzayın bir “Higgs alanı” ile kaplı olduğu düşünülmektedir. Bu alanın taşıyıcı parçacığı olan Higgs bozonu ile temel parçacıkların etkileşmesi sonucunda kütle kazandıkları düşünülmektedir. Ancak Higgs kütlesi model tarafından öngörülmemekte, bu sebeple de deneysel olarak bulunması gerekmektedir. Parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen son verilere göre Higgs kütlesi için alt sınır 114 GeV, üst sınır 157 GeV olarak belirlenmiştir (Particle Data Group 2011).
- vi) Higgs sektörü ile ilgili diğer bir sorun ise skaler alan potansiyelinin bir keyfiyetle seçilmesidir. Simetri kırılmasına uygun olarak seçilen potansiyelde $|\mu^2|$ terimi Klein-Gordon lagranjyeninden bir eksi işareti ile farklıdır. Peki bu neden böyledir? Bu sorunun cevabı standart model ötesi bir teoride aranmalıdır.
- vii) Standart modelin geçerli olduğu enerji skalası Higgs bozonunun kütlesinin ne olduğu ile ilişkilidir. Bunu görebilmek için incelenebilecek süreçlerden biri $W + W \rightarrow W + W$ saçılmasıdır. İlk olarak bu süreç model de Higgs bozonu olmadığı düşünülerek incelenir. Bu durumda sürecin saçılma genliği, kütle merkezi enerjisinin karesi ile orantılı olacak şekilde artacaktır. Ancak bu sonuç üniterliğe uygun değildir. Aynı süreç Higgs alanı dikkate alınarak incelendiğinde ise saçılma genliği λ ile doğru orantılı bir davranış gösterir. Buradaki λ parametresi doğrudan Higgs kütlesi ile ilişkilidir. λ değerinin yeterince küçük olduğu durumlarda teorinin üniterliği ile ilgili bir problem yoktur ancak, $\lambda \gg 1$ olduğu takdirde standart modelde üniterlik problemi ortaya çıkabilir. Tüm bu tartışmalar standart model ötesi başka bir teorinin varlığını işaret etmektedir. Bu teorinin başladığı enerji skalası ise, Higgs kütlesinin ne olduğuna bağlıdır.

2.3 ETKİN LAGRANJİYEN

Standart modelde bundan önceki kesimde açıklanan problemleri aşabilmek için fizikçiler yeni bir teori arayışı içerisine girmiştir. Model günümüzdeki parçacık fiziği laboratuvarlarında ulaşılan enerjilerdeki fiziği oldukça iyi tanımlar ancak daha yüksek enerji seviyelerinde

yetersiz kalacağı öngörülmektedir. Bu sebeple standart modelin yeni bir fiziğin düşük enerji limiti olduğu düşünülmektedir. Standart model ötesi bu yeni fiziği incelerken farklı yöntemler kullanılabilir. Bu yeni fizik araştırmaları için kullanılan yöntemler iki ana başlık altında toplanabilir. Bunlardan ilki model bağımlı yaklaşımdır ve süpersimetri teorsini bir örnek olarak verilebilir. Diğer yol ise standart model lagranjyenine ek terimlerin getirilmesi ile oluşan model bağımsız yaklaşımlardır ve etkin lagranjyen metodu adını alır. Bu tez çalışmasında etkin lagranjyen metodu kullanılacaktır.

Etkin lagranjyen yönteminde; standart model lagranjyenine ek bazı terimler getirilerek bir etkin lagranjyen oluşturulmaktadır. Bu yöntemde temel iki amaç bulunmaktadır. Bunlardan ilki, standart modelde yer alan parçacıkların modelde yer almayan etkileşmelerini incelemek, ikincisi standart modelde yer almayan parçacıkların etkileşmelerini incelemektir.

Etkin lagranjyen oluşturulurken en büyük katkı standart model lagranjyeninden gelecektir. Günümüz parçacık fiziği laboratuvarlarında yapılan deneyler standart model öngörülerini doğruladığına göre yeni terimler varsa bile katkıları çok küçük olmalıdır. Bunun için şu ana kadar elde edilen enerji seviyelerinden daha yüksek enerjilere çıkılması gerektiği görülmektedir.

Bu yeni lagranjyen belirlenirken standart model lagranjyeni ile aynı boyutta olması gerekliliği ve aynı fiziksel kurallara uyması gerekliliği dikkate alınarak etkin lagranjyen oluşturulabilir. Burada etkin lagranjyenin yazımı için literatürde yer alan örneklerden biri olan Buchmüller ve Wyler tarafından yapılan etkin lagranjyen analizi incelenecektir.

$$L_{etkin} = L_{SM} + \frac{1}{\Lambda} L_1 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \dots \quad (2.57)$$

Bu etkin lagranjyen ifadesinde yer alan Λ yeni fiziğin başladığı enerji skalası olarak kabul edilmektedir. Görüldüğü gibi lagranjyen $\left(\frac{1}{\Lambda}\right)$ ile orantılı olarak değişmektedir. Buna göre enerji skalası arttıkça yeni fiziğin katkısı oldukça azalacak ve standart model Lagranjyeni baskın şekilde etkili olacaktır.

Etkin lagranjyen kurulurken bazı simetri yasalarına uyulması gerekmektedir. Bu gereklilik eklenecek terimler üzerine bir sınırlama getirmektedir. Öncelik olarak etkin lagranjyen

$U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ ayar simetrisine uygun olarak belirlenmelidir. Standart model lagranjiyeni ile eklenecek terimler aynı boyutta olmalıdır. Eylem ifadesinden yola çıkılarak boyut analizi yapılacak olursa;

$$S = \int L d^4x \quad (2.58)$$

ifadesi boyutsuz bir niceliktir. dx diferansiyeli $[enerji]^{-1}$ boyutundadır. Bu durumda standart model lagranjiyeni $[enerji]^4$ boyutundadır ve etkin lagranjiyenin boyutu da $[enerji]^4$ olmalıdır. Buna göre eklenecek terimlerin boyutları belirlenmiştir. $L_1 [enerji]^5$, $L_2 [enerji]^6$ boyutunda olmalıdır. L_1 ve L_2 oluşturulurken farklı parçacık alanlarının kombinasyonları kullanılmaktadır. Hangi etkileşmelerin uygun olduğu ise yine boyut analizi ile belirlenmektedir. Vektör bozon alanlarının boyutlarının belirlenmesi için Proca lagranjiyeni, fermiyon alanların boyutunun belirlenmesi için Dirac lagranjiyeni dikkate alınmaktadır. Buna göre skaler ve vektör alanlar için boyut $[enerji]^1$, fermiyon alanları için ise $[enerji]^{3/2}$ olarak belirlenmiştir. Etkin lagranjiyenin sağlaması gereken önemli korunum yasalarından biri de Lorentz simetrisidir. Bunun yanında lepton ve baryon sayısı korunmalıdır. Kendiliğinden simetri kırılması yönteminin de geçerli olması gerekmektedir.

Daha önce elde etmiş olduğumuz elektrozayıf teori için standart model lagranjiyenine, güçlü etkileşme de ekleyerek $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ ayar simetrisine sahip standart model lagranjiyeni,

$$\begin{aligned} L_0 = & i\bar{\Psi}_L^1 \mathcal{D}\Psi_L^1 + i\bar{e}_R \mathcal{D}e_R + i\bar{q}_L^1 \mathcal{D}q_L + i\bar{u}_R \mathcal{D}u_R + i\bar{d}_R \mathcal{D}d_R + (D_\mu \Phi^\dagger) (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - f_e (\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d (\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u (\bar{q}_L^1 \Phi u_R + \bar{u}_R \Phi^\dagger q_L^1) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \bar{W}_{\mu\nu} \bar{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.59)$$

şeklinde elde edilir.

Burada $G_{\mu\nu}^A$ gluon alanlarına ait alan tensörleridir ve doğada yer alan 8 gluon alanını temsil etmek üzere,

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A + g_s f_{ABC} G_\mu^B G_\nu^C \quad (2.60)$$

şeklinde tanımlanır. Denklemden yer alan g_s güçlü bağlaşım sabiti ve f_{ABC} $SU(3)$ için yapı sabitleridir. Güçlü etkileşme için kovaryant türev,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{1}{2} \lambda^A G_\mu^A - i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (2.61)$$

şeklinde dir. L_0 lagranjiyenin birinci fermiyon ailesi için yazılmıştır. Bu lagranjiyenin diğer iki aile için genellemek mümkündür.

Etkin lagranjiyede, L_0 standart model lagranjiyenine ek olarak gelen terimleri belirlemeye L_1 ile başlanılabilir. Parçacıkların birbirleri ile etkileşmelerinde ki farklı kombinasyonlar göz önüne alınarak L_1 'e katkı getiren etkileşmeler incelenebilir.

Sadece skaler alanların birbirleri ile olan etkileşmelerinden başlayacak olursak, Φ alanının boyutu $[enerji]$ düzeyinde olduğundan beş skaler alanın etkileşmesi ile mümkün olacaktır. Ancak bu durum da Φ bir izospin dubleti olduğundan, beş skaler alanın çarpımı $SU_L(2)$ ayar dönüşümü altında değişmez kalmayacaktır. O halde bu süreçten katkı gelmeyecektir. İkinci bir öneri olarak, sadece fermiyon alanları için inceleme yapılabilir. Fermiyonlar $[enerji]^{3/2}$ boyutunda olduğundan hiçbir kombinasyon da L_1 lagranjiyeninin boyutunda bir terim elde edilemeyeceğinden bu etkileşmede mümkün olmayacaktır. Benzer şekilde ayar bozonları için inceleme yapıldığında Lorentz invaryantlığı sağlanamadığından bu bağlaşım için de lagranjiyen yazılamaz.

L_1 lagranjiyeninin, alanların diğer kombinasyonları ile de kurulamayacağı gösterilebilir. Buna göre etkin lagranjiyeye $[enerji]^5$ boyutundan bir katkı gelmediği görülür.

Etkin lagranjiyene altıncı boyuttan katkıları incelemek üzere L_2 'yi oluşturacak farklı parçacık kombinasyonları göz önüne alındığında seksen adet terimle karşılaşmaktadır. Bu terimlerin her birinden lagranjiyene bir katkı gelecektir. Terimler O_m işlemcileri ile gösterilirse,

$$L_2 = \sum_m \alpha_m O_m \quad (2.62)$$

olarak hesaplanır. Denklemden yer alan α ' lar bağlaşım sabitleridir ve anormal bağlaşım parametreleri olarak adlandırılır. L_2 lagranjiyenine katkı veren tüm terimlerin tek tek incelenmesi tezin yazım amacı dışında olduğundan, burada ana hatları ile incelenmiş ve gerekli bazı terimler örnek olarak verilmiştir.

Beşinci boyuttan gelecek katkıları tespit etmek için kullanılan yöntemle hareket edilebilir. İlk olarak sadece vektör bozonların birbirleri ile etkileşmelerinden oluşabilecek katkıya bakılır. Altıncı boyuttan bir katkı gelebilmesi için alan tensörleri ve bunların dualleri kullanılacaktır. Bir ayar singleti elde edebilmek için bu tensörlerden iki ya da üç tanesinin bir araya gelmesi gerekmektedir. Ancak iki alan tensörü kullanımında lagranjiyenin altı boyuta sahip olabilmesi için iki adet kovaryant türev bulunmalıdır. Fakat standart model lagranjiyeninin alanlara göre varyasyonları alınarak bulunan hareket denklemleri kullanıldığında, türev içeren terimler ortadan kalkacaktır. Böylece vektör bozonların oluşturduğu dört bağımsız operatör;

$$O_G = f_{ABC} G_\mu^{Av} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu} \quad (2.63)$$

$$O_{\tilde{G}} = f_{ABC} \tilde{G}_\mu^{Av} G_\nu^{B\lambda} G_\lambda^{C\mu} \quad (2.64)$$

$$O_W = \varepsilon_{ijk} W_\mu^{iv} W_\nu^{j\lambda} W_\lambda^{k\mu} \quad (2.65)$$

$$O_{\tilde{W}} = \varepsilon_{ijk} \tilde{W}_\mu^{iv} W_\nu^{j\lambda} W_\lambda^{k\mu} \quad (2.66)$$

şeklindedir.

Yalnızca fermiyonlardan L_2 terimine katkı gelebilmesi için dört adet fermiyon alan operatörünün bir araya gelmesi gerekmektedir. Fermiyonların sol eli olanları ‘L’ ile sağ eli olanları ‘R’ ile gösterilecek olursa, lepton sayısının korunumu da göz önünde bulundurularak oluşturulabilecek olası etkileşmeler şu şekildedir,

$$\bar{L}\bar{L}\bar{L}, \bar{R}\bar{R}\bar{R}, \bar{L}\bar{R}\bar{R}, \bar{L}\bar{R}\bar{L} \quad (2.67)$$

$\bar{L}\bar{L}\bar{L}, \bar{R}\bar{R}\bar{R}$ biçimindeki terimlere karşılık gelecek operatörlere örnek olarak;

$$O_u^{(1)} = \frac{1}{2}(\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \Psi_L)(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \Psi_L) \quad (2.68)$$

$$O_{qq}^{(1,1)} = \frac{1}{2}(\bar{q}_L \gamma_\mu q_L)(\bar{q}_L \gamma^\mu q_L) \quad (2.69)$$

$$O_u^{(3)} = \frac{1}{2}(\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau^i \Psi_L)(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \tau^i \Psi_L) \quad (2.70)$$

$$O_{ee} = \frac{1}{2}(\bar{e}_R \gamma_\mu e_R)(\bar{e}_R \gamma^\mu e_R) \quad (2.71)$$

$$O_{uu}^{(1)} = \frac{1}{2}(\bar{u}_R \gamma_\mu u_R)(\bar{u}_R \gamma^\mu u_R) \quad (2.72)$$

$$O_{uu}^{(8)} = \frac{1}{2}(\bar{u}_R \gamma_\mu \lambda^A u_R)(\bar{u}_R \gamma^\mu \lambda^A u_R) \quad (2.73)$$

verilebilir. Burada sağ eli fermiyonlar için yazılmış denklemler yalnızca birinci aile için verilmiş olsa da, ikinci ve üçüncü fermiyon aileleri için genişletilerek yazılabilir. Operatörlerin üzerinde bulunan parantez içersindeki değerler sırası ile renk ve izospin kavramlarına karşılık gelmektedir. Örneğin, sol eli kuarklar hem renk hemde izospin taşıdıklarından (1,1) üst indisini almıştır. 3. denklemde yer alan $i=1,2,3$ değerini aldığından üst indis olarak (3) verilmiştir.

Sadece fermiyonlardan oluşan diğer kombinasyonlar ise $\bar{L}R\bar{R}L, \bar{L}R\bar{L}R$ biçiminde olacaktır.

$$O_{le} = (\bar{\Psi}_L e_R)(\bar{e}_R \Psi_L) \quad (2.74)$$

$$O_{lu} = (\bar{\Psi}_L u_R)(\bar{u}_R \Psi_L) \quad (2.75)$$

Bu tip terimlerden başka $(\bar{L}\sigma_{\mu\nu}R)(\bar{R}\sigma^{\mu\nu}L)$ şeklinde tensörel akımlarda düşünülebilir; fakat bu terimler daha önceki terimlere dönüştüğünden lagranjiyene katkı getirmeyecektir.

Yalnızca skaler alanların birbirleri ile etkileşmelerinin mümkün olabilmesi için altı skaler alanın birbirleri ile çarpılması gereklidir. Φ skaler bozonu bir izospin dubleti olduğundan bu çarpım da üç adet Φ alanı ve üç adet duali bulunmalıdır. Bunun dışında dört adet bozon ile iki adet ayar invariant niceliklere etki eden türevden oluşabilir.

$$O_\Phi = \frac{1}{3}(\Phi^+\Phi)^3 \quad (2.76)$$

$$O_{\partial\Phi} = \frac{1}{2}\partial_\mu(\Phi^+\Phi)\partial^\mu(\Phi^+\Phi) \quad (2.77)$$

Farklı parçacık alanlarının birbirleri ile olan etkileşmeleri fermiyon ve vektör bozon, skaler ve vektör bozon, fermiyon ve skaler bozon sektörleri olarak üç grupta incelenebilir. Fermiyon ve vektör etkileşmelerinde iki fermiyon etkileşmesi üç boyutu tamamladığı için geri kalan üç boyut türevler ve ayar bozonları ile tamamlanabilir. Fermiyon alanları farklı hiperyük taşıdıklarından fermiyonlar her zaman bir alan ile onun antisini bulunacak şekilde yazılır. Örnek olarak;

$$O_{l\omega} = i\bar{\Psi}_L \tau^j \gamma_\mu D_\nu \Psi_L W_j^{\mu\nu} \quad (2.78)$$

$$O_{lB} = i\bar{\Psi}_L \gamma_\mu D_\nu \Psi_L B^{\mu\nu} \quad (2.79)$$

şeklinde operatörler verilebilir.

Sadece skaler ve vektör bozonların birbirleri ile etkileşmeleri içeren operatörlerde, vektör alanları alan tensörleri içinde ya da kovaryant türevleri ile gelir. Φ alanı bir izospin dubleti olduğundan duali ile birlikte gelmelidir. Örnek olarak

$$O_{\Phi G} = \frac{1}{2}(\Phi^\dagger \Phi) G_{\mu\nu}^A G_A^{\mu\nu} \quad (2.80)$$

$$O_{\Phi W} = \frac{1}{2}(\Phi^\dagger \Phi) W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} \quad (2.81)$$

$$O_{\Phi B} = \frac{1}{2}(\Phi^\dagger \Phi) B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.82)$$

operatörleri yazılabilir.

Fermiyonlar ve skaler bozonlar için altı boyut iki fermiyon ile üç skaler bozonun bir araya gelmesi ile tamamlanır. Fakat türev içerilmesi durumunda Lorentz invaryanslığı sağlamak için γ_μ eklenir. Ancak türevler hareket denklemleriyle ortadan kaldırılabilir. Bu durumda oluşan operatörlere örnek olarak,

$$O_{e\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{l}e\Phi) \quad (2.83)$$

$$O_{u\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}u\Phi) \quad (2.84)$$

$$O_{d\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}d\Phi) \quad (2.85)$$

$$O_{e\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{\Psi}_L e_R \Phi) \quad (2.86)$$

$$O_{u\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}_R u \tilde{\Phi}) \quad (2.87)$$

$$O_{d\Phi} = (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}_R d \Phi) \quad (2.88)$$

yazılabilir.

Fermiyonlar, skaler ve vektör bozonların birlikte etkileşmeleri için altı boyut iki fermiyon, iki skaler alan ve kovaryant türev ile mümkün olabilir. Vektör alanlar kovaryant türev içerisinde yer almaktadır. Bu tip operatörlere örnek,

$$O_{\Phi 1}^{(1)} = i(\Phi^\dagger D_\mu \Phi)(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \Psi_L) \quad (2.89)$$

$$O_{\Phi 1}^{(3)} = i(\Phi^\dagger D_\mu \tau^i \Phi)(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \tau^i \Psi_L) \quad (2.90)$$

verilebilir. Altı boyuttan daha yüksek mertebede operatörler aynı yöntemler kullanılarak kurulabilir. Ancak operatörlerin boyutlarının yükselmesi ile etkin lagranjiyene getirecekleri katkı küçülecektir.

Standart model lagranjiyenine standart model ötesinde gelen katkıların eklenmesi ile oluşan etkin lagranjiyede de, kendiliğinden simetri kırılması geçerli olduğu kabul edilir. Higgs mekanizması sonucu elde edilen standart model lagranjiyeni kütle terimleri ve bağlaşım sabitlerindeki içermektedir. Ancak bu terimler etkin lagranjiyen içerisindeki anormal bağlaşımardan dolayı değişir. Örnek vermek gerekirse, elektronun kütlesi standart model lagranjiyenin de Yukawa terimi incelenerek elde edilir. Ancak altı boyutlu operatörde yer alan elektron skaler bozon etkileşmesinden gelen katkılar da dikkate alınmalıdır. Altı boyuta kadar olan katkıları içeren etkin lagranjiyede elektron-skaler bozon bağlaşımı,

$$L_{e\Phi} = -f_e \bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \frac{\alpha_{e\Phi}}{\Lambda^2} O_{e\Phi} + h.c \quad (2.91)$$

$$= -f_e \bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \frac{\alpha_{e\Phi}}{\Lambda^2} (\Phi^\dagger \Phi)(\bar{\Psi}_L^1 e_R \Phi) + h.c$$

şeklinindedir. Bu lagranjiyede kendiliğinden simetri kırılması uygulandıktan ve üniter ayar seçimi yapıldıktan sonra elektronun kütlesi ve Higgs alanı ile etkileşme sabitleri bulunur.

$$m_e = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(f_e - \frac{\eta^2}{2} \frac{\alpha_{e\Phi}}{\Lambda^2} \right) \quad (2.92)$$

$$g_{eH} = -\frac{f_e}{\sqrt{2}} + \frac{3\eta^2}{2\sqrt{2}} \frac{\alpha_{e\Phi}}{\Lambda^2} \quad (2.93)$$

Yapılan işlemler μ ve τ için tekrarlanarak kütleleri ve Higgs bozonu ile etkileşme sabitleri bulunur. Standart model bunların dışında kütleler ve etkileşme sabitleri hakkında da öngörüde bulunmaktadır. Örneğin, Weinberg açısı ile W ve Z bozonlarının kütlesi arasındaki ilişki gibi. Bunlar da etkin lagranjiyen metodu ile incelenerek düzeltmeler getirilebilir.

BÖLÜM 3

AYAR BOZONLARININ HİGGS BOZONU İLE ANORMAL BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ

Elektrozayıf teoride yer alan ayar bozonları ve onların Higgs bozonu ile olan bağlaşımları standart modelde bulunmaktadır. Ancak etkin lagranjiyen metodunda bu etkileşmelere standart modelde olmayan katkılar gelir.

$$L_{\text{etk}} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} O_n + \sum_n \frac{\tilde{f}_n}{\Lambda^2} \tilde{O}_n \quad (3.1)$$

Etkin lagranjiyene [enerji]⁶ boyuttan katkı veren operatörlerden onbir tanesi ayar bozonları ile Higgs bozon bağlaşımlarını içerir (Hagiwara and Stong, 1993). Bu operatörler;

$$\begin{aligned} O_{WW} &= \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi & \tilde{O}_{WW} &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \\ O_{BB} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi & \tilde{O}_{BB} &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} \hat{B}^{\alpha\beta} \Phi \\ O_{BW} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi & \tilde{O}_{BW} &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \\ O_W &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) & \tilde{O}_W &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (D^\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\alpha\beta} (D^\nu \Phi) \\ O_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) & \tilde{O}_B &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (D^\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\alpha\beta} (D^\nu \Phi) \\ O_{\Phi,1} &= (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi \Phi^\dagger (D^\mu \Phi) & & \end{aligned} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Bu operatörlerde,

$$\hat{W}_{\mu\nu} = i \frac{g}{2} \tau^i W_{\mu\nu}^i \quad (3.3)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu} = i g' Y B_{\mu\nu} \quad Y = 1/2 \quad (3.4)$$

olarak alınacaktır. Bu operatörler kullanılarak W^+W^-H , ZZH , $\gamma\gamma H$ köşelerine standart model ötesi katkılar hesaplanır ve yeni fizikten gelen katkıları içeren köşe faktörleri elde edilir.

3.1 ANORMAL WWH BAĞLAŞIMLARI

Standart model lagranjiyeninde yer alan skaler alanın kinetik terimi incelendiğinde W bozon ve Higgs bağlaşımları elde edilir. WWH etkileşmesi için köşe faktörü,

$$\Gamma^{\mu\nu} = i g_W m_W g^{\mu\nu} \quad (3.5)$$

şeklinde bulunur. Ancak etkin lagranjiyen metodu kullanıldığında, altı boyuttan skaler ve vektör bozonları içeren operatörlerden katkı gelecektir. Bu operatörler arasında dört tanesi WWH köşesini içerir.

$$O_{WW} = \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi \quad (3.6)$$

$$\tilde{O}_{WW} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \quad (3.7)$$

$$O_W = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \quad (3.8)$$

$$\tilde{O}_W = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (D^\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\alpha\beta} (D^\nu \Phi) \quad (3.9)$$

WWH köşesi için O_{WW} terimi kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar seçimi sonucunda

$$\begin{aligned}
O_{WW} &= \left(0 \quad \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} \right) i \frac{g}{2} \tau^i W_{\mu\nu}^i i \frac{g}{2} \tau^j W^{j\mu\nu} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\
&= \frac{-g^2}{8} (\eta + H)^2 W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

halini alır. Bu operatör farklı etkileşme köşelerini de içermektedir. Ancak WWH köşesi için gelen katkı bulunurken,

$$O_{WW} \approx -\frac{g^2}{4} \eta H W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} \tag{3.11}$$

terimini kullanmak gerekir. Burada,

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \tag{3.12}$$

olarak tanımlıdır. O_{WW} teriminde yer alan $W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu}$ çarpımı,

$$W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} = W_{\mu\nu}^1 W^{1\mu\nu} + W_{\mu\nu}^2 W^{2\mu\nu} + W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} \tag{3.13}$$

şekindedir. $W_{\mu\nu}^3$ alanı, foton ve Z bozon alanlarından oluşmaktadır ve WWH köşesine bir katkı vermez. $W_{\mu\nu}^1$ ve $W_{\mu\nu}^2$ alanları, W^\pm bozonlarının bir karışımı olduğundan ilk iki terim incelenmelidir.

$$W_{\mu\nu}^1 W^{1\mu\nu} = \left(\partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1 + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \right) \left(\partial^\mu W^{1\nu} - \partial^\nu W^{1\mu} + g \epsilon^{ijk} W^{j\mu} W^{k\nu} \right) \tag{3.14}$$

Bu bağıntılar incelendiğinde W bozonun Higgs ile ikili, üçlü ve dördü etkileşmelerinin mevcut olduğu görülür. Ancak yalnızca WWH köşesine gelen katılar arandığı için Levi-

Civita sembolü içeren kısım alınmamalıdır. Benzer şekilde $W_{\mu\nu}^2 W^{2\mu\nu}$ terimi içinde hesap yapılır. $W_{\mu\nu}^1$ ve $W_{\mu\nu}^2$ alanları yerine fiziksel alanlara geçilerek,

$$W_{\mu}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu}^+ + W_{\mu}^-) \quad , \quad W_{\mu}^2 = \frac{1}{i\sqrt{2}}(W_{\mu}^+ - W_{\mu}^-) \quad (3.15)$$

$$W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} \approx 2W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \quad (3.16)$$

olarak bulunur. O_{WW} operatörünün WWH köşesi için son hali,

$$O_{WW} \approx -\frac{g^2}{2}\eta H W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \quad (3.17)$$

şeklindedir.

Köşe faktörünün elde edilmesi için, konum uzayında elde edilen ifadeden momentum uzayındaki ifadelerle geçilmesi gerekmektedir. Ayrıca vektör bozonlar için polarizasyon vektörleri de yazılmalıdır.

$$\partial_{\mu} \rightarrow -ik_{\mu} \quad (3.18)$$

$$W_{\mu} \rightarrow \varepsilon_{\mu} \quad (3.19)$$

alınır. Ancak iki W bozon bulunduğundan bunları farklı etiketlerle isimlendirmek gereklidir.

$$W^+ \rightarrow k_1, \varepsilon_1 \quad (3.20)$$

$$W^- \rightarrow k_2, \varepsilon_2 \quad (3.21)$$

Bu seçim yapılırsa;

$$\begin{aligned}
O_{WW} &\approx \frac{g^2}{2} \eta H (k_{1\mu} \varepsilon_{1\nu} - k_{1\nu} \varepsilon_{1\mu}) (k_2^\mu \varepsilon_2^\nu - k_2^\nu \varepsilon_2^\mu) \\
&\approx g^2 \eta H [(k_1 \cdot k_2) (\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2) - (k_1 \cdot \varepsilon_2) (k_2 \cdot \varepsilon_1)]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

sonucuna ulaşılır. Köşe faktörü yazılırken alanlara göre varyasyon alınır. Bu sebeple polarizasyon vektörleri ve Higgs bozonu yer almamalıdır.

$$\Gamma_{\mu\nu} \propto 2g m_W [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \tag{3.23}$$

Etkin lagranjiyen altı boyutlu operatörler için,

$$L_{\text{etik}} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} O_n \tag{3.24}$$

olduğundan O_{WW} operatörü için köşe faktörüne gelen katkı,

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\nu}^{(1)} &= 2 \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} g m_W [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \\
&= 2g_{\text{HWW}}^{(2)} [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}]
\end{aligned} \tag{3.25}$$

şeklinde olacaktır.

WWH etkileşmesine katkı veren diğer bir operatör;

$$\tilde{O}_{WW} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \tag{3.26}$$

şeklinindedir. Daha önce yapıldığı gibi kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar dönüşümü uygulandıktan sonra,

$$\begin{aligned}
\tilde{O}_{ww} &= \left(0 \quad \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \hat{W}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\
&= -\frac{g^2}{16} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\eta + H)^2 W_i^{\alpha\beta} W_i^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{3.27}$$

$W_i^{\alpha\beta}$ ve $W_i^{\mu\nu}$ terimleri açık olarak incelenerek fiziksel alanlar cinsinden yazıldığında içerisinde bulunan bazı terimlerin WWH köşesine katkı getirmediği görülür. Yalnızca bu köşeye katkı veren terimler seçilirse,

$$\tilde{O}_{ww} \approx -\frac{g^2}{8} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \eta H (2W^{+\alpha\beta} W^{-\mu\nu}) \tag{3.28}$$

elde edilir. O_{ww} operatörünün WWH köşe faktörü hesabı için yapılan işlemler burada da uygulanır. Konum uzayından momentum uzayına, vektör alanlar için ise polarizasyon vektörlerine geçildiğinde,

$$\begin{aligned}
\tilde{O}_{ww} &\approx \frac{g^2}{4} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \eta H (k_1^\alpha \varepsilon_1^\beta - k_1^\beta \varepsilon_1^\alpha) (k_2^\mu \varepsilon_2^\nu - k_2^\nu \varepsilon_2^\mu) \\
&= \frac{g^2}{4} \eta H (-\varepsilon_{\beta\nu\alpha\mu} \varepsilon_1^\beta \varepsilon_2^\nu k_1^\alpha k_2^\mu - \varepsilon_{\beta\mu\alpha\nu} \varepsilon_1^\beta \varepsilon_2^\mu k_1^\alpha k_2^\nu - \varepsilon_{\alpha\nu\beta\mu} \varepsilon_1^\alpha \varepsilon_2^\nu k_1^\beta k_2^\mu - \varepsilon_{\alpha\mu\beta\nu} \varepsilon_1^\alpha \varepsilon_2^\mu k_1^\beta k_2^\nu) \tag{3.29}
\end{aligned}$$

sonucuna ulaşılır. Denklemden yer alan dörtlü Levi-Civita sembolü özellikleri kullanıldığında,

$$\tilde{O}_{ww} = -g^2 \eta H \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_1^\mu \varepsilon_2^\nu k_1^\alpha k_2^\beta \tag{3.30}$$

elde edilir. Köşe faktörü için vektör alanlara göre türev alınarak WWH köşesine katkı veren ikinci köşe faktörü bulunur.

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(2)} = -\frac{\tilde{f}_{ww}}{\Lambda^2} g^2 \eta \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta$$

$$= -2g m_w \frac{\tilde{f}_{WW}}{\Lambda^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \quad (3.31)$$

Yeni tanımlanan $\tilde{g}_{WWH}^{(2)}$ sabiti cinsinden yeniden yazılırsa,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(2)} = -2\tilde{g}_{WWH}^{(2)} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \quad (3.32)$$

biçiminde elde edilir.

WWH köşesine katkı getiren üçüncü operatör,

$$O_W = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \\ = \left(\partial_\mu \Phi - i \frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i \Phi - i \frac{g'}{2} B_\mu \Phi \right)^\dagger \left(i \frac{g}{2} \tau^a W^{a\mu\nu} \right) \left(\partial_\mu \Phi - i \frac{g}{2} \tau^j W_\mu^j \Phi - i \frac{g'}{2} B_\mu \Phi \right) \quad (3.33)$$

şeklindedir. Bu operatörde yer alan B_μ terimi foton ve Z bozon alanından oluştuğundan incelenen köşeye katkı getirmeyecektir. O halde,

$$O_W \approx \left(\partial_\mu \Phi - i \frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i \Phi \right)^\dagger \left(i \frac{g}{2} \tau^a W^{a\mu\nu} \right) \left(\partial_\mu \Phi - i \frac{g}{2} \tau^j W_\mu^j \Phi \right) \quad (3.34)$$

operatörünü incelemek WWH köşesi için uygun olacaktır. Skaler alan dubletinin yerine yazılması ile,

$$O_W \approx i \frac{g}{4} [\partial_\mu (\eta + H) \tau^a W^{\mu\nu} \partial_\nu (\eta + H) - i \frac{g}{2} \partial_\mu (\eta + H) \tau^a W^{\mu\nu} \tau^j W_\nu^j (\eta + H) \\ + i \frac{g}{2} \tau^{i\dagger} W_\mu^{i\dagger} (\eta + H) \tau^j W^{\mu\nu} \partial_\nu (\eta + H) + \frac{g^2}{4} \tau^{i\dagger} W_\mu^{i\dagger} (\eta + H) \tau^a W^{\mu\nu} \tau^j W_\nu^j (\eta + H)] \quad (3.35)$$

elde edilir. Bu operatör terim terim incelenerek WWH köşesine katkı vermeyecek olan terimler belirlenir. Birinci terim iki Higgs bozonu içerdiğinden, dördüncü terim ikiden fazla W bozon alanı içerdiğinden WWH etkileşmesine katkı vermeyecektir. İkinci terim için

$(\eta + H)$ parantezi açıldığında bir bölümü iki Higgs alanı içerecektir, ancak bir parçası ilgili köşeye katkı getirecektir.

$$\begin{aligned}
2. \text{ terim} & \quad -i \frac{g}{2} (\partial_\mu H) \tau^a W^{\mu\nu} \tau^j W_\nu^j \eta \\
& \quad = -i \eta \frac{g}{2} (\partial_\mu H) W^{\mu\nu} W_\nu^j
\end{aligned} \tag{3.36}$$

$j=1, 2, 3$ şeklinde değiştiğinden $W^{\mu\nu 3}$ ve W_ν^3 alanları da ikinci terim de yer almaktadır. Ancak bu alanlar fiziksel foton ve Z ayar alanlarından oluştuğundan WWH etkileşme köşesine bir katkı vermeyecektir. Sonuç olarak ikinci terim de W^\pm alanlarının da yerine yazılmasıyla,

$$2. \text{ terim} \quad = -i \frac{g}{2} \eta (\partial_\mu H) (W^{\mu\nu-} W_\nu^+ + W^{\mu\nu+} W_\nu^-) \tag{3.37}$$

halini alacaktır. O_W operatöründe yer alan üçüncü terim için de aynı işlemler yapılarak WWH köşesine katkısı bulunur.

$$\begin{aligned}
3. \text{ terim} & \quad i \eta \frac{g}{2} \tau^{i\dagger} W_\mu^{i\dagger} \tau^a W^{\mu\nu} \partial_\nu H \\
& \quad = i \frac{g}{2} \eta (\partial_\nu H) (W_\mu^- W^{\mu\nu+} + W_\mu^+ W^{\mu\nu-})
\end{aligned} \tag{3.38}$$

Sonuç olarak gerekli terimler dikkate alındığında,

$$O_W \approx -\frac{g^2}{8} \eta \left[-(\partial_\mu H) (W^{\mu\nu-} W_\nu^+ + W^{\mu\nu+} W_\nu^-) + (\partial_\nu H) (W_\mu^- W^{\mu\nu+} + W_\mu^+ W^{\mu\nu-}) \right] \tag{3.39}$$

olacaktır. Einstein toplam kovaryansiyonuna göre tekrarlı indisler üzerinden toplam alınması gerektiğinden denklemin ikinci kısmında μ indisi yerine ν , ν indisi yerine μ almak sonucu değiştirmeyecektir. Buna göre,

$$\begin{aligned}
O_W &\approx -\frac{g^2}{4}\eta\left[(\partial_\mu H)(W^{\mu\nu}-W_\nu^+)\right] \\
&= -\frac{g^2}{4}\eta(\partial_\mu H)(\partial^\mu W^{\nu-}-\partial^\nu W^{\mu-})W_\nu^+
\end{aligned} \tag{3.40}$$

olur. Yazılan operatörde konum uzayından momentum uzayına geçildiğinde ve vektör alanlara göre varyasyon alındığında O_W operatörüne karşılık gelen köşe faktörü elde edilebilir.

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\mu\nu}^{(3)} &= -\frac{g^2}{4}\eta\frac{f_W}{\Lambda^2}\left[k_{2\mu}k_{1\nu}-m_W^2g_{\mu\nu}-(k_1.k_2)g_{\mu\nu}\right] \\
&= g_{HWW}^{(1)}\left[-k_{2\mu}k_{1\nu}+m_W^2g_{\mu\nu}+(k_1.k_2)g_{\mu\nu}\right]
\end{aligned} \tag{3.41}$$

WWH etkileşme köşesine katkı veren son operatör;

$$\tilde{O}_W = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}(D^\mu\Phi)^\dagger\hat{W}^{\alpha\beta}(D^\nu\Phi) \tag{3.42}$$

olacaktır. Kovaryant türev içerisinde yer alan B^μ içeren terim WWH köşesine katkı vermeyeceğinden

$$\begin{aligned}
\tilde{O}_W &\approx i\frac{g}{8}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}[\partial^\mu(\eta+H)\tau^a W^{\alpha\beta a}\partial^\nu(\eta+H)-i\frac{g}{2}\partial^\mu(\eta+H)\tau^a W^{\alpha\beta a}\tau^j W^{\nu j}(\eta+H) \\
&+i\frac{g}{2}\tau^{i\dagger}W^{i\mu\dagger}(\eta+H)\tau^j W^{\alpha\beta j}\partial^\nu(\eta+H)+\frac{g^2}{4}\tau^{i\dagger}W^{i\mu\dagger}(\eta+H)\tau^a W^{\alpha\beta a}\tau^j W^{\nu j}(\eta+H)]
\end{aligned} \tag{3.43}$$

\tilde{O}_W operatörü terim terim incelendiğinde ancak ikinci terim ve üçüncü terimler WWH köşesi için katkı verecektir. \tilde{O}_W operatörü içerisinde yer alan fiziksel alan terimlerine geçilmesi ve O_W operatörü için yapılan işlemlerinin benzerlerinin tekrarlanması ile

$$\tilde{O}_W \approx \frac{g^2}{16} \eta [\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\partial^\mu H) (W^{\alpha\beta-} W^{\nu+} + W^{\alpha\beta+} W^{\nu-}) - \varepsilon_{\nu\mu\alpha\beta} (\partial^\nu H) (W^{\mu-} W^{\alpha\beta+} + W^{\mu+} W^{\alpha\beta-})] \quad (3.44)$$

elde edilir. Levi civita sembolünün özellikleri kullanılarak,

$$\tilde{O}_W \approx \frac{g^2}{8} \eta [\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\partial^\mu H) (W^{\alpha\beta-} W^{\nu+} + W^{\alpha\beta+} W^{\nu-})] \quad (3.45)$$

bulunur. Parantez içerisinde yer alan terimler açık olarak yazılırsa,

$$\tilde{O}_W \approx \frac{g^2}{4} \eta \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} [(\partial^\mu H) W^{\nu-} (\partial^\alpha W^{\beta+}) - (\partial^\mu H) W^{\nu+} (\partial^\beta W^{\alpha-})] \quad (3.46)$$

olarak elde edilir. Vektör bozonlar için polarizasyon vektörlerine ve konum uzayından momentum uzayına geçilmesi ile birlikte,

$$\tilde{O}_W \approx \frac{g^2}{4} \eta [\varepsilon_{\mu\alpha\nu\beta} p^\mu k_1^\alpha \varepsilon_2^\nu \varepsilon_1^\beta - \varepsilon_{\mu\beta\alpha\nu} p^\mu k_2^\beta \varepsilon_2^\alpha \varepsilon_1^\nu] \quad (3.47)$$

şeklini alır. Ayar alanlarına göre varyasyon alınması ile birlikte köşe faktörü,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(4)} = -\frac{g^2}{4} \eta \frac{\tilde{f}_W}{\Lambda^2} [\varepsilon_{\mu\alpha\nu\beta} p^\mu k_1^\alpha \varepsilon_2^\nu \varepsilon_1^\beta - \varepsilon_{\mu\beta\alpha\nu} p^\mu k_2^\beta \varepsilon_2^\alpha \varepsilon_1^\nu] \quad (3.48)$$

olur. Parantez içerisinde yer alan ikinci terimde $\alpha \leftrightarrow \beta$ değişim yapılarak köşe faktörü değerlendirildiğinde en sade biçimini alacaktır.

$$\Gamma_{\nu\beta}^{(4)} = -\frac{g^2}{4} \eta \frac{\tilde{f}_W}{\Lambda^2} \varepsilon_{\mu\alpha\nu\beta} p^\mu [k_1^\alpha - k_2^\alpha] \quad (3.49)$$

3.2 ANORMAL ZZH BAĞLAŞIMLARI

Etkin lagranjiyen metodu ile ZZH etkileşmelerini de incelemek mümkündür. Standart model etkileşmeleri için ZZH köşe faktörü,

$$ig_z \frac{m_Z}{\cos \theta_W} g_{\mu\nu} \quad (3.50)$$

şeklinde verilir. Standart model lagranjiyenine $[enerji]^6$ boyutundan gelen katkılarla birlikte bu köşe faktörü yeniden düzenlenir. ZZH köşe faktörüne katkı veren yeni terimler, ayar alanlarının skaler bozon ile etkileşmelerine $[enerji]^6$ boyutundan katkı veren onbir operatörden her birinden katkı gelecek şekildedir. Ancak bu operatörler için de köşe faktörlerinin elde edilmesi daha önceki gibi yapıldığından, örnek olarak burada sadece dört tane operatör için inceleme yapılacaktır. Bu dört operatörden ilki,

$$O_{BB} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi \quad (3.51)$$

operatörüdür. O_{BB} operatörü için inceleme yapılırken, WWH köşesi için yapılan işlemlere benzer işlemler tekrar edilmelidir. $B_{\mu\nu}$ terimi incelendiğinde, Z bozon ve foton alanlarından oluştuğu görülür. Böylece bu operatör, Z bozon ve foton alanları ile skaler alan etkileşmesini içerecektir. Ancak biz sadece Z bozonun Higgs parçacığı ile etkileşmesini içeren kısmını dikkate alacağız;

$$O_{BB} \approx -\frac{g^2}{4} \sin^2 \theta_W \eta H (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \quad (3.52)$$

Momentum uzayına geçildikten sonra ayar alanlarına göre varyasyon alınırken iki Z bozon birbirinden ayırt edilemez olduğundan varyasyon alınırken,

$$\frac{\delta^2}{\delta Z_\alpha(p_1) \delta Z_\beta(p_2)} \quad (3.53)$$

işlemi uygulanmalıdır. Bu işlem sonucunda ZZH köşesi,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)ZZH} = \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} \eta g'^2 \sin^2 \theta_W [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}]$$

$$= \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} 2 g_z m_z \sin^4 \theta_w [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \quad (3.54)$$

olarak elde edilir.

ZZH köşesine katkı veren ikinci operatör,

$$\tilde{O}_{BB} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} \hat{B}^{\alpha\beta} \Phi \quad (3.55)$$

şeklindedir. İlk operatör için yapılan işlemler tekrar edildiğinde, köşe faktörü için elde edilen sonuç,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(2)} = \frac{\tilde{f}_{BB}}{\Lambda^2} 2 g_z m_z \sin^4 \theta_w \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \quad (3.56)$$

olur. Farklı bir sonuç veren diğer operatör ise denklem (3.57) de verilmiştir.

$$O_{BW} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi \quad (3.57)$$

Denklem (3.57)' de yer alan operatör WWH etkileşmesini içermekle beraber, $W_3^{\mu\nu}$ terimini içersinde barındırdığından ZZH köşesi içinde dikkate alınır:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\nu}^{(3)ZZH} &= \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} \eta \frac{g' g}{4} \sin \theta_w \cos \theta_w [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \\ &= \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} g_z m_z \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \end{aligned} \quad (3.58)$$

Son olarak hesaplanacak operatör,

$$\tilde{O}_{BW} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \quad (3.59)$$

biçimindedir. Bu operatör için köşe faktörüne gelen katkı,

$$\begin{aligned}\Gamma_{\mu\nu}^{(4)ZZH} &= \frac{\tilde{f}_{BW}}{\Lambda^2} g g' \eta \sin \theta_w \cos \theta_w \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \\ &= \frac{\tilde{f}_{BW}}{\Lambda^2} g_Z m_Z \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta\end{aligned}\quad (3.60)$$

şeklinde olur. Hesaplanan operatörlerin dışında bulunan diğer yedi operatörün de vereceği katkılar benzer şekilde olur. Türev içeren operatörler hareket denklemleri vasıtası ile diğerlerine dönüştürülebilir. Görüldüğü gibi elde edilen tüm sonuçlar katsayılar dışında birbirleri ile benzerlik göstermektedir.

3.3 ANORMAL γH BAĞLAŞIMLARI

Şimdiye kadar incelenmiş olan Z ve W bozon alanlarının skaler alan ile etkileşmelerinden farklı olarak γH köşesi standart modelde yer almamaktadır. Ancak etkin lagranjiyen metodu ile incelendiğinde, [enerji]⁶ boyutuna sahip ayar bozonu skaler alan etkileşmeleri için yazılmış onbir operatörün her birinden katkı gelmektedir. Katkı veren operatörler incelendiğinde O_{BB} ve O_{WW} operatörü benzer şekilde, \tilde{O}_{WW} ve \tilde{O}_{BB} operatörleri benzer şekilde sonuç vermiştir. O_{BB} dikkate alındığında,

$$O_{BB} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi \quad (3.61)$$

denkleminde foton alanı kısmını içeren terimler γH etkileşmesine katkı verecektir. Böylece,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)\gamma\text{H}} = \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} \eta g'^2 \cos^2 \theta_w [(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu}] \quad (3.62)$$

bulunur. Farklı sonuç veren terimlerden olan \tilde{O}_{WW} operatörü,

$$\tilde{O}_{WW} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \quad (3.63)$$

için aynı işlemler tekrarlandığında köşe faktörüne olan katkısı,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(2)\gamma\mathcal{H}} = \frac{\tilde{f}_{\text{WW}}}{\Lambda^2} \eta g'^2 \sin^2 \theta_w \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \quad (3.64)$$

şeklinde olur. Etkileşmeye katkı veren bir diğer operatör ise,

$$O_{\text{BW}} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi \quad (3.65)$$

denkleminde verilmiştir. Bu denklemden elde edilen sonuçta katsayı farkı dışında ilk operatörün verdiği sonuca oldukça benzemektedir.

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(3)\gamma\mathcal{H}} = \frac{f_{\text{BW}}}{\Lambda^2} \eta \frac{g'g}{4} \sin \theta_w \cos \theta_w \left[(k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - k_{1\nu} k_{2\mu} \right] \quad (3.66)$$

Son olarak hesaplanan operatör,

$$\tilde{O}_{\text{BW}} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \Phi^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} \hat{W}^{\alpha\beta} \Phi \quad (3.67)$$

$\gamma\mathcal{H}$ etkileşme köşesine vereceği katkı ise,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(4)\text{ZZH}} = \frac{\tilde{f}_{\text{BW}}}{\Lambda^2} g g' \eta \sin \theta_w \cos \theta_w \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \quad (3.68)$$

şeklindedir.

Üç ayar alanının her birinin skaler alan dubleti ile olan ikili etkileşmeleri için yazılmış etkileşme terimleri incelendiğinde aralarında ki benzerlik göze çarpmaktadır. Bu da vektör bozonların, skaler alan ile etkileşmelerinde genel bir denklem elde edilebileceğini gösterir. W ve Z bozon için literatürde yer alan haliyle,

$$\Gamma_{\mu\nu}^V = i\tilde{g}_W \left[a_V g_{\mu\nu} + \frac{b_V}{m_V^2} (k_{2\mu} k_{1\nu} - g_{\mu\nu} k_1 k_2) + \frac{\beta_V}{m_V^2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (3.69)$$

olarak verilir. Denklemden yer alan, $\tilde{g}_W = g_W m_W$, $\tilde{g}_Z = \frac{g_W m_W}{\cos^2 \theta_W}$, $g_W = \frac{g_e}{\sin \theta_W}$ olarak alınır.

BÖLÜM4

LHC DE ANORMAL WWH BAĞLAŞIMININ İNCELENMESİ

Günümüzde parçacık fiziği laboratuvarlarında, Higgs parçacığının varlığının ispatı ve çeşitli bağlaşımlarını inceleyebilmek adına deneyler yapılmaktadır. Yapılan deneyler ile standart model öngörülerini test edilecek, standart model ötesi katkılar araştırılacaktır. Bu bağlamda CERN laboratuvarlarında yapılan LHC deneylerinde Higgs bozonu incelenecektir.

Dairesel bir çarpıştırıcı olan LHC de iki milyar proton ışık hızına yakın hızlarda, 14 TeV kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılacaktır. Gerçekleşen etkileşmeler ise, saçılan parçacıkların detektörler tarafından tespiti ile incelenecektir. Bu detektörler, ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, LHCf, TOTEM olmak üzere altı tanedir. Bu ana detektörlerin dışında ATLAS ve CMS deney gruplarının, detektörlerin çarpışma noktalarından 220m ve 420m uzakta bulunan ileri detektörler vasıtası ile bazı etkileşmelerin araştırılacağı bir deney programı da bulunmaktadır.

Proton demeti içerisindeki bazı protonlar kafa kafaya çarpışmalar gerçekleştirmezler ve çok küçük açılarla saçılarak yollarına devam ederler. İleri detektörler tarafından etkileşmeye girmemiş olan bu protonlar yakalanarak momentumları ölçülebilir. ξ ile verilen bir parametre ile kayıp momentum kesri ifade edilir ve ileri detektör akseptansı olarak adlandırılır. Bu parametre $\xi = (|\vec{p}| - |\vec{p}'|) / |\vec{p}|$ şeklindedir. Burada \vec{p} gelen protonun momentumu, \vec{p}' ise saçılan protonun momentumudur (Şahin 2011).

Proton proton çarpıştırıcısı olarak tasarlanan LHC, ileri detektörler yardımıyla, proton proton dan iki foton üretimi süreci ile foton foton çarpıştırıcısı olarak da kullanılabilir. Bu tez çalışmasında, $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ süreci için anormal WWH bağlaşımları LHC deney koşulları dikkate alınarak incelenecektir.

4.1 pp ÇARPIŞMASINDA $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ SÜRECİ İÇİN TESİR KESİTİ

LHC de yapılacak olan deneylerde $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ tesir kesitinin ölçümü, ileri ve merkez detektörlerin koordineli çalışması ile yapılacaktır. Bu ölçümler pp dan iki foton elde edilmesi temellerine dayanır. Buna göre gelen protonlar ileri yönde bir foton yayımlayarak yollarına devam ederler. Burada yayımlanan fotonlar düşük virtüelliğe sahiptir. Virtüellik ($Q^2 = -q^2$) Q^2 parametresi ile ifade edilir. İleri yönde saçılan yarı-reel fotonlara “Weisacker- Williams” fotonu da denilir. Bu şekilde gelen iki protonun yayınladığı fotonlar birbirleri ile etkileşmeye girerek farklı süreçler meydana getirebilir.

$pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ tesir kesiti,

$$d\sigma = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx_1 dx_2 N(x_1) N(x_2) d\hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (4.1)$$

şeklinde hesaplanacaktır. Denklemden yer alan x_1, x_2 parametreleri, gelen proton sahip olduğu enerjinin bir kısmını fotona aktararak yoluna devam ettiğinden gelen protonun kaybolan enerji oranı olarak adlandırılabilir. Denklemden,

$$x_1 = \frac{E_{\gamma 1}}{E_p}, \quad x_2 = \frac{E_{\gamma 2}}{E_p} \quad (4.2)$$

olarak alınacaktır. Burada $E_{\gamma 1}$ ve $E_{\gamma 2}$ ilk durumdaki fotonların enerjisidir. Denklemden yer alan bir diğer nicelik \hat{s} ise $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ süreci için kütle merkezi enerjisinin karesidir ve $\hat{s} = x_1 x_2 s$ şeklindedir. Burada verilen s niceliği $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ için kütle merkezi enerjisinin karesidir.

$d\sigma$ denkleminde $z = \sqrt{x_1 x_2}$ değişkeni tanımlanarak, x_1 ve z parametrelerine geçilebilir. Bunun için Jacobiyen matrisi belirlenir ve saçılma diferansiyel tesir kesiti denkleminde,

$$dx_1 dx_2 = \frac{2z}{x_1} dx_1 dz \quad (4.3)$$

olarak alınır. Yeni değişkenlerin tanımlanmasıyla integral sınırları da değiştirilir, z ve x_1 parametrelerinin minimum ve maksimum değerleri belirlenir. Değişken dönüşümü yapılmadan önce integralde yer alan x_2 değişkeninin minimum ve maksimum değeri ile x_1 değişkeninin minimum ve maksimumları eşit olduğundan,

$$x_{1\min} = z_{\min} = \frac{\sqrt{\hat{s}_{\min}}}{\sqrt{s}} = \frac{M_{inv}}{\sqrt{s}} \quad (4.4)$$

olarak bulunur. Denklemden yer alan M_{inv} , invaryant kütle olarak tanımlanır ve $\gamma\gamma$ saçılmasından sonra oluşan parçacıkların toplam kütlelerini anlatmaktadır. Yeni integral sınırları,

$$\frac{M_{inv}}{\sqrt{s}} < z < x_{1\max} \quad (4.5)$$

$$\frac{z^2}{x_{1\max}} < x_1 < x_{1\max} \quad (4.6)$$

olarak elde edilir. $x_{1\max}$ değeri ise etkileşmeye girmemiş olan protonun enerjisinin minimum olduğu değere karşılık gelir.

Elde edilen sınır koşullarının tesir kesiti denkleminde yerine yazılması ile $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ süreci için diferansiyel tesir kesiti,

$$d\sigma = \int_{M_{inv}/\sqrt{s}}^{x_{1\max}} 2z dz \left(\int_{z^2/x_{1\max}}^{x_{1\max}} \frac{dx_1}{x_1} N(x_1) N\left(\frac{z^2}{x_1}\right) \right) d\hat{\sigma}(\hat{s}) \quad (4.7)$$

elde edilir. Denklem de yer alan $N(x_1)$ ve $N\left(\frac{z^2}{x_1}\right)$ için literatürde yer alan (Kepka and Royon 2008) dağılım fonksiyonlarını kullanabiliriz.

$$dN = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{dQ^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \left(1 - \frac{Q_{\min}^2}{Q^2}\right) F_E + \frac{E_\gamma^2}{2E^2} F_M \right] \quad (4.8)$$

Denklem içerisinde yer alan E gelen proton demetinin enerjisi, Q_{\min} fotonun alacağı minimum virtüellik değeri, F_E ve F_M elektrik ve manyetik form faktörleridir.

$$F_M = G_M^2, \quad F_E = \frac{(4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2)}{(4m_p^2 + Q^2)}, \quad G_E^2 = \left(1 + \frac{Q^2}{Q_0^2}\right)^{-4} \quad (4.9) \square$$

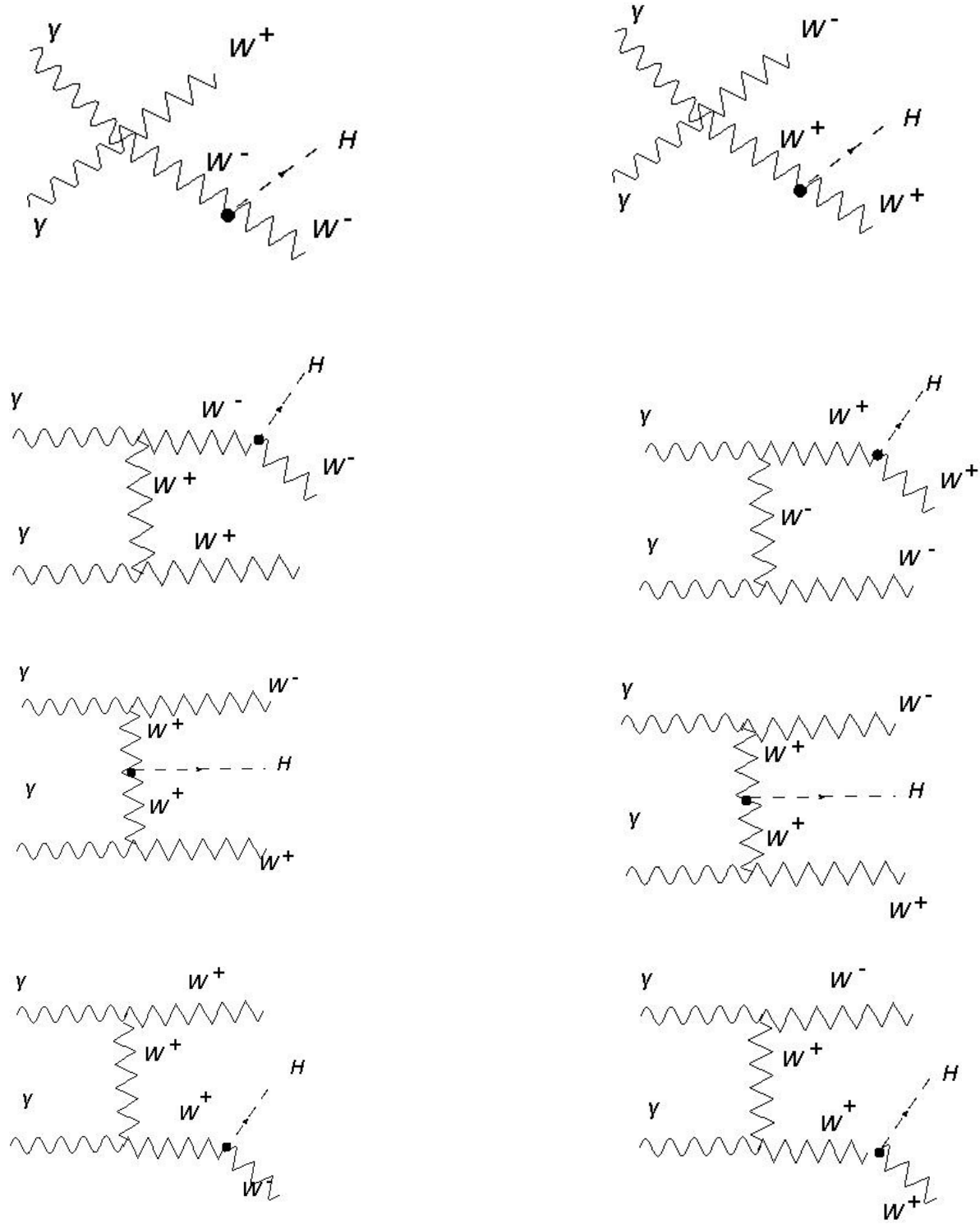
Protonun manyetik momenti $\mu_p^2 = 7.78$, $Q_0^2 = 0.71 GeV^2$ olarak alınır. Ancak bir noktaya dikkat edilmelidir. Burada $\frac{dN}{dE_\gamma}$ olarak dağılım fonksiyonu verilmiştir. Oysa $d\sigma$ denkleminde yer alan fonksiyonlar $\frac{dN}{dx_1}$ şeklindedir. O halde,

$$\frac{dN}{dx_1} = \frac{dN}{dE_\gamma} \frac{dE_\gamma}{dx_1} = \frac{dN}{dE_\gamma} E \quad (4.10)$$

dönüşümü uygulanır.

4.2 $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ SÜRECİNİN İNCELENMESİ

$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ sürecine katkı veren sekiz adet Feynman diyagramı bulunmakta ve bu diyagramlar WWH bağlaşımını içermektedir. Bu diyagramlar Şekil 4.1'de gösterilmektedir.



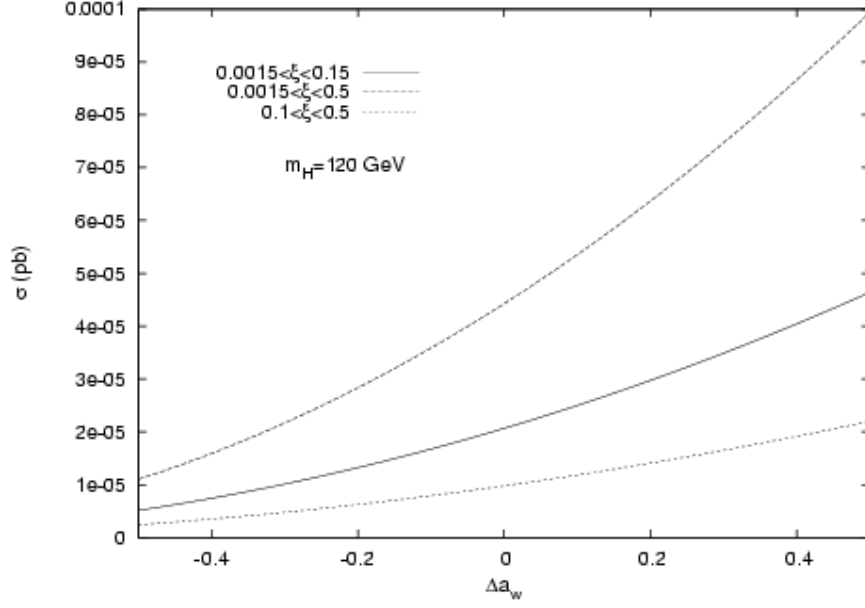
Şekil 4.1 $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ süreci için ağaç mertebesi Feynman diyagramları.

Standart model ötesi katkıları içeren, etkin lagranjiyen metodu ile elde edilmiş WWH etkileşmesi için köşe faktörü,

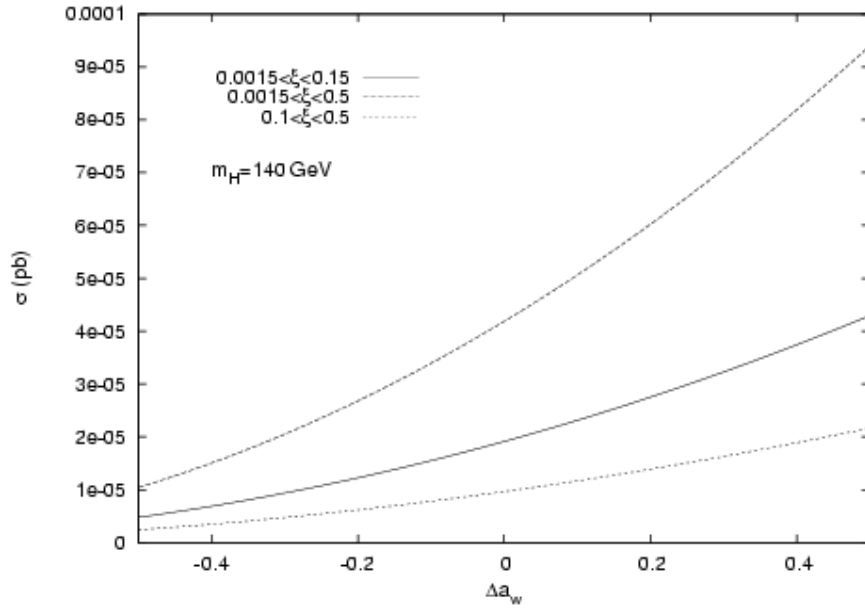
$$\Gamma_{\mu\nu}^W = i\tilde{g}_W \left[a_W g_{\mu\nu} + \frac{b_W}{m_W^2} (k_{2\mu} k_{1\nu} - g_{\mu\nu} k_1 k_2) + \frac{\beta_W}{m_W^2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (4.12)$$

şeklinindedir (Biswal et al. 2006, Choudhury and Mamta 2006, Piotrkowski 2001). Denklemden yer alan a_W, b_W, β_W anormal bağlaşım parametreleri olarak adlandırılır. Standart model için ilgili köşe faktörüne bakıldığında $a_W = 1$ olduğu, diğer parametrelerin ise sıfır olduğu görülür. Yapılan hesaplarda a_W yeniden parametrize edilerek $a_W = \Delta a_W + 1$ alınmıştır. Böylece standart modelde $\Delta a_W = 0$ dır (Şahin 2009).

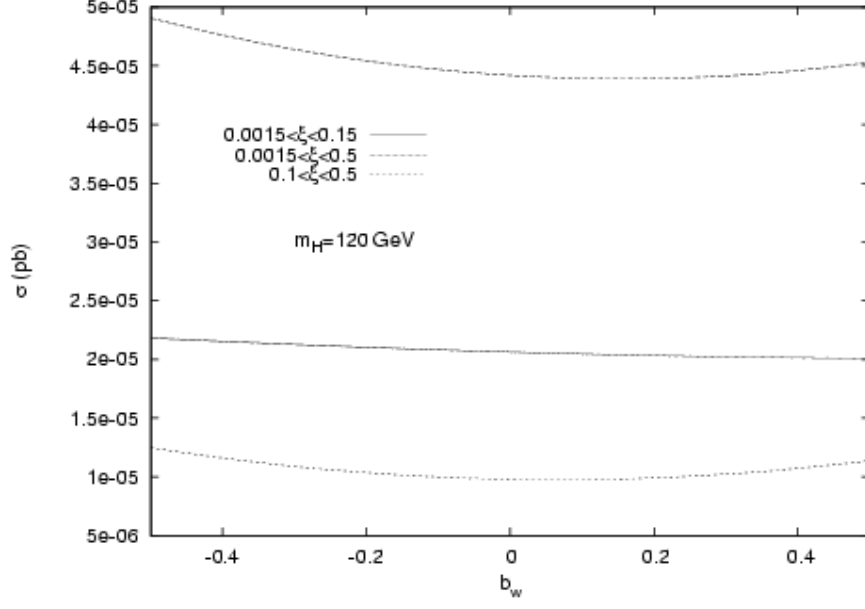
Bu tez çalışmasında LHC ileri detektör programı ile $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-H$ süreci için anormal WWH bağlaşımını incelenerek, $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ tesir kesiti hesabı yapılmıştır. Saçılma tesir kesitine standart model ötesi katkıların araştırılması için elde edilen tesir kesiti değerlerinin, anormal bağlaşım parametreleri ile ilişkisi incelenmiştir. Tesir kesiti hesabı yapılırken üç farklı ileri detektör akseptans değer aralığı göz önünde bulundurulmuştur. Bu değerler, $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ şeklindedir. LHC ileri detektör programında yer alan ATLAS ileri detektörü için detektör akseptansı $0.0015 < \xi < 0.15$ (Ryon et al. 2007, Albrow et al. 2009), CMS ve TOTEM detektörleri için ise $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ (Kepka and Ryon 2008) olduğundan, her bir değer için hesaplamalar yapılarak, ileri detektör akseptansının anormal bağlaşım parametreleri ile ilişkisi araştırılmıştır. Bunun yanı sıra Higgs kütesinin gerçek değeri tam olarak bilinmediğinden farklı bir Higgs kütlesi için de inceleme yapılmıştır. Burada Higgs kütlesi olarak parçacık fiziği laboratuvarlarında yapılmış olan deneyler sonucu belirlenmiş, Higgs kütesinin bulunması gerektiği aralık içerisinde yer alan, $m_H = 120\text{GeV}$, $m_H = 140\text{GeV}$ değerleri seçilmiştir.



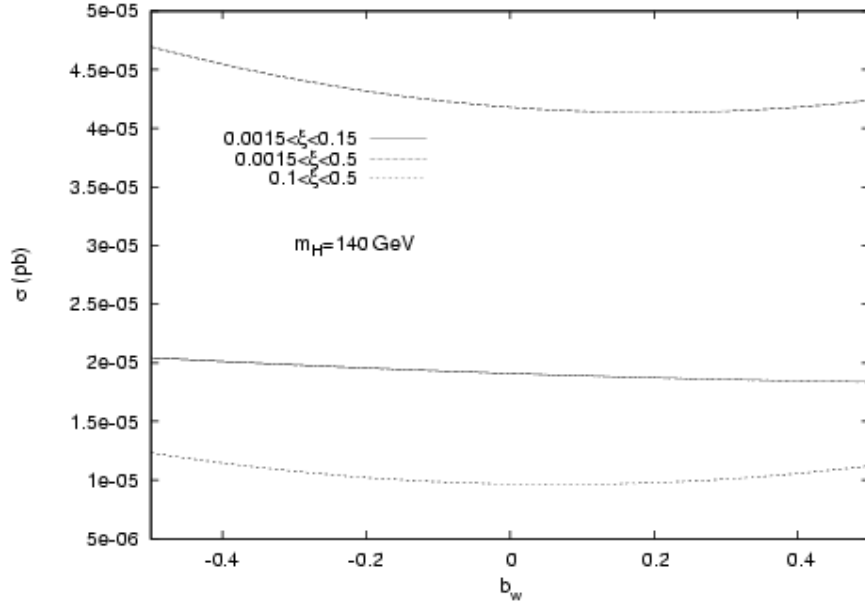
Şekil 4.2 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin Δa_w parametresine göre grafiği.



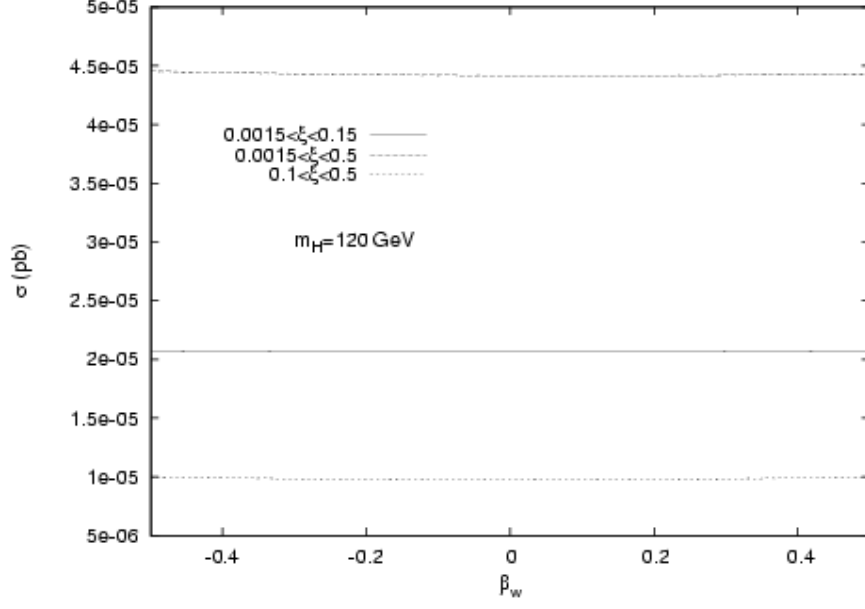
Şekil 4.3 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin Δa_w parametresine göre grafiği.



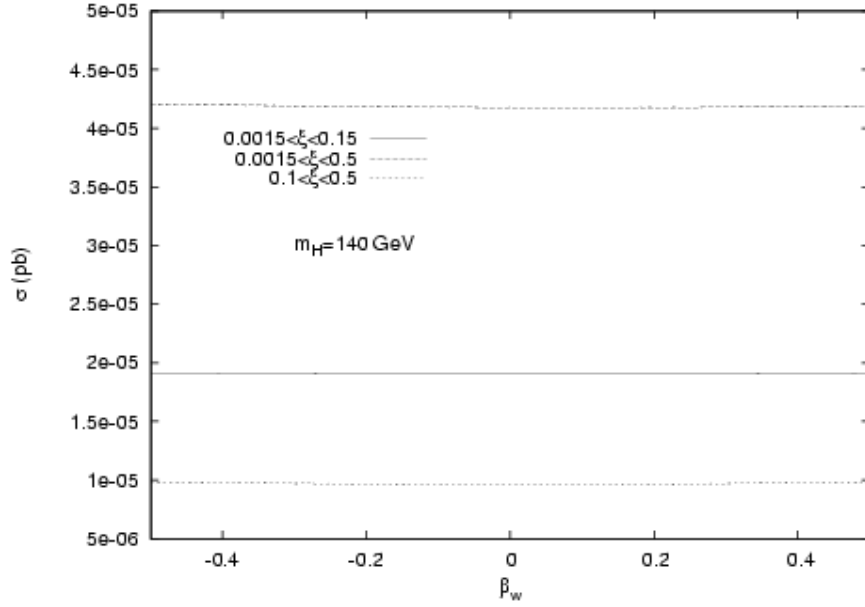
Şekil 4.4 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin b_w parametresine göre grafiği.



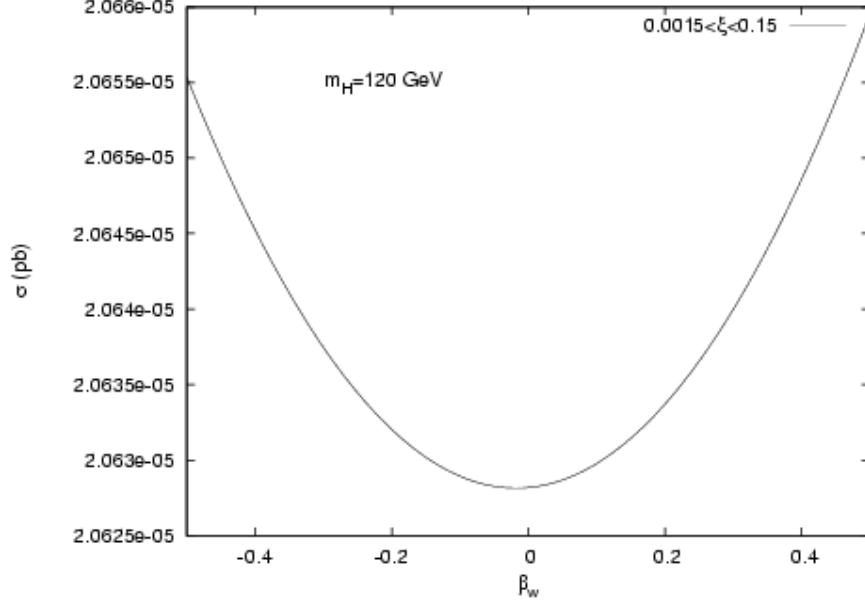
Şekil 4.5 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin b_w parametresine göre grafiği.



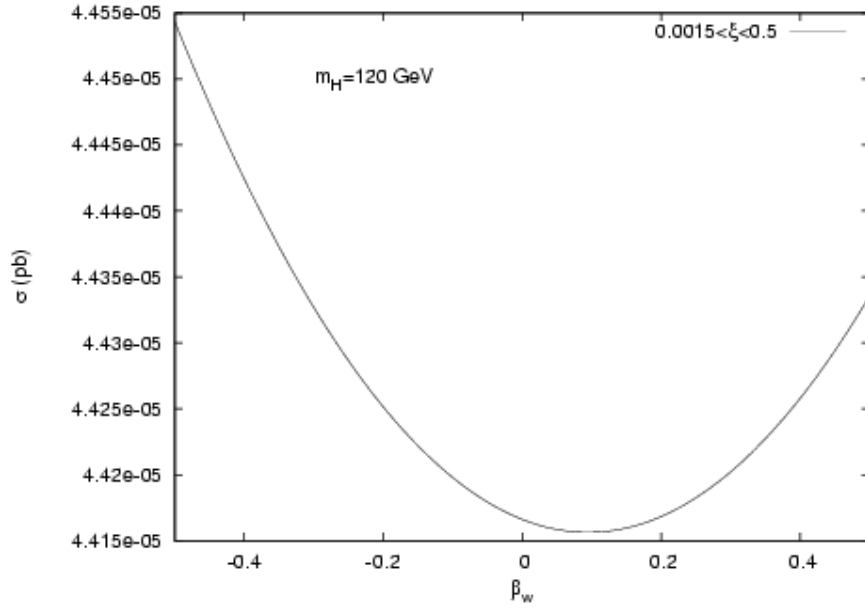
Şekil 4.6 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



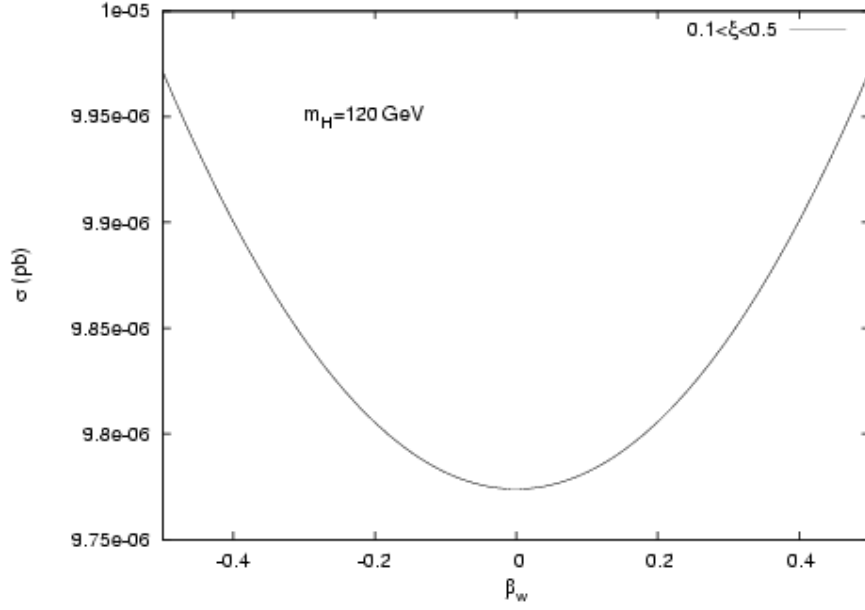
Şekil 4.7 $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değerleri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



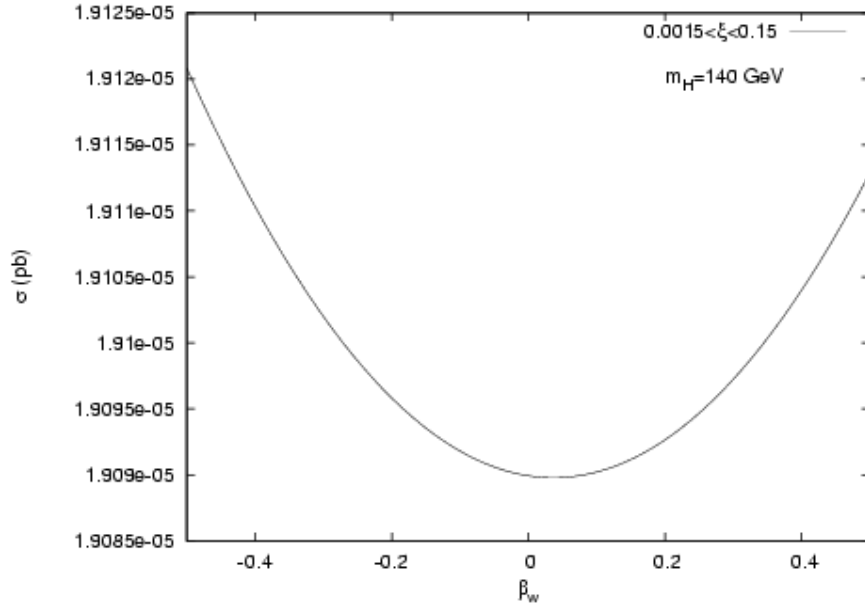
Şekil 4.8 $0.0015 < \xi < 0.15$ akseptans değeri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



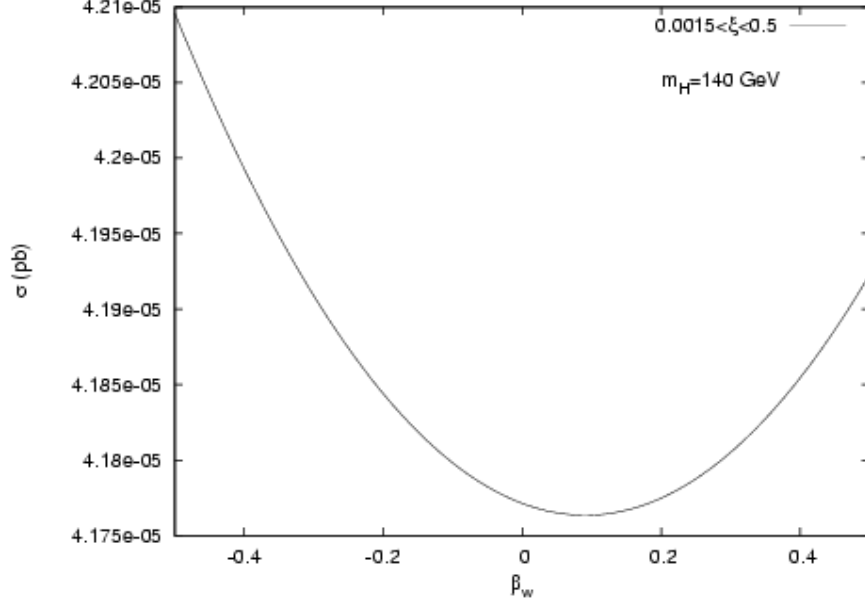
Şekil 4.9 $0.0015 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



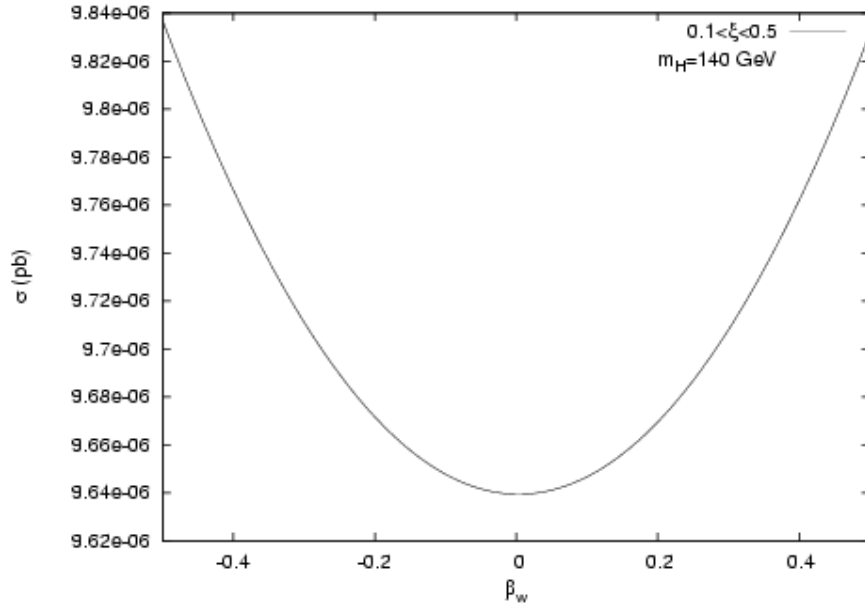
Şekil 4.10 $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 120 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



Şekil 4.11 $0.0015 < \xi < 0.15$ akseptans değeri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



Şekil 4.12 $0.0015 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.



Şekil 4.13 $0.1 < \xi < 0.5$ akseptans değeri ve $m_H = 140 \text{ GeV}$ için toplam tesir kesitinin β_w parametresine göre grafiği.

$pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ saçılma tesir kesitine standart model ötesi katkıların incelenmesi için çizilen grafiklerden ilki olan Şekil 4.2, Higgs bozonu kütle değeri 120 GeV olarak alındığında üç farklı ileri detektör akseptans değeri için toplam tesir kesitinin Δa_w parametresine göre grafiğidir. Burada $\Delta a_w = 0$ değerine karşılık, anormal etkileşmelerden gelen katkılar sıfır olacak ve standart model tesir kesitini verecektir. Grafik incelendiğinde anormal etkileşme parametresi olan Δa_w ile standart model ötesinden gelen katkıya en duyarlı akseptans değerinin $0.0015 < \xi < 0.5$ olduğu görülmektedir. Bu akseptans değer aralığı için Δa_w parametresine karşılık gelen tesir kesiti değeri ile standart model tesir kesiti arasında belirgin bir değişiklik mevcuttur. Akseptans değer aralığı $0.0015 < \xi < 0.15$ için grafik incelendiğinde Δa_w parametresi ile standart model ötesinden gelen katkıların daha az olduğu görülmektedir. Son olarak $0.1 < \xi < 0.5$ değerinin Δa_w parametresi ile gelen standart model ötesi katkılara en az duyarlı olduğu gözlemlenir.

Şekil4.3 Higgs bozon kütle değeri 140 GeV ve ileri detektör akseptansı $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ değerleri için Δa_w parametresinin tesir kesiti ile olan ilişkisini göstermektedir. Şekil 4.3 de yer alan grafiklerin incelenmesi Şekil 4.2 ile benzerlik gösterir. Ancak bu grafiklerin birlikte incelenmesi ile Higgs kütle değeri Δa_w parametresi ile gelen standart model ötesi katkılar üzerindeki etkisi incelenebilir. Üç ileri detektör akseptans değer aralığı için Δa_w parametresine karşılık gelen tesir kesiti değerleri, her iki Higgs kütle değeri içinde yaklaşık aynıdır. Buradan çıkarılabilecek sonuç Higgs kütle değeri anormal bağlaşım parametresi olan Δa_w ile tesir kesiti arasındaki değişim üzerinde etkili olmadığıdır.

Şekil 4.4 grafikleri Higgs bozonu kütle değeri 120 GeV ve ileri detektör akseptansı $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ değerleri için b_w anormal bağlaşım parametresinin saçılma tesir kesiti üzerindeki etkisini göstermektedir. Şekil 4.4 yer alan üç grafik için $b_w = 0$ değerine karşılık gelen değerler, standart model tesir kesitidir. Grafikler incelendiğinde akseptans değeri $0.0015 < \xi < 0.5$ için b_w değerinin sıfırdan küçük değerleri için tesir kesitinin anormal bağlaşım parametrelerine duyarlılığı oldukça artmaktadır. Ancak aynı akseptans değer aralığı için b_w değeri sıfırdan büyük değerleri için bu hassasiyet azalmakta ve $0.1 < \xi < 0.5$ değeri için standart model ötesinden gelen katkılara

yaklaşmaktadır. Anormal bağlaşım parametresi b_w etkisine en az duyarlı akseptans değeri ise $0.0015 < \xi < 0.15$ değeridir.

Şekil 4.5 grafikleri Higgs kütleinin 140 GeV ve ileri detektör akseptansı $0.0015 < \xi < 0.15$, $0.0015 < \xi < 0.5$, $0.1 < \xi < 0.5$ değerleri için b_w anormal bağlaşım parametresinin tesir kesiti ile ilişkisini göstermektedir. Şekil 4.5 de yer alan üç grafik Şekil 4.4 grafikleri aynı biçimde incelenebilir. Şekil 4.5 ve Şekil 4.4 kıyaslanarak ise Higgs kütleinin, b_w parametresi ile standart model ötesinden gelen katkı üzerindeki etkisi tartışılabilir. Şekil 4.5 de çizilen grafiklerde b_w ya karşılık gelen toplam tesir kesiti değerleri, Higgs kütleisi 120 GeV olduğu duruma göre azalmıştır. Ancak $b_w = 0$ durumuna karşılık gelen standart model tesir kesitinin de azalması ile birlikte, b_w anormal bağlaşım etkileri üzerinde Higgs kütleisi etki göstermemektedir.

Şekil 4.6 ve Şekil 4.7’de, anormal bağlaşım sonucunu gelen katkıların çok küçük bir aralıkta değişmesi nedeniyle üç farklı grafiğin birlikte gösterilmesi incelemeyi zorlaştırmıştır. Bu sebeple her bir akseptans değeri ve iki farklı Higgs kütleisi değeri için β_w , tesir kesiti grafikleri tek tek verilmiştir.

Şekil 4.8, Şekil 4.9, Şekil 4.10 grafikleri birlikte incelendiğinde ileri detektör akseptansı $0.1 < \xi < 0.5$ aralığında bulunduğunda, β_w parametresine göre duyarlılık en fazladır. β_w parametresine göre hassasiyetin en az olduğu akseptans değer aralığı ise $0.0015 < \xi < 0.15$ olduğu bölgedir.

Higgs kütleinin β_w parametresi ile gelen standart model ötesi katkılar üzerindeki etkisini araştırabilmek için çizilen Şekil 4.11 grafiği incelendiğinde, $m_H = 140$ GeV ve $0.0015 < \xi < 0.15$ akseptans değer aralığı için, β_w parametrelerine karşılık gelen tesir kesiti değerleri $m_H = 120$ GeV olduğu duruma göre azalmıştır ve standart model ötesinden gelen katkılarda değişmiştir.

Şekil 4.12, $m_H = 140$ GeV ve ileri detektör akseptans değer aralığı $0.0015 < \xi < 0.5$ olduğu durum için tesir kesitinin β_w parametresine göre değişimini incelemeye yardımcı olacaktır.

Akseptans değer aralığı $0.0015 < \xi < 0.5$ olduğunda yapılan incelemeler Şekil 4.9 dan farklı olmayacaktır. Higgs kütlesi 120 GeV olduğu durum da β_w parametresine karşılık gelen toplam tesir kesiti değerinin, $m_H = 140$ GeV olduğunda azaldığı görülür. Ancak standart model ötesinden gelen katkılar üzerinde Higgs kütlesinin değişimi bir etki göstermemiştir.

Şekil 4.13 $m_H = 140$ GeV ve ileri detektör akseptans değeri $0.1 < \xi < 0.5$ olduğu durumu anlatmaktadır. Bu grafik ile Şekil 4.10'da yer alan grafik karşılaştırıldığında Higgs kütlesindeki değişimin β_w parametresi ile standart model ötesinden gelen katkılarını değiştirmediği görülür.

BÖLÜM 5

SONUÇ

Bu tez çalışmasında etkin lagranjiyen metodu ile anormal WWH, ZZH ve γH köşeleri incelenmiştir. Bununla birlikte yüksek enerjili $\gamma\gamma$ çarpışması için $\gamma\gamma \rightarrow W^+ H W^-$ sürecindeki WWH bağlaşımları dikkate alınarak, anormal bağlaşım parametreleri olan Δa_w , b_w , β_w için duyarlılık incelenmiştir. Ulaşılan sonuçlara göre ayar alanlarının Higgs skaler bozonu ile bağlaşımlarına standart model ötesinden gelen katkı, Δa_w , b_w , β_w içeren benzer bir ifadeye dönüşmektedir. Anormal Higgs bağlaşımları ile elde edilen düzeltmelerin LHC deney koşulları altında etkisini gözlemek ve bu enerji seviyeleri için anormal bağlaşım parametrelerine olan duyarlılığı tespit etmek amacı ile $pp \rightarrow pW^+W^-Hp$ süreci için çeşitli tesir kesiti hesapları yapılmıştır. Elde edilen tesir kesiti değerlerinin Δa_w , b_w , β_w parametreleri ile olan ilişkisi incelenmiştir.

Δa_w parametresine olan duyarlılık Higgs kütlesi 120 GeV ve akseptans değer aralığı $0.0015 < \xi < 0.5$ olduğunda en yüksektir. Akseptans değer aralığı $0.0015 < \xi < 0.15$ için Δa_w parametresi ile standart model ötesinden tesir kesitine gelen katkıların daha az olduğu görülmektedir. Son olarak $0.1 < \xi < 0.5$ değerinin Δa_w parametresi ile gelen standart model ötesi katkılara en az duyarlı olduğu gözlemlenir. Higgs kütlesi değiştirilerek 140 GeV olarak alınması Δa_w parametresine olan duyarlılığı değiştirmemiştir.

Akseptans aralığı $0.0015 < \xi < 0.5$ ve $m_H = 120$ GeV iken b_w değerinin sıfırdan küçük değerleri için tesir kesitinin anormal bağlaşım parametrelerine duyarlılığı oldukça artmaktadır. Ancak aynı akseptans değer aralığı için b_w değerinin sıfırdan büyük değerleri için bu hassasiyet azalmakta ve $0.1 < \xi < 0.5$ değeri için standart model ötesinden gelen katkılara yaklaşmaktadır. Anormal bağlaşım parametresi b_w etkisine en az duyarlı akseptans değeri ise

$0.0015 < \xi < 0.15$ değeridir. Bununla birlikte Higgs kütlesini değiştirmek tesir kesiti değerini azaltmış olsa da, standart model ötesinden gelen katkıyı değiştirmemiştir.

Anormal bağlaşım sabiti β_w için en duyarlı ölçümler $m_H = 120$ GeV için, akseptans değer aralığı $0.1 < \xi < 0.5$ olduğunda geręekleřmektedir. β_w parametresine göre hassasiyetin en az olduğu akseptans değer aralığı ise $0.0015 < \xi < 0.15$ olduğu bölgedir.

Üç anormal bağlaşım parametresi birlikte incelendiğinde her biri farklı akseptans değer aralığında duyarlı olmuştur. Bununla birlikte standart model ötesinden gelen katkı, Δa_w parametresi için akseptans değer aralığını $0.0015 < \xi < 0.5$ aldığımızda en belirgin olarak hissedilmektedir.

KAYNAKLAR

- Albrow M G and FP420 R and D Collaboration** (2009) *The FP420 R&D Project: Higgs and New Physics with forward protons at the LHC*. JINST 4, T10001 arXiv:hep-ph/0107113.
- Buchmüller W and Wyler D** (1986) Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation. *Nucl. Phys. B*, 268; 621-653.
- Choudry D and Mamta** (2006) Anamolous Higgs couplings at an $e\gamma$ collider. *Phys. Rev. D* 74, 115019.
- Dutta S, Hagiwara K and Matsumoto Y** (2008) Measuring the Higgs-Vector boson Couplings at Linear Collider. *Phys.Rev. D*78,115016, arXiv:0808.0477 [hep-ph].
- Greiner W and Müller B** (2000) *Gauge theory of weak interactions*. Springer, Germany, 402 p.
- Griffiths D** (1987) *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons Inc., Toronto, 392 p.
- Hagiwara K and Stong M L** (1994) Probing the Scalar Sector in $e^+e^- \rightarrow f f^{-1}H$. *Z. Phys. Rev. C*62, pp. 99-108.
- Kepka O and Royon C** (2008) Anomalous $WW\gamma$ coupling in photon-induced processes using forward detectors at the LHC. *Phys. Rev. D* 78, 073005, arXiv:0808.0322 [hep-ph].
- Particle Data Group** (2010) Rewiew of particle physics. *J. Phys. G Nuclear and particle Physics* 37, 075021.
- Piotrkowski K** (2001) Tagging Two-Photon Production at the LHC, *Phys. Rev. D*63,071502, arXiv:hep-ex/0009065.
- Royon C and RP220 Collaboration** (2007) *Project to install roman pot detectors at 220 m in ATLAS*, Proceedings for the DIS 2007 workshop, Munich, arXiv:0706.1796 [physics.ins-det].

KAYNAKLAR (devam ediyor)

Salam A (1968) *Elementary Particle Theory*. ed. Svartholm, N., Almquist and Wiksell, Stockholm, 367 p.

Şahin B (2009) Anomalous WWH couplings in $\gamma\gamma$ collision with initial beams and final state polarizations, *J. Phys. G* 36,025012, arXiv:0808.0842v2 [hep-ph].

Şahin İ and Billur A A (2011) Anomalous $WW\gamma$ couplings in γp collision at the LHC. *Phys. Rev. D* 83, 035011, arXiv:1101.4998v1 [hep-ph].

Weinberg S (1967) A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* , 19: 1264-1266.

ÖZGEÇMİŞ

Eda KARAKÖSE 1988'de Ankara'da doğdu; ilk ve orta öğrenimini aynı şehirde tamamladı; Ankara Mamak Anadolu Lisesi'nden mezun olduktan sonra 2005 yılında Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi; 2009'da "iyi" derece ile mezun olduktan sonra 2009 yılında ZKÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak göreve başladı; halen 2009 yılında girdiği ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans programını sürdürmektedir.

ADRES BİLGİLERİ

Adres: Zonguldak Karaelmas Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
ZONGULDAK

Tel: (0372)2574010 / 1212

E-posta: eda.karakose@yahoo.com

Eda KARAKÖSE