

HIGSS BOZONUNUN ANORMAL BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ

Cansu SAMANCI

Kütahya Dumlupınar Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliği Uyarınca

Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA

Temmuz-2019

KABUL VE ONAY SAYFASI

Cansu SAMANCI tarafından hazırlanan “HIGGS BOZONUNUN ANORMAL BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ” adlı tez çalışması, aşağıda belirtilen jüri tarafından Kütahya Dumlupınar Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek OY BİRLİĞİ / OY ÇOKLUĞU ile Kütahya Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

17/07/2019

Prof. Dr. Önder Uysal
Enstitü Müdürü, Fen Bilimleri Enstitüsü

Prof. Dr. Atalay Küçükburca
Anabilim Dalı Başkanı, Fizik Anabilim Dalı

Dr. Öğr. Üyesi Volkan Çetinkaya
Danışman, Fizik Anabilim Dalı

Sınav Komitesi Üyeleri

Prof. Dr. Atalay Küçükburca
Fizik Bölümü, Kütahya Dumlupınar Üniversitesi

Doç. Dr. Volkan Arı
Fizik Bölümü, Ankara Üniversitesi

Dr. Öğr. Üyesi Volkan Çetinkaya
Fizik Bölümü, Kütahya Dumlupınar Üniversitesi

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANI

Bu tezin hazırlanmasında Akademik kurallara riayet ettiğimizi, özgün bir çalışma olduğunu ve yapılan tez çalışmasının bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olduğunu, çalışma kapsamında teze ait olmayan veriler için kaynak gösterildiğini ve kaynaklar dizininde belirtildiğini, Yüksek Öğretim Kurulu tarafından kullanılmak üzere önerilen ve Kütahya Dumlupınar Üniversitesi tarafından kullanılan İntihal Programı ile tarandığını ve benzerlik oranının % 3 çıktığını beyan ederiz. Aykırı bir durum ortaya çıktığı takdirde tüm hukuki sonuçlara razı olduğumuzu taahhüt ederiz.



Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA



Cansu SAMANCI



HIGGS BOZONUNUN ANORMAL BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ

Cansu SAMANCI

Fizik, Yüksek Lisans Tezi, 2019

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA

ÖZET

Bu tezde, $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ sürecindeki hZZ ve $h\gamma Z$ anormal bağlaşımları model bağımsız efektif teoriler kullanılarak incelenmiştir. Burada, $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ süreci elektron-pozitron çarpışmasındaki alt süreç olarak ele alınmıştır. Bu süreçte Higgs bozonu (h) bir $b\bar{b}$ çiftine bozunurken Z bozonu yüklü lepton (e, μ) çiftine bozunur. γe çarpışmasında, tesir kesiti değerleri hem yeni fizik etkileri hem de Standart Model ardalan için hesaplanmıştır. Bu değerler elde edilirken altı-boyutlu operatörlerin Wilson katsayıları dikkate alınmıştır. γe çarpışmasındaki foton için Weizsacker-Williams Yaklaşımı (WWA) ve Compton geri saçılan foton (Lazer) dağılım fonksiyonları ayrı ayrı ele alınmış ve sonuçlar karşılaştırılmıştır. Lazer fotonu dikkate alındığında elde edilen sınırlamalar WWA olana göre çok daha duyarlıdır. Gerek tek parametre, gerekse de iki parametre analizi için χ^2 analizi kullanılmıştır. Böylece, elektron-pozitron sisteminin 1000, 1500 ve 3000 GeV'lik kütle merkezi enerjisi ve çeşitli yıllık ışınlık değerleri dikkate alınarak $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ süreci için tek parametre Wilson katsayıları üzerine alt ve üst limitler %95 güvenirlilik seviyesinde (CL) elde edilmiştir. Bunun yanında, yukarıdaki kütle merkezi enerjileri için sırasıyla 1000, 1500, 3000 fb⁻¹ yıllık ışınlık değerleri alınarak iki-boyutlu kontur grafikleri elde edilmiştir. Sonuçlar, Wilson katsayıları üzerine getirilen limitlerin güncel limitleri daha da iyileştirebildiğini göstermektedir.

Anahtar kelimeler: Altı-Boyutlu Operatörler, Anormal Bağlaşımlar, Ayar Bozonları, Higgs Bozonu, Wilson katsayıları.

INVESTIGATION OF ANOMALOUS COUPLINGS OF HIGGS BOSON

Cansu SAMANCI

Physics, M. S. Thesis, 2019

Thesis supervisor: Asst. Prof. Dr. Volkan ÇETİNKAYA

SUMMARY

In this thesis, hZZ ve $h\gamma Z$ anomalous couplings have been investigated through the process $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ using model independent effective theories. Here, the process $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ is considered as the subprocess in the electron-positron collision. In this process, Higgs boson (h) decays into the $b\bar{b}$ pair, while Z boson decays into the a pair of charged leptons (e, μ). In the γe collision, the cross-section values have been calculated for both the new physics effects and the Standard Model background. The Wilson coefficients of dimension-six operators have been taken into consideration while obtaining these values. The Weizsacker-Williams Approach (WWA) and Compton back scattering photons (Laser) distribution functions for the photon in the γe collision are discussed separately and the results are compared. The bounds obtained with regard to the laser photon are much more sensitive than that of WWA. For both single parameter and two parameter analysis, χ^2 analysis has been used. Thus, considering the center-of-mass energy of electron-positron system of 1000, 1500 and 3000 GeV and various integrated luminosity values, the upper and lower bounds on single parameter of the Wilson coefficients have been obtained at 95% confidence level (CL) for the process $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$. In addition, two dimensional contour plots have been obtained for above center-of-mass energy with integrated luminosity of 1000, 1500, 3000 fb^{-1} , respectively. The results show that limits on Wilson coefficients can further improve the current limits

Keywords: Anomalous Couplings, Dimension-Six Operators, Gauge Bosons, Higgs Boson, Wilson coefficients.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans ders aşaması ve tez çalışmalarım boyunca bilgi ve desteğini benden esirgemeyen, tecrübeleriyle yol gösteren, değerli danışman hocam Sayın Dr. Öğr. Üyesi Volkan ÇETİNKAYA'ya (Kütahya Dumlupınar Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı), her zaman desteklerini gördüğüm 116F149 No'lu TÜBİTAK projesi araştırmacıları Sayın Doç. Dr. Volkan Arı (Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı) ve Sayın Doç. Dr. Ahmet Alper Billur'a (Sivas Cumhuriyet Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı) en içten teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez 116F149 No'lu TÜBİTAK projesi ile desteklenmiştir. Bursiyer olarak çalıştığım 116F149 No'lu TÜBİTAK projesinin tüm aşamalarında desteğini gördüğümüz Matematik, Fizik Araştırma Destek Grubu'na ve TÜBİTAK 3501 programına en içten teşekkürlerimi sunarım.

Beni bugünlere getiren, eğitim hayatımın her aşamasını destekleyen, maddi ve manevi yönleriyle her zaman yanımda olan sevgili anne ve babama, sevgilerini hiçbir şeye değiştirmeyeceğim yürekten bağlı olduğum kardeşlerime, fikirleriyle beni doğru yollara yönlendiren abi ve abla olarak gördüğüm Sevgi SAMANCI ve Yalçın SAMANCI' ya, sevgisini ve desteğini hissettiğim hayatı paylaşmak için yola çıktığım sevgili nişanım Abdullah Köknel'e çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	v
SUMMARY	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	3
2.1. Kuantum Elektrodinamiği.....	3
2.2. Elektrozayıf Teori	5
2.3. Kendiliğinden Simetri Kırılması.....	9
2.4. Higgs Bozonu.....	14
3. EFEKTİF LAGRANJİYEN YÖNTEMİ.....	18
4. $e\gamma$ ÇARPIŞMASINDA ANORMAL HIGGS BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ	20
4.1. Anormal hZZ ve $h\gamma Z$ Bağlaşımının $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ Süreci İle İncelenmesi	21
4.2. $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ Süreci İçin Tesir Kesiti.....	23
4.3. Wilson Katsayıları Üzerine Getirilen Sınırlamalar	27
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	33
KAYNAKLAR DİZİNİ	35
ÖZGEÇMİŞ	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Toplanan olay miktarının iki-foton değişmez kütle dağılımına göre değişimi	15
2.2. Düşük kütle bölgesinde m_H 'nin (aranan sinyalin kütlesi) bir fonksiyonu olarak gözlenmiş lokal p_0 değeri.....	16
4.1. WWA dağılımı için anormal bağlaşımlara (couplings) karşı tesir kesiti grafiği.....	25
4.2. Şekil 4.1 ile aynı, fakat Lazer dağılımı için.	26
4.3. WWA dağılımına göre 1 TeV (sol üst), 1,5 TeV (sağ üst) ve 3 TeV (alt) CLIC ve ILC kütle merkezi enerjilerinde kontur grafikleri.....	29
4.4. Şekil 4.3 ile aynı, fakat farklı ikili parametreler için.	30
4.5. Lazer dağılımına göre 1 TeV (sol üst), 1,5 TeV (sağ üst) ve 3 TeV (alt) CLIC ve ILC kütle merkezi enerjilerinde kontur grafikleri.....	31
4.6. Şekil 4.5 ile aynı, fakat farklı ikili parametreler için.	32

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.1. $\gamma e \rightarrow hZe$ – süreci için kütle bazı ve ayar bazı arasındaki ilişki.	23
4.2. $\gamma e \rightarrow hZe$ – ($h \rightarrow bb$ ve $Z \rightarrow l - l^+$, ($l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$)) sürecinde e^-e^+ sisteminin 1 TeV kütle merkezi enerjisi ve çeşitli yıllık ışınlık değerleri için $c\gamma$, cHB , cHW , cB anormal bağlaşım parametrelerinin (Wilson katsayılarının) %95 C.L. ile duyarlılık limitleri.....	27
4.3. Çizelge 4.2 ile aynı fakat 1,5 TeV için.....	28
4.4. Çizelge 4.2 ile aynı fakat 3 TeV için.....	28

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
A_μ	Foton Alanı
b	Alt Kuark
D_μ	Kovaryant Türev
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
$F^{\mu\nu}$	Fotonun Alan Şiddet Tensörü
I_3	Zayıf İzospinin Üçüncü Bileşeni
$\mathcal{L}$	Lagranjiyen
$\mathcal{L}_{\text{eff}}$	Efektif Lagranjiyen
L_{int}	Toplanmış (yıllık) ışınlık
m_e	Elektronun kütlesi
m_H	Higgs Bozonunun Kütlesi
m_W	W Bozonunun Kütlesi
m_Z	Z Bozonunun Kütlesi
Q	Elektrik yükü
Y	Hiperyük
Z	Z Bozonu
$Z^{\mu\nu}$	Z-Bozonunun Şiddet Tensörü
W	W Bozonu
σ	Tesir kesiti, Pauli-spin matrisi
∂_μ	Kısmi Türev
$\sqrt{s}$	Kütle merkezi enerjisi

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

μ, ν	Lorentz indisleri
μ^-	Müon
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu

Kısaltmalar

Açıklama

CERN	Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi
CL	Güvenirlilik Seviyesi
CLIC	Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı
ILC	Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı
LEP	Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
SILH	Güçlü Etkileşen Hafif Higgs
KED	Kuantum Elektrodinamiği
NP	Yeni Fizik
SM	Standart Model
WWA	Weizsaecker-Williams Yaklaşımı

1. GİRİŞ

Standart Model (SM), temel parçacıklar ve onların etkileşmelerini elektrozayıf ölçeğe kadar başarılı bir şekilde açıklamaktadır. SM'nin pekçok öngörüsü parçacık fiziği deneyleriyle yüksek ölçüde doğrulanmıştır. Böylece parçacık fiziğinin temel teorisi olarak halen geçerliliğini korumaktadır. Bunların en güncel olanı hiç kuşkusuz Higgs bozonunun keşfidir (Aad vd., 2012; Chatrchyan vd., 2012). Ancak, bu kuramın başarılarının yanında başarısızlıkları da vardır ve çözüm beklemeye devam etmektedir. Bu problemlerden bazıları şöyledir: SM'de yalnızca deneysel ölçümlerle belirlenebilen on sekiz kadar parametre halen kuramca öngörülememektedir. Bu kapsamda, temel fermiyonların Higgs bozonuyla etkileşmeleri sonucunda sahip oldukları kütleler arasındaki büyük farklar dikkat çekicidir. Ayrıca Kütleçekim kuvveti bu kuramla açıklanamamaktadır. SM'nin ve kütleçekiminin birlikte düşünüleceği bir kuram ortaya konulursa aralarındaki şiddet farkı doğal bir şekilde nasıl ortaya çıkabilir? Bunun dışında, SM'de birbirini tekrar eden aileler sözkonusudur ve halen neden böyle olduğu bilinmemektedir. Evrendeki madde-karşı madde asimetrisi, karanlık madde, karanlık enerji kavramları da SM ile açıklanamamaktadır. Bu problemler düşünüldüğünde SM'yi parçacık fiziğinin nihai teorisi olarak kabul etmek yanlış olabilir. Önümüzdeki yıllarda çarpıştırıcıların enerji ölçeklerini artıracığı düşünüldüğünde SM'nin o ölçekte geçerliliğini yitireceği ve yerini yeni fizik olarak bilinen yeni teorilere bırakacağı öngörülebilir. Böylece SM ötesinde yeni ve daha temel bir kuramın varlığına inanılır.

Uzun zamandır deneysel olarak gözlemlenmeyi bekleyen SM'nin en önemli parçasının, Higgs bozonun, keşfi hiç kuşkusuz bu yapbozun en büyük eksikliklerinden birini gidereceği için son derece önemliydi. Bunun için gerekli deneysel donanımların, çarpışma enerjisinin ve ışınlığın sağlanması gerekiyordu. ATLAS ve CMS deneyleri 2012 yılında Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) yeni bir skaler parçacığın keşfini duyurduğundan (Aad vd., 2012; Chatrchyan vd., 2012) beri bu parçacığın SM'nin öngördüğü Higgs bozonu olup olmadığına dair çalışmalar devam etmektedir. Gözlemlenen parçacığın kütle, yük, spin ve parite gibi temel özellikleri SM tahminleriyle uyumlu olsa da elektrozayıf simetri kırılması probleminin açıklığa kavuştuğu söylenemez. Bunun için daha çok verinin toplanıp analiz edilmesine gereksinim duyulmaktadır.

Higgs bozonunun fermiyon ve bozonlarla olan bağlaşımlarının araştırıldığı deneylerde şimdiye kadar SM tahminleri ile uyumsuz sonuçlara; yani, yeni fizik etkilerinin görüleceği sinyallere ulaşılmamıştır. Bunun yanında, varsa, yeni bir fizik sinyalinin ne şekilde karşımıza çıkacağı bilinmemektedir. Üstelik bunların SM ötesi modellerde öngörülenden farklı şekillerde

ortaya çıkma olasılığı vardır ve küçümsenmemelidir. Çarpıştırıcıların çarpışma enerjisi ve ışınlığının yükseltilmesiyle birlikte belki de bu modellerden bazıları güncelliğini yitirecektir. Bu da yeni fizik araştırmalarının modelden bağımsız olarak yapılmasını mantıklı kılar. Yeni fiziği araştırma yollarından biri, böyle bir metod olan efektif lagranjiyen yöntemidir. Efektif lagranjiyen, SM lagranjiyenine dört-boyutlu operatörlerden daha yüksek yeni operatörler ekleyerek elde edilebilir. Bu yeni terimlerin varlığına işaret edecek deneysel sonuçlar bulunursa SM öngörülleri ile uyumsuz olan yeni fizik kanıtlanmış olacaktır.

SM parçacıkları ile SM’de olmayan etkileşmelerin ele alındığı bir efektif lagranjiyen anormal olarak adlandırılan bağlaşımlar içerir. Yapılan deneyler ve çalışmalar bu parametrelere sınırlar getirmektedir. Bu anormal bağlaşımların duyarlılıklarını belirleme çalışmaları yeni fizik araştırmaları açısından son derece önemlidir. Literatürde lepton-foton ya da foton-foton gibi çarpıştırıcılarla çalışılan süreçler olsa da anormal Higgs bağlaşımlarının incelenmesi yok denecek kadar azdır. Bu çalışmada ileride kurulması planlanan doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcısının bir modu olan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcısı ele alınmış ve anormal Higgs bağlaşımları incelenmiştir.

Tezdeki bölümler şu şekilde ele alınmıştır: İkinci bölümde ayar teorileri, kuantum elektrodinamiği (KED) ve zayıf etkileşmeler için ayar dönüşümleri ifade edilmiştir. Ayrıca kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması ifade edilmiştir. Üçüncü bölüm efektif alan teorisi ve kullanılan yöntemle ayrılmıştır. Dördüncü bölümde tüm hesaplamalar ve sonuçlar yer alırken son bölümde de sonuçlar tartışılmıştır.

2. STANDART MODEL

Temel parçacıklar ve onların birbirleriyle olan etkileşmelerinin incelenmesi parçacık fiziğinin konusudur. Bu etkileşmelerin nasıl gerçekleştiği noktasında ortaya çıkan sorulara cevap vermek için bir model ortaya konulmuştur. Bu model Standart Model (SM) olarak adlandırılır. SM, doğadaki dört temel kuvvettten güçlü, elektromanyetik ve zayıf kuvvetin etkileşmelerini betimler. Kütle çekim kuvveti ise bu model ile halen açıklanamamaktadır. SM'nin en büyük başarılarından biri, elektromanyetik kuvvet ile zayıf kuvvetin kuramsal olarak birleştirilmesidir. Bu, elektrozayıf kuvvet olarak adlandırılır (Glashow, 1961; Weinberg, 1967; Salam, 1968).

Standart Model $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubuna dayanır ve güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin ayar teorilerini içerir. Bu açıdan bakıldığında SM'ye kuantum alan teorisini esas alan bir ayar teorisi denilebilir. Bu etkileşmeler spin-1 olan aracı ayar bozonlarının değiş-tokuşuyla gerçekleşir. Güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşme için aracı ayar bozonları, sırasıyla, gluon (8 adet), $W^\pm$ ile Z ve fotondur.

SM'de parçacıkların birbirleriyle olan etkileşmeleri bir yerel ayar simetrisi vasıtasıyla modele eklenir. Bunun için sistemi tasvir eden Lagranjiyen ayar teorilerini kullanarak yazılır. Buna göre Lagranjiyen, yerel ve global ayar dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır. Noether teoremine göre bir simetriye karşılık gelen bir korunum yasası vardır. Buna göre, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ global ayar simetrisinde de bir korunum yasası işleyecek ve buradaki hiperyük (Y) ve zayıf izospin ("sol/left" anlamında L harfi ya da zayıf/weak anlamında W ile gösterilir) korunmuş olacaktır. Global ayar dönüşümü belirli bir uzay-zaman noktasına bağlı değildir; yani, parçacıklar serbesttir. Yerel ayar dönüşümünde ise dönüşüm belirli bir uzay-zaman noktasına bağlıdır; yani, parçacıklar serbest olmayıp ayar alanlarıyla etkileşmeye girerler. Şimdi bu ayar dönüşümleri matematiksel olarak ifade edilecektir.

2.1. Kuantum Elektrodinamiği

Spin-1/2 ve m kütleli parçacıkların hareketini betimleyen serbest Dirac Lagranjiyeni şöyledir:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (2.1)$$

$\mathcal{L}_0$, $U(1)$ global ayar dönüşümü altında değişmezdir.

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi'(x) = e^{i\theta}\psi(x) \quad (2.2)$$

Burada θ , keyfi, reel bir sayıdır ve uzay-zamandan bağımsızdır. Bu simetri, (2.3)'teki gibi bir korunumlu akım getirir.

$$J^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (2.3)$$

Burada e , ilgili parçacığın elektrik yüküdür. Denklemden sade bir görüntü için bundan sonra ψ 'nin x 'e bağımlılığı parantezde gösterilmeyecektir. $e^{i\theta}$ faz çarpanının farklı uzay-zaman noktalarında farklı değerler alması dönüşümün yerel olduğunu gösterir. Böylece, yerel ayar dönüşümü altında Lagranjiyenin değişmezliği sınanır. Burada kısmi türev alınırken θ 'nın kısmi türevinden dolayı ekstra terimden şöyle bir katkı gelir.

$$\partial_\mu(e^{i\theta(x)}\psi) = i(\partial_\mu\theta(x))e^{i\theta(x)}\psi + e^{i\theta(x)}(\partial_\mu\psi) \quad (2.4)$$

Sonuç olarak Lagranjiyen dönüşümü aşağıdaki gibi olur.

$$\mathcal{L}_0 \rightarrow \mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - (\partial_\mu\theta(x))\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (2.5)$$

Eşitlik (2.5)'te görüldüğü gibi yerel ayar dönüşümü altında $\mathcal{L}_0$ Lagranjiyeni değişmez değildir. Bu dönüşüm altında değişmezliği sağlamak için $\mathcal{L}_0$ 'a, değişmezliği bozan $\partial_\mu\theta(x)$ terimini ortadan kaldıracak bir terim eklenmelidir. Eklenecek olan terimle hem Lagranjiyenin serbestliğini bozulacak hem de spin-1/2 parçacıkların alanla etkileşmesi sağlanmış olacaktır. Bu durumda oraya çıkacak olan yeni $\mathcal{L}_1$ Lagranjiyeni şöyle yazılır.

$$\mathcal{L}_1 = [i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi] - (e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu \quad (2.6)$$

Bu Lagranjiyen yerel ayar dönüşümleri altında değişmezliği sağlar. Eşitlik (2.3)'te tanımlanan J^μ ile birlikte Eşitlik (2.6) daha sade şekilde şöyle yazılır.

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 - J^\mu A_\mu \quad (2.7)$$

$\mathcal{L}_1$ için yerel ayar dönüşümü yapılırken, vektör ayar alanı olarak adlandırılan A_μ 'nin de dönüşümüne dikkat edilmelidir:

$$A_\mu \xrightarrow{U(1)} A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta \quad (2.8)$$

Burada kısmi türev yerine alanlarla beraber aynı dönüşen kovaryant türevler ve bu türevin dönüşümü şöyle tanımlanır.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu \quad (2.9)$$

$$D_\mu \xrightarrow{U(1)} D'_\mu \psi \equiv e^{i\theta} D_\mu \psi \quad (2.10)$$

Bu kovaryant türev tanımıyla global formda Lagranjiyen şu şekilde yazılabilir.

$$\mathcal{L}_1 = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \quad (2.11)$$

Eşitlik (2.11)'e ilgili vektör alanının kinetik terimi de eklenmelidir. Çünkü Lagranjiyen bir etkileşme terimi içerir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_{Kin} \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Burada $F^{\mu\nu}$ alan tensörüdür ve $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ şeklinde tanımlanır. $F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ terimi bir Lorentz skaleridir ve bu terim de Eşitlik (2.8) dönüşümü altında değişmez kalmalıdır. Lagranjiyene aşağıdaki gibi bir kütle teriminin de eklenmesi akla yatkın gibi gözükmemektedir. Ancak $A_\mu A^\mu$ çarpımı ayar değişmezliğini bozmaktadır, bu nedenle ayar alanı, m_A , kütsüz olmalıdır.

$$\mathcal{L}_{Kütle} = \frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu \quad (2.13)$$

2.2. Elektrozayıf Teori

Zayıf etkileşmeler için ikili temsile sahip en basit grup $SU(2)$ 'dir. Elektromanyetik etkileşmeleri de buraya dâhil etmek için ek bir $U(1)$ grubuna ihtiyaç duyulur. O zaman hesaba katılması gereken açık simetri grubu $SU(2)_L \times U(1)_Y$ şeklindedir. Böylece, zayıf kuvvet ile elektromanyetik kuvvetin simetri gruplarının birleşmesine dayanan, bu kuvvetlerin taşıyıcılarını, lepton ve kuark ailelerini ve bunların kütle kazanması için skaler Higgs bozonunu kapsayan teoriye elektrozayıf teori denir. Elektromanyetik ve zayıf kuvvetin etkileşme şiddetine bakıldığında, düşük enerjilerde farklı görünürken, yüksek enerjilerde aynı görünür. Elektrozayıf teori bu kuvvetleri, aynı kuvvetin farklı görünümü olarak irdeler. Elektromanyetik etkileşmenin köşe faktörü saf vektörel (γ^μ) iken zayıf kuvvetin köşe faktörü vektör ve aksiyel vektör kısımlar içerir ($\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$). Görüldüğü gibi köşe faktörlerinde farklılıklar vardır. Bu farklılığı ortadan kaldırmak için parçacık spinörüne $(1 - \gamma^5)$ matrisini içerecek biçimde düzeltme yapılarak bu zorluk çözülür. Burada γ^5 'in elliliği belirleyen bir terim olduğunu söylenebilir. Bunun için de öncelikle ellilik kavramı açıklanmalıdır. Sağ-ellilik, spini hareket yönüyle aynı olan, +1 helisiteli parçacığı tasvir ederken sol-ellilik, spini hareket yönüne ters olan -1 helisiteli parçacığı tasvir

eder. Burada dikkat edilmesi gereken önemli bir husus vardır. Ellilik kavramı helisite kavramı ile her zaman aynı anlama gelmez. Örneğin, sol-ellilik, parçacığın kütlesinin ihmal edilebildiği durumda -1 helisite demektir. Sol-elli spinörler parçacık ve karşıt parçacık için sırasıyla şöyle yazılır:

$$u_L(p) = \frac{(1-\gamma^5)}{2} u(p) \quad (2.14)$$

$$v_L(p) = \frac{(1+\gamma^5)}{2} v(p) \quad (2.15)$$

Benzer şekilde sağ-elli spinörler de şu şekilde yazılır:

$$u_R(p) = \frac{(1+\gamma^5)}{2} u(p) \quad (2.16)$$

$$v_R(p) = \frac{(1-\gamma^5)}{2} v(p) \quad (2.17)$$

Bu dört eşitliğin adjointleri de sırasıyla aşağıdaki gibi olur:

$$\bar{u}_L = \bar{u} \frac{(1+\gamma^5)}{2}, \bar{v}_L = \bar{v} \frac{(1-\gamma^5)}{2}, \bar{u}_R = \bar{u} \frac{(1-\gamma^5)}{2}, \bar{v}_R = \bar{v} \frac{(1+\gamma^5)}{2} \quad (2.18)$$

Burada $(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$ ve $\{\gamma^0, \gamma^5\} = \gamma^0\gamma^5 + \gamma^5\gamma^0$ eşitliklerinden faydalanılmıştır.

Yukarıdaki notasyon elektromanyetik akımın elli-spinörler cinsinden yazılmasının önünü açmıştır. Böylece spinörler şu şekilde yazılabilirler:

$$u = u_L + u_R \quad (2.19)$$

$$\bar{u} = \bar{u}_L + \bar{u}_R \quad (2.20)$$

Bu notasyonda elektromanyetik akım, e parçacık spinörünü göstermek üzere, şöyle yazılabilir:

$$J_\mu^{em} = -\bar{e}\gamma_\mu e = -\bar{e}_L\gamma_\mu e_L - \bar{e}_R\gamma_\mu e_R \quad (2.21)$$

Burada $(\gamma^5)^2 = 1$ ve $\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$ özellikleri kullanılmıştır. Ayrıca, $(1 - \gamma^5)/2$ ve $(1 + \gamma^5)/2$ işlemcilerinin birbirine dik olmasından dolayı çapraz terimlerin sıfır olduğuna dikkat edilmelidir. Zayıf akım yalnızca sol-elli durumlarla bağlaşım yaparken elektromanyetik akım her iki tiple de bağlaşım yapar.

SM'de leptonlar ve kuarklar elliliklerine göre farklı çoklularla gösterilirler. Böylece tek aileli lepton ve kuark sektörü elli temsilde sırasıyla şöyle yazılır:

$$\psi_L^l \equiv \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \psi_R^l = e_R \quad (2.22)$$

$$\psi_L^q \equiv \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \psi_R^u = u_R, \quad \psi_R^d = d_R \quad (2.23)$$

İzospin kuantum sayısı denilen kavram bunların (singlet ve doublet) bu şekilde yazılmasına olanak sağlar. Proton ve nötronun yükleri farklı, kütleleri birbirine çok yakındır. Güçlü kuvveti düşünüldüğünde bu kütleler aynı varsayılabilir. Bu yüzden proton ve nötronu birbirinden ayırt edebilmek için Heisenberg yeni bir kuantum sayısı (izospin) ortaya koymuştur. 3 bileşeni vardır ve üçüncü bileşen “ I_3 ” şeklinde gösterilir. Ayrıca güçlü çarpışmalarda yük gibi korunur.

$SU(2)_L$ ayar dönüşümü altında sadece sol-elli fermiyonlar ile skaler bozonlar ikili olarak dönüşürken $U(1)_Y$ dönüşümü altında tüm alanlar dönüşür. Sağ-elli fermiyonların izospin yükü olmadığı için birer tekli olarak ele alınır. Sol-elli ikililer için elektrik yükleri ortalama bir yük olarak düşünüldüğünde ortaya yeni bir yük kavramı çıkar ve buna hiperyük denir. Sağ-elli tekliler için bu değer elektrik yükünün 2 katına eşit olur. Eşitlik (2.24)’te verilen Gell-Mann - Nishijima formülü ile hadronlar (baryon ve mezonlar) için bir düzenleme mevcuttur. Burada Y hiperyükü, Q elektrik yükünü ve I_3 izospinin üçüncü bileşenini göstermektedir.

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.24)$$

Tek bir kuark ailesi için serbest Dirac Lagranjiyeni aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^d \quad (2.25)$$

Global ayar dönüşümleri ($G \equiv SU(2)_L \times U(1)_Y$) altında Eşitlik (2.25) değişmezdir.

$$\begin{aligned} \psi_L^q &\xrightarrow{G} \psi_L'^q \equiv e^{i\frac{Y_1}{2}\theta} e^{i\frac{\sigma_3}{2}\vec{\alpha}} \psi_L^q \\ \psi_R^u &\xrightarrow{G} \psi_R'^u \equiv e^{i\frac{Y_2}{2}\theta} \psi_R^u \\ \psi_R^d &\xrightarrow{G} \psi_R'^d \equiv e^{i\frac{Y_3}{2}\theta} \psi_R^d \end{aligned} \quad (2.26)$$

Eşitlik (2.26)’daki $\vec{\alpha}$ ve θ , dönüşüm parametreleri; σ , Pauli-spin matrisleri, Y ’ler ise hiperyüktür. Eşitlik (2.26)’daki Lagrenjiyen’de kütle teriminin olmadığına dikkat edilmelidir. Çünkü bu durumda hem global ayar dönüşümleri altında değişmezliği bozardı hem de sol-elli ve sağ-elli alanlar birbirine karıştırdı. Yerel ayar dönüşümü söz konusu olduğunda $\vec{\alpha}$ ve θ

parametreleri uzay-zamana bağlıdır ve bu da etkileşme terimlerinin eklenmesine yol açar. Eşitlik (2.25)'te simetriyi sağlamak için ∂_μ (kısmi türev) yerine D_μ (kovaryant türev) kullanılır. Ayrıca dört adet ayar parametresinden dolayı dört farklı ayar alanına ihtiyaç duyulur.

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_L^q &\equiv \left[\partial_\mu + ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu(x) + ig' \frac{Y_1}{2} B_\mu(x) \right] \psi_L^q \\ D_\mu \psi_R^u &\equiv \left[\partial_\mu + ig' \frac{Y_2}{2} B_\mu(x) \right] \psi_R^u \\ D_\mu \psi_R^d &\equiv \left[\partial_\mu + ig' \frac{Y_3}{2} B_\mu(x) \right] \psi_R^d \end{aligned} \quad (2.27)$$

Böyle bir notasyon, $W^\pm$, Z ve γ 'yı betimlemek için kullanılmıştır. Yerel ayar dönüşümü sonucu Lagranjiyene $\vec{W}_\mu$ ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) ve B_μ alanları gelmiştir ve bunların da yerel ayar dönüşümü altında değişmez kalmaları gerekmektedir:

$$\begin{aligned} B_\mu(x) &\xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \theta(x) \\ \vec{W}_\mu(x) &\xrightarrow{G} \vec{W}'_\mu(x) \equiv \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - (\vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu(x)) \end{aligned} \quad (2.28)$$

B_μ ' nün dönüşümü, foton için KED' de elde edilenle aynıdır. B_μ ' nün ψ bağlaşımlarının KED' deki gibi tamamen serbest olduğuna; yani, Y_j ($j=1,2,3$)'lerin keyfi parametreler olabileceğine dikkat edilmelidir. $SU(2)_L$ grubu için sıradışı değişme bağıntısı doğrusal olmadığından bu keyfilik $\vec{W}_\mu$ alanı için mevcut değildir. Eşitlik (2.28) ile verilen dönüşümlerden B_μ ' nün izosipin uzayından seçilmiş bir skaler, $\vec{W}_\mu$ ' nün ise bir vektör olduğu gözükmektedir.

Böylelikle Kovaryant türevleri içerecek şekilde düzenlenmiş Lagranjiyen şöyle olur:

$$\mathcal{L}_1 = i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d \quad (2.29)$$

Ayar alanları için Lagranjiyene ayar-değişmez kinetik terimler eklenmelidir. Kütle terimleri ise yine ayar-değişmezliği sağlamadığından Lagranjiyende yer almazlar.. Kinetik terim şöyle yazılır:

$$\mathcal{L}_{\text{Kin}} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \quad (2.30)$$

Burada $B_{\mu\nu}$ ve $\vec{W}_{\mu\nu}$ aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu) \quad (2.31)$$

Kuark alanları için serbest Dirac Lagranjiyeni yazdıktan sonra yapılan dönüşümler lepton alanları için de benzer sekildedir. Sonuç olarak fermiyonların ve ayar bozonlarının kütle terimleri olmaksızın oluşan yerel ayar değişmez Lagranjiyen şöyledir:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d + i\bar{\psi}_L^l \gamma^\mu D_\mu \psi_L^l + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R$$

$$- \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \quad (2.32)$$

2.3. Kendiliğinden Simetri Kırılması

Eşitlik (2.32) her ne kadar yerel ayar-değişmez bir Lagranjiyen olsa da temel lepton ve kuarklar ile kütleye sahip ayar alanlarının kütle terimlerini içermemektedir. Dolayısıyla Eşitlik (2.32)'nin elektrozayıf etkileşmeleri tam olarak betimlemediği söylenebilir. Bu problemi çözmek için kendiliğinden kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması uygulanır. Bu parçacıklara kütle kazandırmak için bir şekilde ayar simetrisini bozmak gerekmektedir. Öncelikle, bu mekanizmanın kullanılabilmesi için vakumun skaler bozonlarla dolu olduğu kabul edilir. Bundan dolayıdır ki Eşitlik (2.32)'ye skaler bozonların potansiyel ve kinetik terimleri ($\mathcal{L}_0^S$) ile Yukawa etkileşme terimi ($\mathcal{L}_f^Y$) eklenmelidir:

$$\mathcal{L}_0^S = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi); \quad V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.33)$$

$$\mathcal{L}_f^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y \quad (2.34)$$

$\mathcal{L}_q^Y$ ve $\mathcal{L}_l^Y$ sırayla birinci quark ve lepton ailesinin Yukawa Lagranjiyenleridir. Φ ise skaler bozon alanıdır ve izospin ikilisi formunda yazılır:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Karşıt parçacıklar da hesaba katılırsa dört adet kompleks skaler alanın ($\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \bar{\varphi}^0$) vakumu doldurduğu varsayılmıştır. Φ skaler alanının yerel ayar dönüşümleri altındaki dönüşümü şu şekildedir:

$$\Phi \xrightarrow{G(yerel)} \Phi' = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{\alpha}(x)} e^{i\frac{Y_\Phi}{2}\theta(x)} \Phi \quad (2.36)$$

Burada $Y_\Phi = 1$ 'dir ve Φ alanı için hiperyüktür.

Lagranjiyenin yerel ayar değişmezliğine uyması için Eşitlik (2.33)'teki ∂_μ kısmi türevler yerine D_μ kovaryant türevler olmalıdır:

$$\mathcal{L}^S = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.37)$$

Eşitlik (2.27) ile verilen dönüşümlerine ek olarak skaler alan için de kovaryant türev tanımlanır:

$$D_\mu \Phi = \left[\partial_\mu + ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu(x) - ig' \frac{Y_\Phi}{2} B_\mu(x) \right] \Phi \quad (2.38)$$

Yerel ayar dönüşümleri altındaki Lagranjiyen şöyle olur.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d + i\bar{\psi}_L^l \gamma^\mu D_\mu \psi_L^l + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R \\ & + \mathcal{L}_f^Y + \mathcal{L}^S - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Fermiyonların ve ayar alanlarının kütle terimleri halen Lagranjiyene eklenmemiştir. $\mathcal{L}^S$ 'de yer alan μ^2 terimi kütleyle benzemesine rağmen Klein-Gordon Lagranjiyenindeki kütle teriminden -1 çarpanı kadar farklılık gösterir, λ ise skaler alanın kendi kendisiyle olan etkileşmesinin bağlaşımıdır.

$V(\Phi^\dagger, \Phi)$ potansiyelinin minimum olduğu durumları bulmak için Eşitlik (2.40)'teki koşul ele alınsın.

$$\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0 \quad (2.40)$$

Burada φ , sırasıyla $\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \bar{\varphi}^0$ alınarak potansiyelin şu iki çözümü bulunur:

$$\varphi^+ = \varphi^0 = \varphi^- = \bar{\varphi}^0 = 0 \quad (2.41)$$

$$\varphi^- \varphi^+ + \varphi^0 \bar{\varphi}^0 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.42)$$

İlk çözüm potansiyeli sıfır yapar ama minimum olmayabilir, ikinci çözüm potansiyeli matematiksel olarak minimum yapar ama dört alanın hepsi fiziksel değildir. Bu dört kompleks alan reel alanlar cinsinden tekrar tanımlanabilir.

$$\varphi^+ = \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\sqrt{2}}; (\varphi^+)^* = \varphi^- \quad (2.43)$$

$$\varphi^0 = \frac{\varphi_3 + i\varphi_4}{\sqrt{2}}; (\varphi^0)^* = \bar{\varphi}^0 \quad (2.44)$$

Böylelikle Eşitlik (2.42) aşağıdaki gibi olur:

$$\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 + \varphi_4^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \quad (2.45)$$

Eşitlik (2.45), potansiyelin minimumunun $\frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$ yarıçaplı dört boyutlu bir hiperküre yüzeyi üzerinde olduğunu ifade eder. Potansiyelin minimumunun (taban durumunun) dört reel alanın hepsinin sıfır olduğu durum olmadığı görülmektedir. Eşitlik (2.45) sayısız çözüme sahiptir. Alanlardan üç tanesi sıfır seçilse bile bir tanesi mutlaka sıfırdan farklı olmak zorundadır. Böyle bir keyfi seçim aşağıdaki gibi olabilir.

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_4 = 0 \quad , \quad \varphi_3 = \eta \quad ; \quad \eta = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (2.46)$$

Bu seçim ile hiperküre yüzeyinde reel alanların $(0,0,0,0)$ noktası, $(0,0,\frac{\mu}{\sqrt{\lambda}},0)$ noktasına kaymıştır ve böylece vakumun $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi kırılır. Bundan sonra Lagranjiyen $U(1)_Q$ simetrisine sahip olacaktır. Kuantum alan teorisine göre skaler Φ alanının vakum beklenen değeri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Φ 'nin beklenen değerinin sıfıra eşit olduğu durum taban durumuna karşılık gelmediğinden yeni fiziksel alanların tanımlanması gerekmektedir. Bu belirlenecek alanların beklenen değeri sıfır olduğunda potansiyel minimum olmalıdır. Bu alanlara geçmek aslında hiperküre üzerinde eksen sistemini potansiyelin minimum olduğu noktaya kaydırmak anlamını taşır. Bu Fiziksel alanlar sırasıyla Goldstone ($\vec{\xi}$) ve Higgs ($H(x)$) alanlarıdır. Böylece φ^+ ve φ^0 alanlarını içeren Φ ; $\vec{\xi}$ ve $H(x)$ reel alanları cinsinden aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \equiv e^{-i\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{\xi}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

$\vec{\xi}$ ve $H(x)$ ' in beklenen değeri artık sıfıra eşittir ve taban durumu bu duruma karşılık gelir.

$$\langle 0|\vec{\xi}|0\rangle = \langle 0|H(x)|0\rangle = 0 \quad (2.49)$$

Amaç fermiyonlara ve aracı ayar bozonlarına kütle kazandırmak ama biliyoruz ki kütle terimleri ayar simetrisine uymamaktadır ve dış bir etken olmadan simetri kendiliğinden kırılır. Burada yeni fiziksel alanlar ortaya koyuldu ve bunlara karşılık gelen üç adet kütleli Goldstone bozonu ve bir adet kütleli Higgs bozonu tanımlandıktan sonra zayıf kuvvetin üç ayar bozonu

Higgs mekanizması sonucu kütle kazanacaktır. Ancak ayar bozonları kütle kazanınca serbestlik derecesi artacak bu da Lagranjiyenin serbestik derecesini artıracaktır. Bu serbestlik derecesindeki artış için üniter ayar seçimi yapılarak Goldstone bozonları yok edilir ve ayar bozonlarına kütle kazandırılır.

Üniter ayar seçimi aşağıdaki gibi olsun.

$$\vec{\alpha}(x) = \vec{\xi}(x) \text{ ve } \theta(x) = 0 \quad (2.50)$$

Üniter ayar seçiminden sonra kuark alanları ile Φ alanı için dönüşümler şu şekilde olur.

$$\begin{aligned} \psi_L^q &\xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_L'^q \equiv e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\xi}(x)} \psi_L^q \\ \psi_R^u &\xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_R'^u \equiv \psi_R^u \\ \psi_R^d &\xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_R'^d \equiv \psi_R^d \\ \Phi &\xrightarrow{\text{üniter ayar}} \Phi' = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\xi}(x)} \Phi \end{aligned} \quad (2.51)$$

Leptonlar için dönüşüm Eşitlik (2.51)'deki ilk iki dönüşüme benzerdir.

Üniter ayar seçiminden sonra skaler alan ise aşağıdaki gibi olur.

$$\Phi' = \frac{0}{\sqrt{2}} \quad (2.52)$$

Üniter ayar seçiminden sonra $\mathcal{L}^S$ Lagranjiyenin kinetik terimi şöyle yazılır.

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \equiv \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}'_\mu - i\frac{g'}{2} B'_\mu \right) \Phi' \right]^\dagger \left[\left(\partial^\mu + i\frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}'^\mu - i\frac{g'}{2} B'^\mu \right) \Phi' \right] \quad (2.53)$$

Alanlarda kullanılan “ ’ ” (üslü notasyon) üniter ayar seçiminden sonraki bu süreçte kaldırılacaktır.. Eşitlik (2.53)'teki $SU(2)_L$ kısmını içeren terim aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} \frac{\vec{\sigma}}{2} \cdot \vec{W}_\mu &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^- \\ \sqrt{2}W_\mu^+ & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.54)$$

Burada $W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ bozon alanıyla yüklü-akım etkileşmelerini meydana getirir. Çünkü burada $\vec{W}_\mu$ alanı fiziksel değildir. $W_\mu^\pm$, görüldüğü gibi W_μ^1 ve W_μ^2 'nin karışımında oluşan fiziksel alandır. Yeni fiziksel Z_μ ve A_μ alanları yine karışımdan oluşan alanlardır.

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Burada θ_W , Weinberg açısı veya zayıf karışım açısı olarak adlandırılır. Böylece Eşitlik (2.53) aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) &\equiv \frac{1}{2}(\partial_\mu H(x))^2 \\ &+ \frac{1}{2}(\eta + H(x))^2 \left[\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + (W_\mu^3 \quad B_\mu) \begin{pmatrix} g^2/4 & -gg'/4 \\ -gg'/4 & g'^2/4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \right] \end{aligned} \quad (2.56)$$

Eşitlik (2.56)'daki 2×2 'lik simetrik matris kütle matrisi olarak isimlendirilir:

$$M = \begin{pmatrix} g^2/4 & -gg'/4 \\ -gg'/4 & g'^2/4 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

Bu matris aşağıdaki gibi bir ortogonal dönüşümle köşegenleştirilebilir:

$$RMR^T = \begin{pmatrix} (g^2 + g'^2)/4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; R = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Burada $\sin\theta_W = g'/(g^2 + g'^2)^{1/2}$ ve $\cos\theta_W = g/(g^2 + g'^2)^{1/2}$ şeklinde tanımlanmıştır. T ise Transpoz alma işlemidir. $RR^T = 1 = R^T R$ olmak üzere RMR^T matrisi Eşitlik (2.56)'ya yerleştirilir ve Eşitlik (2.55) de dikkate alınırsa şu son ifade elde edilir:

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) &\equiv \frac{1}{2}(\partial_\mu H(x))^2 + \left(\frac{g\eta}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left[\frac{\eta(g^2 + g'^2)^{1/2}}{2} \right]^2 Z_\mu Z^\mu \\ &+ \frac{1}{2} (H^2(x) + 2H(x)\eta) \left[\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g^2 + g'^2)}{4} Z_\mu Z^\mu \right] \end{aligned} \quad (2.59)$$

Buradan ayar alanlarının kütleleri aşağıdaki gibi belirlenmiş olur:

$$M_W = \frac{g\eta}{2}, \quad M_Z = \frac{\eta}{2} (g^2 + g'^2)^{1/2}, \quad M_A = 0 \quad (2.60)$$

Görüldüğü gibi zayıf kuvvetin 3 ayar bozonu olan $W^\pm$ ve Z bozonu kütle kazanırken elektromanyetik kuvvetin ayar bozonu olan foton kütsüz kalmıştır. Eşitlik (2.59)'daki ikinci terime bakılırsa Higgs bozonu ile ayar bozonlarının üçlü ve dörtlü köşe etkileşmelerini verir (HWW, HZZ, HHWW, HHZZ).

SM'de kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması kullanılarak nötrinolar dışındaki tüm fermiyonlara da üniter ayar seçiminden sonraki Yukawa Lagranjiyeni ele alınarak kütle kazandırılır.

2.4. Higgs Bozonu

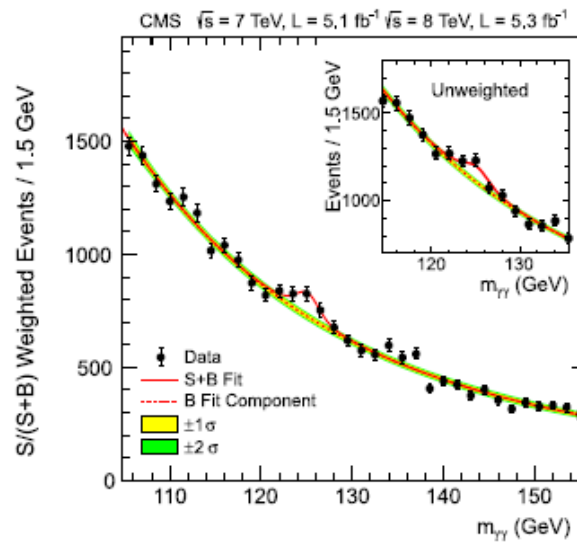
SM'deki ayar bozonları ile fermiyonların nasıl kütle kazandığını açıklayan mekanizma önceki kesimde ayrıntılı bir biçimde anlatılmıştır. Bu mekanizmanın en önemli kısmı, skaler Higgs alanının en az bir kuantumlu parçacığı olan Higgs bozonunun kuramsal olarak varsayılmasıdır. Higgs bozonu ile ilgili deneysel çalışmaları tarihsel açıdan ikiye bölmek yanlış olmaz. 1980'lerden 2012'ye kadarki dönem böyle bir skaler parçacığın varlığını aramakla geçmiştir. 2012'de böyle bir sinyalin var olmasından günümüze kadarki süreçte de Higgs bozonunun kuantumsal özelliklerinin incelenmesi ve SM parçacıkları ile olan etkileşmeleri araştırma konusu olarak güncelliğini korumuştur.

Yakın zamandaki çalışmalara bakıldığında, CERN'deki, Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP), Higgs bozonu için direkt araştırmalar sonucunda Higgs'in kütlesine %95 güvenirlilik (CL) ile alt sınır getirmiştir ($m_H > 114,4$ GeV) (LEP Working Group 2003). Bunun yanında, 162-166 GeV kütle bölgesi %95 CL ile Tevatron tarafından dışarılanmıştır (CDF ve D0 Collab. 2010). Tevatron, son zamanlarda yapılan analizlerde kütlenin 120-135 GeV bölgesinde olacağını rapor etmiştir (CDF Collab., D0 Collab., CDF ve D0 Collab. 2012).

CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısının (LHC) en büyük amaçlarından biri SM'nin öngördüğü Higgs bozonunu keşfetmektir. LHC'de önceki doğrudan yapılan araştırmalar proton-proton çarpışmalarından gelen verilere dayandırılmıştı. Bu çarpışmalar, $\sqrt{s} = 7$ TeV kütle merkezi enerjisinde, 5 fb^{-1} toplanmış ışınığa karşılık gelir. CMS deneyi, kütle bölgesini %95 CL ile 127 GeV'den 600 GeV'e kadar dışarlamıştır (CMS Collab. 2012e). ATLAS deneyi ise 111,4-116,6 GeV aralığını, 119,4-122,1 GeV aralığını ve 129,2-541 GeV aralığını %95 CL ile dışarlamıştır (ATLAS Collab. 2012c).

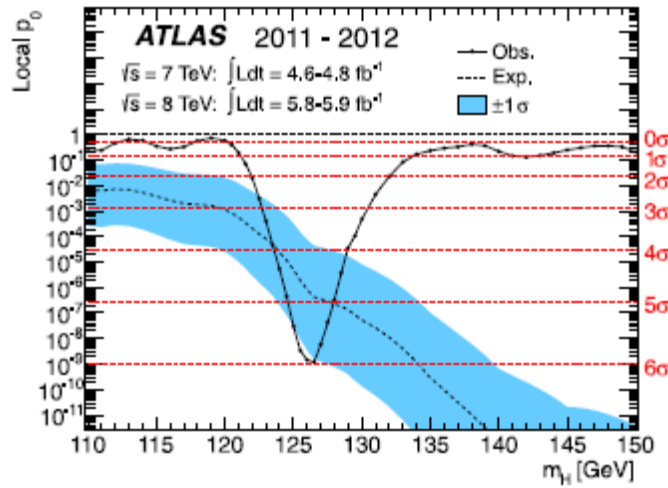
CERN, LHC'de 7 TeV kütle merkezi enerjisi ve 5 fb^{-1} toplanmış ışınığa karşılık gelen çarpışmalar sonrasında CMS (CMS Collab. 2012e) deneyi kütle bölgesini %95 CL ile 127

GeV'den 600 GeV'e kadar, ATLAS (ATLAS Collab. 2012c) deneyi ise 111,4-116,6 GeV; 119,4-122,1 GeV ve 129,2-541 GeV aralıklarını %95 CL ile dışlamıştır (ATLAS Collab. 2012c). Böylelikle ATLAS ve CMS deneyleri geriye kalan izinli kütle bölgesi içinde 125 GeV civarındaki çok sayıda olayı rapor etmiştir (ATLAS Collab. 2012b, Chatrchyan vd., 2012). Bu neticeler 2012 yılında Higgs bozonu için araştırmanın hassaslığının artırılması ve kütle merkezi enerjisi ile ışınlığın artırılması sonucu oluşmuştur. Higgs'in araştırılmasında $\gamma\gamma$, ZZ , W^+W^- , $\tau^+\tau^-$ ve $b\bar{b}$ bozunma modlarına bakılmıştır. Bu araştırma, 110 GeV'den 160 GeV'e kadar olan düşük-kütle bölgesinde yapılmıştır (Chatrchyan vd., 2012). Bu kütle bölgesinde Higgs'in üretim tesir kesitinin $\sqrt{s} = 7(8)$ TeV'de 23 (29) pb ve 10 (14) pb arasındaki değerlere sahip olduğu öngörülmektedir (Dittmaier vd., 2011). Higgs bozonunun ömrü çok kısa olduğundan süratlice diğer SM parçacıklarına bozunur. Böylece son durum parçacıklarından yola çıkılarak aranan parçacığın özellikleri araştırılır. Çarpışma sonucunda algıcın (detektörün) merkezinde Higgs'in bozunduğu parçacıklardan diğerlerini ayırt etmek için analizler yapılmaktadır. CMS deneyi verilerin analiz edilmesi sonucunda beklenen SM ardaının (background) üzerinde çok sayıda olay gözlemlendiğini rapor etmiştir. Şekil 2.1'deki tümsek, kütlesi 125 GeV civarında olan yeni bir parçacığın üretimini göstermektedir. Noktalar deneyden toplanan veriye aitken, ortadaki noktalı çizgi SM süreçlerinden ölçülen ardalanı göstermektedir. Noktalara fit edilmiş olan düz çizgi de sinyal ile ardalanın toplamı (S+B Fit) olan yeni bir parçacığa işaret eden eğridir.



Şekil 2.1. Toplanan olay miktarının iki-foton değişmez kütle dağılımına göre değişimi (Chatrchyan vd., 2012).

Benzer şekilde, yeni bir sinyali işaret eden sonuçlar ATLAS deneyinden de elde edilmiştir (şekil 2.2).



Şekil 2.2. Düşük kütle bölgesinde m_H 'nin (aranan sinyalin kütlesi) bir fonksiyonu olarak gözlenmiş lokal p_0 değeri (Aad vd., 2012).

Grafiğin yatay eksen Higgs'ın kütle değerlerini; sol düşey eksen ise taranan düşük kütle bölgesinde her kütle değeri için bir olasılık göstermektedir. Bu, yeni bir parçacığın gözlenmediği varsayımına uyumluluk olasılığıdır. Dikkat edilirse sol düşey eksenin değeri 126,5 GeV'in dışındaki kütle değerlerinde (noktalı düz çizgi) 0,1 ile 1 aralığındadır. Ancak 126,5 GeV değerinde yaklaşık 10^{-9} civarındadır. Bu değer grafiğin sağ düşey ekseninde 6σ 'ya karşılık gelir (sol düşeydeki olasılığın normal bir dağılımın genişliği cinsinden ifadesi). Bu sapma, yeni bir parçacığın keşfedildiğini gösterir.

Bütün bu deneysel gözlemler sonucunda elde edilen 125 GeV kütleli sinyalin tespit edilen sıfır elektrik yüküyle birlikte SM Higgs bozonuna benzerliği ortaya konulmuştur. Kütle ve yük özelliklerinin yanında, bu parçacığın SM'nin Higgs bozonu olduğunu doğrulamak için spin ve parite ölçümleri de gerekiyordu. Bu bağlamda yapılan deneysel çalışmalar spin (0) ve parite (+) ölçümlerinin de SM tahminleriyle uyumlu olduğunu doğruladı (Aad vd., 2013a; ATLAS Collab. 2013a, 2013b, 2013c; Chatrchyan vd., 2013a, 2013ç, 2014c; CMS Collab. 2013a). Keşfedilen bozonun temel özellikleri SM'nin öngörüsü ile uyumlu olmasına rağmen, bu keşif ile halen elektrozayıf simetri kırılması (Glashow 1961; Salam 1968; Weinberg 1967; Gell-Mann ve Levy, 1960; Nambu ve Jona-Lasinio, 1961; Englert ve Brout, 1964; Guralnik vd., 1964; Higgs, 1964a,

1964b, 1966; Kibble, 1967) sorununun çözüldüğü söylenemez. Higgs bozonunun temel özellikleri yanında fermiyon ve bozonlarla olan bağlaşımlarının da hassas bir şekilde ölçülmesine ihtiyaç vardır. Böylece SM tahminlerinin deneysel gözlemlerle uyumlu olup olmadığı kontrol edilebilir. Bunun için de deneyde gözlenen üretim hızının SM'nin öngördüğü hıza oranı 1 olmalıdır. Bu hızlar Higgs'in fermiyon ve ayar bozonları ile olan etkileşmelerine gerek üretim, gerekse de bozunum seviyesinde bağlıdırlar. Bugüne kadar yapılan deneyler göstermiştir ki, sonuçlar, istatistiksel ve sistematik belirsizlikler dâhilinde, SM öngörülleri ile tutarlıdır (Aad vd., 2013b, 2013c, 2014a, 2014c, 2014ç, 2014d; ATLAS Collab. 2014a, 2019a Chatrchyan vd., 2013b, 2013c, 2013d, 2014a, 2014b, 2014ç, 2014d; CMS Collab. 2013b, 2019b; Khachatryan vd., 2014).

Higgs bozonunun belirli bozunma modlarını veren bu sonuçları genişletmek için diğer fermiyonların da olduğu bozunma modları da ölçülmelidir. Belki de bunun için çarpıştırıcının özelliklerinin güncellenmesi gerekecektir. Bu da SM öngörülleri ile deney sonuçlarının uyumsuzluğunu ortaya koyacak yeni fizik ipuçlarını verebilir. Böyle bir problem efektif lagranjiyen yöntemi ile araştırılabilir. Çünkü Fermi teorisinin, daha temel bir teorinin (Standart Model) düşük enerji limitinde karşımıza çıkan efektif bir teori olduğu gerçeğine dayanarak SM'nin de başka bir temel teorinin düşük enerji limitinde geçerli olan efektif bir teori olduğuna inanılır. Bu da SM ötesindeki yeni fizik araştırmalarının modelden bağımsız olarak efektif lagranjiyen yöntemiyle yapılmasının önünü açar. Böylece deney sonuçlarının SM tahminlerinden sapması, SM lagranjiyeninde olmayan bu yeni, fakat katkısı SM'ye göre küçük olacak olan, etkileşme terimlerinin varlığına işaret eden kanıtlar olabilecektir. Bu sebeple şimdi efektif lagranjiyen yöntemi ele alınacaktır.

3. EFEKTİF LAGRANJİYEN YÖNTEMİ

Günümüzde LHC'deki ATLAS ve CMS deney grupları yeni fiziğin pek çok araştırmasını sürdürmektedir. Bu araştırmalar süpersimetri, ek boyutlar gibi bazı SM ötesi modellerin öngörülerini doğrulamaya odaklanmışlardır. Ancak, varsa, yeni bir fizik sinyalinin ne şekilde karşımıza çıkacağı bilinmemektedir. Üstelik bunların SM ötesi modellerde öngörülenden farklı şekillerde ortaya çıkma olasılığı vardır ve küçümsenmemelidir. LHC'de çarpışma enerjisi ve ışığın yükseltilmesiyle birlikte belki de bu modellerden bazıları güncelliğini yitirecektir. Bu da yeni fizik araştırmalarının bir modele bağlı kalmadan yapılmasını mantıklı kılar.

Şimdiye kadar, parçacık fiziğinin Standart Modeli, doğayı elektrozayıf ölçekte betimlemeyi başarmıştır. Ne var ki, TeV ölçeğinin ötesinde SM'nin parçacık fiziğinin nihai teorisi olmadığına inanılır. Güncel deneysel sonuçlarda yeni fizik izine rastlanmadığı dikkate alınır, bu yeni fizik etkileri daha yüksek boyutlu efektif (etkin) operatörlerin sonsuz bir seri açılımından oluşan SM'nin efektif alan teorisi genişletmesinde ortaya çıkabilir. Bu yaklaşım, olası yeni fizik etkilerini parametrize eden bir araçtır (Buchmuller ve Wyler, 1986; Einhorn ve Wudka, 2013; Grzadkowski vd., 2010; Hagiwara vd., 1993; Leung vd., 1986; Willenbrock ve Zhang, 2014).

Standart Model (SM) kuramının temel noktası, sistemi betimleyen lagranjiyeni (lagrange yoğunluğunu) yazabilmektir. Bunlar ayar teorileri yardımıyla belirlenir ve serbest parçacıkların enerjilerini ve bunların diğer parçacıklarla olan etkileşmelerini içerir. SM Lagranjiyenine yeni terimler eklenerek efektif lagranjiyen elde edilir. Bu yeni terimler SM'de olmayan parçacıkların SM parçacıklarıyla olan etkileşmelerini içerebilir. Bunun dışında, yeni terimler yalnızca SM parçacıklarının ele alındığı SM'de olmayan etkileşmeleri de içerebilir. Bu tür etkileşmeler anormal (anomalous) etkileşmeler olarak bilinir. SM lagranjiyenine eklenecek olan bu yeni terimler SM'nin yanında oldukça küçük katkılar verirler. Bu tür etkileşmelerin şimdiye kadar gözlenememesinin en büyük sebebi budur. Ancak çarpışma enerjilerinin ve ışığın artmasıyla böyle etkileşmelerin gelecekte gözlenmesi öngörülmektedir. Bununla birlikte, eklenecek olan yeni terimler lagranjiyenin boyutunu değiştirmemeli ve SM'nin simetri özelliği, lepton ve baryon sayısı korunumu gibi özellikleriyle tutarlı olmalıdır. Ancak bu lagranjiyenler daha yüksek boyutlu (renormalize-edilmemiş) işlemciler içermektedirler. Bu ekstra terimlerin renormalize edilememe özellikleri nedeniyle bunlar yalnızca sınırlandırılmış bir enerji ölçeği bölgesinde kullanılabilirler. Yani efektif lagranjiyenin geçerli olduğu enerji ölçeği, yeni fiziğin başladığı ölçeğin altında kalmalıdır. Böylelikle yeni fiziğin enerji ölçeğinin ters kuvvetleri, Lagranjiyenin boyutunu düşürmek için, yeni terimlerle çarpılmalıdır. Doğal birim sisteminde ($\hbar=c=1$) eylem boyutsuz,

lagranjiyen 4-enerji boyutundadır ($[E]^4$). Böyle bir boyut analizinde skaler ve vektör alanlar $[E]$ ve spinör alanı $[E]^{3/2}$ olmalıdır. Bu sebeple SM lagranjiyenine eklenecek olan $[E]^5$ ve daha büyük boyuta sahip terimler, boyutu korumak için enerji boyutundaki Λ ve kuvvetleriyle dengelenmelidir.

Buradaki operatörler $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar simetrileri ve Lorentz değişmezliğine uyan SM alanlarının tüm olası kombinasyonlarından oluşur. Baryon ve lepton sayısının korunumunu varsayan 6-boyutlu operatörler SM eylemine eklenen ilk düzeltmelerdir. Böyle bir efektif lagranjiyen aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i O_i}{\Lambda^2} \quad (3.1)$$

Burada Λ , yeni fizik etkilerinin ortaya çıkmasının beklendiği enerji ölçeği; O_i , uygun bazdaki 6-boyutlu bağımsız operatörler ve c_i 'ler boyutsuz Wilson katsayılarıdır. Buradaki gibi $[E]^4$ 'ten büyük boyutlardaki terimlerin lagranjiyene eklenmesiyle birlikte ayar bozonlarının kendileriyle ve fermiyonlarla olan bağlaşımları ve pek çok sabit değişikliğe uğramaktadır. Adı geçen bağlaşım ve sabitlerin; yani, fiziksel niceliklerin duyarlı ölçümleri sonucu SM ötesi yüksek boyutlu lagranjiyenlerden gelen anormal bağlaşım parametrelerinin değerleri üzerine sınırlamalar getirilmiştir (İnanç, 2005). Efektif alan teorisi bağlamında bu operatörlerin araştırılması ve bu operatörlere, dolayısıyla bu katsayılarla sınırlama getirme çalışmaları kendisine literatürde fazlasıyla yer bulmuştur (Amar vd., 2015; Arbey vd., 2016; Banerjee vd., 2015; Bar-Shalom ve Soni, 2018; Barklow vd., 2018; Berthier ve Trott, 2016; Buckley vd., 2015; Buckley vd., 2016; Corbett vd., 2015; Craig vd., 2016; Dedes vd., 2017; Dedes vd., 2018; Denizli ve Senol, 2018; Ellis vd., 2014; Ellis vd., 2015; Ellis vd., 2017; Englert vd., 2016; Fichet vd., 2017; Gu vd., 2017; Hartmann vd., 2017; He vd., 2019; Hesari vd., 2018; Jana ve Nandi, 2018; Khanpour ve Najafabadi, 2017a; Khanpour vd., 2017b; Kim vd., 2017; Kuday vd., 2018; Li vd., 2019; Murphy, 2018; Rindani ve Singh, 2019; Shi vd., 2019). Bu çalışmalara ek olarak ATLAS ve CMS kollabrasyonlarının HVV (V, ayar bozonları) üzerine şimdiye kadarki deneysel sınırlama çalışmaları literatürde mevcuttur (Aad vd. 2013a; ATLAS Collab. 2015; ATLAS Collab. 2016; ATLAS Collab. 2017; ATLAS Collab. 2018a; ATLAS Collab. 2018b; ATLAS Collab. 2019b; Chatrchyan vd. 2013a; Chatrchyan vd. 2014c; CMS Collab. 2015a; CMS Collab. 2015b; CMS Collab. 2016; CMS Collab. 2017; CMS Collab. 2018; CMS Collab. 2019a; CMS Collab. 2019b). Deneysel gözlemlerden gelebilecek SM öngörülleri ile uyumsuz bir sinyal, anormal bağlaşımların var olduğuna dair bir delil olabilir. Bundan dolayıdır ki, yeni fiziği araştırma yollarından biri, anormal bağlaşım parametre değerlerine sınırlama getirme çalışmalarıdır.

4. $e\gamma$ ÇARPIŞMASINDA ANORMAL HIGGS BAĞLAŞIMLARININ İNCELENMESİ

LHC gibi bir proton-proton derin inelastik saçılması sürecinde, gelen protonlar çarpışma sonrasında partonlarına ayrışırlar. Böylece, parton kalıntıları çarpışmanın ardaalanını büyük ölçüde oluşturduğu için, alışılmış derin inelastik süreçler temiz bir çevresel ortam sağlayamazlar. Diğer taraftan, hemen hemen gerçek fotonla, $Q^2 \approx 0$, oluşturulan $\gamma^*\gamma^*$ ve γ^*p süreçlerindeki protonlar, fotonları yaydıktan sonra bozulmamış olarak kalırlar. Yayınlanan hemen hemen gerçek fotonlar düşük bir sanallığa (virtuality) sahip oldukları için proton yapısını bozmazlar. $\gamma^*\gamma^*$ süreci, proton kalıntıları olmaması sebebiyle incelenebilecek süreçler arasında en temiz süreçlerdendir. γ^*p sürecinde ise gelen protonlardan biri partonlarına ayrışırken diğer foton yayan proton bozulmamış olarak kalır. Sonuç olarak $\gamma^*\gamma^*$ ve γ^*p süreçleri pp süreçlerine göre daha az belirsizliğe sahiptir. Bu nedenle yeni fizik sinyallerini araştırmak için bize önemli bir fırsat sağlar. Bozulmamış protonlar etkileşme noktasından çeşitli uzaklıklara yerleştirilen ekstra detektörlerle belirlenirler (Royon vd., 2007; Albrow vd., 2009).

Bununla birlikte, lepton çarpıştırıcıları genel olarak LHC'den daha temiz bir ardalana sahiptir ve yeni parçacıkların ve etkileşmelerin araştırılmasında çok önemli bir role sahiptir. Şu anda CLIC (Accomando vd., 2004; Abramowicz vd., 2013; Dannheim vd., 2012) ve ILC (Abe vd., 2001; Baer vd., 2013; Brau vd., 2007; Djouadi vd., 2007) gibi yüksek kütle merkezi enerjileri ve ışınlıklarına sahip bazı lepton çarpıştırıcı projeleri, yüksek hassasiyetli SM parametrelerinin ölçümünün yanı sıra Higgs bozonu bağlaşımlarını tam bir kesinlikte araştırmak için iyi bir olanak sunar. Gerek LHC, gerekse de CLIC ve ILC'de çarpıştırıcının normal moduna ek olarak foton indüklü reaksiyonlar kendiliğinden oluşacaktır ve bugün gerekli ekipmanların kullanılmasıyla bu çarpışmalar çarpıştırıcının ana modundan ayırt edilebilme potansiyeline sahiptir. Higgs bozonunun üretim süreçleri hem foton-Higgs bağlaşımı hem de Higgs bozonunun diğer bağlaşımları açısından son derece ilginç özellikler doğurabilir. Literatürde lepton-foton ya da foton-foton gibi çarpıştırıcılarla çalışılan süreçler olsa da anormal Higgs bağlaşımlarının incelenmesi (Choudhury ve Mamta, 2006; Han vd., 2006) yok denecek kadar azdır. Dolayısıyla, bu tez çalışmasında foton indüklü $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ süreci, e^-e^+ çarpışmasındaki alt süreç olarak ele alınmıştır.

4.1. Anormal hZZ ve hγZ Bağlaşımlarının $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ Süreci İle İncelenmesi

Bu tezde 6-boyutlu efektif alan teorisi operatörleri için takip edilecek formalizm (Englert vd., 2016; Alloul vd., 2014a; Artoisenet vd., 2013) referansında verilmiştir. Efektif lagranjiyenin çalışmayla ilgili kısmı aşağıdaki gibidir.

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{SILH}} + \mathcal{L}_{F_1} + \mathcal{L}_{F_2} \quad (4.1)$$

Burada ilk terim Standart Model lagranjiyenidir. İkinci terim, $\mathcal{L}_{\text{SILH}}$, Higgs ikilisini içeren bir dizi CP koruyan 6-boyutlu operatörlerden oluşur ve Higgs alanının güçlü etkileşen sektörün bir parçası olduğu modellerden esinlenir. Üçüncü terim, Higgs alanlarıyla lepton ya da kuarkların bir çifti arasındaki etkileşimleri içerir. Son terim ise, tekli bir Higgs alanı ve bir ayar bozonuyla bir kuark ya da lepton çiftinin etkileşmesini ifade eder. Efektif lagranjiyenin bu terimleri şöyle yazılır:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SILH}} = & \frac{\bar{c}_H}{2v^2} \partial^\mu [\Phi^\dagger \Phi] \partial_\mu [\Phi^\dagger \Phi] + \frac{\bar{c}_T}{2v^2} [\Phi^\dagger \vec{D}^\mu \Phi] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] - \frac{\bar{c}_6 \lambda}{v^2} [\Phi^\dagger \Phi]^3 \\ & - \left[\frac{\bar{c}_u}{v^2} y_u \Phi^\dagger \Phi \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L u_R + \frac{\bar{c}_d}{v^2} y_d \Phi^\dagger \Phi \Phi \cdot \bar{Q}_L d_R + \frac{\bar{c}_l}{v^2} y_l \Phi^\dagger \Phi \Phi \cdot \bar{L}_L e_R + h.c. \right] \\ & + \frac{ig\bar{c}_W}{m_W^2} [\Phi^\dagger T_{2k} \vec{D}^\mu \Phi] D^\nu W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_B}{2m_W^2} [\Phi^\dagger \vec{D}^\mu \Phi] \partial^\nu B_{\mu\nu} \\ & + \frac{2ig\bar{c}_{HW}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger T_{2k} D^\nu \Phi] W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_{HB}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger D^\nu \Phi] B_{\mu\nu} \\ & + \frac{g'^2 \bar{c}_\gamma}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{g_s^2 \bar{c}_g}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Burada Φ , Higgs bozon alanını içeren bir zayıf ikili; $G^{\mu\nu}$, $B^{\mu\nu}$ ve $W^{\mu\nu}$ kuvvetli ve elektrozayıf alan şiddet tensörleridir. Bununla birlikte $\bar{c}_i$ 'ler Wilson katsayılarıdır. Ayrıca, λ Higgs bozonu dörtlü bağlaşımı ve v , 246 GeV değerindeki vakum beklenen değeridir. Burada $\Phi^\dagger \vec{D}^\mu \Phi = \Phi^\dagger (D^\mu \Phi) - (D^\mu \Phi)^\dagger \Phi$ şeklinde tanımlanır.

Efektif lagranjiyenin üçüncü ve dördüncü terimleri ise şöyle yazılır.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F_1} = & \frac{\bar{c}_{HQ}}{v^2} [\bar{Q}_L \gamma^\mu Q_L] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{4i\bar{c}'_{HQ}}{v^2} [\bar{Q}_L \gamma^\mu T_{2k} Q_L] [\Phi^\dagger T_{2k} \vec{D}_\mu \Phi] \\ & + \frac{i\bar{c}_{Hu}}{v^2} [\bar{u}_R \gamma^\mu u_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{i\bar{c}_{Hd}}{v^2} [\bar{d}_R \gamma^\mu d_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{i\bar{c}_{Hud}}{v^2} [\bar{u}_R \gamma^\mu d_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + h.c. \right] \\
& + \frac{i\bar{c}_{HL}}{v^2} [\bar{L}_L \gamma^\mu L_L] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi] + \frac{4i\bar{c}'_{HL}}{v^2} [\bar{L}_L \gamma^\mu T_{2k} L_L] [\Phi^\dagger T_{2k} \vec{D}_\mu \Phi] \\
& + \frac{i\bar{c}_{He}}{v^2} [\bar{e}_R \gamma^\mu e_R] [\Phi^\dagger \vec{D}_\mu \Phi]
\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F_2} = & - \frac{2g'\bar{c}_{uB}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} u_R B_{\mu\nu} - \frac{4g\bar{c}_{uW}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot (\bar{Q}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} u_R W_{\mu\nu}^k \\
& - \frac{4g_s\bar{c}_{uG}}{m_W^2} y_u \Phi^\dagger \cdot \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} T_a u_R G_{\mu\nu}^a + \frac{2g'\bar{c}_{dB}}{m_W^2} y_d \Phi \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} d_R B_{\mu\nu} \\
& + \frac{4g\bar{c}_{dW}}{m_W^2} y_d \Phi (\bar{Q}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} d_R W_{\mu\nu}^k + \frac{4g_s\bar{c}_{dG}}{m_W^2} y_d \Phi \bar{Q}_L \gamma^{\mu\nu} T_a d_R G_{\mu\nu}^a \\
& + \frac{2g'\bar{c}_{eB}}{m_W^2} y_l \Phi \bar{L}_L \gamma^{\mu\nu} e_R B_{\mu\nu} + \frac{4g\bar{c}_{eW}}{m_W^2} y_l \Phi (\bar{L}_L T_{2k}) \gamma^{\mu\nu} e_R W_{\mu\nu}^k + h.c.
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Bu tez çalışması boyunca 6-boyutlu operatörlerin hZe^- üretimi üzerindeki etkileri MadGraph5-aMC@NLO (Alwall vd. 2011, 2014, 2015) programı ve Monte Carlo (MC) benzetimleri ile hesaplanmıştır. Eşitlik (4.1)'deki lagranjiyen, FeynRules paketinde (Alloul vd., 2014b) ve daha sonra (Alloul vd., 2014a; Artoisenet vd., 2013)'te bulunan MadGraph5-aMC@NLO'da uygulanmıştır. $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ sürecinde hangi Wilson katsayılarının ele alınacağı belirlenirken MadGraph paket programındaki Feynman diyagramlarından yararlanılmıştır. Böylece, NP=1 (New Physics) durumunda Higgs bozonu ile olan etkileşme köşeleri; yani, hZZ ve $h\gamma Z$ anormal bağlaşımları dikkate alınmıştır. Bunun için gerekli olan kütle bazındaki etkileşme köşeleri ve bunların Wilson katsayılarını içeren ayar bazındaki karşılıkları Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Burada, $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ süreci aşağıdaki efektif lagranjiyen parametre setine karşı duyarlıdır:

$$\bar{c}_\gamma, \bar{c}_{HB}, \bar{c}_{HW}, \bar{c}_W, \bar{c}_B, \bar{c}_H, \bar{c}_T, \bar{c}_{eW}, \bar{c}_{eB}, \bar{c}_l$$

Elektrozayıf hassas ölçümlerden gelen oblique parametreleri T ve S, SILH lagranjiyenindeki serbest parametre sayısını azaltır. T ve S parametreleri üzerine sınırlamalar $\bar{c}_T = 0$ ve $\bar{c}_B + \bar{c}_W = 0$ olmasına yol açar (Barbieri vd. 2004; Contino vd., 2013; Ellis vd., 2015; Giudice vd., 2007). Bu da yukarıdaki parametrelerin serbestlik derecesi sayısını 10'dan 8'e düşürür. Bununla birlikte, $\bar{c}_{eW}$ ve $\bar{c}_{eB}$ parametreleri Eşitlik (4.4)'ten gelir. Elektronun Yukawa bağlaşımı çok küçük olduğundan $\bar{c}_{eW}$, $\bar{c}_{eB}$ ve $\bar{c}_l$, tesir kesitinde incelemeye değer bir değişikliğe

yol açmaz. Sonuç olarak, bu tez çalışmasındaki hesaplamalar, $\bar{c}_\gamma, \bar{c}_{HB}, \bar{c}_{HW}, \bar{c}_B$ ve $\bar{c}_H$ olmak üzere kalan 5 parametre ile sınırlandırılmıştır.

Ayar bazında yazılan efektif lagranjiyen, elektrozayıf simetri kırılmasından sonra kütle bazında ifade edilebilir. Üniter ayarda ve kütle bazında anormal Higgs bağlaşımlarını içeren lagranjiyen, Alloul vd. (2014a)'dan şu şekilde yazılır (yukarıda bahsi geçen 5 parametre katkı sağlayacağı için yalnızca onlar dikkate alınmıştır):

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}g_{hzz}^{(1)}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}h - g_{hzz}^{(2)}Z_\nu\partial_\mu Z^{\mu\nu}h + \frac{1}{2}g_{hzz}^{(3)}Z_\mu Z^\mu h - \frac{1}{2}g_{haz}^{(1)}Z_{\mu\nu}F^{\mu\nu}h - g_{haz}^{(2)}Z_\nu\partial_\mu F^{\mu\nu}h \quad (4.5)$$

Burada a, fotonu temsil etmektedir. Ayrıca $Z^{\mu\nu}$ ve $F^{\mu\nu}$ sırasıyla Z-bozon ve fotonun alan şiddet tensörleridir. Kütle bazındaki bağlaşımlar ile ayar bazındaki katsayılar arasındaki ilişki Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. $\gamma e^- \rightarrow h Z e^-$ süreci için kütle bazı ve ayar bazı arasındaki ilişki.

Kütle bazı	Ayar bazı
$g_{hzz}^{(1)}$	$\frac{2g}{c_W^2 m_W} [\bar{c}_{HB} s_W^2 - 4\bar{c}_\gamma s_W^4 + c_W^2 \bar{c}_{HW}]$
$g_{hzz}^{(2)}$	$\frac{g}{c_W^2 m_W} [(\bar{c}_{HW} + c_W) c_W^2 + (\bar{c}_B + \bar{c}_{HB}) s_W^2]$
$g_{hzz}^{(3)}$	$\frac{g m_W}{c_W^2} \left[1 - \frac{1}{2} \bar{c}_H - 2\bar{c}_T + 8\bar{c}_\gamma \frac{s_W^4}{c_W^2} \right]$
$g_{haz}^{(1)}$	$\frac{g s_W}{c_W m_W} [\bar{c}_{HW} - \bar{c}_{HB} + 8\bar{c}_\gamma s_W^2]$
$g_{haz}^{(2)}$	$\frac{g s_W}{c_W m_W} [\bar{c}_{HW} - \bar{c}_{HB} - \bar{c}_B + \bar{c}_W]$

Bu tablonun daha fazla anormal Higgs bağlaşımları içeren tam listesi Alloul vd. (2014a)'da bulunabilir.

4.2. $\gamma e^- \rightarrow h Z e^-$ Süreci İçin Tesir Kesiti

Bu çalışmada $\gamma e^- \rightarrow h Z e^-$ süreci ele alınmış, $h \rightarrow b\bar{b}$ ve $Z \rightarrow l^- l^+$ ($l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$) bozunumları da dâhil edilerek anormal Higgs etkileşimleri ve Standart Model ardalan için tesir kesiti değerleri, bir önceki bölümde tespit edilen katsayı parametrelerinin ($\bar{c}_\gamma, \bar{c}_{HB}, \bar{c}_{HW}, \bar{c}_B, \bar{c}_H$) her bir değerine karşı, CLIC ve ILC enerjileri; yani, 3 TeV ve 1,5 TeV ve 1 TeV kütle merkezi

enerjilerinde hesaplanmıştır. Ancak kullanılan foton dağılımına göre enerji aktarımları farklı olmuştur. Weizsaecker-Williams Yaklaşımında (WWA) gelen pozitron, enerjisinin yaklaşık %10'unu fotona aktarırken, lazer foton (Compton geri saçılan foton) yaklaşımında bu oran yaklaşık %83 olur. MadGraph programında mevcut olmayan lazer fotonu (Compton geri saçılan foton) için dağılım fonksiyonları programa dâhil edilmiştir (Çakır vd., 1999; Aydın vd., 1996). Bir lineer çarpıştırıcıda enerjik foton demetlerini üretmek için en umut verici mekanizma Compton geri saçılımıdır (Compton backscattering). Compton geri saçılan fotonların spektrumu (Ginzburg vd., 1984; Telnov, 1990) aşağıdaki gibi verilir.

$$f_y(x) = \frac{1}{(g_y)} \left[1 - x + \frac{1}{1-x} - \frac{4}{y(1-x)} + \frac{4x^2}{y^2(1-x)^2} \right] \quad (4.6)$$

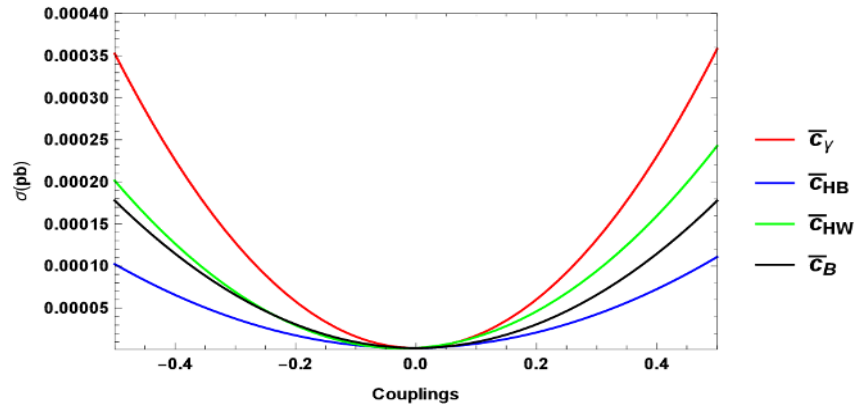
burada $g(y)$, x , y ve x_{maks} sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$g(y) = \left(1 - \frac{4}{y} - \frac{8}{y^2} \right) \log(y+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{y} - \frac{1}{2(y+1)^2} \quad (4.7)$$

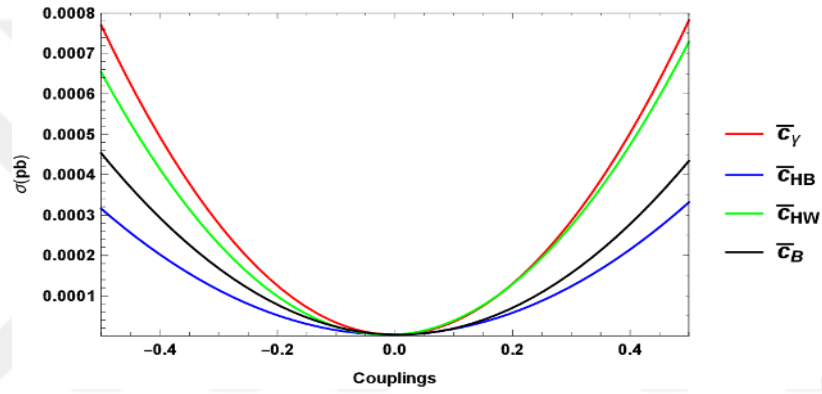
$$x = \frac{E_y}{E_e}, \quad y = \frac{4E_0E_e}{M_e^2}, \quad x_{maks} = \frac{y}{1+y} \quad (4.8)$$

Burada E_0 ve E_e sırasıyla, gelen lazer fotonunun enerjisi ve Compton geri saçılmasından önce elektron demetinin başlangıç enerjisidir. E_γ ise geri saçılan fotonun enerjisidir. $y=4,8$ olduğunda x 'in maksimum değeri yaklaşık olarak 0,83 olur.

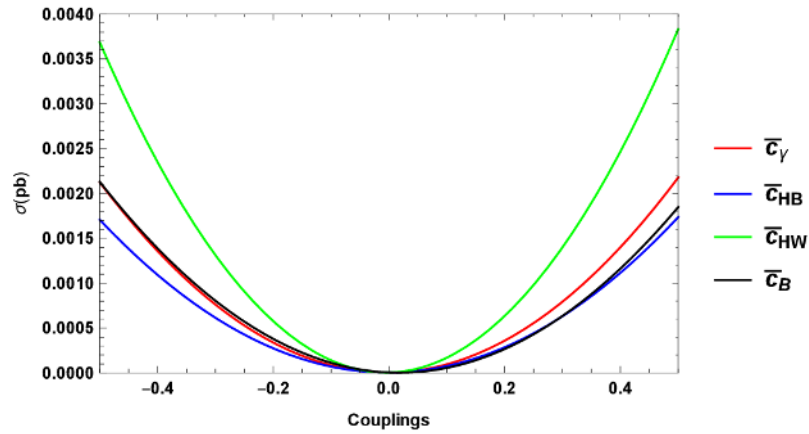
Yukarıda verilen katsayı parametrelerinin -0.5, -0.45, -0.4,...,0.4, 0.45, 0.5 değerlerine karşılık gelen tesir kesiti değerleri fotonun hem WWA hem de lazer dağılımı dikkate alınarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda son durumdaki e^- üzerine min 10 GeV enine momentum (P_T), maksimum 2,5 pseudo-rapidity (η) ve 0,4 detektör çözünürlüğü (ΔR) kesilimleri (cut) konulmuştur. Burada her katsayı hesaplanırken diğer tüm katsayı değerleri sıfır alınmıştır. Ayrıca her bir parametre ayrı ayrı taranırken sıfır değerini aldığı anda, buna karşılık gelen tesir kesiti değeri SM ardalan tesir kesiti değeridir. Şekil 4.1 ve 4.2, sırasıyla, WWA ve lazer dağılımı için her bir anormal bağlaşım katsayısına (coupling) karşılık tesir kesiti (pb) grafiklerini göstermektedir. Şekil 4.1 ve 4.2'den görüleceği gibi tesir kesiti değerleri, enerjinin ve bağlaşım değerlerinin artmasıyla artmaktadır. Kütle merkezi enerjisi arttıkça kesilim gibi kinematik etkilerden dolayı tesir kesiti değerlerindeki en hızlı artış $\bar{c}_{HW}$ katsayısında, en yavaş artış $\bar{c}_\gamma$ katsayısında görülmektedir.



(a)

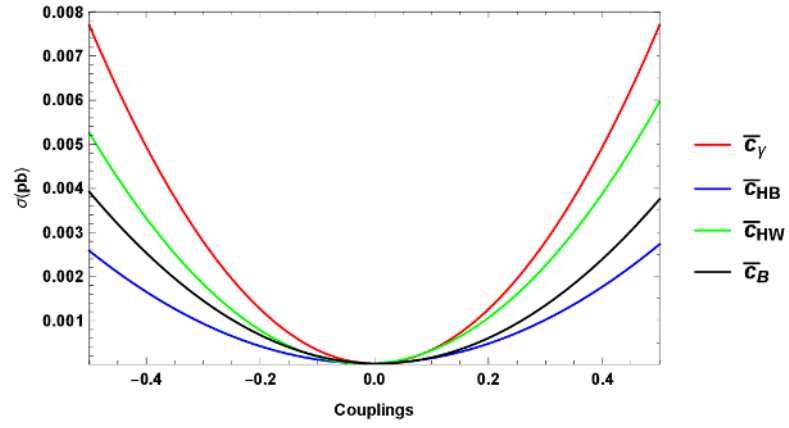


(b)

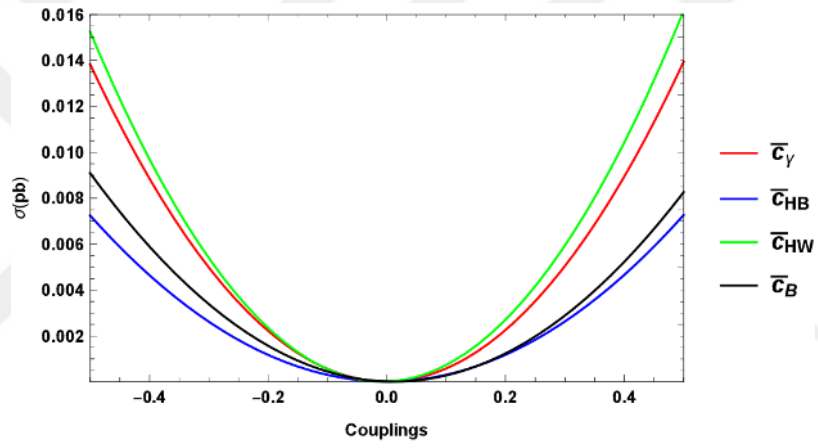


(c)

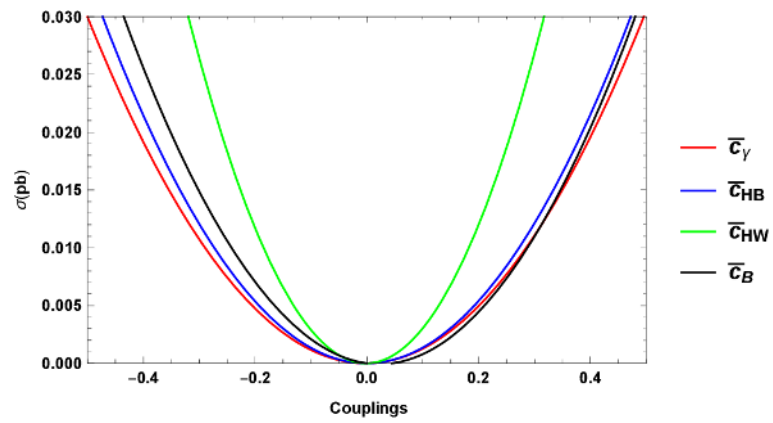
Şekil 4.1. WWA dağılımı için anormal bağlaşımlara (couplings) karşı tesir kesiti grafiği. e^+e^- sisteminin kütle merkezi enerjisi 1 TeV (a), 1,5 TeV (b) ve 3 TeV (c) şeklindedir. Burada her bir tekli parametre taranırken diğer tüm parametrelerin katkısı yok sayılmıştır.



(a)



(b)



(c)

Şekil 4.2. Şekil 4.1 ile aynı, fakat Lazer dağılımı için.

4.3. Wilson Katsayıları Üzerine Getirilen Sınırlamalar

Yukarıdaki incelemelerden görüldüğü gibi efektif lagranjiyendeki yeni fizik terimlerinden gelen katkılar tesir kesiti değerlerinde SM'den sapmalar göstermektedir. Bu sapmaların deneysel olarak gözlenebilirliğinin tespiti için istatistik analiz yöntemleri kullanılabilir. Bu tez çalışmasında, 4.1 kesimindeki anormal bağlaşım parametreleri olan Wilson katsayılarının duyarlılık limitlerinin belirlenmesi için aşağıdaki gibi bir χ^2 analizi uygulanmıştır.

$$\chi^2 = \left(\frac{\sigma_{SM} - \sigma_{NP}}{\sigma_{SM} \delta} \right)^2 \quad (4.4)$$

Burada σ_{SM} , SM ardalan tesir kesiti ve σ_{NP} , yeni fizik ve SM katkılarını içeren toplam tesir kesitidir. Ayrıca, δ istatistiksel hata olup $\delta = 1/\sqrt{N_{SM}}$ şeklinde tanımlanmıştır. Burada N_{SM} , SM ardalan olay sayısıdır ve $N_{SM} = L_{int} \cdot \sigma_{SM} \cdot BR \cdot \varepsilon$ ile ifade edilir. L_{int} , yıllık toplanmış (integre edilmiş) ışınlık ve $BR = 1$, dallanma oranıdır. Ayrıca b -etiketleme (tagging) verimliliği (efficiency), $\varepsilon = \%70$ olarak varsayılmıştır. Bunun yanında, hesaplamalarda sistematik hatanın olmadığı varsayılmıştır.

Tüm bu sonuçlar %95 güvenirlilik düzeyi için fit fonksiyonu kullanılarak hesaplanmış ve bu katsayılar için duyarlılık limitleri farklı ışınlık değerlerine karşı elde edilmiştir (Çizelge 4.2-4.4). Bu hesaplamaların her birinde tek bir parametre değerleri taranırken diğer tüm parametreler sıfır alınmıştır.

Çizelge 4.2. $\gamma e^- \rightarrow h Z e^-$ ($h \rightarrow b\bar{b}$ ve $Z \rightarrow l^- l^+$, ($l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$)) sürecinde $e^- e^+$ sisteminin 1 TeV kütle merkezi enerjisi ve çeşitli yıllık ışınlık değerleri için $\bar{c}_\gamma$, $\bar{c}_{HB}$, $\bar{c}_{HW}$, $\bar{c}_B$ anormal bağlaşım parametrelerinin (Wilson katsayılarının) %95 C.L. ile duyarlılık limitleri.

Wilson katsayıları	200 fb ⁻¹	400 fb ⁻¹	600 fb ⁻¹	800 fb ⁻¹	1000 fb ⁻¹
$c_\gamma (\times 10^{-2})$ (WWA) $c_\gamma (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-8,75;8,35] [-3,30;3,27]	[-7,39;6,99] [-2,78;2,75]	[-6,69;6,30] [-2,51;2,48]	[-6,24;5,85] [-2,33;2,31]	[-5,92;5,52] [-2,21;2,18]
$c_{HB} (\times 10^{-1})$ (WWA) $c_{HB} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-1,66;1,47] [-6,36;4,94]	[-1,43;1,22] [-5,48;4,06]	[-1,30;1,09] [-5,02;3,61]	[-1,22;1,01] [-4,74;3,32]	[-1,16;0,95] [-4,52;3,11]
$c_{HW} (\times 10^{-1})$ (WWA) $c_{HW} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-1,34;0,87] [-5,75;2,57]	[-1,17;0,70] [-5,19;2,01]	[-1,09;0,62] [-4,91;1,74]	[-1,04;0,57] [-4,74;1,56]	[-0,99;0,53] [-4,61;1,43]
$c_B (\times 10^{-1})$ (WWA) $c_B (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-1,21;1,21] [-4,14;5,23]	[-1,01;1,02] [-3,40;4,50]	[-0,91;0,92] [-3,03;4,13]	[-0,85;0,86] [-2,79;3,88]	[-0,81;0,81] [-2,61;3,71]

Çizelge 4.3. Çizelge 4.2 ile aynı fakat 1,5 TeV için.

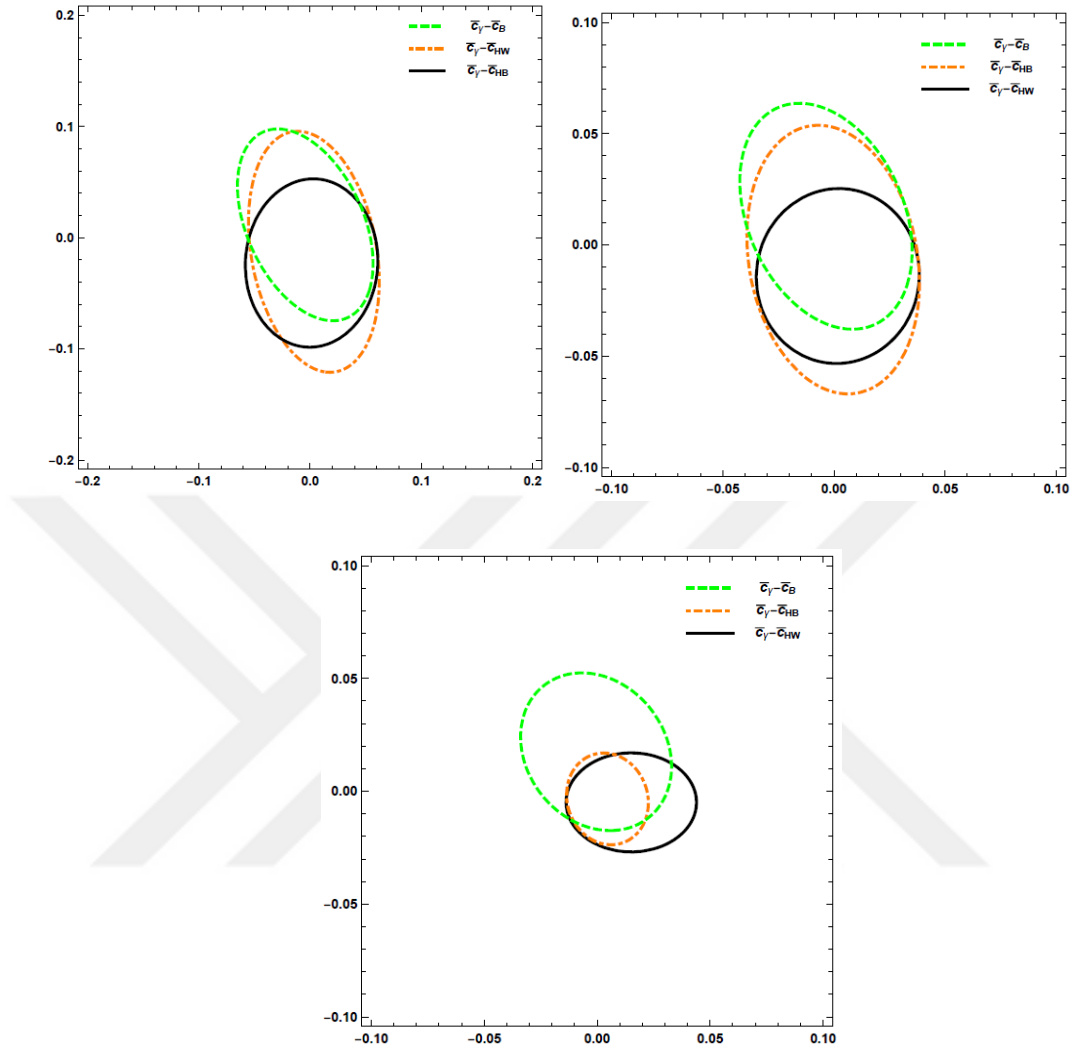
Wilson katsayıları	500 fb ⁻¹	1000 fb ⁻¹	1500 fb ⁻¹	2000 fb ⁻¹	2500 fb ⁻¹
$c_\gamma (\times 10^{-2})$ WWA $c_\gamma (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-5,19;4,81] [-1,94;1,74]	[-4,40;4,02] [-1,64;1,45]	[-3,99;3,61] [-1,50;1,30]	[-3,73;3,35] [-1,40;1,21]	[-3,54;3,16] [-1,33;1,14]
$c_{HB} (\times 10^{-2})$ WWA $c_{HB} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-8,36;7,15] [-2,58;2,51]	[-7,14;5,92] [-2,17;2,11]	[-6,51;5,30] [-1,96;1,90]	[-6,11;4,89] [-1,83;1,77]	[-5,81;4,60] [-1,73;1,67]
$c_{HW} (\times 10^{-2})$ WWA $c_{HW} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-6,82;4,10] [-2,60;1,15]	[-6,01;3,29] [-2,35;0,90]	[-5,60;2,88] [-2,22;0,78]	[-5,34;2,62] [-2,14;0,70]	[-5,15;2,43] [-2,09;0,64]
$c_B (\times 10^{-2})$ WWA $c_B (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-6,07;7,17] [-1,42;3,81]	[-5,02;6,13] [-1,10;3,49]	[-4,49;5,59] [-0,94;3,33]	[-4,14;5,25] [-0,84;3,23]	[-3,89;5,00] [-0,77;3,16]

Çizelge 4.4. Çizelge 4.2 ile aynı fakat 3 TeV için.

Wilson katsayıları	1000 fb ⁻¹	1500 fb ⁻¹	2000 fb ⁻¹	2500 fb ⁻¹	3000 fb ⁻¹
$c_\gamma (\times 10^{-2})$ (WWA) $c_\gamma (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-3,06;2,43] [-1,14;0,69]	[-2,80;2,17] [-1,06;0,61]	[-2,63;2,00] [-1,01;0,55]	[-2,51;1,88] [-0,97;0,51]	[-2,41;1,78] [-0,94;0,48]
$c_{HB} (\times 10^{-2})$ (WWA) $c_{HB} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-3,27;2,85] [-0,88;0,80]	[-2,98;2,55] [-0,80;0,72]	[-2,79;2,36] [-0,75;0,67]	[-2,65;2,22] [-0,71;0,63]	[-2,54;2,12] [-0,68;0,60]
$c_{HW} (\times 10^{-2})$ (WWA) $c_{HW} (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-2,61;1,63] [-0,70;0,46]	[-2,42;1,44] [-0,65;0,40]	[-2,29;1,31] [-0,61;0,37]	[-2,20;1,22] [-0,59;0,35]	[-2,13;1,15] [-0,57;0,33]
$c_B (\times 10^{-2})$ (WWA) $c_B (\times 10^{-2})$ (Lazer)	[-1,57;5,12] [-0,14;4,65]	[-1,34;4,89] [-0,12;4,63]	[-1,20;4,75] [-0,10;4,61]	[-1,10;4,64] [-0,09;4,60]	[-1,02;4,57] [-0,08;4,59]

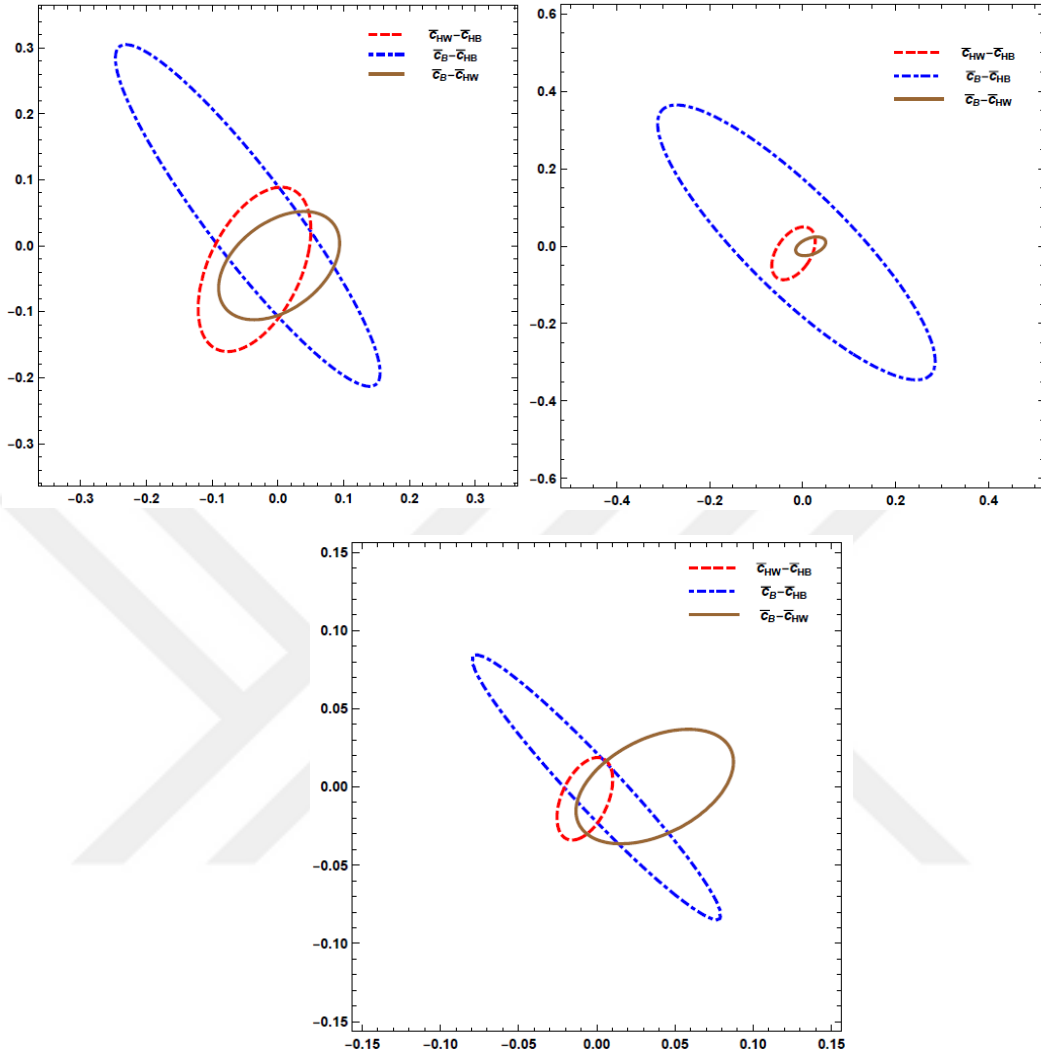
Çizelge 4.2, 4.3 ve 4.4'e bakıldığında lazer foton dağılımı kullanılarak elde edilen sonuçların WWA dağılımı kullanılabildiği göre daha duyarlı olduğu görülmektedir. Bu, beklenen bir durumdur. Çünkü lazer (Compton geri saçılan) dağılımı maksimum foton enerjisine sahip bir dağılımdır. Bu iki dağılım arasındaki tesir kesiti sonuçları da beklendiği gibi lazer olanda daha yüksektir. Ayrıca WWA dağılımı da dâhil tekli tarama sonuçlarının literatürü iyileştirdiği görülmektedir. Bununla birlikte, çizelgelerden anlaşılacağı gibi, artan kütle merkezi enerjisi ve artan yıllık ışınlık ile birlikte her bir katsayı üzerine getirilen sınırlama küçülmekte; yani, iyileşmektedir.

Son olarak her bir anormal bağlaşım katsayısının birbirleriyle olan ikili korelasyonları ($\bar{c}_\gamma - \bar{c}_{HB}$, $\bar{c}_{HB} - \bar{c}_{HW}$, vb.) detaylı bir şekilde incelenmiştir. Buna göre, katsayıların birbirine göre iki-boyutlu kontur (contour) grafikleri WWA (Şekil 4.3 ve 4.4) ve Lazer dağılımı (Şekil 4.5 ve 4.6) için ayrı ayrı elde edilmiştir. Bunlar, iki parametrenin aynı anda gözlemlendiği durumlar için iki parametrenin de sınırlandırıldığı grafiklerdir. Bu grafikler elde edilirken 1 TeV, 1,5 TeV ve 3 TeV kütle merkezi enerjileri için sırasıyla 1000fb⁻¹, 1500fb⁻¹ ve 3000fb⁻¹ yıllık ışınlık (integrated luminosity) değerleri kullanılmış ve yine % 95 güvenilirlik seviyesi dikkate alınmıştır.

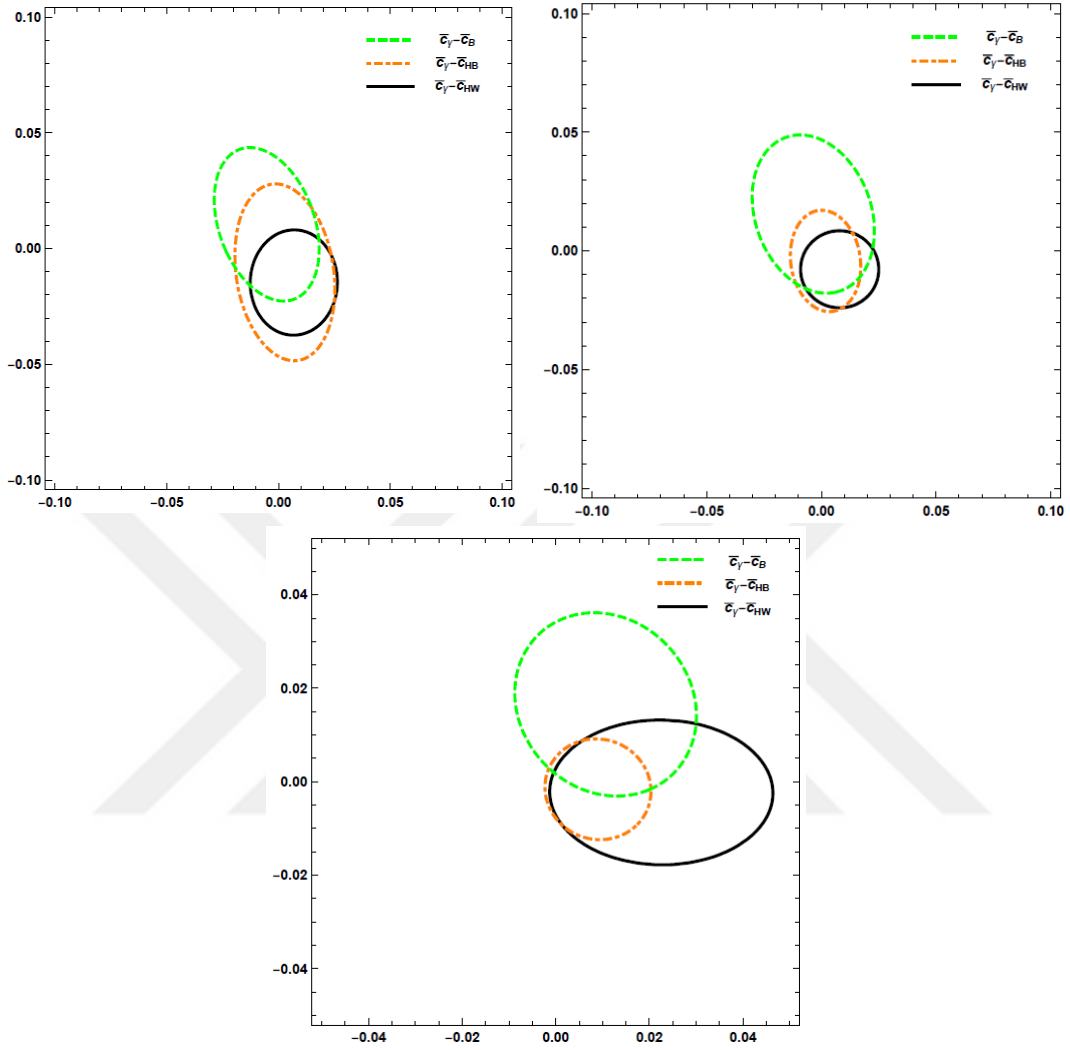


Şekil 4.3. WWA dağılımına göre 1 TeV (sol üst), 1,5 TeV (sağ üst) ve 3 TeV (alt) CLIC ve ILC kütle merkezi enerjilerinde kontur grafikleri.

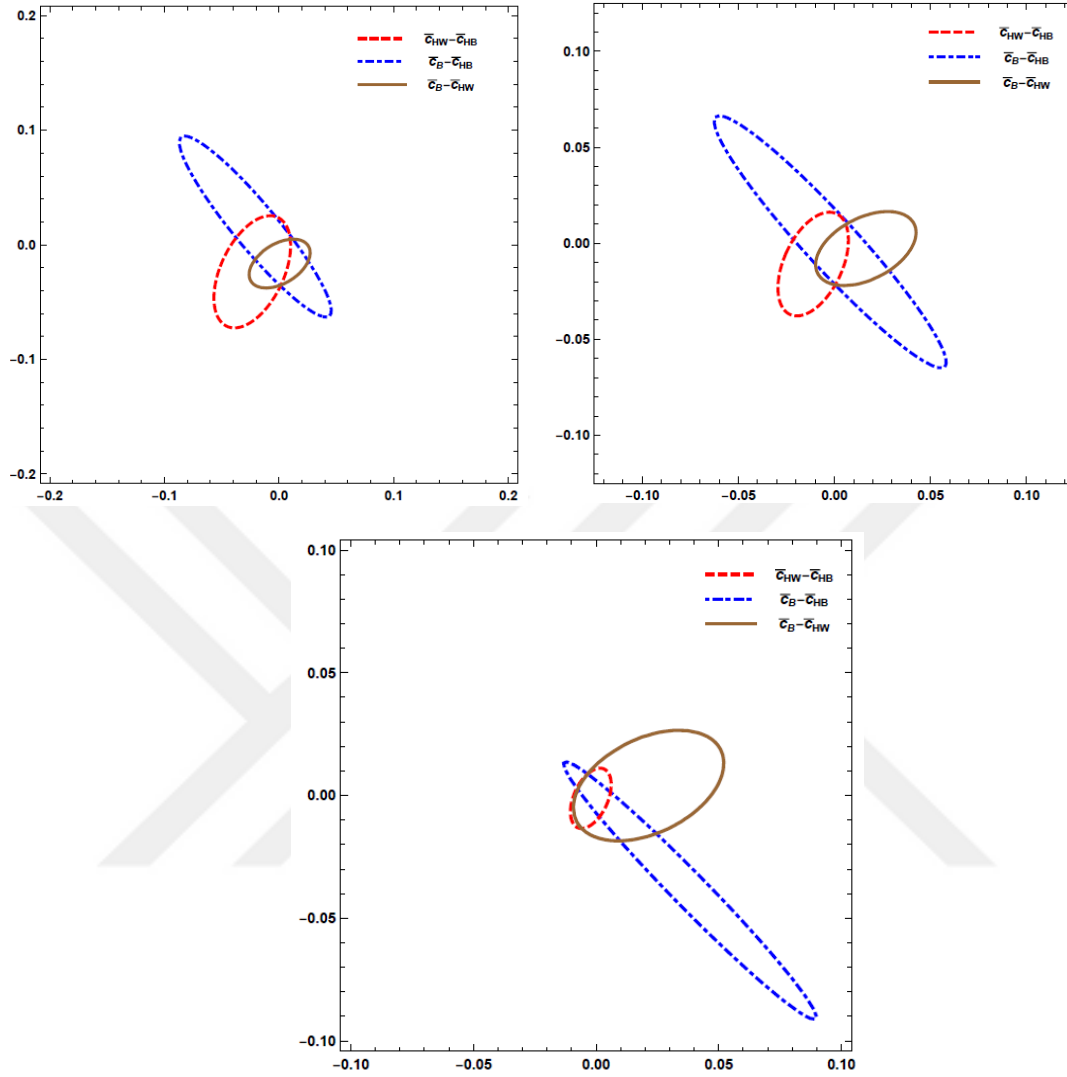
Şekil 4.3-4.6'daki tüm grafikler içinde etiketlenen her ikili katsayı dışında kalan diğer katsayıların katkısı yok sayılmıştır. Grafik içindeki etiketlerde ilk yazılan katsayılar yatay, ikinci yazılan katsayılar düşey eksenini göstermektedir.



Şekil 4.4. Şekil 4.3 ile aynı, fakat farklı ikili parametreler için.



Şekil 4.5. Lazer dağılımına göre 1 TeV (sol üst), 1,5 TeV (sağ üst) ve 3 TeV (alt) CLIC ve ILC kütle merkezi enerjilerinde kontur grafikleri.



Şekil 4.6. Şekil 4.5 ile aynı, fakat farklı ikili parametreler için.

Kontur grafiklerinden de görüleceği gibi kütle merkezi enerjisi ve dolayısıyla seçilen toplanmış ışınlık değerleri arttıkça ikili parametrelerin duyarlılık limitleri bölgeyi daraltmakta; yani, iyileşmektedir. Ayrıca hem tekli hem de ikili parametre sonuçları göstermiştir ki, lazer dağılımı kullanıldığında WWA'ya göre yine parametreler daha duyarlı hale gelmişlerdir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında gelecek nesil e^-e^+ çarpıştırıcıları, CLIC ve ILC'nin alt süreci olan $e^- \gamma$ modu kullanılarak Wilson katsayıları üzerine sınırlama getirilmiştir. Literatürde Higgs'in ayar bozonları ile olan anormal bağlaşımları, foton indüklü reaksiyonlarda oldukça az incelenmiştir. Bu nedenle de lepton çarpıştırıcılarının bu moduna önem verilmiştir. Bu çarpışmada $\gamma e^- \rightarrow hZe^-$ ($h \rightarrow b\bar{b}$ ve $Z \rightarrow l^-l^+$ ($l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$)) sürecinde anormal hZZ ve $h\gamma Z$ bağlaşımları incelenmiştir. MadGraph5-aMC@NLO simülasyon programında Higgs bozonunun yeni etkileşme koşelerini içeren modeller kullanılarak tesir kesitleri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda foton dağılımı için program içerisinde mevcut olan Weizsaecker-Williams Yaklaşımı (WWA) kullanılmıştır. Ancak bir başka dağılım olan ve yüksek enerjili fotonlar elde edilebilen Compton geri saçılan foton (lazer fotonu) dağılımı da programa dâhil edilerek sonuçlar karşılaştırılmıştır. Lazer fotonu, gelen pozitronun enerjisinin maksimum %83'ü ile çarpışmaya girdiğinden bu dağılımla elde edilen tesir kesiti sonuçları, beklendiği gibi, WWA'ya göre daha yüksektir.

Tesir kesiti sonuçları Wilson katsayılarının sıfırdan farklı olduğu her değer için (yeni fizik etkileri), SM ardaan (Wilson katsayılarının sıfır olduğu; yani, yeni fiziğin olmadığı durum) tesir kesiti sonuçlarına göre sapmalar gösterse de bu sapmaların deneysel olarak gözlenebilirliğinin tespiti için istatistik analiz yöntemi kullanılmıştır. Bu çalışmada Wilson katsayılarının duyarlılık limitlerinin belirlenmesi için χ^2 analizi yapılmıştır. Buna göre her bir kütle merkezi enerjisi ve Wilson katsayılarına göre farklılık gösteren fit fonksiyonları kullanılarak tek parametre için bu katsayılar üzerine % 95 güvenirlilik ile sınırlamalar getirilmiştir. Her bir katsayı için yapılan hesaplamalarda diğer tüm katsayılar sıfır alınmıştır. Çizelge 4.2-4.4'teki sonuçlara göre lazer foton dağılımı ile elde edilen limitler, beklendiği gibi, WWA'ya nazaran daha küçüktür. Bununla birlikte, artan kütle merkezi enerjisi ve yıllık ışınlık değerleriyle birlikte katsayılar getirilen sınırlamalar küçülmekte; yani, iyileşmektedir. Her iki dağılımla da elde edilen duyarlılık limitleri güncel limitleri iyileştirmektedir.

Ayrıca her bir Wilson katsayısının ikili korelasyonları ($\bar{c}_\gamma - \bar{c}_{HB}, \bar{c}_{HB} - \bar{c}_{HW}$, vb.) detaylı bir şekilde incelenmiştir. Buna göre, katsayıların birbirine göre iki-boyutlu kontur (contour) grafikleri WWA (Şekil 4.3 ve 4.4) ve Compton geri saçılan foton dağılımı (Şekil 4.5 ve 4.6) için ayrı ayrı elde edilmiştir. Bunlar, iki parametrenin aynı anda gözlemlendiği durumlar için iki parametrenin de sınırlandırıldığı grafiklerdir. Bu grafikler elde edilirken e^-e^+ sisteminin 1000GeV, 1500GeV ve 3000GeV kütle merkezi enerjileri için sırasıyla 1000fb⁻¹, 1500fb⁻¹ ve

3000fb^{-1} yıllık ışınlık (integrated luminosity) değerleri kullanılmış ve yine % 95 güvenilirlik seviyesi dikkate alınmıştır. Yine beklendiği gibi Compton geri saçılan foton dağılımı kullanıldığında iki parametre alanı WWA'ya göre daralmıştır.

Sonuç olarak, model bağımsız efektif teoride, SM Lagranjiyenine daha yüksek boyuttan eklenen terimlerin katkıları çok az olsa da deneyde SM öngörülerinden gözlemlenecek olan sapmalar Higgs'in anormal bağlaşımlarının deneysel kanıtı olacaktır. Bu nedenle Higgs bozonunun SM parçacıklarıyla olan bağlaşımlarının araştırılması devam edecektir. Bilindiği gibi, lepton çarpıştırıcıları genel olarak hadron çarpıştırıcılarından daha temiz bir ardalana sahiptir ve yeni parçacıkların ve etkileşmelerin araştırılmasında çok önemli bir role sahiptir. Bu tez çalışması da göstermiştir ki CLIC ve ILC gibi yüksek kütle merkezi enerjileri ve ışınlıklarına sahip lepton çarpıştırıcılarının bir modu olan foton indüklü reaksiyon ile yapılan hesaplamalarda Wilson katsayıları üzerine getirilen sınırlamalar bu çarpıştırıcıların potansiyelini ortaya koymuştur.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Aad, G., vd. (2012). “Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B* 716, 1.

Aad, G., vd. (2013a). “Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data”, *Physics Letters B* 726, 120–144.

Aad, G., vd. (2013b). “Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B* 726, 88; Bu kaynağın düzeltilen hatası (corrigendum) için bkz.: *Physics Letters B* 734 (2014) 406.

Aad, G., vd. (2013c). “Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B* 726, 88.

Aad, G., vd. (2014a). “Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector”, *Physical Review D* 90, 112015.

Aad, G., vd. (2014b). “Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channels with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of pp collision data”, *Physical Review D* 90, 052004.

Aad, G., vd. (2014c). “Search for Higgs boson decays to a photon and a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS detector”, *Physics Letters B* 732, 8.

Aad, G., vd. (2014ç). “Search for invisible decays of a Higgs Boson produced in association with a Z Boson in ATLAS”, *Physical Review Letters* 112, 201802.

Aad, G., vd. (2014d). “Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector”, *Physical Review D* 90, 112015.

Abe, T., vd. (2001). “Linear Collider Physics Resource Book for Snowmass 2001 - Part 3: Studies of Exotic and Standard Model Physics”, *arXiv:hep-ex/0106057*.

Abramowicz, H, vd. (2013.) “Physics at the CLIC e⁺e⁻ Linear Collider -- Input to the Snowmass process 2013”, *arXiv:1307.5288 (hep-ex)*.

Accomando, E. vd. (2004). “Physics at the CLIC Multi-TeV Linear Collider”, *arXiv: hep-ph/0412251 (hep-ph)*, CERN-2004-005.

Albrow, M. G., vd. (2009). “The FP420 R&D project: Higgs and New Physics with forward protons at the LHC”, *JINST* 4, T10001.

Alloul, A., Fuks, B. ve Sanz, V. (2014a). “Phenomenology of the Higgs effective Lagrangian via FeynRules”, *Journal Of High Energy Physics* 04, 110.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Alloul, A., Christensen, N. D., Degrande, C., Duhr, C. ve Fuks, B. (2014b). “FeynRules 2.0 — A complete toolbox for tree-level phenomenology”, *Computer Physics Communications* 185, 2250.

Alwall, J., Frederix, R., Gerard, J. M., Giammanco, A., Herquet, M., Kalinin, S., Kou, E., Lemaitre, V. ve Maltoni, F. (2007). “Is $V_{tb} \cong 1$?”, *The European Physical Journal C* 49, 791.

Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F., Mattelaer, O. ve Stelzer, T. (2011). “MadGraph 5 : Going Beyond”, *Journal Of High Energy Physics* 06, 128.

Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., Shao, H.-S., Stelzer, T., Torrielli, P. ve Zaro, M. (2014). “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations” *Journal Of High Energy Physics* 07, 079.

Alwall, J., Duhr, C., Fuks, B., Mattelaer, O., Öztürk, D. G. ve Shen, C.-H. (2015). “Computing decay rates for new physics theories with FeynRules and MadGraph5/aMC@NLO”, *Computer Physics Communications* 197, 312.

Amar, G., Banerjee, S., Buddenbrock, S. von, Cornell, A. S., Mandal, T., Mellado, B. ve Mukhopadhyaya, B. (2015). “Exploration of the tensor structure of the Higgs boson coupling to weak bosons in $e^+ e^-$ collisions”, *Journal Of High Energy Physics* 02, 128.

Arbey, A., Fichet, S., Mahmoudi, F. ve Moreau, G. (2016). “The correlation matrix of Higgs rates at the LHC”, *Journal Of High Energy Physics* 11, 097.

Artoisenet, P., vd. (2013). “A framework for Higgs characterisation”, *Journal Of High Energy Physics* 11, 043.

ATLAS Collab. (2012). “Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector”, *Physical Review D* 86, 032003.

ATLAS Collab. (2013a). “Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25fb^{-1} of proton-proton collision data”, *Report No. ATLAS-CONF-2013-013*.

ATLAS Collab. (2013b). “Study of the spin of the Higgs-like boson in the two photon decay channel using 20.7fb^{-1} of pp collisions collected at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, *Report No. ATLAS-CONF-2013-029*.

ATLAS Collab. (2013c). “Study of the spin properties of the Higgs-like boson in the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ channel with 21fb^{-1} of $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ data collected with the ATLAS detector”, *Report No. ATLAS-CONF-2013-031*.

ATLAS Collab. (2014a). “Constraints on New Phenomena via Higgs Boson Coupling Measurements with the ATLAS Detector”, *ATLAS-CONF-2014-010*.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

ATLAS Collab. (2015). “Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector”, *The European Physical Journal C* 75, 476.

ATLAS Collab. (2016). “Test of CP invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the optimal observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector”, *The European Physical Journal C* 76, 658.

ATLAS Collab. (2017). “Measurement of inclusive and differential cross sections in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *Journal Of High Energy Physics* 10, 132.

ATLAS Collab. (2018a). “Measurement of the Higgs boson coupling properties in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ decay channel at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *Journal Of High Energy Physics* 03, 095.

ATLAS Collab. (2018b). “Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with 36 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *Physical Review D* 98, 052005.

ATLAS Collab. (2019a). “Measurement of the production cross section for a Higgs boson in association with a vector boson in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *arXiv:1903.10052 (hep-ex)*.

ATLAS Collab. (2019b). “Measurement of VH , $H \rightarrow b\bar{b}$ production as a function of the vector boson transverse momentum in 13 TeV pp collisions with the ATLAS detector”, *arXiv:1903.04618 (hep-ex)*.

Aydın, Z. Z., vd. (1996). “HERA+LC-Based $\gamma\gamma$ Collider: Luminosity and Physics”, *International Journal of Modern Physics A*, Vol. 11, 2019-2044.

Baer, H., vd. (2013). “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics”, *arXiv:1306.6352 (hep-ph)*.

Banerjee, S., Mandal, T., Mellado, B. ve Mukhopadhyaya, B. (2015). “Cornering dimension-6 HVV interactions at high luminosity LHC: The role of event ratios”, *Journal Of High Energy Physics* 09, 057.

Bar-Shalom, S., Soni ve A. (2018). “A universally enhanced lightquarks Yukawa couplings paradigm”, *arXiv:1804.02400 (hep-ph)*.

Barbieri, R., Pomarol, A., Rattazzi, R. ve Strumia, A. (2004). “Electroweak symmetry breaking after LEP1 and LEP2”, *Nuclear Physics B* 703, 127.

Barklow, T., Fujii, K., Jung, S., Karl, R., List, J., Ogawa, T., Peskin, M. E. ve Tian, J. (2018). “Improved formalism for precision Higgs coupling fits”, *Physical Review D* 97, 053003.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Berthier, L. ve Trott, M. (2016). “Consistent constraints on the standard model effective field theory”, *Journal Of High Energy Physics* 02, 069.
- Brau, J., vd. (2007). “ILC Reference Design Report Volume 1 - Executive Summary”, *arXiv: 0712.1950 (physics.acc-ph)*.
- Buchmuller, W. ve Wyler, D. (1986). “Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation”, *Nuclear Physics B* 268, 621.
- Buckley, A., Englert, C., Ferrando, J. Miller, D. J., Moore, L., Russell, M. ve White, C. D. (2015). “Global fit of top quark effective theory to data”, *Physical Review D* 92, 091501.
- Buckley, A., Englert, C., Ferrando, J. Miller, D. J., Moore, L., Russell, M. Ve White, C. D. (2016). “Constraining top quark effective theory in the LHC run II era”, *Journal Of High Energy Physics* 04, 015.
- CDF ve D0 Collab. (2010). “Combination of Tevatron Searches for the Standard Model Higgs Boson in the $W+W^-$ Decay Mode”, *Physical Review Letters* 104, 061802.
- CDF ve D0 Collab. (2012). “Evidence for a Particle Produced in Association with Weak Bosons and Decaying to a Bottom-Antibottom Quark Pair in Higgs Boson Searches at the Tevatron”, *Physical Review Letters* 109, 071804.
- Chatrchyan, S., vd. (2012.) “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Physics Letters B* 716, 30.
- Chatrchyan, S., vd. (2013a). “Study of the mass and spin-parity of the Higgs boson candidate via its decays to Z boson pairs”, *Physical Review Letters* 110, 081803.
- Chatrchyan, S., vd. (2013b). “Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV”, *Journal Of High Energy Physics* 06, 081.
- Chatrchyan, S., vd. (2013c). “Search for the standard model Higgs boson produced in association with a top-quark pair in pp collisions at the LHC”, *Journal Of High Energy Physics* 05, 145.
- Chatrchyan, S., vd. (2013ç). “Study of the mass and spin-parity of the Higgs boson candidate via its decays to Z boson pairs”, *Physical Review Letters* 110, 081803.
- Chatrchyan, S., vd. (2013d). “Search for a Higgs boson decaying into a Z and a photon in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV”, *Physics Letters B* 726, 587.
- Chatrchyan, S., vd. (2014a). “Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks”, *Physical Review D* 89, 012003.
- Chatrchyan, S., vd. (2014b). “Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states”, *Journal Of High Energy Physics* 01, 096.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Chatrchyan, S., vd. (2014c). “Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state”, *Physical Review D* 89, 092007.
- Chatrchyan, S., vd. (2014ç). “Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons”, *Journal Of High Energy Physics* 05, 104.
- Chatrchyan, S., vd. (2014d). “Search for invisible decays of Higgs bosons in the vector boson fusion and associated ZH production modes”, *The European Physical Journal C* 74, 2980.
- Choudhury, D. ve Mamta (2006). “Anomalous Higgs couplings at an $e\gamma$ collider”, *Physical Review D* 74, 115019.
- CMS Collab. (2012). “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Physics Letters B* 710, 26
- CMS Collab. (2013a). “Properties of the Higgs-like boson in the decay $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, *Report No. HIG-13-002-pas*.
- CMS Collab. (2013b). “Update on the search for the standard model Higgs boson in pp collisions at the LHC decaying to W^+W^- in the fully leptonic final state”, *Report No. HIG-13-003-pas*.
- CMS Collab. (2015a). “Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV”, *Physical Review D* 92, 012004.
- CMS Collab. (2015b). “Limits on the Higgs boson lifetime and width from its decay to four charged leptons”, *Physical Review D* 92, 072010.
- CMS Collab. (2016). “Combined search for anomalous pseudoscalar HVV couplings in $VH(H \rightarrow b\bar{b})$ production and $H \rightarrow VV$ decay”, *Physics Letters B* 759, 672.
- CMS Collab. (2017). “Constraints on anomalous Higgs boson couplings using production and decay information in the four-lepton final state”, *Physics Letters B* 775, 1.
- CMS Collab. (2018). “Search for Higgs boson pair production in events with two bottom quarks and two tau leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Physics Letters B* 778, 101.
- CMS Collab. (2019a). “Measurements of the Higgs boson width and anomalous HVV couplings from on-shell and off-shell production in the four-lepton final state”, *arXiv:1901.00174 (hep-ex)*.
- CMS Collab. (2019b). “Constraints on anomalous HVV couplings from the production of Higgs bosons decaying to τ lepton pairs”, *arXiv:1903.06973 (hep-ex)*.
- Contino, R., Ghezzi, M., Grojean, C., Muhlleitner, M. ve Spira, M. (2013). “Effective Lagrangian for a light Higgs-like scalar”, *Journal Of High Energy Physics* 07, 035.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Corbett, T., Eboli, O. J. P., Goncalves, D., Gonzalez-Fraile, J. Plehn, T. ve Rauch, M. (2015). “The Higgs legacy of the LHC run I”, *Journal Of High Energy Physics* 08, 156.
- Craig, N., Gu, J., Liu, Z. ve Wang, K. (2016). “Beyond Higgs couplings: Probing the Higgs with angular observables at future $e^+ e^-$ colliders”, *Journal Of High Energy Physics* 03, 050.
- Çakır, O. vd. (1999). “Single Vector Leptoquark Production at gamma-e and gamma-p Colliders”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 25 1187-1203.
- Dannheim, D., Lebrun, P., Linssen, L., Schulte, D., Simon, F., Stapnes, S., Toge, N. ve Weerts, H., Wells, J. (2012). “CLIC e^+e^- Linear Collider Studies”, *arXiv: 1208.1402 (hep-ex)*.
- Dedes, A., Materkowska, W., Paraskevas, M., Rosiek, J. ve Suxho, K. (2017). “Feynman rules for the Standard Model Effective Field Theory in R_ξ – gauges”, *Journal Of High Energy Physics* 06, 143.
- Dedes, A., Paraskevas, M., Rosiek, J. Suxho, K. ve Trifyllis, L. (2018). “The decay $h \rightarrow \gamma \gamma$ in the Standard-Model Effective Field Theory”, *Journal Of High Energy Physics* 08, 103.
- Denizli, H. ve Senol, A. (2018). “Constraints on Higgs effective couplings in $H\nu\bar{\nu}$ production of CLIC at 380 GeV”, *Advances in High Energy Physics* 1627051.
- Dittmaier, S. vd. (2011). “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables”, *arXiv: hep-ph/1101.0593*.
- Djouadi, A, vd. (2007). “International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: PHYSICS AT THE ILC”, *arXiv:0709.1893 (hep-ph)*.
- Einhorn, M. B. ve Wudka, J. (2013). “The Bases of Effective Field Theories”, *Nuclear Physics B* 876 556.
- Ellis, J. Sanz, V. ve You, T. (2014). “Complete Higgs sector constraints on dimension-6 operators”, *Journal Of High Energy Physics* 07, 036.
- Ellis, J., Sanz, V. ve You, T. (2015). “The effective standard model after LHC run I”, *Journal Of High Energy Physics* 03, 157.
- Ellis, J., Roloff, P., Sanz, V. ve You, T. (2017). “Dimension-6 operator analysis of the CLIC sensitivity to new physics”, *Journal Of High Energy Physics* 05, 096.
- Englert, C., Kogler, R., Schulz, H. ve Spannowsky, M. (2016). “Higgs coupling measurements at the LHC”, *The European Physical Journal C* 76, 393.
- Englert, F. ve Brout, R. (1964). “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons”, *Physical Review Letters* 13, 321.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Fichet, S., Tonero, A. ve Teles, P. R. (2017). “Sharpening the shape analysis for higher-dimensional operator searches”, *Physical Review D* 96, 036003.
- Gell-Mann, M. ve Levy, M. (1960). “The axial vector current in β decay”, *Nuovo Cimento* 16, 705.
- Ginzburg, I. F., vd. (1984). “Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on single-pass e^+e^- accelerators II. Polarization effects, monochromatization improvement”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 219, 5.
- Giudice, G. F., Grojean, C., Pomarol, A. ve Rattazzi, R. (2007). “The strongly-interacting light Higgs”, *Journal Of High Energy Physics* 06, 045.
- Glashow, S. L. (1961). “Partial-symmetries of weak interactions”, *Nuclear Physics* 22, 579.
- Grzadkowski, B., Iskrzynski, M., Misiak, M. ve Rosiek, J. (2010). “Dimension-six terms in the Standard Model Lagrangian”, *Journal Of High Energy Physics* 1010, 085.
- Gu, J., Li, H., Liu, Z., Su, S. ve Su, W. (2017). “Learning from Higgs Physics at Future Higgs Factories”, *Journal Of High Energy Physics* 12, 153.
- Guralnik, G., Hagen, C. ve Kibble, T. (1964). “Global conservation laws and massless particles”, *Physical Review Letters* 13, 585.
- Hagiwara, K., Ishihara, S., Szalapski, R. ve Zeppenfeld, D. (1993). “Low energy effects of new interactions in the electroweak boson sector”, *Physical Review D* 48, 2182.
- Han, T., Kuang, Y-P. ve Zhang, B. (2006). “Anomalous gauge couplings of the Higgs boson at high energy photon colliders”, *Physical Review D* 73, 055010.
- Hartmann, C., Shepherd, W. ve Trott, M. (2017). “The Z decay width in the SMEFT: y_t and λ corrections at one loop”, *Journal Of High Energy Physics* 03, 060.
- He, H-R., Wan, X. ve Wang, Y-K. (2019). “Constraining the anomalous HZZ couplings in off-shell Higgs region”, *arXiv:1902.04756 (hep-ph)*.
- Hesari, H., Khanpour, H. ve Najafabadi, M. M. (2018). “Study of Higgs effective couplings at electron-proton colliders”, *Physical Review D* 97, 095041.
- Higgs, P.W. (1964a). “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Physics Letters* 12, 132.
- Higgs, P.W. (1964b). “Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Physical Review Letters* 13, 508.
- Higgs, P.W. (1966). “Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons”, *Physical Review* 145, 1156.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Jana, S. ve Nandi, S. (2018). “New Physics Scale from Higgs Observables with Effective Dimension-6 Operators”, *arXiv:1710.00619 (hep-ph)*.
- Khachatryan, V. vd. (2014). “Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties”, *The European Physical Journal C* 74, 3076.
- Khanpour, H. ve Najafabadi, M. M. (2017a). “Constraining Higgs boson effective couplings at electron-positron colliders”, *Physical Review D* 95, 055026.
- Khanpour, H., Khatibi, S. ve Najafabadi, M. M. (2017b). “Probing Higgs boson couplings in $H + \gamma$ production at the LHC”, *Physics Letters B* 773, 462.
- Kibble, T. (1967). “Symmetry breaking in nonabelian gauge theories”, *Physical Review* 155, 1554.
- Kilian, W., Sun, S., Yan, Q. S., Zhao, X. ve Zhao, Z. (2017). “New physics in multi-Higgs boson final states”, *Journal Of High Energy Physics* 06, 145.
- Kim, J. H., Sakaki, Y. ve Son, M. (2018). “Combined analysis of double Higgs production via gluon fusion at the HL-LHC in the effective field theory approach”, *Physical Review D* 98, 015016.
- Kuday, S., Saygin, H., Hos, I. ve Cetin, F. (2018). “Projections for neutral Di-Boson and Di-Higgs interactions at FCC-he collider”, *arXiv:1702.00185 (hep-ph)*.
- Leung, C. N., Love, S. T. ve Rao, S. (1986). “Low-energy manifestations of a new interactions scale: Operator analysis”, *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 31, 433.
- LEP Working Group, (2003). “Search for the Standard Model Higgs boson at LEP”, *Physics Letters B* 565, 61
- Li, H-D., Lu, C-D. ve Shan, L-Y. (2019). “Sensitivity study of anomalous HZZ couplings at future Higgs factory”, *arXiv:1901.10218 (hep-ex, hep-ph)*.
- Murphy, C. W. (2018). “Statistical approach to Higgs boson couplings in the standard model effective field theory”, *Physical Review D* 97, 015007.
- Nambu, Y. ve Jona-Lasinio, G. (1961). “Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity”, *Physical Review* 122, 345.
- Rindani, S. D. ve Singh, B. (2019). “Indirect measurement of triple-Higgs coupling at an electron-positron collider with polarized beams”, *arXiv:1805.03417 (hep-ph, hep-ex)*.
- Royon, C., vd. (2007). “Project to install roman pot detectors at 220 m in ATLAS”, *arXiv:physics.ins-det/0706.1796v1*.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Salam, A. (1968). “Weak and electromagnetic interactions”, *Conference Proceedings C* 680519, 367-377.

Shi, L., Liang, Z., Liu, B. ve He, Z. (2019). “Constraining the anomalous Higgs boson coupling in $H+\gamma$ production”, *Chinese Physics C* Vol. 43, No. 4 04300.

Sirunyan, A. M. vd., (2018). “Observation of $t\bar{t}H$ Production”, *Physical Review Letters* 120, 231801.

Şahin, İ. (2005). Polarize Elektron-Gama Çarpışmasında Üçlü Ayar Bozonu Etkileşimleri, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 153s.

Telnov, V. I. (1990). “Problems in obtaining $\gamma\gamma$ and γe colliding beams at linear colliders”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Sect. A 294, 72.

Weinberg, S. (1967). “A model of leptons”, *Physical Review Letters* 19, 1264.

Willenbrock, S. ve Zhang, C. (2014). “Effective Field Theory Beyond the Standard Model”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 64, 83.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı SAMANCI CANSU
Doğum tarihi ve yeri 24/07/1992 SAMSUN/Tekkeköy
e-mail cansu.smnc@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Ankara Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri	Haziran-2015
Lise	Kuşadası Anadolu Teknik Lisesi Bilgisayar Programcılığı-Veri Tabanı Programlama	Haziran-2010

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2018-2019	Kuşadası Bahçeşehir Koleji	Robotik ve Kodlama Öğretmeni

Pojeler

2017-2018 116F149 Nolu Tubitak Projesi - Higgs Bozonunun Standart Model Ayar Bozonları ve Üst Kuark ile olan Anomal Bağlaşımlarının Araştırılması.

Bildiriler

V. Cetinkaya, V. Ari, A. A. Billur, C. Samanci, "Search for Higgs Effective Couplings at Photon Induced Reactions", CIEA 2018, Sivas Cumhuriyet Üniversitesi, Sivas, 20-22 Eylül 2018.