

**T.C.
KASTAMONU ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HVV KÖŞESİNİN ANORMAL ETKİLEŞMELİ SÜREÇLERDE
İNCELENMESİ**

HUDA BASHIR R. FATHALLAH

**Danışman
Jüri Üyesi
Jüri Üyesi**

**Prof. Dr. Ahmet Tolga TAŞCI
Prof. Dr. Özgür ÖZTÜRK
Prof. Dr. Şükrü ÇELİK**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANA BİLİM DALI**

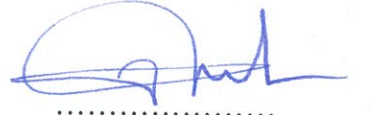
KASTAMONU – 2018

TEZ ONAYI

HUDA BASHIR R. FATHALLAH tarafından hazırlanan "HVV Köşesinin Anormal Etkileşmeli Süreçlerde İncelenmesi" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde savunulmuş ve oy birliği ile Kastamonu Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Ana Bilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman

Prof. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI
Kastamonu Üniversitesi



Jüri Üyesi

Prof. Dr. Özgür ÖZTÜRK
Kastamonu Üniversitesi



Jüri Üyesi

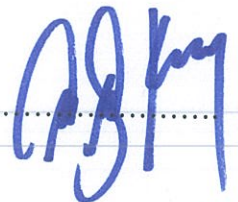
Prof. Dr. Şükrü ÇELİK
Sinop Üniversitesi



06/04/2018

Enstitü Müdür V.

Doç. Dr. Mehmet Altan KURNAZ



TAAHHÜTNAME

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildirir ve taahhüt ederim.

Huda Bashir R. FATHALLAH



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

HVV KÖŞESİNİN ANORMAL ETKİLEŞMELİ SÜREÇLERDE İNCELENMESİ

HUDA BASHIR R. FATHALLAH

Kastamonu Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI

Anormal etkileşmelerde HVV($V = Z\gamma$) köşelerinin Standart Model Ötesi yeni fiziğe etkisinin Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki (LHC) etkileri araştırılmıştır. Sonuçta, anormal etkileşmelerin LHC'deki mevcut deneysel verileri iyileştirdiği gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Anormal etkileşim, HVV, standart model

2018, 34 sayfa

Bilim Kodu: 202

ABSTRACT

MSc. Thesis

THE INVESTIGATION OF HVV VERTEX IN ANOMALOUS COUPLING

HUDA BASHIR R. FATHALLAH

Kastamonu University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ahmet Tolga TAŞÇI

The effects on the Large Hadron Collider (LHC) of the new physics beyond the Standard Model effect of HVV in anomalous couplings have been examined. As a result, it has been observed that anomalous couplings improve existing experimental data in LHC.

Key words: Anomalous couplings, HVV, standard model

2018, 34 pages

Science Code: 202

TEŐEKKÖR

Bu tez çalışması boyunca bana destek veren herkese minnettarım. Onların yönlendirmeleri ve dostça tavsiyeleri için teőekkör ediyorum. Tez çalıőmasını iyileőtirmek için harcadığı zaman ve yardımlarından dolayı tez danışmanım Prof. Dr. Ahmet Tolga TAŞCI'ya ayrıca teőekkör ederim. En önemlisi de bana kesintisiz destek olan ve çalıőmalarımı sürekli destekleyen aileme ve eőime son derece minnettar olduğumu ifade etmek istiyorum.

Huda Bashir R. FATHALLAH
Kastamonu, Nisan, 2018

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
TABLOLAR DİZİNİ	x
RESİMLER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	2
2.1. Temel Parçacıklar.....	3
2.1.1. Fermiyonlar.....	3
2.1.1.1. <i>Leptonlar</i>	3
2.1.1.2. <i>Kuarklar</i>	4
2.1.2. Bozonlar.....	5
2.2. Kuarkların Hapsedilmesi.....	6
2.3. Gluonlar ve Renk.....	7
2.4. Feynman Diyagramları.....	8
2.4. Elektrozayıf Simetri Kırınımı.....	9
2.4. Kuantum Elektrodinamiği	10
3. PARÇACIK HIZLANDIRICILAR VE BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC).	13
3.1. Kompakt Müon Solenoiti (CMS).....	15
4. HIGGS BOZONUNUNA AİT ETKİN ETKİLEŞMELER.....	17
4.1. $H\gamma\gamma$, HZZ ve $H\gamma Z$ BAĞLAŞIMLARI.....	17
5. HVV KÖŞESİNİN İNCELENMESİ	19
6. SONUÇ	30
KAYNAKLAR	31
ÖZGEÇMİŞ	34

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

CERN	:	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMS	:	Kompakt Müyon Selenoidi
DESY	:	Alman Elektron Sinkrotronu
EKAL	:	Elektromanyetik Kalorimetre
FNAL	:	Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
GUT	:	Büyük Birleşim Teorisi
HKAL	:	Hadronik Kalorimetre
KEK	:	Japonya Hızlandırıcı Merkezi
KKD	:	Kuantum Krodinamiği
LHC	:	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LINAC	:	Doğrusal Hızlandırıcı
MSSM	:	Süpersimetri ve Minimal Süpersimetrik Standart Model
PS	:	Proton Sinkrotronu
QED	:	Kuantum Elektrodinamiği
SLAC	:	Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi
SM	:	Standart Model
SMÖ	:	Standart Model Ötesi
SPS	:	Süper Proton Sinkrotronu
W	:	W bozonu
Z	:	Z bozonu

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Kuarkların renk yükleri.....	8
Şekil 2.2. Elektron-Elektron (moller) Saçılımı için Feynman diyagramları: (a) ikinci dereceden diyagram (iki tepe); (b-j) dördüncü dereceden diyagramlar	9
Şekil 2.3. Basite indirgenen Feynman diyagramı	11
Şekil 2.4. İki elektronun etkileşime girmesiyle oluşan diyagram	11
Şekil 2.5. Zamanda geriye doğru giden parçacığa karşılık gelen anti parçacığa ait diyagram.....	12
Şekil 2.6. İki köşe kullanılarak elde edilen diyagramlar	12
Şekil 2.7. Aynı yüklü parçacıklar için Feynman diyagramı.....	13
Şekil 3.1. Çarpıştırılan parçacıkların kademeli hızlandırılma süreçleri.....	17

TABLolar DİZİNİ

	Sayfa
Tablo 2.1. Leptonların sınıflandırılması	3
Tablo 2.2. Kuarkların sınıflandırılması	4
Tablo 2.3. Bozonlar	5

RESİMLER DİZİNİ

	Sayfa
Resim 3.1. CERN’de bulunan LHC halkası	14
Resim 3.2. Kompakt Müon Solenoiti (CMS)	15

1. GİRİŞ

İnsanlık ilk günlerden beri evreni tanıma isteği ile karşı karşıyadır. Her dönemde evrenin işleyişini araştıran, bu konuda düşünceler geliştiren düşünürler ve araştırmacılar olmuştur. Bu araştırmalar kimi zaman evrenin en uzaktaki gök cisimlerini araştırırken öbür yandan etrafındaki cisimleri inceleme üzerine yoğunlaşmıştır. Birçok ünlü fizikçi tüm cisimleri oluşturan ana madde fikrine odaklanmış ve bu konuda çeşitli fikirler ortaya çıkarmışlardır [1].

Sonraki dönemlerde ise maddenin parçalanması mümkün olmayan en küçük yapıtaşının atom olduğu fikri ortaya atılmıştır. 1900'lü yıllarda maddenin en küçük biriminin atom olduğu fikri, gelişen teknoloji ve görüntüleme yöntemleri sayesinde güncellenmiştir. Bu sayede atomun çeşitli deney yöntemleri ile parçalanabileceği düşüncesi bilim camiasında kabul görmeye başlamıştır. Günümüzde atomun basit bir küreden ibaret olmadığı, atom çekirdeği, elektron, proton, nötron, kuark, nötrino, lepton ve bozona kadar atoma ait yapı taşları ortaya çıkarılmıştır [2].

İlk dönemlerdeki atoma ait bölünemeyen en küçük birime ulaşabilme isteği ve çabası, gelişen teknoloji ve yöntemlerin de yardımıyla devam etmektedir. Günümüzde, parçacıklar yüksek hızlara çıkartılarak çarpıştırılır ve bu sayede parçalandıklarında ortaya çıkacak parçaların maddeye ait temel yapıtaşı olup olmadıkları incelenmektedir. Bu işlemin gerçekleştirilebilmesi amacıyla, yüksek elektrik alan yardımıyla hızlandırılan tanecikler manyetik alan vasıtasıyla odaklanıp çarpıştırılarak, meydana gelen parçalar incelenmeye çalışılmaktadır. Bu deney için oldukça büyük parçacık hızlandırıcıları yapılmaktadır. Bugün, bu deney düzeneklerine örnek olarak CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi), FNAL (Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı), DESY(Alman Elektron Sinkrotronu), KEK (Japonya Hızlandırıcı Merkezi) gibi parçacık hızlandırıcı merkezleri kurulmuştur [1,2].

2. STANDART MODEL

1940'lı yıllarda parçacık hızlandırıcısı teknolojisinin gelişmesi ile hız kazanan maddenin iç yapıtaşının incelenmesi esasında 1900 yılında Max Planck'ın ilk kuantum makalesiyle başlamıştır. Bu gelişmelerle, maddenin en temel yapıtaşını bulma çabası bizi Standart Model(SM)'e ulaştırmıştır. Bu modelin esasında, onlarca parçacık ve karmaşık olan parçacık etkileşimlerini bazı parçacık ve etkileşimleri kullanarak açıklamaktadır. SM, evreni anlama ve evreni oluşturan en temel yapıtaşına ulaşabilme çabasının bir sonucu olarak ortaya çıkmış ve geniş bir araştırmacı gurubu tarafından benimsenmiş ve teorik eksiklikleri giderilegelmiştir. SM'de temel parçacıklar bozonlar ve fermiyonlar olarak iki gruba ayrılırlar.

Doğada, dört ana kuvvet temel etkileşimleri oluşturur. Bunlar; Kütle Çekim, Elektromanyetik, Güçlü ve Zayıf Kuvvetler'dir. Bunlardan en güçlüsü güçlü kuvvet iken en zayıfı ise kütleçekim kuvvetidir. Bu kuvvetlerin şiddetleri hususunda, eğer güçlü kuvvetin şiddetini 10 olarak gösterilecek olursa, elektromagnetik kuvvetin şiddeti 10^{-2} , zayıf kuvvetin şiddeti 10^{-13} ve kütleçekim kuvvetinin şiddeti 10^{-42} şeklinde sıralanabilir. Kütleçekim ve elektromagnetik kuvvet sonsuz menzilli kabul edilirken, güçlü ve zayıf kuvvetlerin sadece çok kısa mesafelerde etkili olduğu söylenebilir. Standart Model bu kuvvetlerden yalnızca kütle çekim kuvveti hariç diğer kuvvetleri açıklayabilmektedir. Standart Model parçacıkların birbirleri ile olan etkileşimlerini açıklamaktadır [3].

Standart Model kullanışlı olmasının yanında eksiklikleri de olan bir modeldir. Temel eksikliklerden bazıları; modelin ihtiva ettiği serbest parametreler konusunda kesin açıklama yapamaması, kuvvetlerin arasında bulunan farka ait kaynağı açıklayamaması ve daha önce de bahsettiğimiz modelin kütle çekim kuvvetini içine alacak şekilde güncellenememiş olmasıdır [4].

Standart Modele ait bu sorunların çözülebilmesi için Standart Model Ötesi (SMÖ) olarak adlandırılan modellemeler ortaya atılmıştır. Bu modellemeler, Ekstra Boyutlar, Süpersimetri ve Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), Teknirenk, Sicim Teorisi, Kompozitlik ve Büyük Birleşim Teorisi (GUT) olarak

adlandırılabilirler. SMÖ olarak adlandırılan bu modellemelerin denemesi, hızlandırıcılardan elde edilen verilerin incelenmesi ile mümkün olabilir [2].

2.1. Temel Parçacıklar

Standart Modelde doğada bulunan tüm cisimler üç temel parçacıktan oluşmaktadır. Bu parçacıklar, kuantum mekaniksel bir özellik olan spin özelliklerine göre, Fermiyonlar ve Bozonlar olarak iki grupta incelenmektedir.

2.1.1. Fermiyonlar

Fermiyonlar, Fermi-Dirac istatistik kuralına uyan ve buçuklu ($1/2 \hbar, 3/2 \hbar \dots$) spin kuantum sayısına sahip parçacıklardır. Aynı kuantum durumunda bulunamayan fermiyonlar, madde için çeşitliliği ortaya çıkarmak için asimetri oluştururken bu sebepten dolayı maddesel parçacık olarak da adlandırılırlar. Fermiyonlar ise kuark ve leptonlar olarak iki farklı grupta incelenirler.

2.1.1.1. Leptonlar

Kütleleri çok küçük olan leptonlar, nötr ve yüklü olmak üzere iki grupturlar ve doğada yalnız olarak bulunabilirler. Pozitronyum ya da atomun oluşumunda sorumlu iken, etkileşime girmeyen nötr leptonların algılanması zordur. Bilinen lepton tipleri Tablo2.1 de özetlenmiştir.

Tablo 2.1. *Leptonların sınıflandırılması*

	Leptonlar	Yük (q)	Kütle
1. Nesil	Elektron (e^-)	-1	0.51 MeV
	Elektron Nötrinosu (ν_e)	0	0
2. Nesil	Müon (μ^-)	-1	105.65 MeV
	Müon Nötrinosu (ν_μ)	0	0
3. Nesil	Tau (τ^-)	-1	1776.86 MeV
	Tau Nötrinosu (ν_τ)	0	0

Elektron ve elektron nötrinosu ilk nesil elektronik leptonları olarak adlandırılır. En küçük kütleli ve en istikrarlı lepton elektrondur. Müonik olarak adlandırılan ikinci nesil leptonlar müon ve müon nötrinosudur. Tau ve tau nötrinosu ise üçüncü nesil leptonlardır [5].

Leptonlar renk kuantum sayısı taşımamasından dolayı kuvvetli etkileşimlerde bulunmazlar. Yüksüz olan nötrinolar zayıf etkileşimde bulunurken e^- , μ^- , τ^- olan yüklü leptonlar elektromanyetik ve zayıf etkileşimlere girmezler [6].

2.1.1.2. Kuarklar

1964 yılında birbirleriyle ilişkisi olmaksızın Murray Gell-Mann ve George Zweig tarafından, hadron çarpıştırıcılarının yapısını açıklamak için öne sürülen kuarklar, kütlesi ve yükü olan parçacıklardır. Mezonlar baryonlar gibi kuarklara göre büyük kütleli hadronlar kuarkların farklı parçacıklar ile bir araya gelmesi sonucu oluşur. Nötron ve proton bu birleşimlerin en yaygın bilinen ve en kararlılarıdır [7].

Kuarklar; yukarı (up, u), aşağı (down, d), üst (top, t), alt (bottom, b), acayip (strange, s) ve tılsımlı (charm, c) olarak altı türdedir [8]. Renk yükü, kütle ve Elektrik yükü barındıran kuarklar, dört ana kuvvetinin tümüyle etkileşebilen tek parçacık grubudur. Herbir kuarka, bazı özellikleri kuarklar ile aynı özellikte olup zıt yönlü olan bir antikuark karşılık gelmektedir [9].

Tablo 2.2. Kuarkların sınıflandırılması

	Yukarı (up) u	Aşağı (down) d	Tılsım (charm) c	Acayip (strange) s	Üst (top) t	Alt (bottom) b
Kütle	2.2 MeV	4.7 MeV	1.27 GeV	96 MeV	173.21 GeV	4.18 GeV
Spin	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Yük	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3

Kuarkların $q_i, i = 1, 2, 3$ olacak şekilde üç renk türü ve serbestlik derecesi bulunmaktadır. Renk serbestlik derecesi olmadığından kuarklar, renk hapsine

yakalanır ve tek başlarına izole edilemez, bu sebeple doğrudan görüntülenemezler. Kuarkların sadece, renksiz kompozit hadronların içerisinde hapsedilerek bulunabilmesi mümkündür [10]. Buna örnek olarak üç kuarktan oluşan (qqq) bir fermiyon olan baryonların veya bir kuark ve bir antikuarktan oluşmuş olan mezonların gözlenmesi ile kuarklar ile ilgili bilgilere ulaşılmıştır.

2.1.2. Bozonlar

Bose-Einstein İstatığı'ne uyarak, dalga fonksiyonlarının çift oluşundan ötürü aynı durumda birden fazla bulunamayan ve spin kuantum sayıları tam sayı ($0\hbar, 1\hbar, 2\hbar, \dots$) olan parçacıklara bozonlar denir. Bu durum, daha büyük yani toplam spini bir tam sayı olan oluşumların toplanmasına olanak tanımaktadır. Kuvvet taşıyıcı parçacıklar olan bozonlar, ara parçacık olarak da bilinirler. Temel kuvvetler sayesinde parçacıkların etkileşime girebilmesine olanak tanıyan bozonlar, ara parçacık olarak; elektromanyetik etkileşimde foton, zayıf etkileşime için W^+, W^- ve Z bozonları, ayrıca güçlü etkileşimde sekiz tipi olan gluonlardır.

Tablo 2.3. *Bozonlar*

BOZONLAR (Spin=0,1,2,...)			
Parçacık İsmi	Kütle (Gev/c²)	Elektrik Yükü	Spin
Foton (γ)	0	0	1
W^-	80.385	-1	1
W^+	80.385	+1	1
Z^0	91.187	0	1
Gluon (g)	0	0	1

Bozon özelliği gösteren diğer bir parçacık ise elektrik ve renk yüküne sahip olmayan ve maddeyi bir arada tutan Higgs bozondur. SM, fermiyonların kütle kazanımlarını Higgs bozonu fikrini ortaya atmıştır. SM, temel parçacıkların evrenin her noktasında

mevcudiyetini sürdüren Higgs kuantum alanı ile etkileşerek kütle kazandıklarını öne sürmüştür [2].

2013 yılında Nobel Fizik Ödülü'ne, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) dâhilindeki ATLAS ve CMS deneyleri ile varlığı kanıtlanan Higgs parçacığı sayesinde François Englert ve Peter Higgs layık görülmüştür [11].

2.2. Kuarkların Hapsedilmesi

Bütün hadronların kuarkları içerdiği gibi serbest kuarkların da varlığını düşünmek mantıklı görülmektedir. Kesirli elektrik yüklerinden dolayı serbest kuarkları ortaya çıkarmak kolay gözükür. Herhangi bir kesirli yük değişik sayıdaki elektronlar veya protonlar tarafından nötralize edilemez. Şayet bir yağ damlasının tek bir kuark içerdiğini söylersek bu yağ damlasının yükünün kesirli olduğu anlamına gelecektir. Yağ damlasıyla yapılan deneyler elektronun yükünü tanımlamak için daha önce düşünülmüştü. Şu anda uzmanların çoğu doğanın, kuarkların serbest halde bulunmasına izin vermediği görüşünde hemfikirdirler.

Kuarklar hiç şüphesiz hadronların içindedirler. Bu teori, yüksek enerjili elektronlar kullanılarak yapılan nükleonların iç kısımlarının doğrudan araştırma çalışmaları ile kanıtlanmıştır. Bu teoriye göre elektronlar hadronların içerisinden $+2/3$ ve $-1/3$ yüklerine $1/2$ spine sahip nokta benzeri parçacıklar tarafından saçılırlar.

Derin ve esnek olmayan saçılmaya uğrayan elektron, momentumu ve enerjisini değiştirir. Bunların bir kısmını bir kuarka aktarır. Bu olay Rutherford'un laboratuvarında gözlenen, atom çekirdeğinin varlığını kanıtlayan deneyle aynıdır.

Kuarkların hadronların içinde var oldukları açıkça görülmektedir, fakat onları serbest hale geçirmek imkânsızdır. Elektronla çarpışması sırasında enerji alan bir kuark serbest bir parçacık olarak nükleon dışına çıkamaz, fakat bunun yerine enerjisini kuark-anti kuark çiftleri oluşturarak harcar. Örneğin; yeni hadronlar oluşur. İşte bu olaya 'kuarkların hapsedilmesi' denir [12].

2.3 Gluonlar ve Renk

Kuarklar ve anti kuarklar tarafından meydana getirilen ve onlar üzerinde etkili olan güçlü kuvvet alanına 'Gluon Alanı' adı verilir. Bu alanın uyarılmış kuantasını teşkil eden parçacıklara 'gluonlar' adı verilir ve genellikle g harfi ile gösterilir.

Fotonlar elektromanyetik alanda ne ise gluonlar da gluon alanında öyledir. Gluonlar fotonlar gibi $J=1$ spinine sahiptir ve fotonlarda olduğu gibi negatif pariteye sahiptirler. Spini 1 olan ve negatif pariteli parçacıklar vektör parçacıklar olarak adlandırılır. Çünkü dalga fonksiyonları uzay vektörlerinde olduğu gibi dönme ve yansıma altında değişim gösterir.

Fotonlar ve elektronlar arasındaki etkileşim teorisi 'kuantum elektrodinamiği' olarak adlandırılır. Gluonlar ve kuarklar arasındaki etkileşim teorisi ise 'kuantum krodinamiği (KKD)' olarak adlandırılır.

Günümüze kadar bulunmuş kuark sayısı altıdır. KKD, bu kuarkların her birini bir tane değil üç ayrı parçacık olarak ele alır. Böylece kuarkların sayısı 18, hatta antikuarklar hesaba katılırsa 36 olmaktadır. Genellikle her türe ait kuarkın farklı rengin üç somut örneği içinde bulunduğu söylenmektedir.



Şekil 2.1. Kuarkların renk yükleri

Kural olarak kuark renkleri; sarı(y), mavi(b) ve kırmızı(r)'dir. Antikuarkların renkleri ise antisarı, antimavi, antikırmızıdır. Bu renklerin bildiğimiz renklerle alakası yoktur, sadece belirli kuark yükleri için uygun gösterimlerdir.

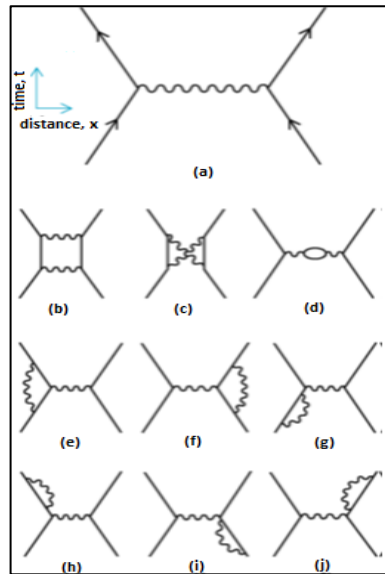
Elektrik yükü foton alanının nasıl bir kaynağı ise bu yükler de gluon alanının kaynaklarıdır. Her bir gluon iki yük taşır. Bunların hepsinden (üç renk ve üç antirenk) 9 çift kombinasyon oluşturulabilir (Şekil 2.1).

Fotonun elektrik yükü yoktur. Bu sebeple fotonlar yayınlanır. Gluonlar ise renk yüküne sahiptir. Böylece gluonlar da yayınlanabilir. Yüklü bir parçacığın küçük bir kütleyle sahip olması radyasyon yaymasını kolaylaştırır.

Gluonlar kütesizdir. Gluonlar serbest olsalardı; gluonların, gluonlar tarafından emisyonu facia olacaktı. Gluonlar arasındaki güçlü etkileşmeler gluonların ve kuarkların her ikisinin de hapsedilmesi sonucunu ortaya çıkarmaktadır [12].

2.4. Feynman Diyagramları

Richard Feynman kendi adıyla anılan bu diyagramları kullanarak parçacık fiziğindeki karmaşık süreçleri açıklama yoluna gitmiştir.



Şekil 2.2. Elektron-Elektron (moller) Saçılımı için Feynman diyagramları: (a) ikinci dereceden diyagram (iki tepe); (b-j) dördüncü dereceden diyagramlar [13]

Feynman diyagramları uzay-zaman eksenlerinde; vertice denilen noktalar ve köşe denilen çizgilerden oluşmaktadır [14]. Dalgalı, kıvrımlı ve kesikli çizgilerle (köşeler) bozon grubu parçacıkları temsil etmekte olup, fermiyonlar ise düz çizgiler (köşeler) ile gösterilmektedir. Bazı diğer tanımlamalar ise şöyledir;

- Zaman ekseninde yukarı hareket; parçacık,
- Zaman ekseninde aşağı hareket; antiparçacık,
- Köşeler, verticelere doğru; parçacık ($\rightarrow \bullet$)
- Köşeler, verticelerden uzaklaşıyorsa; antiparçacık ($\bullet \rightarrow$)
- Gelen fermiyon; $u_\alpha(\vec{p}, s)$; $\alpha \rightarrow \bullet$
- Giden fermiyon; $u_\alpha(\vec{p}, s)$; $\alpha \leftarrow \bullet$
- Gelen antifermiyon; $u_\alpha(\vec{p}, s)$; $\bullet \rightarrow \alpha$
- Giden antifermiyon; $u_\alpha(\vec{p}, s)$; $\bullet \leftarrow \alpha$
- Gelen foton; $\epsilon_\mu(\vec{k}, \lambda)$; $\mu \text{ wavy line } \bullet$
- Giden foton; $\epsilon_\mu(\vec{k}, \lambda)$; $\bullet \text{ wavy line } \mu$

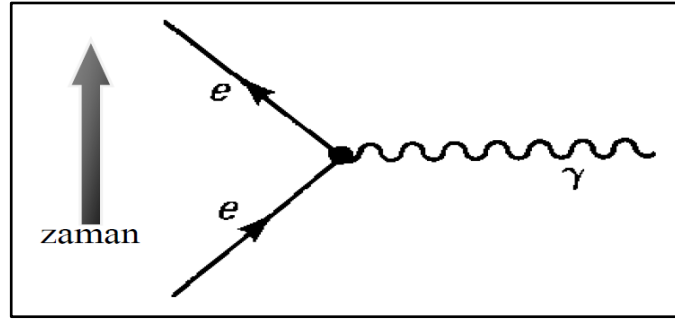
Feynman kurallarına göre; her köşe faktörüyle birleştirilmek suretiyle μ_{fi} genlik katsayısı hesaplanmış olur [15].

2.5. Elektrozayıf Simetri Kırınımı

Elektrozayıf teori temelde elektromanyetik ve zayıf kuvvetlerin ayrı ayar teorilerinde ele alınamamalarından ötürü Glashow, Weinberg ve Salam'ın ortak çalışmasında birleştirilir. SM, bozonlar ve fermiyonları doğada oldukları gibi ifade edememektedir. Tüm fermiyonlar ve bozonların kütsüz olması gerekmekte olup, kütleli parçacıkları oluşturmak için elektrozayıf simetrisinin kırılması gerekmektedir. Fotonlar kütsüz kalmaya devam ederken W^\pm ve Z bozonları büyük kütleler kazanması kendiliğinden simetri kırınım gerçekleşir. SM'nin elektrozayıf simetrisini kırmak için ihtiyaç duyduğu dış alan da Higgs Alanı olur [16].

2.6. Kuantum Elektrodinamiği

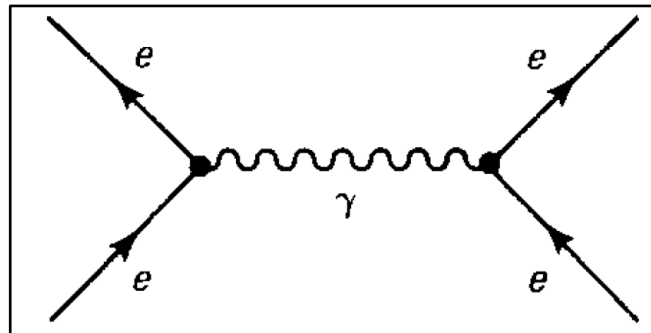
Parçacıkların kuantalandığı anlaşıldıktan sonra benzer şekilde alanların da kuantalanabilecekleri düşüncesi ortaya çıkmıştır. Elektromanyetik Alan Teorisi ya da Kuantum Elektrodinamiği (QED) olarak da bilinen, hem parçacıkların hem de kuvvet alanlarının beraber kuantalandığı teori öne sürülmüştür [17]. Bu teorideki elektromanyetik etkileşmeler en basite indirgenebilmektedir (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. Basite indirgenen Feynman diyagramı

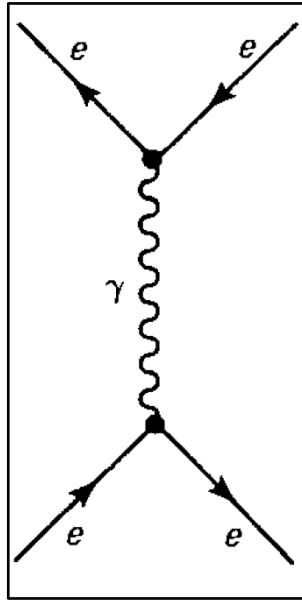
Şekil 2.4'te verilen diyagramda, yüklü parçacık, elektron, etkileşime girer ve bir fotonu yayımlar veya soğurur sonuçta da etkileşimden çıkar, denebilir. Biraz daha karmaşık işlemler için de benzer şekilde, iki elektronun etkileşime girmesiyle aralarında bir foton etkileşimi oluşur, sonuçta yine iki elektron etkileşimden çıkar.

Şekil 2.4, Klasik teoride için, aynı yüklü parçacıkların birbirlerini Coulomb itmesi şeklinde yorumlanabilse de QED'de Moller Saçılması olarak adlandırılır.



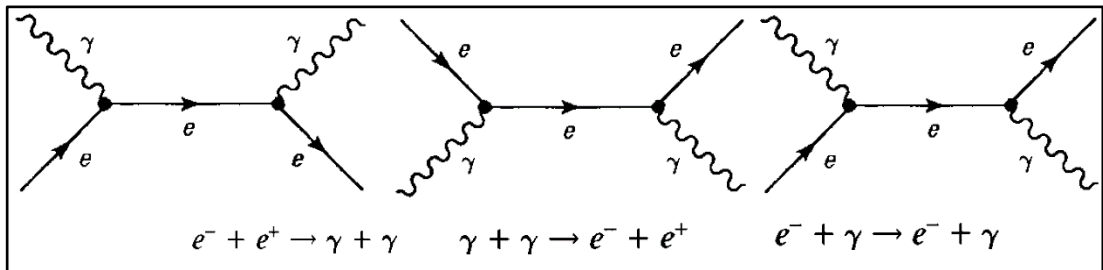
Şekil 2.4. İki elektronun etkileşime girmesiyle oluşan diyagram

Bir parçacığın zamanda geriye doğru hareketi söz konusu olduğunda ise buna karşılık gelen antiparçacığın ileriye gider. Bu durumu göstermek için Şekil 2.4'ün yana yatırılmış hali kullanılır (Şekil 2.5). Burada pozitron ile elektron yok olarak foton oluştururlar. Oluşan foton da bir pozitron-elektron çifti meydana getirir. Buradaki zıt yüklü iki parçacığın etkileşmesini QED'de Bhabba saçılması bilinmektedir.



Şekil 2.5. Zamanda geriye doğru giden parçacığa karşılık gelen anti parçacığa ait diyagram

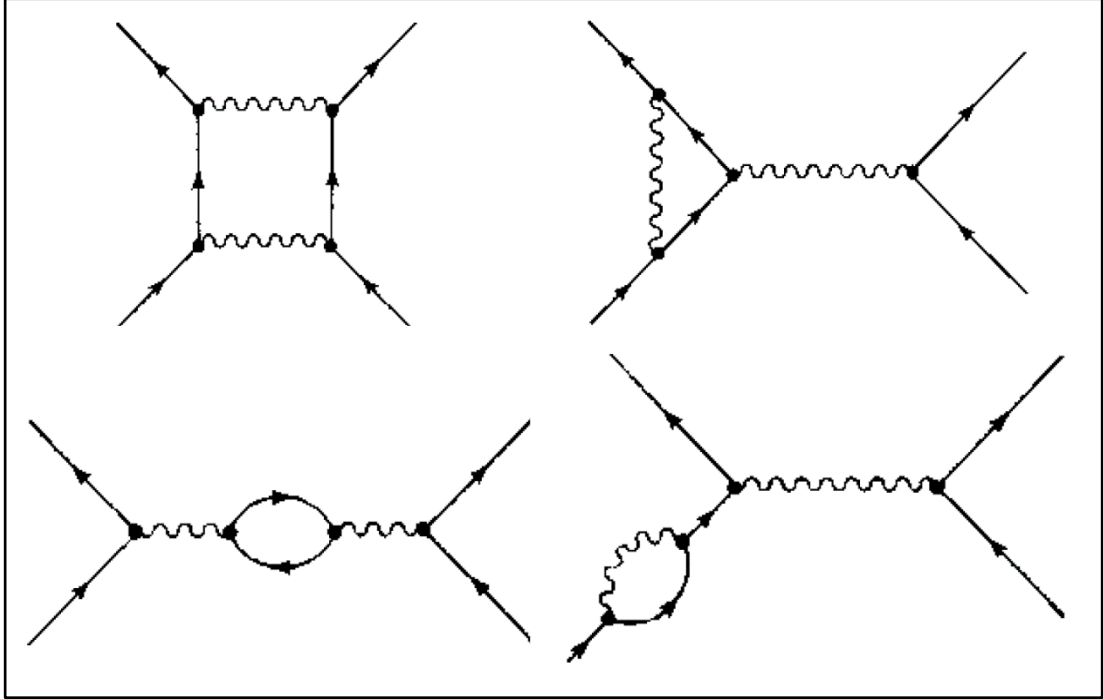
İki köşe kullanılarak oluşturulabilecek diyagramlar Şekil 2.6'te verilirken, daha fazla köşe olması durumunda, oluşması mümkün diyagram seçenekleri de artacaktır. Dört köşe için elde edilebilecek diyagramlar Şekil 2.7'da verilmiştir.



Şekil 2.6. İki köşe kullanılarak elde edilen diyagramlar

Şekil 2.7'da iki elektron girip yine iki elektron çıkmaktadır. Aynı yüklü parçacıkların etkilemelerini ifade eden bu şekillerde içeride gösterilen etkileşmeler gözlenemeyen

parçacıkları temsil etmektedir. Dıştaki çizgiler gerçekleşen fiziksel işlemi gösterirken içteki çizgiler işleme ait mekanizmayı temsil etmektedir [18].



Şekil 2.7. Aynı yüklü parçacıklar için Feynman diyagramı

Şekiller ile gösterilen Feynman diyagramlarının sadece sembolik birer gösterim olduklarını ve bunların aslında parçacıkların izlemiş olukları yolları göstermediklerini belirtmek gerekmektedir. Feynman diyagramları ile bir fiziksel işlemi incelemek için öncelikle ihtiyaç duyulan (2 veya 4 vs. köşeli) dıştaki çizgilerden oluşan diyagramın tamamı çizilir. Feynman kuralları gözetilerek dış çizgilerden hesaplanan diyagram katkıları toplanır.

3. PARÇACIK HIZLANDIRICILAR VE BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC)

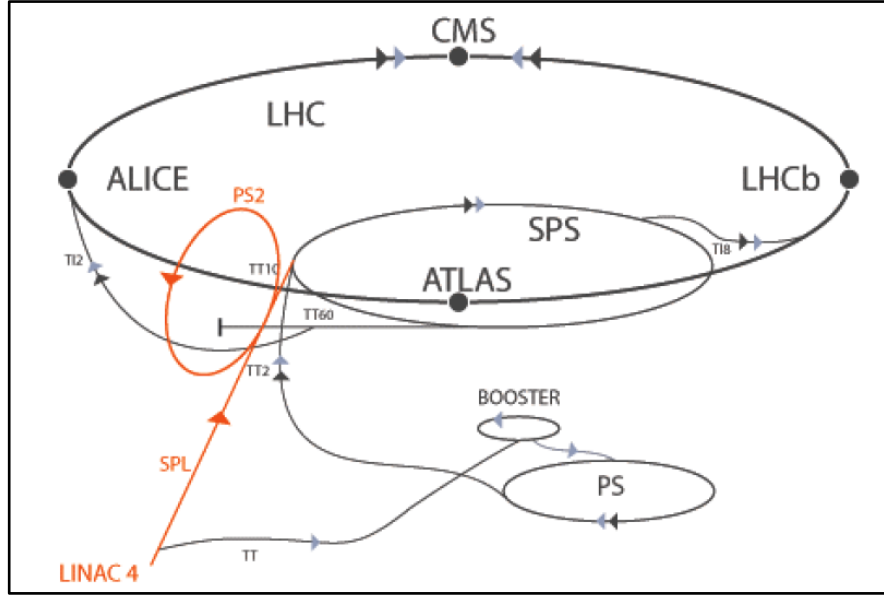
Parçacık hızlandırıcılar, yeni nesil teknolojiye birçok aracın üretimine kaynaklık etmiştir. Parçacık hızlandırıcılar en basit manada atomaltı parçacıkları hızlandırarak stabil veya hareketli bir hedefe gönderilmesini sağlayarak oluşan çarpışmaları inceler. Günümüzde doğrusal ve dairesel olarak iki tipi mevcut olan bu hızlandırıcıların neredeyse 400 somut uygulama alanları vardır. Doğrusal hızlandırıcılarda parçacıklar hızlandırma düzeneğinden bir defa geçmektedirler. Hafif parçacıklar, hızlandırma hattının mesafesine ve hızlandırma değişkenine göre doğrusal hızlandırıcılarda GeV enerji mertebelerine kadar ulaştırılabilmektedir. En büyük doğrusal hızlandırıcı olan Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (SLAC), 3 km uzunluğun olup elektronları 45 GeV enerji mertebesine çıkarabilmektedir. Dairesel hızlandırıcılarda hızlandırma işlemi demetlerin yörünge boyunca birçok defa dolaştırılarak yapılmaktadır. En tipik dairesel hızlandırıcılar Sinkrotron, Siklotron, Betatron ve Mikrotron'dur [19].

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC), Fransa – İsviçre sınırında yaklaşık olarak 100m derinlikte, çevre uzunluğu 27 km ve genişliği 3.8 m'dir. LHC, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) bünyesinde yer almaktadır. 1 TeV kütle ölçeğinde meydana gelen yeni fizik ve parçacıkları keşfetmek üzere $\sqrt{s} = 14$ TeV'de p-p çarpışmaları yapmaktadır. LHC'de proton ve ağır iyon kurşun (Pb) - kurşun (Pb) demetlerini çarpıştırmak üzere iki demet hattı bulunmaktadır. Her iki hattaki demetler birbirlerine ters yönde hızlandırılarak kafa-kafaya çarpıştırılmaktadır. Şekil 3.1'de LHC halkası gösterilmektedir. LHC'nin p-p çarpışmaları için $\sqrt{s} = 14$ TeV'lik kütle merkezi enerjisi ve $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ışıklılık, Pb-Pb çarpışmaları için $\sqrt{s} = 5.5$ TeV'lik kütle merkezi enerjisi ve $L = 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ışıklılığa ulaşması hedeflenmiştir [20, 21].



Resim 3.1. CERN’de bulunan LHC halkası [19]

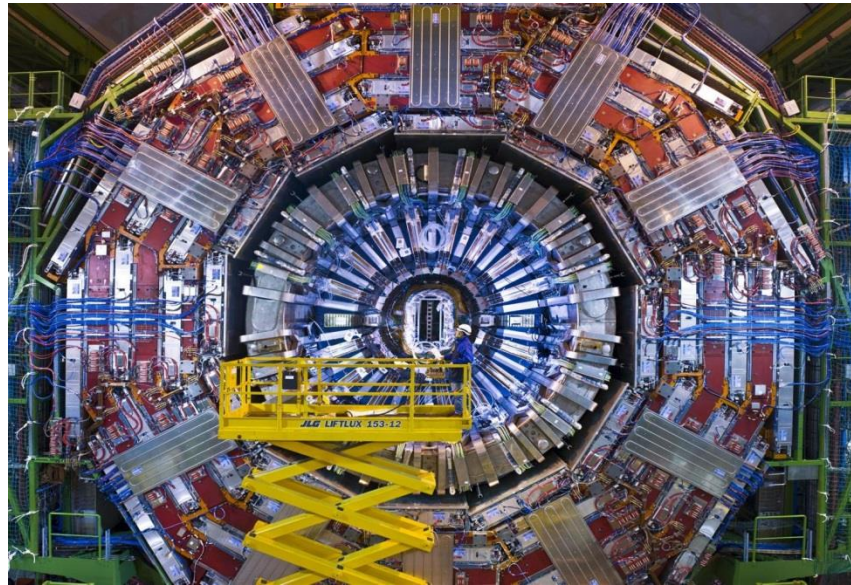
LHC’de yapılan çalışmalar Ay’daki basıncın on katı yüksek basına sahip olan hatlarda parçacıklar ışık hızının %99.99’una ulaştırılarak neredeyse saniyede altı yüz milyon defa çarpıştırılarak gerçekleştirilir. CERN’de yapılan LHC deneylerinde çarpıştırılan protonların yüksek enerjiye ulaşabilmeleri için bir dizi uygulamalar gerçekleştirilir; parçacıklar ilkin doğrusal hızlandırıcılar ile (LINAC) 50 MeV mertebesine, Booster ile 1.4GeV mertebesine, Proton Sinkrotronunda (PS) 25 GeV mertebesine ve son olarak da Süper Proton Sinkrotronunda (SPS) 450 GeV mertebesine çıkartılarak LHC’ye aktarılır (Şekil 3.2). Son olarak LHC’de 7 TeV’lik enerjiye ulaştırılması işlemi, 55mV/m elektrik alanla 400 MHz salınımla her tur için 16 MeV’lik artışlarla elde edilmiştir [22].



Şekil 3.1. Çarpıştırılan parçacıkların kademeli hızlandırılma süreçleri [20]

3.1. Kompakt Müon Solenoiti (CMS)

CMS, esasında LHC'nin genel amaçla yaptığı iki deneyinden bir tanesidir. Temel olarak fiziksel amaç ise, elektrozayıf simetri kırılımında, parçacıkların kütle kazanmasını sağlayan Higgs bozonunu araştırmaktır. CMS detektörü, LHC için geçerli olan şartlara dayanabilen ve Higgs bozonuyla beraber yeni fiziği ortaya çıkaracak biçimde tasarlanmıştır [20-23].



Resim 3.2. Kompakt Müon Solenoiti (CMS) [24]

LHC'nin hızlandırıcı kısmının 14000 ton ile en ağır detektörü olan ve katmanlı ve silindirik oluşu ile soğana benzetilen CMS, katmanlı yapısı sayesinde çarpışma ile meydana gelen farklı özellikteki parçacıkların enerji ve momentumlarını hassas bir şekilde ölçmesidir. CMS'deki alt detektörlerinden biri olan süperiletken solenoid mıknatısın içinde bir Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL), Hadronik Kalorimetre (HKAL) ve İç İzleyici bulunmaktadır. Mıknatısın dışında ise Müon Sistemi bulunmaktadır [20].

4. HIGGS BOZONUNUNA AİT ETKİN ETKİLEŞMELER

Yeni parçacıkların keşfi, standart modelin ötesinde fizik için çok önemli bir rol oynamaktadır ve elektro-stermaye simetrisinin bozulması [25-29], kuark / lepton sektörlerinde karıştırma açısı ve fermiyon kütle spektrumu hiyerarşileri [30-34], CP ihlali ve standart teorinin lezzet yapısı [35-41], gibi bazı açık soruların bulunmasında kilometre taşı rolü oynayabilir. Yeni parçacıkların ya da etkileşim mekanizmalarının kesin olarak belirlenmesi, yeni fiziğin varlığını ortaya çıkarabilir [42].

LHC’de Higgs bozonunun keşfinden sonra bu bozonun SM parçacıkları ile bağlaşımlarının araştırmaları artarak yüksek enerjide ortaya çıkması muhtemel yeni fiziğin araştırılmasına olanak vermiştir. ATLAS ve CMS deneyleri sonucunda Higgs bozonunun SM parçacıkları ile bağlaşımlarında yeni fiziğe ait bir veri elde edilememiştir. Bu bağlamda yeni fiziğin ölçeğinde etkin operatörü yalnızca SM alanlarını barındıran etkin alan yaklaşımı öne çıkmaktadır. Burada etkin etkileşimler $\frac{1}{\Lambda^2}$ oranıyla bastırılmıştır (Λ , yeni fizik ölçeği). Bu durumda etkin Lagranjyen;

$$\mathcal{L}_{SMEFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i \quad 111$$

şeklinde yazılabilir. Burada c_i sabitleri boyuttan bağımsız Wilson katsayılarıdır. \mathcal{O}_i [enerji]⁶ boyutlu operatörlerken olası yeni fiziğin tesirleri Λ enerji ölçeği ile meydana gelmektedir.

4.1. H $\gamma\gamma$, HZZ ve H γ Z BAĞLAŞIMLARI

Anormal HVV (V= Z, γ) etkileşimindeki etkin Lagranjiyen;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = & -\frac{1}{4} \mathcal{G}_{h\gamma\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} h - \frac{1}{4} \tilde{\mathcal{G}}_{h\gamma\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} h - \frac{1}{4} \mathcal{G}_{hzz}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} h - \mathcal{G}_{hzz}^{(2)} Z_\nu \partial_\mu Z^{\mu\nu} h + \\ & \frac{1}{2} \mathcal{G}_{hzz}^{(3)} Z_\mu Z^\mu h - \frac{1}{4} \tilde{\mathcal{G}}_{hzz} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} h - \frac{1}{2} \mathcal{G}_{haz}^{(1)} Z_{\mu\nu} F^{\mu\nu} h - \frac{1}{2} \tilde{\mathcal{G}}_{haz} Z_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} h - \\ & \mathcal{G}_{haz}^{(2)} Z_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} h \end{aligned} \quad 1122$$

şeklinde verilir. Burada

- $F_{\mu\nu}$ ($F^{\mu\nu}$); elektromanyetik alanına kuvvet tensörü,
- $Z_{\mu\nu}$ ($Z^{\mu\nu}$); alanına ait kuvvet tensörü,
- Z_μ (Z_ν); Z alanı,
- h , Higgs alanı,
- $\mathcal{G}_{h\gamma\gamma}$, parametresi Higgs bozonuyla iki fotonun bağlaşımı,
- \mathcal{G}_{hzz} , parametresi Higgs bozonuyla iki Z bozonunun bağlaşımı,
- \mathcal{G}_{haz} , parametresi Higgs bozonuyla bir foton ve bir Z bozonunun bağlaşımına ait parametrelerdir [43].

5. HVV KÖŞESİNİN İNCELENMESİ

Anderson I. ve ark. yaptıkları çalışmada, bir Higgs bozonunun CP paritesinin ve daha genel olarak ayar bozonuna anormal birleşiminin, LHC'de ve bir future elektron-pozitron çarpıştırıcısında ölçülebilmesini incelemişlerdir. Gluon ve zayıf bozon füzyonunda Higgs bozonu üretimi ve elektrozayıf ayar bozonu ile Higgs bozonu üretimini ve bir Higgs bozonunun WW , ZZ , $\gamma\gamma$ ve $Z\gamma$ bozunumları hedeflenmiştir. Analizde üç üretim ve bozunum topolojisine ($e^+e^- \rightarrow ZH$, LHC'de $H \rightarrow ZZ^*$ ve LHC'de VBC işlemi) matris elemanı yaklaşımı geliştirilmiş ve uygulanmıştır. Mevcut ve önerilen tesislerde çeşitli tansör birleşmelerinin ölçülmesine ilişkin sonuçlar incelenmiştir.

Higgs bozonunun spin, parite ve eşlenimi çalışılırken saçılma genliklerinin kapsamlı parametrizasyonu kullanılmış olup bu parametrizasyonlar öngörülen simetri ve Lorentz değişmezlikleriyle tüm olası tensör yapılarını içermektedir. Burada, ZZ , WW , $Z\gamma$, $\gamma\gamma$ veya gg gibi ayar bozonlarıyla birlikte spin-sıfır bozonunun etkileşimlerini tanımlayan genel saçılma genliği şu şekilde yazılmıştır,

$$A(X_{J=0} \rightarrow VV) = \frac{1}{v}(g_1 m_V^2 \epsilon_1^* \epsilon_2^* + f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2),\mu\nu} + g_4 f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2),\mu\nu}) \quad (5.1)$$

Burada; $f^{(i),\mu\nu} = \epsilon_i^\mu q_i^\nu - \epsilon_i^\nu q_i^\mu$, q_i momentumlu bir ayar bozonunun dayanım tensör alanıdır ve $\epsilon_i; \tilde{f}^{(i),\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} f_{\alpha\beta}$ şeklinde olan polarizasyon vektörü de eşlenik alan dayanım tensörüdür.

Higgs bozonunun, CP-uyumsuz bağlaşımları dahil gluonlar ve elektro zayıf ayar bozonlarına anormal bağlaşımlarının olabileme ihtimalinin incelendiği bu çalışmada, Monte Carlo simülasyon programı ve bir matris eleman olasılığı yaklaşımı, Higgs bozon bozunumlarında, vektör bozon füzyonunda veya bir proton ya da lepton çarpıştırıcısında oluşan bir Higgs bozonu yan ürünlerinin üretilmesindeki anormal bağlaşımları incelemek üzere geliştirilmiştir. İki vektör bozonuna bozunumda CP-tek kesit fraksiyonu olarak tanımlanan ve burada f_{CP} olarak gösterilen f_{a3}^{dec}

parametresine beklenen duyarlılık hesaplanmıştır. Hem LHC'de hem de e^+e^- çarpıştırıcısının ilk aşamasında, zayıf bozonlara (W ve Z) bağlanmada 10^{-4} kadar küçük f_{CP} ölçülebilir durumdadır. Etkin bağlaşımların q^2 bağımlılığının, renormalize edilemeyen etkileşimlerin bastırılmasına yol açmaması koşuluyla, yüksek enerjili e^+e^- çarpıştırıcıda daha yüksek hassasiyet elde edilebileceği öngörülmüştür.

LHC'deki Hgg bağlaşımlarında beklenen f_{CP} 'ye duyarlılığı test edilmiştir. Jetlerle ilişkili olarak Higgs bozon üretiminde kinematik özelliklerin kuvvetli bir şekilde değiştirilmediğini ancak yeterli istatistik ile ilginç ölçümlerin yapılabileceği kanısına varılmıştır.

LHC'de $H \rightarrow Z\gamma$ ve $H \rightarrow \gamma\gamma$ modlarında f_{CP} 'nin ölçülmesi, dallanma oranlarının düşük olması nedeniyle zor olduğu ve aslında e^+e^- çarpıştırıcısında neredeyse imkânsız olduğu ve ayrıca proton polarizasyon ölçümü olmadan $H \rightarrow \gamma\gamma$ son durumu CP özelliklerinin ölçülmesine olanak tanımadığı ifade edilmektedir. Alternatif olarak, doğrusal bir e^+e^- çarpıştırıcısı ile birlikte oluşturulabilen bir foton çarpıştırıcısı için bir öneri olduğu ve bunun önemli özelliğinin, CP özelliklerinin incelenebileceği polarize fotonları çarpıştırabilmesi olduğu belirtilmiştir. Bağlaşımlarda karmaşık fazlar olmadıkça $H \rightarrow Z\gamma$ 'da Z'nin polarizasyonunun ölçülmesi CP özellik ölçümleri için yeterli olmadığı söylenmiştir. Bununla birlikte, $H \rightarrow Z\gamma$ sürecinde açılmalı korelasyonların incelenmesine yönelik araçlar bahsi geçen çalışmada sunulmuştur.

Son olarak, ortaya konan bu çalışmada yapılan analizin bazı diğer uzantıları hakkında şu yorumun yapılabileceği açıkça dile getirilmiştir; $H \rightarrow WW^*$ bozunma modunda da benzer ölçümler yapılabilir. Bununla birlikte, spin-sıfır bağlaşım ölçümünün $H \rightarrow ZZ^*$ ile karşılaştırıldığında bu kanalda daha az hassas olduğunu gösterilmiştir. Her iki çürüme de e^+e^- çarpıştırıcıda incelenebilir, ancak e^+e^- çarpıştırıcısının en güçlü özelliğinin, mevcut olan daha büyük istatistikler ve kesitsel etkiler nedeniyle, bu birleşmeyi çürümede değil de üretimde ölçmesi olduğu bu çalışmada verilmiştir [44].

Desai, N., Mukhopadhyaya, B. Ve Ghosh, D.K. 2011 yılında ele aldıkları çalışmada, LHC'de HWW köşesinde bir anormal CP-uyumsuz bağlaşımın belirlenme olasılığını araştırmışlardır. Higgs bozonunun bir W ilişkisinde üretimi ve sonra Tevatron'dan Higgs üretim kesitindeki sınırlarını göz önüne alarak $H \rightarrow WW$ kanalı vasıtasıyla bozunumu düşünülmüştür. Üç W_S 'ten ikisinin leptonik bozunmalarından kaynaklanan aynı işaretli dileptonların son durumları seçilerek ve standart model arka planını bastırmak için gerekli sınırlandırmaları uygulanarak çalışmalar yapılmıştır. Bir non-zero anormal bağlaşımının varlığını saptamak için kullanılabilir çeşitli kinematik dağılımlar ve asimetriler bu çalışmada sunulmuştur. 130 – 150 GeV aralığındaki Higgs kütlesi ve Tevatron verilerinin izin verdiği anormal bağlaşım için, bu dağılımlar, 14 TeV'de 30 – 50 fb⁻¹'lik bir ışınlık ile incelenebileceği sonucuna varılmıştır. Bu çalışmada dikkat çeken husus, özellikle anormal birleşimin gerçek ve hayali bölümlerini (ve işaretlerini) tamamlayıcı bir şekilde gözleme imkânı veren bazı asimetrileri ortaya çıkarmış olmasıdır. Ayrıca duş ve hadronizasyonun bu değişkenlerin yararlılığını etkilemediğini açıkça gösterilmiş, böylece parton seviyesi hesaplamalarının geçerliliğini teyit etmişlerdir.

Genel HWW köşesi,

$$\Gamma_{\mu\nu} = \frac{igM_W}{2} \left(ag_{\mu\nu} + \frac{b}{M_W^2} (p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{1\nu}p_{2\mu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu}) + \frac{\tilde{b}}{M_W^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_1^\rho p_2^\sigma \right) (5.2)$$

şeklinde olup, p_1 ve p_2 iki ayar bozonunun momentumudur. Bu çalışma için b ve \tilde{b} 'nin tamamen fenomenolojik bir kökenini varsayılmıştır. Standart Model köşesi daha sonra $b = 0$, $\tilde{b} = 0$ ve $a = 1$ 'e karşılık gelmiştir. Özellikle CP-uyumsuzluğuna götürecek olan \tilde{b} 'nin sıfır olmayan değerlerinin etkisini araştırmak istenmiştir. Dolayısıyla b sifira ayarlanmıştır.

Başlangıçta, leptonları kullanarak, LHC'de CP-uyumsuz anormal köşesinin kinematik sonuçlarının araştırılması için parton seviyesinde bir Monte Carlo analizi yapılmıştır. Higgs skaler olduğundan, spin korelasyonlarını etkilemeyeceği umularak tüm matris elemanını $pp \rightarrow H\ell\nu$ ($\ell = e, \mu$) ve $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\bar{f}f'$ olmak üzere iki parçaya ayırmışlardır. Çalışmanın ilk kısmı için, $a = 0.02$ ve $b = 0.05$ ile $\sigma(E) = aE + b\sqrt{E}$ ile verilen genişlikteki bir Gaussiyen ile dedektör etkilerini

yaklaştırmak için lepton momentumu basitçe simirlenmiştir. Lepton tanımlama verimliliğinin %100 olduğu varsayılmıştır.

Hesaplamalar, 14 TeV'lik bir proton-proton kütle merkezi enerjisi için sunulmuş olup sinyal hızları, 7 TeV'de, ışınlık ile mevcut çalışmada erişilebilir olacak kadar azdır. Enine kesit, renormalizasyon ve çarpanlara göre ölçeklerin \sqrt{s} olarak ayarlandığı CTEQ6L1 parton dağılım fonksiyonları kullanılarak hesaplanmıştır.

Çalışma genelinde, CP-uyumsuz bir HWW bağlaşımının Higgs üretimi ve LHC'deki bozunmaya etkileri sistematik olarak incelenmiştir. Bu eşlenim, eř-işaret dilepton son durumuna neden olan $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu f\bar{f}'$ ile devam eden WH aracılığıyla gözlemlenmiştir. Anormal bağlaşımın gerçek ve sanal kısımlarının değerlerini sınırlamak için Higgs kesitindeki Tevatron sınırları göz önünde bulundurulmuştur. Üretim kesitinin geliştirilmesinin yanı sıra son aşamadaki leptonlar arasındaki çeşitli kinematik korelasyonlarda önemli sapmalar olduğunu bulunmuştur.

Dağılımları standart model durumundan belirgin sapma gösteren birkaç değişkeni sunulmuştur. Ayrıca parton düzeyindeki ve duş ve hadronizasyon sonrası çeşitli dağılımların sunumu ve karşılaştırılmaları yapılmıştır. Son etkiler hesaba katıldığında dahi çalışma sonuçlarının çok büyük değişikliğe uğramadığı sonucuna varılmıştır [45].

Choudhury, D. ve Mamta (2006) yaptıkları çalışmada $e\gamma$ çarpışmalarının (500 GeV c.m. enerjili e^+e^- doğrusal arpıştırıcı temelli) Higgs'ten W-bozona anormal bağlaşımlarına $e^-\gamma \rightarrow \nu W H$ işlemi yoluyla duyarlılığını incelemişlerdir. Bu durumun WWZ veteksini ZZH'den ayırmada e^+e^- arpıştırıcısı üzerinde avantaj sağladığını belirtmiştir. WWH köşesindeki çeşitli bağlaşımları sınırlandırmada kullanılabilecek birkaç dinamik değişken oluşturulmuştur.

Bir yüksek enerjili doğrusal arpıştırıcı, yüksek enerjili bir foton ışını özelliği şeklinde bir alan sağlar. Bu arpıştırıcılardaki elektron (pozitron) demetleri yalnızca bir kez kullanıldığından, elektronları, lazer ışığının Compton geri-dağılımını kullanarak gerçek yüksek enerjili fotonlara dönüştürmek ve böylece gerçek fotonlarla

$\gamma\gamma$ ve $e\gamma$ çarpışmalarını elde etmenin mümkün olduğu ifade edilmiştir. Bu tür çarpıştırıcıların ışınlığı ve enerjisi, temel çarpıştırıcıninkilerle karşılaştırılabilir olduğundan, aşağıdaki süreç için hesaplamalar yapılmıştır.

$$e^- \gamma \rightarrow \nu_e + W^- + H \quad (5.3)$$

Açıkça bu işlemin WWH köşesine duyarlı iken ZZH köşesine duyarlı olmadığına çalışma içerisinde değinilmiştir. Dahası, Higgs ve W'nin (bozunum modlarında) görülebilmesiyle, uygun gözlenebilirlerin oluşturulmasında kinematik değişkenlerden bolca sunulmuştur. Çeşitli VVH bağlaşımlarının olası kaynaklarını ve simetrilerini ve bu bağlaşımları sınırlamak için kullanılan işlemin hızı tartışılmış, gerçekçi bir deney ve kabul edilebilir sınırlandırmalar tartışılmıştır. 500 GeV kütle merkezi enerjisinde polarize edilmemiş ışınları kullanarak WWH köşesini sınırlamak için birkaç gözlemlenebilir parametre oluşturulmuş, polarize ışınların etkisi tartışılmış ve sınırları geliştirmek için eşlenik süreci ($e^- \gamma \rightarrow \bar{\nu} W H$) kullanılmıştır.

SM ve MSSM içinde, Higgs bozon ve bir çift gösterge bozonunu içeren tek (renormalize edilebilir) etkileşim terimi, Higgs kinetik teriminden kaynaklanan etkileşim terimidir. Bununla birlikte, SM'yi başka bir teorinin etkili bir düşük enerji açıklaması olarak kabul ettiğimizde, daha yüksek boyutlu (ve dolayısıyla yeniden normalize edilemez) terimlere de izin verilir.

Sadece Lorentz değişmezliğini ve gösterge değişmezliğini veren en genel bağlaşım;

$$\Gamma_{\mu\nu}^V = g_V \left[a_V g_{\mu\nu} + \frac{b_V}{m_V^2} (k_{2\mu} k_{1\nu} - g_{\mu\nu} k_1 \cdot k_2) + \frac{\beta_V}{m_V^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (5.4)$$

şeklinde verilirken, burada k_1^μ ve k_1^ν iki W bozonunun (ya da Z bozonunun)

$$g_W^{SM} = e \cot \theta_W M_Z, \quad g_Z^{SM} = 2e M_Z / \sin 2\theta_W \quad (5.5)$$

kullanılarak oluşan momentumudur. SM bağlamında, ağaç seviyesinde, $a_W^{SM} = a_Z^{SM} = 1$ olurken diğer bağlaşımlar da aynı şekilde kaybolur. Tek döngü düzeyinde veya farklı bir teori ile etkili veya aksi halde, bunların önemli ölçüde farklı değerler alabilecekleri ifade edilmiştir.

Çalışmalar sonucunda WWH bağlaşımlarının incelenen işlemdeki ZZH bağlaşımları tarafından kirletilmediği ve $e \gamma$ çarpıştırıcılarının anormal WWH bağlaşımlarını ZZH bağlaşımlarında bağımsız olarak sınırlamak için kullanılabilir olduğu ifade edilmiştir. Böylece $e \gamma$ çarpıştırıcılarının bu bağlaşımları incelemek için $e^+ e^-$ çarpıştırıcılardan daha iyi donanıma sahip olduğu sonucu çıkarılmıştır.

İncelenen referanslarda, sadece bağlaşımlardan birine dayanan gözlemlenebilir yapılar kurulmadığı ve bu nedenle, WWH bağlaşımları üzerindeki sınırların birbirinden bağımsız olmadığı sonucuna ulaşıldığı ifade edilmiştir. Bununla birlikte $e^- \gamma \rightarrow \nu W^- H$ sürecini $e^+ \gamma \rightarrow \bar{\nu} W^+ H$ eşlenik süreci ile birlikte kullanarak ve toplam hızdaki çeşitli katkıların $P\hat{T}$ özelliklerini kullanarak, sadece bir bağlaşımın fonksiyonu olan gözlemlenebilir yapılar oluşturabildiği belirtilmiştir.

Ayrıca $e^- \gamma$ ve $e^+ \gamma$ başlangıç durumlarının bir kez kullanılabilmesi durumunda, ışın polarizasyonunun önemli bir avantaj sağlamadığı ve tek başına polarize edilmeyen fotonların kullanılmasıyla güçlü sınırlar elde edilebileceği sonucuna varılmıştır [46].

Rindani, S., D., ve Sharma, P.'nin çalışmasında [47] yeni fizikten doğan genel ZZH ve YZH üç noktalı etkileşimlerinin $e^+ e^- \rightarrow HZ$ Higgs üretim sürecine olan katkısı incelenmiştir. Lorentz kovaryansından bu köşelerin her birinin, gerçek ve imajiner kısımlarıyla birlikte altı bağımsız bağlaşım oluşturan üç (karmaşık) form faktörü ile yazılabileceğini belirtilmiştir. Doğrusal bir çarpıştırıcıda bulunması muhtemel uzunlamasına veya enine ışın polarizasyonu göz önüne alınıp uygun ışın polarizasyonu ile uygun kombinasyonlarda kısmi kesitlerin ve açısal asimetri lerin, çeşitli bağlaşımları birbirinden ayırmak için nasıl kullanılabileceği gösterilmiştir. Enine polarizasyon kullanıldığında, aksi erişilebilir olmayan γZH bağlaşımlarından birinin diğer tüm bağlaşımlardan bağımsız olarak belirlenebileceği sonucuna ulaşılmıştır. Dört adet polarize olmayan veya uzunlamasına polarize edilmiş ışınların bir kombinasyonunun aksine enine polarizasyon iki diğer kavramanın bir kombinasyonunun bağımsız olarak belirlenmesine yardımcı olacağı belirtilmiştir. Ayrıca, 500GeV'lik bir kütle enerjisinde, uzunlamasına veya enine polarizasyonda çalışan bir doğrusal çarpıştırıcıda yeni fizik etkileşimlerini sınırlandıran çeşitli gözlenebilir değerlerin hassasiyetini de elde ettiklerini öne sürmüşlerdir.

Lorentz değişmezliğini varsayarsak, $V_\mu^*(k_1) \rightarrow Z_\nu(k_2)H, V \equiv \gamma$ veya Z işlemine karşılık gelen köşe için genel yapı,

$$\Gamma_{\mu\nu} = g_V m_Z \left[a_V g_{\mu\nu} + \frac{b_V}{m_Z^2} (k_{1\nu} k_{2\mu} - g_{\mu\nu} k_1 \cdot k_2) + \frac{\tilde{b}_V}{m_Z^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (5.6)$$

şeklinde alınıp, burada a_V , b_V ve \tilde{b}_V genel karmaşıklar olan form faktőrleridir. Elektron kőtlesi ihmal edilerek, $e^+e^- \rightarrow HZ$ işlemine katkıda bulunmayan $k_{1\nu}$ ve $k_{2\mu}$ orantılı terimleri de ihmal edilmiştir. Sabit g_Z , $g/\cos\theta_W$ seçilir, ayrıca SM için $a_Z = 1$ olur. g_γ , e olarak seçilmiştir. (5.6)'daki etkileşimlerin \tilde{b}_Z ve \tilde{b}_γ terimlerinin CP'yi ihlal ettiği, diğerlerinin ise CP koruduğu bilinmektedir.

Uygulanan hesaplamalar ışığında, boyuna ve enine ışın polarizasyonları altında anormal γZZ ve ZZH bağlaşımlarıyla $e^+e^- \rightarrow HZ$ işlemi için açısal dağılımlar elde edilmiştir. Çeşitli bağlaşımları mőmkőn olduğunca serbest bırakmak için kombinasyon halinde kullanılabilecek olan gözlemlenebilirliklere ve asimetrilere bakılmıştır. Doğrusal çarpışmanın, kesin bir yapılandırma için, bu gözlemlenebilirliklerin ve asimetrielerin çeşitli bağlaşımlara duyarlılıkları da elde edilmiştir.

Z'nin e^+e^- 'e vektörel bağlanması sayısal olarak kőçük olması nedeniyle, bir bağlaşımın katkısının bastırıldığı bazı durumlarda, uzunlamasına polarizasyonun bu bağlaşımın katkısını arttırmaya yardımcı olduğu sonucuna varılmıştır. Sonuç olarak, uzunlamasına polarizasyonun hassasiyeti geliştirdiği belirtilmiştir. Enine polarizasyonun en bőyők avantajının Ima_γ 'nın $\sin^2\theta \sin 2\phi$ terimi ile diğer tőm bağlaşımlardan bağımsız olarak belirlenmesine yardımcı olması olduğu ve dahası enine polarizasyon olmadan Ima_γ 'yı sınırlamanın mőmkőn olmadığı ifade edilmiştir. Bağlaşımları, polarize olmayan veya uzunlamasına polarize ışınlarla ölçmek mőmkőn olsa da, enine kutuplaşma bunun uygun bir azimuthal asimetri kullanılarak yapılmasını sağlar.

Polarizasyonun, polarize edilmemiş durum ile kıyaslandığında, γZH bağlaşımlarının gerçek parçaları ve ZZH bağlaşımlarının sanal parçaları için hassasiyet açısından 5 ila 10 faktörde bir iyileşme sağladığı saptanmıştır. Bununla birlikte, SM'nin yalnızca

etkili bir düşük enerji teorisi olarak kabul edildiğinde, daha yüksek boyutlu (ve dolayısıyla yeniden normalize edilemez) terimlere izin verildiği açıkça ifade edilmiştir [47].

Biswal, S., S., ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmada (2009); Higgs bozonunun bir çift vektör bozonuyla etkileşimde bulunmasında nihai durum bozunumu polarize edilmiş e^+/e^- ışınları göz önüne alınarak araştırılmıştır. f , herhangi bir hafif fermiyon olmak üzere ayrık simetri dönüşümleri altında özdeş özelliklere sahip gözlemlenebilir yapıların yapılandırılması yoluyla farklı bireysel anormal etkileşimler olarak $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}H$ sürecinin modelden bağımsız bir analizi yapılmıştır. Bu sayede diğerlerinden bağımsız olarak tek bir anormal terim incelenmiştir. Başlangıç durumu ışın polarizasyonunun, Z bozonunun, Higgs bozon (ZZH) ile CP-tek bağlaşımlarına duyarlılığının önemli ölçüde artırabildiği bulunmuştur. % 40 etkinlikle bile, belirli bir T sarmalıyla, belirli ZZH bağlaşımlarını olayları izole etme yeteneği 3 kat kadar arttırabileceği çalışmada değinilen bir diğer husustur. Buna ek olarak, trilineer Higgs-W (WWH) bağlaşımlarının ölçülmesinde bulunan ZZH köşe katkıları, polarize ışınlar kullanılarak büyük ölçüde azaltılabilir olduğu değinilen bir başka husus olmuştur. Işın enerjisinin daha yüksek değerleri ile ilgili olabilecek başlangıç durum radyasyonunun (ISR) ve ışın sızdırmazlığının etkileri de analize dâhil edilebileceği belirtilmiştir.

SM / MSSM içinde, Higgs bozonunu ve bir çift gösterge bozonunu içeren tek etkileşim terimi, Lagranjyendeki Higgs kinetik teriminden ortaya çıkar.

$$\Gamma_{\mu\nu} = g_V \left[a_V g_{\mu\nu} + \frac{b_V}{m_V^2} (k_{1\mu} k_{2\nu} - g_{\mu\nu} k_1 \cdot k_2) + \frac{\tilde{b}_V}{m_V^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (5.7)$$

Burada k_1^μ ve k_2^ν iki W bozonunun (ya da Z bozonunun)

$$g_W^{SM} = e \cot \theta_W M_Z, \quad g_Z^{SM} = 2e M_Z / \sin 2\theta_W \quad (5.7)$$

θ_W , zayıf karıştırma açısı ve $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$, $\epsilon_{0123} = 1$ olan antisimetrik tensördür. SM'de ağaç seviyesinde $a_Z = a_W = 1$ ve $b_V = \tilde{b}_V = 0$.

Bu çalışmada arka planları azaltmak için farklı son durum parçacıklarına kinematik sınırlandırmalar uygulanarak analiz yapılmıştır. Yalnızca H'nin bir $b\bar{b}$ çiftine (% 0.68 dallanma oranı ile) bozunması olaylarını göz önüne alıp, % 70'lik gerçekçi bir b-etiketleme etkinliği ile indirgemeyi (olay oranlarında) dahil etmişlerdir. Bu durumun tahmin hassasiyetlerinin daha gerçekçi olmasını sağladığını öne sürülmüştür.

Sonuç olarak, ışın polarizasyonu ve son durum τ polarizasyonunun, ILC'de anormal ZZH bağlaşımlarında önemli ilerlemeler sağlayabileceğine ulaşılmıştır. WWH bağlaşımları için, hassaslık sınırlarında belirgin bir değişiklik olmamasına rağmen, T-çift olanların anormal ZZH bağlaşımlarında neredeyse bağımsız olarak incelenebileceği ifade edilmiştir. Bu çalışmada, ISR'nin ve beamstrahlung etkilerinin dahil edilmesi sınırlandırmaları tek tek değiştirdiği ancak hassasiyetleri çok az etkilediği sonucunu da vermiştir. Ayrıca, daha yüksek ışın enerjilerine gitmenin de yalnızca mütevazı iyileştirmelere yol açacağı ifade edilmiştir. Böylece, teorinin bu kesimi söz konusu olduğunda, mümkün olduğunca ışın polarizasyonu ve son durum fermiyon polarizasyonlarının ölçümü için güçlü bir delil olduğu, ancak daha yüksek enerjilere geçiş konusunda gerçek bir kazanç olmadığı net bir şekilde belirtilmiştir [48].

Çakır, I., T., ve arkadaşlarının 2013 yılında yaptıkları çalışmada, Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (LHeC) 'nda modelden bağımsız bir şekilde Higgs bozonunun nötr ayar bozonlarına bağlanma hassasiyeti incelenmiştir. HZZ köşesi için anormal bağlaşımlar üzerindeki sınırlandırmalar, $e^-p \rightarrow e^-HqX$ süreci kullanılarak elde edilmiştir. Sırasıyla elektron ışın enerjisi $E_e = 60 \text{ GeV}$ ve $E_e = 140 \text{ GeV}$ olmak üzere b_Z anormal bağlaşımlarının erişilebilir sınırları (-0.12, 0.43) ve (-0.10, 0.33) olarak bulunurken, β_Z bağlaşımının sınırları (-0.32, 0.32) ve (-0.24, 0.24) olarak bulunmuştur.

Lorentz ve ayar değişmezliğinin sağlanmasıyla, genel bir HZZ bağlaşım yapısı aşağıdaki gibi ifade edilmiştir,

$$\Gamma_{\mu\nu} = g_Z \left[a_Z g_{\mu\nu} + \frac{b_Z}{m_Z^2} (k_{2\mu} k_{1\nu} - g_{\mu\nu} k_1 \cdot k_2) + \frac{\beta_Z}{m_Z^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_1^\alpha k_2^\beta \right] \quad (5.8)$$

Burada k_1^μ ve k_1^ν iki Z bozonunun $g_Z = 2g_e m_Z / \sin 2\theta_W$ olan momentumudur. SM'de ağaç seviyesinde, $a_Z = 1$ ve $b_Z = \beta_Z = 0$ olarak alınmıştır. Sırasıyla CP koruma ve CP ihlal eden bağlaşımlar olan b_Z ve β_Z bağlaşımları, etkin teoride yüksek dereceli terimlerden kaynaklanabilir.

$e^-p \rightarrow e^-HqX$ işlemi, $e^-p \rightarrow \nu_e HqX$ işlemi ile karşılaştırıldığında daha küçük kesite sahipken, son durumda eksik nötrinoya göre elektron tanımlama avantajına sahip olduğu sonucuna varılmıştır. Son durumdaki iki b-jetini içeren reaksiyonlardan kaynaklanan arka planı azaltmak için, çalışma içerisinde yapılan bazı kinematik sınırlandırmalardan faydalanılmıştır. Işınlığı 100 fb^{-1} olan $\sqrt{s} = 1.9 \text{ TeV}$ 'deki LHeC'nin, $(-0.10, 0.33)$ aralığında HZZ anormal bağlaşımlar b_Z ve $(-0.24, 0.24)$ 'de β_Z değerinin ölçülmesine izin verebileceğini göstermişlerdir. Bu sonucun, LHC'de 14 TeV ve $L = 30 \text{ fb}^{-1}$ ile anormal bağlaşım $\beta_Z = 0.25$ üzerinde bir sınır oluşturan bir başka çalışma sonucuyla karşılaştırılabilir olduğunu ifade etmişlerdir. LHeC'deki alt Yukawa bağlaşımlarının ölçüm fizibilitesini kullanarak, tüm Higgs bozon sinyalinin verimliliğini artırma potansiyeline sahip olduğu söylenmiştir [49].

6. SONUÇ

Tez kapsamında yapılan çalışma sonucunda elde edilen bulgular şu şekilde olmuştur;

- LHC’de HWW köşesinde bir anormal CP-uyumsuz bağlaşımın belirlenme olasılığı ve hadronizasyon ve duş etkileri araştırılmıştır. Hadronizasyon ve duş etkisinin çalışma sonuçlarında büyük değişiklikler göstermediği sonucuna varılmıştır.
- $e\gamma$ çarpıştırıcılarının anormal WWH bağlaşımını ZZH bağlaşımından bağımsız olarak sınırlandırmak için kullanılabileceği, ayrıca WWH bağlaşımını üzerindeki sınırların birbirinden bağımsız olmadığı sonucuna varılmıştır.
- Yeni fizikten doğan ZZH ve YZH etkileşimlerinin $e^+e^- \rightarrow HZ$ Higgs üretim sürecine olan katkısına polarizasyon etkisi incelenmiş olup uzunlamasına polarizasyonun hassasiyeti geliştirdiği sonucuna varılmıştır.
- WWH bağlaşımının ölçülmesindeki ZZH köşesi katkılarının polarize ışın kullanılarak azaltılabileceği bir başka sonuç olarak karşımıza çıkmaktadır. Ancak yüksek ışınlık değerlerine gitmenin muazzam iyileştirmelere yol açmayacağı ifade edilmiştir.

KAYNAKLAR

- [1] Celebrating CERN. 2004. European Organization for Nuclear Research. *CERN-Brochure-2004-003*.
- [2] Yalçın, C. 2008. Demokrites'ten Higgs'e Maddenin Öyküsü, *Bilim ve Ütopya*, 167, 5-21
- [3] Pak, N. K. 2008, Mikroevrenin Standart Modeli ve Süper Simetri, *Bilim ve Ütopya*, 167, 22-31.
- [4] Olgun, A., T. 2014. Farklı Süpersimetrik Modeller ve Diğer Bazı Yeni Fizik Yaklaşımlarında Hadronik FCNC Geçişlerinin Fenomenolojisi, Doktora Tezi, *İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. İstanbul.
- [5] Srednicki, M. 2007. Quantum Field Theory. *Cambridge University Press*
- [6] Lepton (physics). 2010. *Encyclopedia Britannica*.
- [7] Gribbin, J. et al. 1997. Richard Feynman: A Life in Science. *Penguin Books*.
- [8] Anonymous. 2013. <http://www.schoolphysics.co.uk/> (on-line access on 26 Nov, 2013).
- [9] Nave, R. 2008. Quarks. *Georgia State University Press*.
- [10] Nave, R. 2009. The Color Force. *Georgia State University Press*.
- [11] Çakıroğlu, M. 2014. Arkhe Problemi Bağlamında Atom Düşüncesinin Tarihsel Gelişimi ve Cern Deneyi (Standart Model ve Higgs Parçacığı), Yüksek Lisans Tezi, *Giresun Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. Giresun.
- [12] Cottingham, W., N., Greenwood, D., A. 2001. Çekirdek Fizikine Giriş, *Literatür Yayıncılık*.
- [13] Anonymous. 2007. <http://www.answers.com/topic/feynman-diagram>. (on-line access on 12 Apr, 2014).
- [14] Anonymous. 2002. <https://teachers.web.cern.ch/teachers/archiv/HST2002/feynman/feynmanvertices.html>(on-line access on 10 mar,2013).
- [15] Altın, F. 2014. D Mezon Bozunumunda CP Bozulumu, Yüksek Lisans Tezi, *İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. Malatya.
- [16] Adıgüzel, A. 2007. CMS Deneyindeki Süpersimetri Araştırmaları, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. Adana.
- [17] Dereli, T. 2010. Elektrozayıf Etkileşimlerin Kuantumlu Yapısı. *Bilim ve Teknik*.

- [18] Gell-Mann, M. 1995. The Quark and the Jaguar. *Owl Books*.
- [19] Sağlık, S. 2013. Fizik Öğretmen Adayları ve Medyadaki CERN, Yüksek Lisans Tezi, *İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. İstanbul.
- [20] Öztaşcı, T. 2014. Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki (LHC) CMS Deneyinde Küçük – x Fiziği, Yüksek Lisans Tezi, *Adıyaman Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. Adıyaman.
- [21] Lefevre, P. 1995. CERN/AC/95-05.
- [22] Dolma, S., 2012, Hf PMT'lerinde Termal Nötron Etkileşmelerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans, *İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. İstanbul.
- [23] Cerci, S., 2009. Low-x QCD with Jets in The CMS Hadron Forward Calorimeter in p-p Collisions at $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ and Test Studies of Forward Calorimeters. Doktora Tezi. *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. Adana.
- [24] Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) resmi internet sayfasından alınmıştır <https://home.cern/about/experiments/cms>
- [25] Holdom, B. 1986. Heavy quarks and electroweak symmetry breaking. *Physical Review Letters*, vol. 57, no. 20, pp. 2496–2499.
- [26] Holdom, B. 1987. Erratum to “Heavy quarks and electroweak symmetry breaking”. *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 2, p. 177.
- [27] Hill, C. T., Luty, M. A. and Paschos, E. A. 1991. Electroweak symmetry breaking by fourth-generation condensates and the neutrino spectrum. *Physical Review D*, vol. 43, no. 9, pp. 3011–3025.
- [28] Elliott, T. and King, S. F. 1992. Heavy quark condensates from dynamically broken flavour symmetry. *Physics Letters B*, vol. 283, no. 3-4, pp. 371–378.
- [29] Hung, P. Q. and Xiong, C. 2011. Dynamical electroweak symmetry breaking with a heavy fourth generation. *Nuclear Physics B*, vol. 848, no. 2, pp. 288–302.
- [30] Holdom, B. 2006. The discovery of the fourth family at the LHC: wat if? *Journal of High Energy Physics*, vol. 2006, no. 8, article 076.
- [31] Hung, P. Q. and Sher, M. 2008. Experimental constraints on fourth generation quark masses. *Physical Review D*, vol. 77, no. 3, Article ID 037302.
- [32] Hung, P. Q. and Xiong, C. 2011. Implication of a quasi fixed point with a heavy fourth generation: the emergence of a TeV-scale physical cutoff. *Physics Letters B*, vol. 694, no. 4-5, pp. 430–434.

- [33] Hung, P. Q. and Xiong, C. 2011. Renormalization group fixed point with a fourth generation: Higgs-induced bound states and condensates. *Nuclear Physics B*, vol. 847, no. 1, pp. 160–178.
- [34] Cakir, O., Senol, A. and Tasci, A.T. 2009. Single production of fourthfamily t' quarks at the CERN large hadron electron collider. *Europhysics Letters*, vol. 88, no. 1, Article ID 11002.
- [35] Hou, W.S. and Ma, C.Y. 2010. Flavor and CP violation with fourth generations revisited. *Physical Review D*, vol. 82, Article ID 036002.
- [36] Bar-Shalom, S., Oaknin, D. and Soni, A. 2009. Extended FriedbergLee hidden symmetries, quark masses, and CP violation with four generations. *Physical Review D*, vol. 80, no. 1, Article ID 015011.
- [37] Buras, A. J., Duling, B., Feldmann, T., Heidsieck, T., Promberger, C. and Recksiegel, S. 2010. Patterns of flavour violation in the presence of a fourth generation of quarks and leptons. *Journal of High Energy Physics*, vol. 2010, no. 9, article 106.
- [38] Soni, A., Alok, A. K., Giri, A., Mohanta, R. and Nandi, S. 2010. The fourth family: a simple explanation for the observed pattern of anomalies in B-CP asymmetries. *Physics Letters B*, vol. 683, no. 4-5, pp. 302–305.
- [39] Eberhardt, O., Lenz, A. and Rohrwild, J. 2010. Less space for a new family of fermions. *Physical Review D*, vol. 82, no. 9, Article ID 095006.
- [40] Soni, A., Alok, A. K., Giri, A., Mohanta, R. and Nandi, S. 2010. Standard model with four generations: selected implications for rare B and K decays. *Physical Review D*, vol. 82, no. 3, Article ID 033009.
- [41] Alok, A. K., Dighe, A. and London, D. 2011. Constraints on the fourgeneration quark mixing matrix from a fit to flavor-physics data. *Physical Review D*, vol. 83, no. 7, Article ID 073008.
- [42] Tasci, A. T., Senol, A. and Verep, C. 2014. Analyzing the Anomalous Dipole Moment Type Couplings of Heavy Quarks with FCNC Interactions at the CLIC. *Advances in High Energy Physics*, vol. Article ID 717848, 6 pages, 2014. doi:10.1155/2014/717848 -056.
- [43] Altınlı, M. 2017. Elektron-Proton Çarpıştırıcılarında Higgs Parçacığı ile Ayar Bozon Anormal Bağlaşımlarının Araştırılması, Yüksek Lisans Tezi, *İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*. İstanbul.
- [44] Anderson, I., Bolognesi, S., Caola, F., Gao, Y., Gritsan, A., Martin, C., Melnikov, K., Schulze, M., Tran, N., Whitbeck, A. and Zhou, Y. 2014. Constraining anomalous HVV interactions at proton and lepton colliders. *Physical Review D*, 89(3).

- [45] Desai, N., Mukhopadhyaya, B. and Ghosh, D. 2011. CP-violating HWW couplings at the Large Hadron Collider. *Physical Review D*, 83(11).
- [46] Choudhury, D. and Mamta 2006. Anomalous Higgs couplings at a new collider. *Physical Review D*, 74(11).
- [47] Rindani, S. and Sharma, P. 2009. Angular distributions as a probe of anomalous ZZH and γ ZH interactions at a linear collider with polarized beams. *Physical Review D*, 79(7).
- [48] Biswal, S., Choudhury, D., Godbole, R. and Mamta 2009. Role of polarization in probing anomalous gauge interactions of the Higgs boson. *Physical Review D*, 79(3).
- [49] Çakır, I., Çakır, O., Senol, A. And Tascı, A. 2013. Probing anomalous HZZ couplings at the LHeC. *Modern Physics Letters A*, 28(31), p.1350142.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Huda BASHIR R. FATHALLAH
Doğum Yeri ve Yılı : Tirebolu - 1985
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : adelrana237@yahoo.com



Eğitim Durumu

Lise : Alsawani School Tripoli
Lisans : Tirebolu Üniversitesi

Mesleki Deneyim

İş Yeri : Tirebolu Üniversitesi