

BÜLENT ECEVİT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ADD EK BOYUTLAR MODELİNİN CERN BÜYÜK HADRON
ÇARPIŞTIRICISINDA FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ İLE İNCELENMESİ**

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

EDA ALICI

OCAK 2016

BÜLENT ECEVİT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ADD EK BOYUTLAR MODELİNİN CERN BÜYÜK HADRON
ÇARPIŞTIRICISINDA FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ İLE İNCELENMESİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Eda ALICI

DANIŞMAN : Yrd. Doç. Dr. Nurgül AKINCI

İKİNCİ DANIŞMAN : Doç. Dr. Banu ŞAHİN

ZONGULDAK

Ocak 2016

KABUL:

Eda ALICI tarafından hazırlanan “Add Ek Boyutlar Modelinin Cern Büyük Hadron Çarpıştırıcısında Fotoüretim Süreçleri İle İncelenmesi” başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir. 26/01/2016

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Nurgül AKINCI

Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü



İkinci Danışman: Doç. Dr. Banu ŞAHİN

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü



Üye: Prof. Dr. Yüksel AYAZ

Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü



Üye: Prof. Dr. Hüseyin AYTEKİN

Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü



Üye: Prof. Dr. İnanç ŞAHİN

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü



Üye: Yrd. Doç. Dr. Deniz YILMAZ

Ankara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü



ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

....../....../20....

Prof. Dr. Kemal BÜYÜKGÜZEL
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü



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



Eda ALICI

ÖZET

Doktora Tezi

ADD EK BOYUTLAR MODELİNİN CERN BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ İLE İNCELENMESİ

Eda ALICI

Bülent Ecevit Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Nurgül AKINCI

İkinci Danışman: Doç. Dr. Banu ŞAHİN

Ocak 2016, 113 sayfa

Bu çalışmada, Standart Model de yer alan hiyerarşi problemine çözüm önerisi sunan ADD ek boyutlar modelinin fenomenolojisi çalışılmıştır. Ek boyutlar modeli $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreçleri ile incelenmiştir. Hesaplamalar sırasında farklı ileri dedektör kabullenimleri dikkate alınmıştır. ADD model parametresi M_D için duyarlılık limitleri elde edilmiştir. Son olarak, ek boyut parametresi için elde edilen limitler, ATLAS ve CMS grupları tarafından sunulan güncel deneysel sınırlarla karşılaştırılmıştır. Elde ettiğimiz sonuçlara göre bu süreçler ADD modelinin araştırılması bakımından yüksek bir potansiyele sahiptir.

Anahtar Kelimeler: Standart Model ötesi, ADD ek boyutlar modeli, $\gamma\gamma$ çarpışması, γq çarpışması

Bilim Kodu: 404.02.01



ABSTRACT

Ph. D. Thesis

INVESTIGATION OF ADD MODEL OF EXTRA DIMENSIONS VIA PHOTOPRODUCTION PROCESSES AT THE CERN LARGE HADRON COLLIDER

Eda ALICI

Bülent Ecevit University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Thesis Advisor: Assist. Prof. Dr. Nurgül AKINCI

Co-Advisor: Assoc. Prof. Dr. Banu ŞAHİN

January 2016, 113 pages

In this work, the phenomenology of the ADD model of extra dimensions, which suggest solution to the hierarchy problem in Standard Model, has been studied. Extra dimensional model has been examined via the following processes: $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$. During the numerical calculation different forward dedector acceptances have been taken into consideration. Sensitivity limits on the M_D parameter of the ADD model have been obtained at the 95% confidence level. Finally, the obtained limits on the ADD model parameter have been compared with the current experimental bounds provided by the ATLAS and the CMS collaborations. According to our results, these processes have a high potential for investigation of the ADD model.

Keywords: Standard Model, ADD model of extra dimensions, $\gamma\gamma$ collisions, γq collisions

Science Code: 404.02.01



TEŞEKKÜR

Bu çalışmayı hazırlamamda bana yol gösteren ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocalarım Yrd. Doç. Dr. Nurgül AKINCI' ya (Bülent Ecevit Üniversitesi) ve Doç. Dr. Banu ŞAHİN' e (Ankara Üniversitesi) teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim. Tez çalışmamızın ilerlemesinde birçok konuda destek veren proje yürütücümüz değerli hocam Prof. Dr. İnanç ŞAHİN' e (Ankara Üniversitesi) çok teşekkür ederim.

Manevi desteklerinden dolayı sevgili eşim Hakan ALICI' ya ve aileme sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez çalışması Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 112T085 nolu proje ile desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL:	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xiii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xix
 BÖLÜM 1 GİRİŞ	 1
 BÖLÜM 2 PARÇACIK FİZİĞİNİN TEMELLERİ	 3
2.1 TEMEL PARÇACIKLAR VE TEMEL KUVVETLER	3
2.2 RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ DENKLEMLERİ	6
2.2.1 Klein-Gordon Denklemi	7
2.2.2 Dirac Denklemi	9
2.2.3 Maxwell Denklemleri	13
2.2.4 Proca Denklemi	14
 BÖLÜM 3 STANDART MODEL	 17
3.1 GİRİŞ	17
3.2 ELEKTROZAYIF ETKİLEŞMELER	19

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
3.2.1 Elektrozayıf Etkileşme Parçacık Aileleri	19
3.2.2 Elektrozayıf Etkileşmeler İçin Global simetri.....	21
3.2.3 Tek Fermiyon Ailesi İçin Elektrozayıf Etkileşme Lagranjiyeni	25
3.2.4 Kendiliğinden Simetri Kırılması	28
3.2.5 Ayar Alanlarının Kütleleri	30
3.2.6 Ayar Alanlarının Kendi Aralarında Etkileşmeleri	33
3.2.7 Fermiyonların Kütle Kazanması	34
3.2.8 Üç Fermiyon Ailesi İçin Elektrozayıf Etkileşme Lagranjiyeni.....	35
3.3 Standart Modelin Eksiklikleri ve Problemleri.....	38
BÖLÜM 4 ADD EK BOYUTLAR MODELİ	41
4.1 PARÇACIK FİZİĞİNDE EK BOYUTLAR	41
4.2 ADD (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali) EK BOYUTLAR MODELİ.....	51
4.3 KALUZA-KLEİN GRAVİTONLARININ SM ALANLARI İLE ETKİLEŞMESİ.....	52
4.3.2 Vektör Alan Ve Graviton Etkileşimi.....	54
4.3.3 Fermiyon Alanı Ve Graviton Etkileşimi	56
4.3.4 Graviton Propagatörü	57
4.4 KK GRAVİTONLARININ PARÇACIK HIZLANDIRICILARDA TESPİTİ.....	58
BÖLÜM 5 BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ İLE ADD EK BOYUTLAR MODELİNİN İNCELENMESİ.....	61

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
5.1 CERN BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI(LHC).....	61
5.2 LHC DE FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ.....	62
5.2.1. Foton-Foton ($\gamma\gamma$) Etkileşme Süreçleri	64
5.2.2. Foton-Kuark (γq) Etkileşme Süreçleri	66
5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ	68
5.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ	74
5.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ	79
5.6 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pl + l - p$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ.....	92
5.6 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ.....	97
5.7 ADD MODEL PARAMETRELERİ İLE İLGİLİ DENEYSEL SONUÇLAR	104
BÖLÜM 6 TARTIŞMA VE SONUÇ	107
KAYNAKLAR.....	109
ÖZGEÇMİŞ	113



ŞEKİLLER DİZİNİ

No	Sayfa
Şekil 3.1 Potansiyelin skaler alanlara göre grafiği.	29
Şekil 3.2 W ve Z bozonlarının Higgs bozonu ile olan üçlü ve dörtlü etkileşmeleri.	32
Şekil 3.3 Higgs bozonunun kendi kendisi ile olan üçlü ve dörtlü bağlaşımı.	32
Şekil 3.4 Ayar bozonlarının birbirleri ile üçlü ve dörtlü bağlaşımları	34
Şekil 4.1 5-boyutlu uzay-zamanın gösterimi.....	47
Şekil 4.2 Skaler alan ve graviton etkileşme köşesi.	54
Şekil 4.3 Vektör alan ve graviton etkileşme köşesi.	55
Şekil 4.4 Spinör alan ve graviton etkileşme köşesi.	57
Şekil 4.5 Spinör alan, vektör alan ve graviton etkileşme köşesi.	57
Şekil 5.1 LHC ‘de foton-foton etkileşme süreci.	64
Şekil 5.2 LHC ‘de foton-kuark etkileşme süreci.....	66
Şekil 5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ ana süreci için Feynman diyagramı.	68
Şekil 5.4 $\gamma q \rightarrow \gamma q$ alt süreci için Feynman diyagramları.	68
Şekil 5.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için ΛT nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.	72
Şekil 5.6 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için ΛT ‘nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.	73
Şekil 5.7 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ ana süreci için Feynman diyagramı.	74
Şekil 5.8 $\gamma g \rightarrow \gamma g$ alt süreci için Feynman diyagramı.	75
Şekil 5.9 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için toplam tesir kesitinin ΛT parametresine bağlılığı. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenimleri dikkate alınmıştır.....	76
Şekil 5.10 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ sürecindeki son durum gluonlarının açısal dağılımları.	77
Şekil 5.11 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için ΛT ’nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.....	78
Şekil 5.12 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için Feynman diyagramı.	79
Şekil 5.13 $\gamma q \rightarrow qG$ Alt süreci için Feynman diyagramları.	79

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 5.14 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin toplam tesir kesitinin MD'ye göre grafiği. Farklı çizgiler δ ek boyut sayısının farklı değerlerine karşılık gelmektedir. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve derin inelastik saçılma virtüallitesi $Q^2=(5 M_Z)^2$ olarak alınmıştır.	84
Şekil 5.15 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin toplam tesir kesitinin MD'ye göre grafiği. Farklı çizgiler δ ek boyut sayısının farklı değerlerine karşılık gelmektedir. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,15$ ve derin inelastik saçılma virtüallitesi $Q^2=(5 M_Z)^2$ olarak alınmıştır.	85
Şekil 5.16 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=3$ ve $MD = 5TeV$ olarak alınmıştır.	86
Şekil 5.17 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=4$ ve $MD = 5TeV$ olarak alınmıştır.	86
Şekil 5.18 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=5$ ve $MD = 5TeV$ olarak alınmıştır.	87
Şekil 5.19 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=6$ ve $MD = 5TeV$ olarak alınmıştır.	87
Şekil 5.20 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği ve SM arka planı. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_D=5TeV$ olarak alınmıştır.	88
Şekil 5.21 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin M_{inv} ile değişim grafiği ve SM arka planı. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_D=5TeV$ olarak alınmıştır.	89
Şekil 5.22 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl + l - p$ süreci için Feynman diyagramı.	92
Şekil 5.23 $\gamma\gamma \rightarrow l + l -$ alt süreci için Feynman diyagramları.	92
Şekil 5.24 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl + l - p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum leptonlarının minimum enine momentum kesilimine göre farklı detektör kabullenimleri için grafiği.	94
Şekil 5.25 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl + l - p$ süreci için AT'nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının integre edilmiş ışınlılığa göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralıkları dikkate alınmıştır.	95
Şekil 5.26 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl + l - p$ sürecinde son durum leptonlarının açısal dağılımı.	96
Şekil 5.27 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için Feynman diyagramı.	97
Şekil 5.28 $\gamma\gamma \rightarrow W + W -$ Alt süreci için Feynman diyagramları.	97

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 5.29 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,015 < \xi < 0,15$ alınmıştır.	101
Şekil 5.30 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,02 < \xi < 0,3$ alınmıştır.	101
Şekil 5.31 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,015 < \xi < 0,5$ alınmıştır.	102
Şekil 5.32 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,1 < \xi < 0,5$ alınmıştır.	102
Şekil 5.33 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW + W - p$ süreci için ΔT nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği.	104



ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1 Temel kuvvetler ve taşıyıcı parçacıklar.	5
Çizelge 2.2 Temel kuarklar.	5
Çizelge 2.3 Temel leptonlar.	6
Çizelge 3.1 Temel fermiyon aileleri.	20
Çizelge 3.2 Fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, zayıf hiperyük ve elektrik yükleri.	25
Çizelge 5.1 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki MD ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$ olarak alınmıştır. 90	90
Çizelge 5.2 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki MD ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ olarak alınmıştır. . 90	90
Çizelge 5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki MD ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$ ve $M_{INV} > 600$ GeV alınmıştır.	90
Çizelge 5.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki MD ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_{INV} > 600$ GeV alınmıştır.	91
Çizelge 5.5 M_D skalasının ek boyutlara göre birinci mertebeden (LO) alt limitleri (Chatrchyan et al. 2012).	105
Çizelge 5.6 M_D skalasının ek boyutlara göre birinci mertebeden (LO) alt limitleri (Khachatryan et al. 2014).	105



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

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

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam ediyor)

ν_μ	: müon nötrinosu
ν_τ	: tau nötrinosu
ξ	: ileri detektör kabullenimi
τ^-	: tau
τ^i	: Pauli spin matrisleri

KISALTMALAR

ADD	: Arkani, Dimopoulos, Dvali Modeli
ATLAS	: A Toroidal LHC Apparatus
CERN	: The European Organization of Nuclear Research
CMS	: Compact Muon Solenoid
LHC	: Large Hadron Collider
TOTEM	: Total Elastic and diffractive cross section Measurem

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Maddenin yapıtaşları olan temel parçacıklar ve bunların birbirleri ile olan etkileşmelerinin araştırılması fizikçiler için önemli bir çalışma alanını oluşturmaktadır. Parçacık fiziği olarak anılan bu alanda doğada bulunan dört kuvvetin birlikte açıklanabilmesi için önemli çalışmalar yapılmaktadır. Bu bağlamda en büyük adımı 1970'li yıllarda Steven Weinberg ve Abdus Salam Standart Model'in teorisini oluşturarak atmıştır. Model zayıf, güçlü ve elektromanyetik etkileşmeleri içermekte ve bu etkileşmeleri başarılı bir şekilde açıklamaktadır. Yapılan deneylerle modelin öngörülleri doğrulanmıştır. Ancak kütle çekim kuvvetinin dahil edilememesi, model tarafından öngörülemeyen parametreler barındırması gibi sebeplerle yerini yeni bir teoriye bırakacağı düşünülmektedir. Günümüzde yapılan birçok çalışmada Standart Modelin eksikliklerini gidermeye yönelik yeni teoriler ortaya atılmaktadır.

Yeni fizik çalışmalarında Standart Modelin önemli eksikliklerinden biri olan hiyerarşi problemine çözüm arayışları geniş bir yer tutmaktadır. Hiyerarşi problemi, elektrozayıf kuvvet ile gravitasyonel kuvvet arasındaki sebebi açıklanamayan büyük ölçek farkı olarak tanımlanmaktadır. Planck skalası $10^{19} GeV$ iken elektrozayıf skala $10^3 GeV$ olduğundan bu iki kuvveti birlikte açıklamak kolay görünmemektedir. Birçok farklı ek boyut modeli Standart Modeli kütle çekim kuvvetini lineer mertebede içerecek şekilde genişletmeyi amaçlamıştır. Bu tez çalışmasında, Standart Model tarafından açıklanamayan hiyerarşi problemine bir çözüm öneren ek boyut modellerinden birisinin CERN Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) keşfedilme potansiyelleri araştırılmıştır. Literatürde farklı temellere dayanan ek boyut modelleri bulunmaktadır. Bu modellerden en iyi bilinenleri Arkani-Hamed, Dimopoulos ve Dvali (ADD) büyük ek boyutlar modeli ve Randall ve Sundrum (RS) bükülmüş ek boyut modelleridir. Tez çalışması kapsamında ADD büyük ek boyutlar modeli kullanılarak incelemeler yapılmıştır.

ADD model Arkani-Hamed, Dimopoulos ve Dvalli tarafından oluşturulmuştur. (Arkani-Hamed et al. 1998). Bu model ile birlikte gravitasyonel kuvvet ile elektrozayıf kuvvet arasındaki skala farkı uzaysal, düz, kompakt ek boyutların varlığı ile çözülmeye çalışılmıştır. ADD modelinde yer alan ek boyutlar mm mertebesinde olduğundan büyük ek boyutlar modeli olarak da adlandırılır ve model çok sayıda ek boyutun varlığına izin verir.

Bu tez çalışmasında kütle çekim kuvvetinin kuantumu olan gravitonun Standart Model parçacıkları ile etkileşimleri LHC’ de foton indüklü süreçler vasıtasıyla incelenmiştir. Graviton ile temel parçacıkların bağlaşımlarının incelenmesi Standart Model ötesindeki yeni fiziğin araştırılması açısından oldukça önemlidir. Araştırmalarda LHC de foto-üretim süreci ile meydana gelen $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma g \rightarrow \gamma g$, $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$, $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ alt süreçleri çeşitli ileri dedektör kabullenimleri için incelenmiş ve ADD model parametreleri için sınırlamalar elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar LHC’ deki bu süreçlerin ADD ek boyutlar modelinin araştırılması açısından dikkate değer olduğunu göstermiştir. Ayrıca yapılan bu çalışmalar ek boyutların varlığının tespiti için deneysel çalışmalara bir yön gösterici olması açısından da oldukça önemlidir.

BÖLÜM 2

PARÇACIK FİZİĞİNİN TEMELLERİ

2.1 TEMEL PARÇACIKLAR VE TEMEL KUVVETLER

İnsanoğlu yaşadığı evren, maddelerin birbirleri ile etkileşmeleri, maddenin nasıl var olduğu gibi sorulara tarih boyunca yanıtlar aramıştır. Makroskobik dünyada oluşan olaylara yanıt aranırken bunun yanında mikroskobik dünyada neler olduğu, maddenin nasıl meydana geldiği de merak konusu olmuştur. “Maddenin temel yapıtaşı nedir?” sorusu milattan önceki yüzyıllarda dahi devrin önemli filozofları tarafından araştırılmıştır. Yunanca’da bölünemez anlamına gelen atom düşüncesi de o günlere dayanmaktadır. Atomun bölünmezliği fikri 1900'lere kadar varlığını sürdürmüştür, fakat sonraları fizikçiler çok küçük boyutlarda maddenin içinde neler olduğunu deneysel olarak keşfetmeye başlamışlardır. 20. yy.'daki en ilginç keşiflerden birisi sayılan evrende atom altı parçacıkların var olduğunun bulunmasıyla bölünemez parçacıklar düşüncesi artık eski Yunan çağlarında bırakılmıştır. Günümüzde maddenin temel yapı taşları, hassas teknolojiler ile birlikte molekülden atoma, atomdan çekirdeğe ve elektrona, oradan nötron ve protona, oradan kuark, lepton, nötrino ve bozonlara kadar gelmiştir. Fiziğin temel alanlarından biri olan parçacık fiziği de bu şekilde ortaya çıkmıştır.

Kuramsal parçacık fiziği çalışmalarında maddenin yapıtaşları ve onların birbirleri ile olan etkileşmelerini açıklayabilmek için çeşitli araştırmalar yapılmıştır. Maddenin temel yapıtaşlarını oluşturan parçacıkların özelliklerini ve aralarındaki etkileşmeleri parçacık fiziği laboratuvarlarından elde edilen sonuçlarla uyumlu bir şekilde açıklayan, Standart Model olarak adlandırılan, bir kuantumlu alanlar teorisi kurulmuştur. Böylece çok sayıdaki parçacığı ve onların arasındaki etkileşmeleri az sayıdaki temel parçacık ve kuvvet ile açıklamak mümkün olmuştur.

Maddeyi oluşturan parçacıklar farklı özelliklerine göre gruplandırılmışlardır. Bu gruplandırmalarda kuantum sayıları olarak da adlandırılan parçacıkların temel özellikleri kullanılmıştır. Temelde parçacıklar spin kuantum sayılarına göre fermiyonlar ve bozonlar olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Bir sistemdeki dalga fonksiyonu parçacık değişimi altında antisimetrik ise fermiyon adını almaktadır. Fermiyonlar spinleri buçuklu olan ve Pauli dışarlama ilkesine uyan parçacıklardır. Bir sistemdeki dalga fonksiyonu parçacık değişimi altında simetrik ise bozon adını almaktadır. Bozonlar spinleri tamsayı olan ve dışarlama ilkesine uymayan temel parçacıklardır.

Fermiyonlar, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Elektron, müon, tau ve bunların nötrinoları lepton olarak adlandırılmaktadır (Çizelge 2.3). Lepton sayısı etkileşmeler de korunması gereken bir kuantum sayısıdır. Atomu oluşturan proton ve nötronlar fermiyon grubuna dâhillerdir. Ancak bu parçacıklar temel parçacık olarak kabul edilmezler, içyapıları vardır ve kuarkların birleşmesi ile oluşur. Doğada bilinen altı kuark, u (up), d (down), c (charm), s (strange), t (top), b (bottom) olarak adlandırılmaktadır. Kuarkların birleşmesi ile oluşan parçacıklar için Pauli dışarlama ilkesine aykırılığı engellemek amacıyla renk yükü olarak tanımlanan bir kuantum sayısı atanmıştır (Çizelge 2.2).

Bozonlar spini tamsayı olan, parçacıklardır. Bozonlar, kendi içerisinde skaler, vektör ve tensör parçacıklar olmak üzere üç sınıfta incelenir. Skaler bozonlar spini sıfır olan, vektör bozonlar spinleri bir olan, tensör bozonlar ise spinleri iki olan bozonlardır.

Doğada elemanter parçacıklar arasında dört temel etkileşme bulunmaktadır. Bunlar, elektromanyetik etkileşme, güçlü etkileşme, zayıf etkileşme ve gravitasyonel etkileşmedir. Elektromanyetik etkileşme elektrik yüküne sahip parçacıklar arasında, foton aracı parçacığı ile taşındığı düşünülen etkileşmedir. Sonsuz erime sahip bu kuvvet görece olarak 10^{-2} şiddete sahiptir. Güçlü kuvvet, kuarkların bir arada tutulmasını sağlayarak proton, nötron gibi parçacıkların yapısının bozulmadan kalmasını sağlamaktadır. Güçlü kuvvetin kuantumu gluon adı verilen bir aracı parçacıktır. Güçlü kuvvet diğer etkileşmelerin yanında en güçlü olan etkileşme olmasına rağmen etkileşme menzili oldukça küçüktür ve çekirdek dışında etkin değildir. Ağır kuarklar ve leptonların daha hafif kuark ve leptonlara bozunmasını sağlayan kuvvet ise zayıf kuvvet olarak adlandırılmaktadır. Bu etkileşme W^+ , W^- ve Z ayar bozonları vasıtası ile gerçekleşmektedir. Etkileşme şiddeti ve menzili de güçlü kuvvetten zayıftır.

Kütle çekim kuvveti sonsuz erime sahip bir etkileşmedir ancak diğer kuvvetler yanında şiddeti oldukça küçüktür (Çizelge 2.1).

Çizelge 2.1 Temel kuvvetler ve taşıyıcı parçacıklar.

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

Çizelge 2.2 Temel kuarklar.

Kuarklar	Yukarı (u) Kütle: 1,5- 4,0 MeV Yük: $+\frac{2}{3} e $	Tılsımlı (c) Kütle: 1,15-1,35 GeV Yük: $+\frac{2}{3} e $	Üst (t) Kütle: $174,3 \pm 5,1$ GeV Yük: $+\frac{2}{3} e $
	Aşağı (d) Kütle: 4-8 MeV Yük: $-\frac{1}{3} e $	Acayip (s) Kütle: 80-130 MeV Yük: $-\frac{1}{3} e $	Alt (b) Kütle: 4,1-1,4 GeV Yük: $-\frac{1}{3} e $

Çizelge 2.3 Temel leptonlar.

Leptonlar	Elektron (e) Kütle: 0,51 MeV Yük: $- e $	Müon (μ) Kütle: 105,66 MeV Yük: $- e $	Tau (τ) Kütle: 1777 MeV Yük: $- e $
	Elektron nötrino (ν_e) Kütle: < 2,2 eV Yük: -	Müon nötrino (ν_μ) Kütle: < 170 KeV Yük: -	Tau nötrino (ν_τ) Kütle: < 18,2 MeV Yük: -

Doğada yer alan temel parçacıkların davranışlarının açıklanabilmesi için Heisenberg, Schrödinger ve diğer önemli bilim insanları tarafından kuantum mekaniği teorisi ortaya atılmıştır. Bu teori çerçevesinde etkileşmelerin doğaları büyük ölçüde açıklanabilmiştir. Kuantum mekaniğinin temel denklemi olan Schrödinger denklemi ile relativistik olmayan sistemler çözümlenirken bu denklem relativistik parçacıkların hareketlerini açıklamakta yetersiz kalmıştır. Bu sebeple mikro evrendeki relativistik sistemler için yeni denklemler geliştirilmiştir.

2.2 RELATİVİSTİK KUANTUM MEKANİĞİ DENKLEMLERİ

Kuantum mekaniğinin temel denklemi olan Schrödinger denklemi serbest parçacıklar için,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\vec{x}, t) \quad (2.1)$$

şeklindedir. Denklem incelendiğinde relativistik kovaryant bir formda olmadığı açıkça görülmektedir. Denklem zamana göre birinci mertebeden türev içerirken, konuma göre ikinci mertebeden türev içermektedir. Ancak özel görelilik teorisine göre relativistik bir denklem zamana ve konuma göre aynı mertebeden türevler içermelidir. Bu bağlamda mikro evrendeki relativistik parçacıklar için yeni hareket denklemleri aranmaya başlanmıştır. Bu arayışta temel prensip olarak relativistik enerji-momentum bağıntısı olan,

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.2)$$

ifadesi kullanılmıştır. Fakat tek bir denklemden söz etmek mümkün değildir. Relativistik kuantum mekaniği denklemleri Schrödinger denkleminin farklı olarak parçacıkların spini ile ilgili bilgiyi kendiliğinden içerdiğinden, denklemler spine bağlı olarak değişmektedir.

2.2.1 Klein-Gordon Denklemleri

Klein-Gordon denklemleri spini sıfır olan parçacıkların sağladığı relativistik bir denklemdir. Bu denklem, enerji-momentum bağıntısında enerji ve momentum işlemcileri,

$$E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad p \rightarrow -i\hbar \vec{\nabla} \quad (2.3)$$

yerine yazılarak elde edilir. Klein-Gordon denklemleri,

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (-\hbar^2 c^2 \vec{\nabla}^2 + m^2 c^4) \phi \quad (2.4)$$

şeklindedir. $\hbar = c = 1$ olduğu birim sistemi seçilerek Klein-Gordon denklemleri,

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m^2 \phi = 0 \quad (2.5)$$

Lorentz kovaryans biçiminde yazılabilir. Klein-Gordon denklemleri enerji momentum bağıntısından da açıkça görülebileceği gibi negatif enerji durumlarını da içermektedir. Denklem sadece enerji açısından değil olasılık yoğunluğu açısından da bulunduğu zamanlarda bazı sorunlara yol açmıştır. Bunu görmek için olasılık yoğunluğu ve olasılık akısını hesaplamak uygun olacaktır. (2,5) denklemini ϕ^* ve ϕ ile çarparsak relativistik olmayan kuantum mekaniğine benzer şekilde bir süreklilik denklemleri elde edebiliriz.

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad (2.6)$$

Buradaki dörtlü akım,

$$J^\mu = (\rho, \vec{j}) = i[\phi^*(\partial^\mu \phi) - (\partial^\mu \phi^*)\phi] \quad (2.7)$$

şeklindedir. Burada ρ , dörtlü akımın zamansal bileşeni,

$$\rho = i \left[\phi^* \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \phi^*}{\partial t} \right) \phi \right] \quad (2.8)$$

olasılık yoğunluğunu vermektedir. (2.7) denkleminde $\vec{j}$, dörtlü akımın uzaysal bileşeni,

$$\vec{j} = -i [\phi^* (\vec{\nabla} \phi) - (\vec{\nabla} \phi^*) \phi] \quad (2.9)$$

olasılık akısını vermektedir. Klein-Gordon denkleminin serbest parçacık çözümleri,

$$\phi = e^{-ip \cdot x} = e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})} \quad (2.10)$$

şeklinde düzlem dalgalarıdır. Denklemin çözümleri açıkça parçacıkların spini ile ilgili bilgi vermez. Bundan dolayı Klein-Gordon denklemi spini sıfır olan parçacıkları tasvir eder.

(2.10) düzlem dalga ifadesinin Klein-Gordon denkleminde yerine yazılmasıyla enerji özdeğerleri,

$$E = \pm \sqrt{p^2 + m^2} \quad (2.11)$$

bulunur. Denklem (2.11) incelendiğinde pozitif enerji değerlerinin yanında, negatif enerji durumları da mevcuttur. Fiziksel olarak böyle bir durumun açıklanabilmesi kolay değildir. Klein-Gordon denkleminin barındırdığı negatif enerji problemi beraberinde negatif olasılık yoğunluğu problemini de getirmektedir. Serbest parçacık denklemi olasılık yoğunluğu (2.8) ve olasılık akısı (2.9) ifadelerinde yerine yazıldığında,

$$\rho = 2E|N|^2 \quad \vec{j} = 2\vec{p}|N|^2 \quad (2.12)$$

olarak bulunur. Negatif olasılık yoğunluğu anlamlı olmadığından bu durumu yorumlamak oldukça güçtür. Bu problemlerin üstesinden gelmek amacıyla 1927 yılında Dirac kendi adını taşıyan relativistik bir dalga denklemi ileri sürdü ve başarılı oldu. 1934 yılına kadar tek kabul edilir relativistik denklem Dirac denklemi olarak görüldü. 1934' de Pauli ve Weisskopf, Klein-Gordon denklemini yeniden gözden geçirerek negatif olasılık yoğunluğu problemini çözümlədiler. Pauli ve Weisskopf akı yoğunluğunun önüne bir $-e$ çarpanı koydular ve J^μ 'yü yük-akım yoğunluğu olarak açıkladılar. Bu durumda artık ρ olasılık yoğunluğu olarak değil,

negatif değerler de alabilen yük yoğunluğu olarak yorumlandı. İkinci bir problem olan negatif enerji sorunu ise 1941 yılında Stckelberg ve 1948 yılında Feynman tarafından yeniden yorumlandı. Bu yoruma göre negatif enerji czmleri zamanda ters yönde ilerleyen parçacıkları veya eşdeğer olarak zamanda ileri yönde ilerleyen pozitif enerjili karşı parçacıkları göstermektedir.

Kuantum alan teorisinde kullanılan Lagranjiyen yazma metodu ile de Klein-Gordon denklemi elde edilebilir.

Klein-Gordon lagranjiyeni reel skaler alan için,

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{m^2}{2}\phi^2 \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir. Bu lagranjiyenden elde edilen eylemin Klein-Gordon alanına göre varyasyonu alınarak, Klein-Gordon denklemi elde edilebilir. Yüklü skaler bozonlar için kompleks Klein-Gordon lagranjiyeni,

$$L = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi \phi^* \quad (2.14)$$

biçimindedir. Gerçel Klein-Gordon alanı yüksüz skaler bozonları tasvir etmektedir. Gerçekten de, (2.12) ile verilen yük yoğunluğu ϕ 'nin gerçel olması durumunda sıfırdır. Yüklü skaler bozonlar ise kompleks Klein-Gordon alanı ile tasvir edilir.

2.2.2 Dirac Denklemi

Dirac, Schrödinger denkleminin açık olarak Lorentz kovaryans olmaması ve Klein- Gordon denkleminin negatif olasılık yoğunluğu, negatif enerji czmleri problemleri olmasından dolayı zaman ve konuma göre birinci mertebeden türev içeren lineer yapıda relativistik kuantum mekaniği denklemi önerdi. Bu yeni denklem, negatif enerji czmlerine bir czm sunmasada negatif olasılık yoğunluğu problemini ortadan kaldırdı.

Dirac kuantum mekanięin temel denklemi olan Schrödinger denkleminden hareketle yeni bir Hamiltoniyen tanımlayarak yeni bir denklem elde etti. Dirac Hamiltoniyeni,

$$H_D = \vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m = -i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta m \quad (2.14)$$

biçimindedir. (2.14) denkleminde yer alan $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ ve $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \beta$ matristir. Sonuç olarak Dirac hamiltoniyeni kullanılarak elde edilen yeni denklem,

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - \beta m \right) \Psi = 0 \quad (2.15)$$

şeklindedir. Denklemden yer alan Ψ ise sütun vektörüdür ve parçacık alanlarına karşılık gelmektedir. Denklemin Klein Gordon denklemine benzer biçimde yazılması gerekliliği düşünülerek $\vec{\alpha}$ ve β katsayılarını belirlenebilir. Bu bağlamda (2.15) denklemini $\left(i \frac{\partial}{\partial t} - i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta m \right)$ ifadesi ile çarparsak Klein Gordon denklemine benzer yapıda bir denklem elde ederiz.

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \sum_i \alpha_i \partial_i \partial_i + \sum_{i < j} (\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i) \partial_i \partial_j + im \sum_i (\alpha_i \beta + \beta \alpha_i) \partial_i - \beta^2 m^2 \right] \Psi = 0 \quad (2.16)$$

Bu denklemin Klein-Gordon denklemiyle özdeş olması için sağlaması gereken bazı şartlar vardır. Öncelikli olarak enerji momentum bağıntısı sağlanmalı, olasılık yoğunluğu, $\rho > 0$ olmalı ve Lorentz dönüşümleri altında değişmez yapıda olmalıdır. Ayrıca,

$$\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = \delta_{ij}, \quad \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0, \quad \beta^2 = \alpha_i^2 = 1 \quad (2.17)$$

koşullarını sağlaması gerekmektedir. α_i ve β katsayıları denklem (2.17) de görüldüğü gibi sıra değiştirmezler. Bu bağlamda Dirac hamiltoniyenin hermitsel olduğuda gözönünde bulundurularak α_i ve β ifadelerinin 4x4 lük hermitik matrisler olduğu düşünülmüştür. Literatürde α_i ve β matrislerini temsil edecek farklı seçimler olmuştur. Bunlardan yaygın olarak kullanılanı Pauli-Dirac temsidir. Bu temsile göre $(\vec{\alpha}, \beta)$ matrisleri,

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

şeklindedir. (2.18) matrisleri içerisindeki $\vec{\sigma}$ Pauli matrisleri, I 2x2 lik birim matrislerdir.

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

α_i ve β ifadelerinin 4x4 lük hermitik matrisler olduğundan Ψ de dört bileşenli sütun vektörüdür ve Dirac spinörü olarak isimlendirilir. (2.15) denklemini soldan β ile çarparak,

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad (2.20)$$

Dirac denklemi kovaryant biçimde yazılabilir. Parçacık fiziğinde yaygın bir kullanım olarak kullanılan γ^μ ; Dirac matrisi(γ^0, γ^i)

$$\gamma^0 = \beta \quad \gamma^i = \beta \alpha^i \quad (2.21)$$

şeklindedir. Klein-Gordon denkleminde var olan negatif olasılık yoğunluğu probleminin giderilip giderilmediğini test etmek için olasılık akı yoğunluğu ifadesine bakmak önemlidir. (2.20) denklemden yola çıkarak elde edilen olasılık akı yoğunluğu,

$$j^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \quad (2.22)$$

bulunur. Denklem (2.22) içerisinde yer alan $\bar{\Psi}$ ifadesi $\Psi^\dagger \gamma^0$ şeklinde tanımlıdır. Bu akı yoğunluğu (2.6) süreklilik denklemini sağlamaktadır. (2.22) olasılık akı yoğunluğu ifadesinin sıfırıncı bileşeni olasılık yoğunluğunu vermektedir. $\rho = \Psi^\dagger \Psi$ olarak elde edilir ve pozitif tanımlıdır. Dirac, böylece yeni bir dalga denklemi yazarak negatif olasılık yoğunluğu problemini çözmüştür.

Dirac denkleminin serbest çözümü olan Ψ matrisi bir düzlem dalgadan ve Klein-Gordon denkleminden farklı olarak düzlem dalga çözümlerinin yanında bir de parçacığın spin bilgisini içeren 4x1 formunda sütun matrisinden oluşur.

$$\Psi = u(p)e^{-ip.x} \quad (2.23)$$

Ψ matrisinin (2.20) denkleminde yerine yazılması ile,

$$(\gamma^\mu p_\mu - m)u(p) = 0 \quad (2.24)$$

elde edilir. Bu denklemin üç boyutta momentum uzayında ki çözümleri,

$$\begin{aligned}
 u^1(p) &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \end{pmatrix} & u^2(p) &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \end{pmatrix} \\
 v^1(p) &= \begin{pmatrix} \frac{p_x - ip_y}{E+m} \\ \frac{-p_z}{E+m} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} & v^2(p) &= \begin{pmatrix} \frac{p_z}{E+m} \\ \frac{p_x + ip_y}{E+m} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

şeklindedir. Burada sırasıyla $u^1(p)$, $u^2(p)$, $v^1(p)$, $v^2(p)$ parçacık ve anti-parçacık için dörtlü spinörlerdir. Görüldüğü gibi Dirac denklemi Schrödinger denkleminde farklı olarak kendiliğinden spin bilgisini içermektedir. Bu spinörler hesaplanırken anti-parçacık çözümleri için negatif enerjili çözümler pozitif enerjili anti-parçacık çözümleri olarak alınmıştır. Görüldüğü gibi Dirac denklemi Schrödinger denkleminde farklı olarak kendiliğinden spin bilgisini içermektedir. Parçacıklar için serbest durum Dirac denklemi $(\gamma^\mu p_\mu - m)u(p) = 0$ şeklindedir. Antiparçacıklar için serbest durum Dirac denklemi ise $(\gamma^\mu p_\mu + m)v(p) = 0$ dır.

Dirac denklemini Dirac lagranjienini yardımı ile de türetmek mümkündür. Dirac lagranjienini;

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi \tag{2.26}$$

şeklindedir. (2.26) lagranjienini Ψ ve $\bar{\Psi}$ spinörleri için yazılan Euler-Lagrange denklemlerinde (2.27)

$$\frac{\partial L}{\partial \bar{\Psi}} - \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \bar{\Psi})} \right) = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial \Psi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \Psi)} \right) = 0 \tag{2.27}$$

yerine yazarak da Dirac denklemi bulunabilir.

2.2.3 Maxwell Denklemleri

Maxwell denklemleri, klasik elektromanyetik teoride elektrik ve manyetik alanların, yükler ve akımlar tarafından nasıl üretildiğini ve etkilendiğini açıklamaktadır. Bu denklemler, İskoç fizikçi ve matematikçi olan ve 1861-1862 yıllarında bu denklemlerin ilk biçimini yayınlayan James Clerk Maxwell' in ismi ile adlandırılmıştır. Klasik teoride Gauss birim sisteminde bu denklemler,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho, \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.28)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (2.29)$$

şeklindeir. Relativistik notasyonda $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanları antisimetrik bir tensör olan 'elektromanyetik alan tensörü' aracılığıyla bir araya getirilir,

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E^1 & -E^2 & -E^3 \\ E^1 & 0 & -B^3 & -B^2 \\ E^2 & B^3 & 0 & -B^1 \\ E^3 & B^2 & B^1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Maxwell denklemleri kütsesiz, spin-1 parçacıklar olan fotonun sağladığı denklemlerdir. Kuantum alan teorisinde foton alanları A^μ vektör alanı cinsinden tanımlanır. Elektromanyetik alan tensörü'nün bileşenleri alan vektörü cinsinden,

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.31)$$

şeklinde tanımlanır. Burada $A^\mu = (\phi, \vec{A})$ dörtlü vektör potansiyelidir. $\hbar = c = 1$ olduğu birim sistemi seçilerek Homojen olmayan Maxwell denklemlerini akım yoğunluğu ve elektromanyetik alan tensörünün bileşenleri cinsinden,

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 4\pi j^\nu \quad (2.32)$$

yazılabilir. Bu denklem

$$\partial^\mu \partial_\mu A^\nu - \partial^\nu \partial_\mu A^\mu = 4\pi j^\nu \quad (2.33)$$

şeklinde açık biçimde yazılabilir. (2.33) denklemi ayar dönüşümü altında değişmez yapıda değildir. Bu sebeple ek bir ayar dönüşümü seçilmelidir. $\partial_\mu A^\mu = 0$ Lorenz ayarının seçilmesi ile birlikte bu denklem boşlukta,

$$\partial^\mu \partial_\mu A^\nu = 0 \quad (2.34)$$

halini alır. A^ν foton alanı olarak alındığında bu denklem boşlukta foton alanının hareket denklemini verir. (2.34) denkleminin çözümü,

$$A^\nu(x) = a e^{-ip \cdot x} \epsilon^\nu(p) \quad (2.35)$$

düzlem dalga biçimindedir. Burada ϵ^ν fotonun polarizasyon vektörü ve a normalizasyon katsayısıdır. Görüldüğü üzere ϵ^ν dört bileşene sahiptir ancak Lorentz koşulu sebebiyle bağımsız bileşen sayısı üçe indirgenir. Ancak foton kütlelessiz spin-1 bir parçacık olduğundan dolayı yalnızca iki serbestlik derecesi bulunmaktadır. Problem, ışıma ayarı olarak bilinen, $A^0 = 0$ ve $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ ayarının seçilmesiyle çözüm bulur. Öyleyse fotonun hareket denklemi olarak (2.34) denklemi ile birlikte ışıma ayar koşulunu birlikte düşünmek daha doğru olacaktır.

Foton alanı için lagranjiyen,

$$L = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (2.36)$$

biçimindedir. Bu lagranjiyenin Euler-Lagrange denkleminde yerine yazılmasıyla ve Lorentz koşulunun uygulanması ile (2.34) denklemi elde edilir.

2.2.4 Proca Denklemi

Kütleli spin-1 parçacıklar Maxwell denklemlerini genelleyen Proca denklemine uyarlar. Maxwell denklemine benzer yapıda olan bu denklem ayrıca kütle terimi içermektedir. Proca denklemi,

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0 \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.37)$$

şeklindedir. Burada A^ν Proca alanını göstermektedir. Bu denklem düzenlenebilir ve Klein-Gordon denkleminin çok benzer bir forma getirilebilir. Eğer Proca denkleminin diverjansı alınırsa,

$$m^2 \partial^\nu A_\nu = 0 \quad (2.38)$$

Bağıntısı elde edilir. Denklem kütleli spin1 parçacıklar için yazıldığından (2.38) denklemi $\partial^\nu A_\nu = 0$ şartının sağlanması gerekliliğini ortaya çıkarmıştır. Bu ise kendiliğinden Lorentz ayarına sahip olduğunu göstermektedir. Proca denkleminin açık hali,

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) A^\nu = 0 \quad (2.39)$$

biçimindedir. Proca alanları için yazılan lagranjiyen foton için yazılan (2.36) lagranjiyenine ek olarak bir de kütle terimi içermektedir. Proca lagranjiyeni,

$$L = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 A^\mu A_\mu \quad (2.40)$$

şeklindedir. Proca denklemi, (2.40) lagranjiyenin Euler-Lagrange denkleminde yazılması ile de bulunabilir. Proca lagranjiyenindeki kütle terimi, A_μ 'nün reel olduğu nötral spin-1 alan için yazılmıştır. Yüklü alanlar için A_μ kompleks olur ve kütle terimi $m^2 A^\mu A_\mu^*$ ile değiştirilmelidir.



BÖLÜM 3

STANDART MODEL

3.1 GİRİŞ

Fiziğin en temel amaçlarından biri olan farklı etkileşimleri bir çatı altında birleştirme çabaları elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri aynı çerçeve içinde tanımlama çalışmalarını hızlandırmıştır. 60'lı yıllarda Higgs mekanizması ile (Higgs 1964, Englert Brout 1964) parçacıkların elektromagnetik ve zayıf etkileştirmelerinin bir lagranjiyen altında birleştirilmesi sağlanmıştır. Weinberg'in ve Salam'ın birbirinden bağımsız olarak, leptonların zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerini birleştirmeyi amaçlayan modelleri 70'li yılların başında kuarkları da içerecek şekilde genişletilmiştir (Glashow et al. 1970). Bir diğer önemli gelişme ise Yang-Mills kuramlarının renormalize edilebilirliğinin t'Hooft tarafından gösterilmesi olmuştur; ayar kuramlarının doğanın gerçek resmini tanımladığına olan inanç artmış ve bu alan tüm fizikçiler için yoğun araştırma alanı haline gelmiştir. 70'li yılların başından itibaren deneysel tekniklerde ortaya çıkan büyük gelişmeler temel parçacık fiziğinde elde edilen verileri nicel ve nitel olarak son derece iyileştirmiştir. Weinberg ve Salam tarafından başlatılan birleştirme kuramları pek çok alternatif birleştirme kuramı için ümit verici bir ortam yaratmış olmasına karşın, kuvvetli, elektromagnetik ve zayıf etkileşimleri bir lagranjiyen altında birleştiren, deneysel verileri öngörebilen ve büyük bir duyarlılıkla hesaplamaya olanak veren tek bir model mevcuttur. 1983 yılında CERN laboratuvarlarında, proton kütlelerinin yaklaşık 100 katı kütleleri olması beklenen W^+ , W^- ve Z ile gösterilen zayıf kuvvet vektör bozonlarının teoride öngörülen hali ile keşfedilmesi ve deneysel olarak kuramsal öngörülerin kanıtlanması, zayıf, elektromagnetik ve kuvvetli etkileşmelerin bir lagranjiyen altında yazılabileceği fikrini doğurmuştur. Weinberg - Salam modeli olarak bilinen zayıf ve elektromagnetik etkileşmelerin birleştirildiği kuramın kuvvetli etkileşmeleri de içerecek şekilde genişletilmesine Standart Model (SM) adı verilmiştir. Standart Model, gözlemlenen maddeyi oluşturan, şimdiye dek bulunmuş temel parçacıklar ve bunların arasındaki dört temel etkileşmeden üçünü; elektromanyetik, zayıf ve güçlü

etkileşmeyi birlikte açıklayan bir kuramdır. Model kuantum mekaniği ve özel göreliliği içeren kuantumlu alanlar teorisidir $U_{em}(1)$ ayar simetrisine sahip olan kuantum elektrodinamiği teorisine, Yang Mills' in zayıf izospin grubu $SU(2)$ Glashow tarafından eklenerek elektromanyetik ve zayıf etkileşmenin $U_Y(1) \times SU_L(2)$ ayar teorisi ile birleştirilebileceği öne sürüldü. Ayar değişmezliğinin bir gereksinimi olarak başlangıçta kütesiz kabul edilen ayar alanlarına Weinberg (1967) ve Salam (1968), kendiliğinden simetri kırılması yoluyla kütle kazandırarak, elektrozayıf etkileşmenin teorisi kuruldu. Standart modelin bir alt teorisi olan Kuantum Renk Dinamiği ise renkli kuarkların ve renkli gluonların $SU_C(3)$ renk grubuna dayalı bir ayar teorisidir. Yüksek enerji seviyelerinde elektrozayıf teori ile birlikte incelenebileceği görülerek Standart Modele eklenmiştir. Böylece modelin ayar grubu $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ halini almaktadır.

Parçacık fiziğinde, etkileşmeler çeşitli simetri prensipleri ile açıklanmaktadır. Noether teoremine göre sistemin hareketini tanımlayan Lagranjiyenin simetri dönüşümleri altında değişmez kalması bunlara eşlik eden korunum yasalarına sebep olur. Kırılmamış simetriler ile korunum yasaları arasındaki ilişkilerin bilinmesi ve yerel ayar değişmezliği ile kuantum alan kuramları için Lagranjiyenin tanımladığı dinamik arasındaki ilişkinin biliniyor olması temel etkileşmelerin birleştirilmesi alanında atılan adımların arasında en önemlilerindendir. Bilinen bütün etkileşmeler (gravitasyon hariç) bir ayar gurubu üzerine inşa edilen ayar kuramları ile açıklanabilmektedirler. Parçacıklar arasındaki etkileşmeler ayar dönüşümleri altında lagranjiyeni değişmez bırakan ayar alanları ile iletilirler. Ayar simetrileri aynı zamanda kuramda korunumlu yüklerin ve akımların varlığına neden olur. SM $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$ simetrisi üzerine kurulmuş bir ayar kuramıdır ve Standart Model lagranjiyeni bu simetri altında değişmez kalacak şekilde yazılmak zorundadır. İki tip ayar dönüşümü mevcuttur. Bunlar global ayar dönüşümleri ve yerel ayar dönüşümleri olarak adlandırılmaktadır. Global ayar dönüşümü uzay zamandan bağımsız, yerel ayar dönüşümü ise uzay- zamanın bir fonksiyonu şeklindedir (Griffiths 1987).

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta} \Psi \quad \theta \in R \quad \text{Global Ayar Dönüşümü} \quad (3.1)$$

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)} \Psi \quad \text{Yerel Ayar Dönüşümü} \quad (3.2)$$

Yerel ayar dönüşümleri sistemin en genel dönüşümleridir ve sistemin bu tür dönüşümler altında değişmez kalması için teoriye uygun dönüşümleri sayesinde değişmezliğin sağlandığı yeni alanların eklenmesi gerekir. Bu alanlar ayar alanları olarak isimlendirilir. Kendiliğinden simetri kırılması metodu ile ayar alanlarının teoriye eklenmesi sonucunda Standart Model abelyen olmayan yerel ayar grupları altında değişmez kalan bir teori halini almıştır.

3.2 ELEKTROZAYIF ETKİLEŞMELER

Gözlenen leptonlar ve kuarklar arasındaki elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri tam olarak betimleyen bu model $U_Y(1) \times SU_L(2)$ simetri grubu üzerine kurulan bir ayar teorisidir (Greiner and Müller 2000). Elektrozayıf etkileşmelerin standart modeli; leptonlar, kuarklar ve elektrozayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıkları olan W^+ , W^- , Z , γ ve tüm parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen Higgs skaler bozonunu içermektedir.

3.2.1 Elektrozayıf Etkileşme Parçacık Aileleri

Standart Model (SM) bir kuantumlu alanlar teorisi olduğundan temel fermiyonlar bir Dirac spinör alanı olarak sağ-elli ve sol-elli bileşenler cinsinden

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) \quad (3.3)$$

şeklinde yazılabilir. Sağ- ve sol-elli bileşenler, spinör alanı ve izdüşüm operatörleri cinsinden şu şekilde yazılabilir:

$$\psi_L(x) = a_L \psi(x) \quad \psi_R(x) = a_R \psi(x) \quad (3.4)$$

$$a_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad a_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad (3.5)$$

Sağ- ve sol-elli spinör bileşenlerinin adjoint eşlenikleri,

$$\bar{\psi}_L = \psi_L^\dagger \gamma_0 = \psi^\dagger a_L \gamma_0 = \bar{\psi} a_R \quad (3.6)$$

$$\bar{\psi}_R = \psi_R^\dagger \gamma_0 = \psi^\dagger a_R \gamma_0 = \bar{\psi} a_L \quad (3.7)$$

şeklindedir. Deneysel veriler, sadece sol-elli leptonlar ile sağ-elli antileptonların zayıf bozunumlarının mümkün olduğunu göstermiştir. Bu nedenle bozunma genlikleri, alanların sol-elli bileşenlerini içerecek şekilde tanımlanabilir. Bu ifadeye göre, e_L ve ν_L , SU(2) grubu ile ilişkili olacak şekilde iki bileşenli vektör içinde bir araya gelmelidir. Diğer taraftan hiç bir parçacık ile etkileşmeyen sağ-elli bileşenler, tek boyutlu temsillerde olmalıdırlar. Fakat, elektron için sağ-elli bileşen e_R , sol elli bileşen e_L ile aynı yüke ve aynı kütleye sahip olduğundan tekli halinde ifade edilirken, ν_R elektriksel olarak nötral olduğundan, kütesiz kabul edildiğinden ve sadece sol-elli olarak gözlemlendiğinden çıkarılmıştır. Bu nedenle tek aileli durumda SU(2) grubunda madde alanlarını sol-elli ikili ve sağ-elli tekli şeklinde ifade edebiliriz.

$$\Psi_L^1 = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \Psi_R^1 = e_R \quad (3.8)$$

Bu bağlamda SM de temel fermiyonlar dublet ve singletler biçiminde sınıflandırılmaktadır. Her lepton ve kuark çeşnisinin kendisi ile zıt işaretli kuantum sayılarına sahip olan bir de antiparçacığı mevcuttur. Günümüze kadar bulunan ve modelde yer alan temel parçacıklar üç aile olarak sınıflandırılmaktadır ve Çizelge 3.1 de gösterilmektedir.

Çizelge 3.1 Temel fermiyon aileleri.

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

Modelde bulunan skaler alan bozonu bir izospin dubletidir ve;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

biçiminde verilmektedir. Burada Φ^+ ve Φ^0 sırasıyla yüklü ve yüksüz skaler alanlardır.

3.2.2 Elektrozayıf Etkileşmeler İçin Global simetri

Birinci lepton ailesi için serbest lagranjiyenin global simetri dönüşümü altında değişimi incelenerek diğer parçacıklar için bir genelleme yapılabilir. Birinci lepton ailesi için serbest lagranjiyen şu şekilde yazılır:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}_L^1 \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \gamma_\mu \partial^\mu e_R \quad (3.10)$$

Burada , Ψ_L birinci aile için yazılmış olan lepton dubletleridir. $\mathcal{L}_0$, SU(2) global ayar dönüşümleri altında değişmez kalır. Bu dönüşüm,

$$U_2(\theta) = e^{-ig\theta_i t_i} \quad (3.11)$$

ile uygulanır. Burada, θ_i , $i=1,2,3$ dönüşüm parametreleri, t_i ' ler ise grubun jenaratörleridir. t_i , sol-elli bileşen Ψ_L üzerine etkidiğinde Pauli spin matrislerine ($t_{iL} = \frac{1}{2}\tau_i$), sağ-elli bileşen Ψ_R üzerine etkidiğinde ise sıfıra ($t_{iR} = 0$) eşit olur. Ψ_L ve Ψ_R ' nin bu dönüşüm altında değişimleri

$$\Psi_L \rightarrow \Psi_L' = U_2 \Psi_L \quad (3.12)$$

$$\Psi_R \rightarrow \Psi_R' = U_2 \Psi_R \quad (3.13)$$

şeklindedir. Noether teoremine göre sistemin hareketini tanımlayan Lagranjiyenin simetri dönüşümleri altında değişmez kalması bunlara eşlik eden korunum yasalarına sebep olur. Korunumlu akımlar şu şekilde ifade edilir:

$$j_i^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Psi_a)} \frac{\delta \Psi_a}{\delta \alpha_i} + \mathcal{L}_0 \frac{\partial x_\mu}{\partial \alpha_i} \quad (3.14)$$

Parçacıkların iç uzayı üzerindeki dönüşümler için $\delta x_\mu = 0$ olduğundan (3.14) denkleminde sağ taraftaki ikinci terim sıfırdır. Dikkate alınan global $SU(2)$ dönüşümü için $\alpha_i = g\theta_i$ olduğundan sağ- ve sol-elli alanların bu parametreye göre değişimleri,

$$\frac{\delta\Psi_a}{\delta(g\theta_i)} = -i\frac{\tau_i}{2}\Psi_L \quad \frac{\delta\Psi_a}{\delta(g\theta_i)} = 0 \quad (3.16)$$

ile verilir. Bu ifadelerin yardımıyla korunumlu zayıf izospin akımları;

$$j_i^\mu = \bar{\Psi}_L \gamma_\mu \frac{\tau_i}{2} \Psi_L \quad (i=1,2,3) \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. Korunumlu akımın sıfıncı bileşeninin tüm uzay üzerinden integre edilmesi ile korunumlu yükler bulunur. Burada korunumlu yükler zayıf izospin operatörleridir. Bu zayıf izospin operatörleri,

$$I_1 = \frac{1}{2} \int d^3x (v_{eL}^\dagger e_L + e_L^\dagger v_{eL}) \quad (3.18)$$

$$I_2 = -\frac{i}{2} \int d^3x (v_{eL}^\dagger e_L - e_L^\dagger v_{eL}) \quad (3.19)$$

$$I_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (v_{eL}^\dagger v_{eL} - e_L^\dagger e_L) \quad (3.20)$$

şeklinde. Ancak Dirac denklemi gereğince kütle terimi;

$$-m\bar{e}e = -m(\bar{e}_R e_R + \bar{e}_L e_L) \quad (3.21)$$

lagranjiyene eklendiğinde, $SU(2)$ grubu ayar değişmezliği bozulacaktır. Birinci lepton ailesi için yazdığımız (3.10) lagranjiyeninin izospin simetrisine sahip olması yanında $U(1)$ dönüşümleri,

$$U(\theta) = e^{-i\theta f F} \quad (3.22)$$

altında değişmez kalmalıdır. Bu dönüşüm F matrisi ile verilen bir kuantum sayısı ile bir $U(1)$ grubu oluşturur. Noether teoremi gereğince bu dönüşüm altında korunumlu bir akımın varlığı

gösterilebilir. Burada f sabiti, θ dönüşüm parametresinden ayrı olacak şekilde bir bağlaşım sabiti olarak verilmiştir. Sonsuz küçük dönüşümler dikkate alındığında;

$$\Psi \rightarrow \Psi' = U(\theta)\Psi \approx \Psi - i\theta f F \Psi \quad (3.23)$$

biçiminde olacaktır. Denklem (3.14) ifadesi $U(1)$ dönüşümleri için uygulandığında sağ elli ve sol elli bileşenler için değişim,

$$\frac{\delta\Psi_L}{\delta(f\theta)} = -if\Psi_L \quad \frac{\delta\Psi_R}{\delta(f\theta)} = -if\Psi_R \quad (3.24)$$

şeklindedir. Buradan korunumlu akım,

$$j_\mu^F = \bar{\Psi}_L \gamma_\mu F \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma_\mu F \Psi_R \quad (3.25)$$

olarak elde edilir. Dörtlü akımın sıfırcı bileşeninin hacim integrali bizi korunumlu yük ifadesine götürecektir.

$$F = \int d^3x (\bar{\Psi}_L \gamma_\mu F \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma_\mu F \Psi_R) \quad (3.26)$$

Elektromanyetik etkileşmeler $U(1)$ simetri grubu ile anlattığından $F=Q$ elektrik yükü operatörü olarak alırsak j_μ^F akımı elektromanyetik akıma karşılık gelecektir. Bunun yanında korunumlu yük operatörleri ise elektron ve elektron nötrinosunun elektrik yükleri olacaktır.

$$j_\mu^e = Q(\bar{e}_L \gamma_\mu e_L + \bar{e}_R \gamma_\mu e_R) \quad (3.27)$$

$$Q = \int d^3x j_0^{em} = - \int d^3x e^\dagger e \quad (3.28)$$

Elektromanyetik etkileşmeler $U(1)$ simetri grubuna dahilken zayıf etkileşmeler $SU(2)$ simetri grubuna dahildir. Ancak iki teori birlikte tasvir edildiğinde iki ayar grubunu içeren yeni bir grup kurmak gereklidir. Böyle bir grupta, elektrik yükü operatörleri zayıf izospin operatörleri ile sıra değiştirmelidir. Ψ_L ikilisindeki bileşenlerin yükleri birbirinden farklı olduğundan elektrik yükü sayısı iyi tanımlı bir kuantum sayısı değildir.

$$Q = Q_L + Q_R \quad (3.29)$$

$$Q = - \int d^3x \Psi_L^\dagger \frac{1}{2} (1 - \tau_3) \Psi_L - \int d^3x e_R^\dagger e_R \quad (3.30)$$

Denklem (3.30) da görüldüğü gibi elektrik yükü operatörleri zayıf izospin operatörleri sıra değiştirmezler. Bu sebeple iki ayar grubu lagranjiyen için eř zamanlı simetriler olamazlar. Burada yeni tanımlanan bir kuantum sayısı, α keyfi bir sabit olmak üzere, $\alpha (Q - I_3)$ operatörü zayıf izospin operatörleri ile sıra değiştirirler ve U(1) grubunun jeneratörü olarak düşünölebilir. Deneysel verilerle uyumluluk için $\alpha = 2$ seçilmiştir, $2(Q - I_3)$ operatörüne zayıf hiperyük operatörü adı verilir ve Y ile gösterilir. Zayıf izospin, hiper yük ve elektrik yükü arasındaki ilişki ünlü Gell-Mann – Nishijima formülü ile verilir.

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (3.31)$$

Denklem (3.30) kullanılarak Gell-Mann – Nishijima formülünden Y ifadesi,

$$Y = - \int d^3x \Psi_L^\dagger \Psi_L - 2 \int d^3x \Psi_R^\dagger \Psi_R \quad (3.32)$$

olarak bulunur. Denklem (3.26) ifadesinde $F=Y$ benzetimi yaparsak $Y_L = -1$ ve $Y_R = -2$ olacaktır.

Tek lepton ailesi için bulunan zayıf izospin, zayıf hiperyük ve elektrik yük değerleri tüm SM parçacıkları için genişletilerek Çizelge 3.2 de verilmiştir.

Çizelge 3.2 Fermiyon ve skaler bozon alanlarının zayıf izospin, zayıf hiperyük ve elektrik yükleri.

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

3.2.3 Tek Fermiyon Ailesi İçin Elektrozayıf Etkileşme Lagranjyeni

Elektrozayıf kuvvetlerin standart modelinde başlangıçta lagranjyen; lepton, kuark ve skaler bozon alanlarının kinetik terimlerini, skaler bozonların potansiyel terimini ve lepton ve kuark alanları ile skaler bozonların etkileşmelerini içeren ve Yukawa terimi olarak adlandırılan terimi içerir. 1. lepton ve kuark ailesi için bu lagranjyen şöyle verilir:

$$\mathcal{L}_0^l = i\bar{\Psi}_L^1 \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \gamma_\mu \partial^\mu e_R \quad (3.33)$$

$$\mathcal{L}_0^q = i\bar{u}_R \gamma_\mu \partial^\mu u_R + \bar{d}_R \gamma_\mu \partial^\mu d_R + \bar{q}_L \gamma_\mu \partial^\mu q_L \quad (3.34)$$

$$\mathcal{L}_0^s = (\partial_\mu \Phi^\dagger)(\partial^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (3.35)$$

$$\mathcal{L}_0^Y = -f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_u(\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) \quad (3.36)$$

Burada lepton kinetik terimi $\mathcal{L}_0^l$, kuark kinetik terimi $\mathcal{L}_0^q$, skaler bozon alanların kinetik, potansiyel terimlerini içeren $\mathcal{L}_0^s$ ve $\mathcal{L}_0^Y$ Yukawa terimini göstermektedir. Skaler bozonlar üzerine konan “c” üst indisi, yük eşlenik anlamındadır. Ayrıca $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$ şeklindedir. Dikkat edilirse bir önceki kesimde bahsedildiği gibi lagranjiyende $m\Psi\bar{\Psi} = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \Psi_L\bar{\Psi}_R)$ şeklinde kütle terimleri mevcut değildir. Çünkü bu terimler hem lokal hemde global ayar değişmezliğini bozarlar. Yazılan lagranjiyende sadece (2.35) denklemindeki $+\mu^2\Phi^\dagger\Phi$ kütle terimini andırmaktadır. Ancak Klein-Gordon lagranjiyenindeki kütle teriminden bir eksi işareti kadar farklıdır.

Fermiyonlar ve skaler bozonlar için yerel ayar dönüşümleri;

$$\Psi'_L = \exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{\alpha}(x)\right)\exp\left(-i\frac{g'}{2}Y\theta(x)\right)\Psi_L \quad Y=-1 \quad (3.37)$$

$$\Psi'_R = \exp\left(-i\frac{g'}{2}Y\theta(x)\right)\Psi_R \quad Y=-2 \quad (3.38)$$

$$\Phi' = \exp\left(i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{\alpha}(x)\right)\exp\left(-i\frac{g'}{2}Y\theta(x)\right)\Phi \quad Y=1 \quad (3.39)$$

şeklinde verilir. $\mathcal{L}_0$ Lagranjiyeni $U_Y(1) \times SU_L(2)$ global ayar simetrisine uygun bir yapıdadır ancak yerel ayar simetrisini sağlamaz. $U_Y(1) \times SU_L(2)$ ayar grubunun yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalması için dört alana gerek duyulur. Bu alanlar ise, ∂_μ kısmi türevleri yerine ayar alanlarını içeren D_μ kovaryant türevlerine geçilerek ilave edilebilir. D_μ kovaryant türevi izospinörler için,

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}\vec{\tau}\vec{W}_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (3.40)$$

biçimindedir. Sağ elli fermiyonlar için ise,

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (3.41)$$

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

$$\vec{W}_\mu' = \vec{W}_\mu + \partial_\mu \vec{\alpha}(x) + g \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu \quad (3.42)$$

$$B_\mu' = B_\mu + \partial_\mu \theta(x) \quad (3.43)$$

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

$$\mathcal{L}_0^V = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} \quad (3.44)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (3.45)$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (3.46)$$

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

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B_{\mu\nu} \quad (3.47)$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} \rightarrow \vec{W}_{\mu\nu} + g(\vec{\alpha} \times \vec{W}_{\mu\nu}) \quad (3.48)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\Psi}_L^1 \gamma_\mu D^\mu \Psi_L^1 + i\bar{e}_R \gamma_\mu D^\mu e_R + i\bar{u}_R \gamma_\mu D^\mu u_R + \bar{d}_R \gamma_\mu D^\mu d_R + \bar{q}_L \gamma_\mu D^\mu e_L \\ & + (D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) \\ & - f_u(\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.49)$$

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

3.2.4 Kendiliğinden Simetri Kırılması

Dinamik bir sistemi tanımlayan lagranjiyen global veya yerel bir simetriye sahip olsun. Sistem için vakum durumu lagranjiyenle aynı simetriye sahip olmadığında kendiliğinden simetri kırılması gerçekleşir. Bu durum vakumun sıfırdan farklı bir beklenen değere sahip olması ile açıklanabilir. Skaler alan lagranjiyeninin potansiyel terimine bakacak olursak;

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (3.50)$$

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

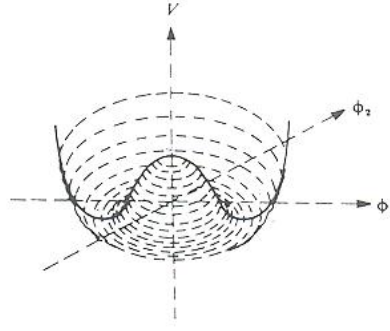
$$\frac{\partial V}{\partial \Phi^+} = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^0} = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^{+*}} = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial \Phi^{0*}} = 0 \quad (3.51)$$

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

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

$$\Phi^- \Phi^+ + |\Phi^0|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (3.52)$$

denkleminin çözümüdür. Bu durum şekil 3.1 ile tasvir edilmiştir. Görüldüğü üzere potansiyelin taban durumu (vakum) dejeneredir. Dejenere taban durumları birbirlerine, skaler alanların uzayındaki bir dönme ile bağlıdır.



Şekil 3.1 Potansiyelin skaler alanlara göre grafiği.

(3.52) denklemini sağlayan Φ^-, Φ^+, Φ^0 alanları fiziksel alanlara karşılık gelmez ancak fiziksel alanlar, bu alanların bir karışımıdır. Yeni $\vec{\xi}, H$ alanları;

$$\Phi = \exp(i \frac{\tau}{2} \vec{\xi}) \left(\frac{0}{\eta + H(x)} \right) \quad \eta = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (3.53)$$

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

$$\Phi' = \exp(-i \frac{\tau}{2} \vec{\xi}) \Phi \quad (3.54)$$

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

$$\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

halini alır. Üniter ayar seçimi sonrasındaki alanlar “'” indisi ile gösterilmiştir. Ancak bundan sonra indis kullanılmayacak ve alanlar, üniter ayar seçiminden sonraki alanlar olarak alınacaktır.

3.2,5 Ayar Alanlarının Kütleleri

Skaler bozonların kinetik teriminde (3.55) ifadesini tekrar kullanacak olursak;

$$(D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{1}{2}(\eta + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} \vec{W}_\mu \vec{W}^\mu + \frac{g'^2}{4} B_\mu B^\mu - \frac{gg'}{2} W_\mu^3 B^\mu \right] \quad (3.56)$$

biçiminde elde edilir.

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

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

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) \quad (3.57)$$

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad (3.58)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos(\theta_W) - B_\mu \sin(\theta_W) \quad (3.59)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin(\theta_W) + B_\mu \cos(\theta_W) \quad (3.60)$$

şeklinde tanımlanır. Bu bağıntılarda;

$$\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3.61)$$

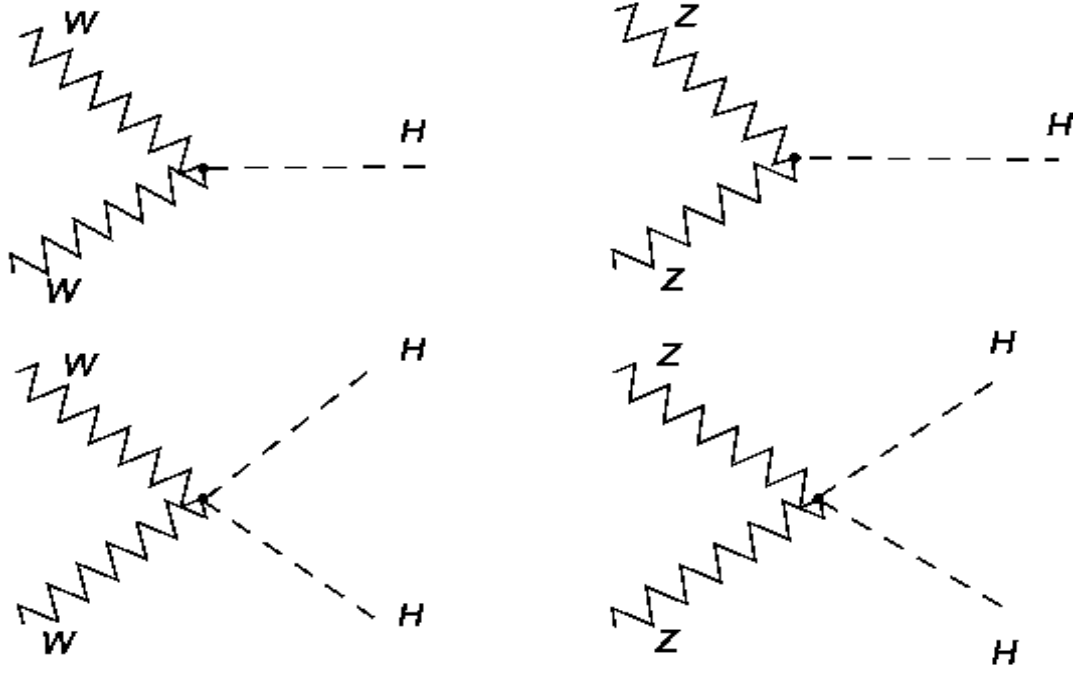
$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3.62)$$

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

$$(D_\mu \Phi^\dagger)(D^\mu \Phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{2}(\eta + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \right] \quad (3.63)$$

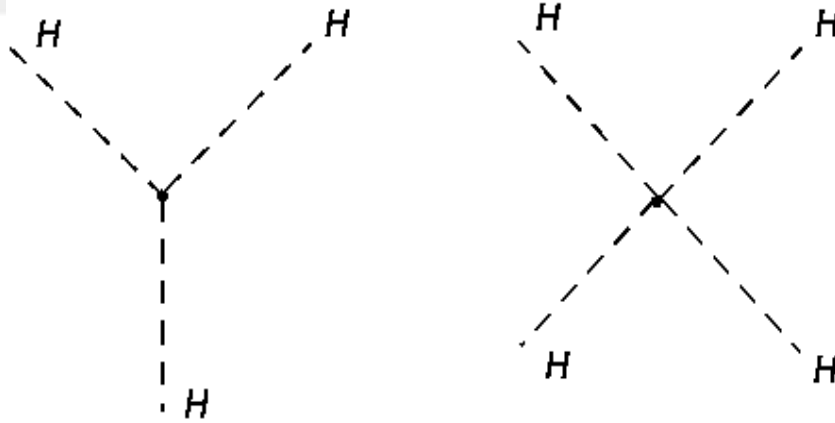
bağıntısı elde edilir. Bu terim Higgs bozonunun ayar bozonları ile etkileşmelerini ve ayar bozonlarının kütle terimlerini içerir. Denklem (3.64) ayar alanlarının kütlelerini vermektedir. Şekil 3.2' de ise Higgs bozonunun diğer ayar bozonları ile etkileşmeleri gösterilmiştir.

$$m_W = \frac{g\eta}{2}, \quad m_Z = \frac{\eta(g^2 + g'^2)}{2}, \quad m_\gamma = 0, \quad (3.64)$$



Şekil 3.2 W ve Z bozonlarının Higgs bozonu ile olan üçlü ve dörtlü etkileşimleri.

Skaler bozonun potansiyel terimine baktığımızda ise Higgs bozonunun kendisi ile ikili, üçlü ve dörtlü etkileşmelerini verdiğini görürüz. (Şekil3.3)



Şekil 3.3 Higgs bozonunun kendi kendisi ile olan üçlü ve dörtlü bağlaşımı.

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 = \frac{-\mu^4}{4\lambda} + \mu^2 H^2 + (\mu\lambda) H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \quad (3.65)$$

Burada H^2 ’li terim Higgs kütlesi hakkında bilgi verse de, μ parametresi SM tarafından belirlenemeyen bir nicelik olduğundan, SM Higgs bozonunun kütlesinin değerini öngöremez. Higgs bozonunun kütle terimi,

$$m_H = \sqrt{2}\mu \quad (3.66)$$

şeklindedir.

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

3.2.6 Ayar Alanlarının Kendi Aralarında Etkileşmeleri

Ayar bozonlarının birbirleri ile etkileşmelerini içeren lagranjiyenin kinetik terimi;

$$\mathcal{L}_0^V = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} \quad (3.67)$$

şeklindedir. Açık olarak yazarsak,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0^V = & -\frac{1}{4}\sum_{i=1}^2 (\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k) (\partial^\mu W_i^\nu - \partial^\nu W_i^\mu + g\varepsilon_{ijk}W_j^\mu W_k^\nu) \\ & - \frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)(\partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu) \end{aligned} \quad (3.68)$$

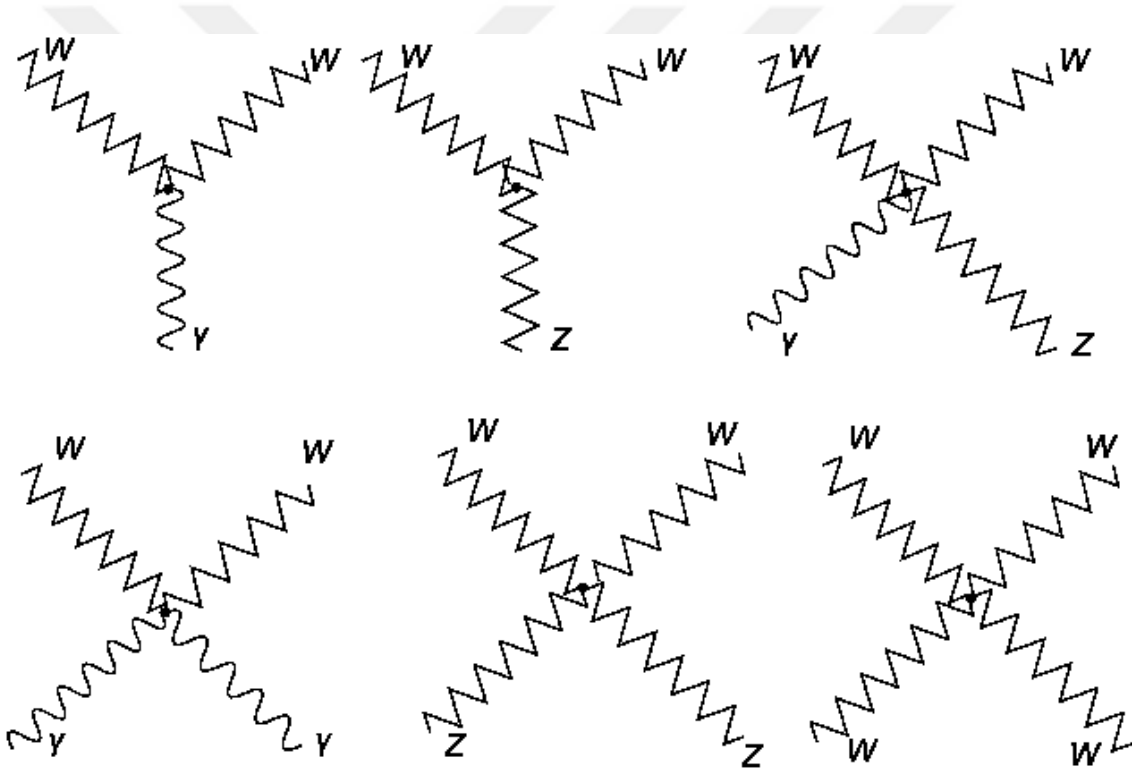
Bu lagranjiyende fiziksel alanları yerine koyduğumuz takdirde fiziksel alanlara bağlı olan $\mathcal{L}_0^V$ lagranjiyeni şu terimlerden oluşmaktadır,

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} \quad (3.69)$$

$$\mathcal{L}_2 = -igW^{\mu\dagger}W^\nu(\sin\theta_W A_{\mu\nu} + \cos\theta_W Z_{\mu\nu}) - ig(W^\mu W_{\mu\nu}^\dagger - W^{\mu\dagger}W_{\mu\nu})(\sin\theta_W A^\nu + \cos\theta_W Z^\nu) \quad (3.70)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_3 = & -\frac{1}{2}g^2(W_\mu^\dagger W^\mu W_\nu^\dagger W^\nu - W^{\mu\dagger}W_\mu^\dagger W^\nu W_\nu) - g^2W_\mu^\dagger W^\mu(\sin^2\theta_W A_\nu A^\nu \\ & + \cos^2\theta_W Z_\nu Z^\nu + 2\sin\theta_W \cos\theta_W A_\nu Z^\nu) \\ & + g^2W_\mu^\dagger W_\nu[\sin^2\theta_W A^\mu A^\nu + \cos^2\theta_W Z^\mu Z^\nu \\ & + \sin\theta_W \cos\theta_W(A^\mu Z^\nu + A^\nu Z^\mu)] \end{aligned} \quad (3.71)$$

Görüldüğü üzere $\mathcal{L}_0^V$ lagranjiyeni üçlü ve dörtlü ayar bozon etkileşmelerini de kapsamaktadır ve Feynman diyagramları şekil 3.4'te gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Ayar bozonlarının birbirleri ile üçlü ve dörtlü bağlaşımları

3.2.7 Fermiyonların Kütle Kazanması

Skaler bozon, fermiyon etkileşmelerini içeren Yukawa lagranjiyeni aşağıdaki gibidir;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0^Y = & -f_e(\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_d(\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) \\ & - f_u(\bar{q}_L^1 \Phi u_R + \bar{u}_R \Phi^\dagger q_L^1)\end{aligned}\quad (3.72)$$

Kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar seçiminden sonra;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^Y = & -f_e \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{e}_L H e_R \right] - f_d \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{d}_L d_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_L H d_R \right] \\ & - f_u \left[\frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L H u_R \right]\end{aligned}\quad (3.73)$$

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

$$m_e = f_e \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad m_d = f_d \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad m_u = f_u \frac{\eta}{\sqrt{2}} \quad (3.74)$$

3.2.8 Üç Fermiyon Ailesi İçin Elektrozayıf Etkileşme Lagranjyeni

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

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^l = & \sum_{j=1,2,3} i \bar{\Psi}_L^j \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_L^j + \sum_{j=1,2,3} i \bar{\Psi}_R^j \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_R^j + \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L} \quad \bar{\nu}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} W_\mu^- \\ & + h.c + \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} A_\mu \\ & - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L} \quad \bar{\nu}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} Z_\mu \\ & - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W + \frac{\gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} Z_\mu\end{aligned}\quad (3.75)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^q = & (\bar{u} \quad \bar{d} \quad \bar{c} \quad \bar{s} \quad \bar{t} \quad \bar{b}) i \gamma_\mu \partial^\mu \begin{pmatrix} u \\ d \\ c \\ s \\ t \\ b \end{pmatrix} - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c \\
& - \frac{2}{3} \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} A_\mu + \frac{2}{3} \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} A_\mu \\
& - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{\nu}_{\mu L} \quad \bar{\nu}_{\tau L}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} Z_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right) - \frac{\gamma_5}{2} \right] \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} Z_\mu \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} (\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}) \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) + \frac{\gamma_5}{2} \right] \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} Z_\mu
\end{aligned} \tag{3.76}$$

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

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

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^Y = & -f_e (\bar{\Psi}_L^1 \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \Psi_L^1) - f_\mu (\bar{\Psi}_L^2 \Phi \mu_R + \bar{\mu}_R \Phi^\dagger \Psi_L^2) \\
& - f_\tau (\bar{\Psi}_L^3 \Phi \tau_R + \bar{\tau}_R \Phi^\dagger \Psi_L^3) - f_d (\bar{q}_L^1 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^1) \\
& - f_u (\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) - f_s (\bar{q}_L^2 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^2) \\
& - f_c (\bar{q}_L^2 \tilde{\Phi} c_R + \bar{c}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^2) - f_b (\bar{q}_L^3 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^3) \\
& - f_t (\bar{q}_L^3 \tilde{\Phi} t_R + \bar{t}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^3) - f_{ds} (\bar{q}_L^1 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^1) \\
& - f_{db} (\bar{q}_L^1 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^1) - f_{uc} (\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) \\
& - f_{ut} (\bar{q}_L^1 \tilde{\Phi} t_R + \bar{t}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^1) - f_{sd} (\bar{q}_L^2 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^2) \\
& - f_{sb} (\bar{q}_L^2 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^2) - f_{cu} (\bar{q}_L^2 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^2) \\
& - f_{ct} (\bar{q}_L^2 \tilde{\Phi} t_R + \bar{t}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^2) - f_{bd} (\bar{q}_L^3 \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger q_L^3) \\
& - f_{bs} (\bar{q}_L^3 \Phi s_R + \bar{s}_R \Phi^\dagger q_L^3) - f_{tu} (\bar{q}_L^3 \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^3) \\
& - f_{tc} (\bar{q}_L^3 \tilde{\Phi} c_R + \bar{c}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_L^3)
\end{aligned} \tag{3.77}$$

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

$$-f_{ab}(\bar{q}_L^1 \Phi b_R + \bar{b}_R \Phi^\dagger q_L^1) = -f_{ab} \frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{d}_L b_R - f_{ab} \frac{\eta}{\sqrt{2}} \bar{b}_R d_L - \frac{f_{ab}}{\sqrt{2}} \bar{d}_L H b_R - \frac{f_{ab}}{\sqrt{2}} \bar{b}_R H d_L \quad (3.78)$$

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

Yukawa lagranjiyenini kuark sektörü için kütle matrisi ile yazacak olursak;

$$\mathcal{L}_q^Y = \frac{(\eta + H)}{\sqrt{2}} \left[(\bar{u}_L \quad \bar{c}_L \quad \bar{t}_L) \tilde{M}' \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L \quad \bar{s}_L \quad \bar{b}_L) M' \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \right] \quad (3.79)$$

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

$$\tilde{M} = \eta \tilde{M}' = -\eta \begin{bmatrix} f_{uu} & f_{uc} & f_{ut} \\ f_{cu} & f_{cc} & f_{ct} \\ f_{tu} & f_{tc} & f_{tt} \end{bmatrix} \quad (3.80)$$

$$M = \eta M' = -\eta \begin{bmatrix} f_{dd} & f_{ds} & f_{db} \\ f_{sd} & f_{ss} & f_{sb} \\ f_{bd} & f_{bs} & f_{bb} \end{bmatrix} \quad (3.81)$$

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

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix} = S_u^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} = T_u^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = S_d^\dagger \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} = T_d^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} \quad (3.82)$$

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

$$\mathcal{L}_{yüklüakım}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}}(u'_L \quad c'_L \quad t'_L)\gamma^\mu S_u^\dagger S_d \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c \quad (3.83)$$

şeklinde bulunur. Burada;

$$C = S_u^\dagger S_d \quad (3.84)$$

olarak alınacaktır.

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

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (3.85)$$

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

3.3 Standart Modelin Eksiklikleri ve Problemleri

Parçacık fiziği ile ilgili pek çok konu SM çerçevesinde açıklanabilmektedir. Lorentz değişmezliği, üniterlik gibi genel ilkelerle uyumlu olduğundan ve renormalize edilebilir olduğundan SM' in içeriği oldukça güçlüdür. SM' nin büyük başarısı elektromanyetik ve

zayıf etkileşimleri $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubu altında birleştirmesidir. Bununla birlikte, SM'in öngörülleri deneylerden elde edilen verilerle çok büyük hassaslık mertebelerinde doğrulansa da, SM tarafından açıklanamayan sorular vardır. Bu eksiklikleri şöyle sıralanabilir;

- i) Standart modelin minimal hali 6 adet kuark kütlesi, 3 adet lepton kütlesi, CKM matrisinin 3 adet karışım açısı ve 1 adet faz açısı, 3 adet bağlaşım sabiti, Weinberg açısı, Higgs alanı vakum beklenen değeri ve Higgs kütlesi gibi 19 bağımsız parametre içermektedir. Bu parametrelerin değerleri model tarafından öngörülemmez ancak deney ile belirlenebilir.
- ii) Fermiyon ailelerinin sayısı da SM tarafından açıklanamamaktadır. SM' de leptonlar ve kuarklar 3 aile oluşturacak şekilde sınıflandırılırlar. Aile sayısının neden 3 olması gerektiğini modelin kendisi söylemez. Ayrıca bir aile içindeki yapının diğer ailelerde tekrarlanması da SM tarafından açıklanamaz. Parçacık kütlelerindeki farklılık dışında bir aileyi diğerinden ayıran temel şeyin ne olduğu bilinmemektedir. Bugüne kadar dördüncü fermiyon ailesinin varlığı deneysel veriler ile ispatlanamamış da olsa, gerekliliğine inanılan yeni teoriler de mevcuttur.
- iii) Model de dikkat çeken eksiklerden biri de doğadaki madde anti madde dengesizliğidir. Model bu sorunun yanıtını verememekte ve cevap birleşik alanlar teorisinde aranmaktadır.
- iv) Parçacıkların kütleleri modelde başlangıçta yer almazken kendiliğinden simetri kırılması yolu ile dahil edilir. Higgs mekanizması olarak da adlandırılan bu metot da bütün uzayın bir "Higgs alanı" ile kaplı olduğu düşünülmektedir. Bu alanın taşıyıcı parçacığı olan Higgs bozonu ile temel parçacıkların etkileşmesi sonucunda kütle kazandıkları düşünülmektedir. Ancak Higgs kütlesi model tarafından öngörülmemekte, bu sebeple de deneysel olarak bulunması gerekmektedir. 2013 yılında SM' de teorik olarak öngörülen hali ile Higgs parçacığının varlığı ispatlanmış ve kütlesinin yaklaşık 126 GeV civarında olduğu açıklanmıştır. Bu sonuç Peter Higgs ve François Englert'in Nobel ödülü almasını sağlamıştır. Higgs sektörü ile ilgili diğer bir sorun ise skaler alan potansiyelinin bir keyfiyetle

seçilmesidir. Simetri kırılmasına uygun olarak seçilen potansiyelde ki $|\mu^2|$ terimi Klein-Gordon lagranjiyeninden bir eksi işareti ile farklıdır. Peki bu neden böyledir? Bu sorunun cevabı standart model ötesi bir teoride aranmalıdır.

- v) Parçacık fiziğinin temel amacı olan dört etkileşme kuvvetinin bir arada açıklanabileceği bir resim altında birleşmesi, standart model tarafından sağlanamamaktadır. Modeldeki bütün etkileşmeler bir ayar teorisi altında toplanmış olsalar da, gravitasyonel kuvvet ve onun etkileşmeleri hakkında hiçbir öngörude bulunamaz. Bu eksiklik fizikçileri büyük birleşim teorisi adı altında yeni bir modele itmektedir.
- vi) Elektrozayıf enerji ölçeği ile kütle çekim enerji ölçeği arasındaki farkın oldukça büyük olması hiyerarşi problemi olarak adlandırılır. Bu enerji ölçekleri arasında kalan enerji sahasında ne tür bir fizik olduğu cevapsız kalan sorulardandır. Tez çalışmasında SM de yer alan bu probleme çözüm öneren yeni fizik modelli ADD model çalışılmıştır.

Bu eksiklikler ve problemlerden SM'in yanlış bir teori olduğu sonucuna varamayız. Daha ziyade, SM'nin parçacık fiziğinin nihai teorisi olmadığı, etkin bir teori olduğu fikrine ulaşırız. Düşük enerji limiti olarak SM'i kapsayacak şekilde daha temel modelin ne olacağının, parçacık çarpıştırıcılarında ve hassas ölçümlerle belirlenebileceği düşünülmektedir.

BÖLÜM 4

ADD EK BOYUTLAR MODELİ

4.1 PARÇACIK FİZİĞİNDE EK BOYUTLAR

Parçacık fiziğinin temeli SM' e dayanmaktadır. Ancak SM' de bir önceki bölümde anlatıldığı gibi bazı eksiklikler ve cevaplandırılmayan sorular bulunmaktadır. Bu sebeple yeni teoriler çalışılmaktadır. Yeni fizik olarak adlandırılan bu çalışma alanlarından birisi de ek boyut çalışmalarıdır.

Ek boyutların var olması gerekliliği fikri parçacık fiziğindeki hiyerarşi problemine çözüm aranmasından ileri gelmektedir. Temel bir kuvvet olan elektrozayıf kuvvet ile gravitasyonel kuvvet arasındaki skala farkı bu iki kuvvetin birlikte kuantumlu bir teorisi olmasını güçleştirmiştir. Planck skalası 10^{19} GeV iken elektrozayıf skala 10^3 GeV olduğundan bu iki kuvveti birlikte açıklamak oldukça zor olmuştur. Bu problem hiyerarşi problemi olarak da adlandırılmaktadır. Ek boyutlar modeli ise bu probleme bir çözüm getirebildiğinden günümüz fiziğinde araştırmalarda oldukça önemli bir yer tutar.

Ek boyutlar ilk olarak 1914 yılında Nordström tarafından düşünülmüş, ancak Nordström Einstein'ın teorisini değil Newton'un teorisini dikkate almıştır. Kaluza 1921 yılında beş boyutlu gravitasyonel alan denklemlerini çözerek Einstein alan denklemlerini ve Maxwell denklemlerini elde etmiştir. Kaluza'nın teorisindeki eksiklikler ise 1926 yılında Klein tarafından giderilerek Kaluza-Klein ek boyut modeli ortaya çıkmıştır.

Günümüzde güçlü nükleer kuvvet ile zayıf nükleer kuvvetin de bulunması ile birlikte Kaluza-Klein modeli geçerliliğini yitirmiştir. Ancak son zamanlarda yapılan çalışmalarda bu modelden yola çıkılarak yeni yöntemler önerilmiştir. Bu modellerden biri olan ADD modeli

(Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali) tez çalışmasında incelenmiştir. Ek boyutlara geçmeden önce ek boyutların temelini oluşturan genel görelilik teorisine kısaca değinilecektir.

Özel görelilik teorisine göre;

- i) Işığın boşluktaki hızı tüm eylemsiz gözlem çerçevelerinde aynıdır.
- ii) Fizik yasaları eylemsiz gözlem çerçevelerindeki dönüşümler altında değişmez kalmalıdır.

Genel görelilik teorisinde bu düşünceler lokal olarak geçerliliğini korur fakat gravitasyonel etkiler de dikkate alınmalıdır. Genel görelilik teorisinin temelini oluşturan en önemli prensip Einstein eşdeğerlik prensibidir. Bu prensibe göre: Düzgün bir kütle çekim alanında bulunan ve serbest düşmekte olan bir laboratuvarında bulunan bir gözlemciye göre fizik kanunları kütle çekimi yokmuş gibi davranır. Böyle bir laboratuvarında kütle çekimin varlığı gösterilemez.

Gravitasyonel alan dışında üzerine hiçbir kuvvet etki etmeyen bir parçacığın hareket denklemi,

$$\frac{d^2 y^\alpha}{d\tau^2} = 0 \quad (4.1)$$

biçiminde verilebilir. Burada;

$$d\tau^2 = \eta^{\alpha\beta} dy_\alpha dy_\beta \quad (4.2)$$

öz zamandır ve şöyle yazılabilir,

$$d\tau^2 = \eta^{\alpha\beta} \frac{\partial y^\alpha}{\partial x^\mu} dx^\mu \frac{\partial y^\beta}{\partial x^\nu} dx^\nu \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (4.3)$$

Burada,

$$g_{\mu\nu} \equiv \eta^{\alpha\beta} \frac{\partial y^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{\partial y^\beta}{\partial x^\nu} \quad (4.4)$$

biçimindedir ve metrik tensör adı verilir. Metrik tensör gravitasyonel alan yokken Minkowski metriğine dönüşür. Bu durumda uzay-zaman düzdür. Denklem (4.1) ifadesi şöyle yazılabilir,

$$0 = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial y^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{\partial x^\mu}{\partial \tau} \right) = \frac{\partial y^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} + \frac{\partial^2 y^\alpha}{\partial x^\mu \partial x^\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} \quad (4.5)$$

(4.5) bağıntısı $\frac{dx^\lambda}{dy^\alpha}$ ile çarpılıp $\frac{\partial y^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{dx^\lambda}{dy^\alpha} = \delta_\mu^\lambda$ olduğu kullanılırsa;

$$\frac{d^2 x^\lambda}{d\tau^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} = 0 \quad (4.6)$$

hareket denklemi elde edilir. Burada $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda = \frac{dx^\lambda}{dy^\alpha} \frac{\partial^2 y^\alpha}{\partial x^\mu \partial x^\nu}$ Christoffel sembolüdür.

Denklem (4.6) gravitasyonel etki altındaki parçacığın hareket denklemidir. Ayrıca bu denklem Einstein alan denklemlerinin elde edilmesinde yol göstericidir.

Einstein denklemleri gravitasyonel alan denklemleridir. Denklemleri eylem ilkesi ile de elde etmek mümkündür. İlk defa Hilbert tarafından eylem prensibi kullanılarak Einstein denklemleri türetilmiştir. Bu sebeple Hilbert eylemi olarak da adlandırılmaktadır. Hilbert eylemi;

$$S_H = \int L_H d^4 x \quad (4.7)$$

şeklinde tanımlanır. Denklem (4.7) içerisinde yer alan L_H Lagrange fonksiyonu olarak adlandırılmaktadır.

Alan denklemlerini yazabilmek için eylemin metriğe göre varyasyonu alınmalıdır. Bir koordinat dönüşümü altında eylem değişmez kalır. Koordinat dönüşümü $x \rightarrow x'$ ise;

$$d^4 x \rightarrow \det\left(\frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^\mu}\right) d^4 x' \quad (4.8)$$

biçiminde dönüşür. Eylemin bu koordinat dönüşümü altında değişmez kalabilmesi için;

$$L_H \rightarrow \det^{-1} \left(\frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^{\mu}} \right) L_H \quad (4.9)$$

biçiminde dönüşmelidir. Bu koşulu sağlayan L_H ; $L_H = \sqrt{-g} R$ şeklinde alınır. Böylece eylem,

$$S_H = \int \sqrt{-g} R d^4 x \quad (4.10)$$

halini alır. Burada R Ricci skaleridir ve $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ şeklinde tanımlanır. Burada yer alan $R_{\mu\nu}$ ise Ricci tensörü olarak adlandırılır ve Riemann eğrilik tensörü ifadesinden elde edilir.

$$R_{\mu\nu} = g^{\rho\sigma} R_{\rho\mu\sigma\nu} \quad (4.11)$$

Riemann eğrilik tensörü ise uzayın eğriliği ile ilgili bilgi verir ve şöyle tanımlanır,

$$R^{\rho}{}_{\sigma\mu\nu} = \partial_{\mu} \Gamma^{\rho}_{\nu\sigma} - \partial_{\nu} \Gamma^{\rho}_{\mu\sigma} + \Gamma^{\rho}_{\mu\lambda} \Gamma^{\lambda}_{\nu\sigma} - \Gamma^{\rho}_{\nu\lambda} \Gamma^{\lambda}_{\mu\sigma} \quad (4.12)$$

Eylemin varyasyonu alınır,

$$\delta S_H = \int \delta(\sqrt{-g} R) d^4 x \quad (4.13)$$

olur. Denklem (4.13) ifadesinde (4.11) ve (4.12) denklemleri yerine konulduğunda eylemin varyasyonu,

$$\delta S_H = \int \{ \delta(\sqrt{-g}) R + \sqrt{-g} (\delta R_{\mu\nu}) g^{\mu\nu} + \sqrt{-g} R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} \} d^4 x \quad (4.14)$$

biçiminde bulunur. İntegralin içindeki 2. Terim tam türev olarak yazılabildiğinden Stokes yasasından sıfır olarak bulunur.

$$\delta R^{\rho}{}_{\mu\lambda\nu} = \nabla_{\lambda} \delta \Gamma^{\rho}_{\nu\mu} - \nabla_{\nu} \delta \Gamma^{\rho}_{\lambda\mu} \quad (4.15)$$

1. Terimin hesaplanması için;

$$\delta(\sqrt{-g}) = -\frac{1}{2}\sqrt{-g}g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} \quad (4.16)$$

olduğu kullanılır. Böylece eylemin varyasyonu;

$$\delta S_H = \int \sqrt{-g} \left[R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \right] \delta g^{\mu\nu} d^4x \quad (4.17)$$

olarak bulunur.

Varyasyonun sıfır olması koşulu kullanılarak vakum için Einstein alan denklemlerine ulaşılır. Madde olan ortam için Einstein alan denklemlerini elde etmek için ise S_M madde eylemi eklenir. Eylem ifadesi şu şekildedir,

$$S = \frac{1}{8\pi G} S_H + S_M \quad (4.18)$$

Bu eylemin varyasyonu hesaplandığında,

$$\delta S = \int \frac{\sqrt{-g}}{8\pi G} \left[R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + 8\pi GT_{\mu\nu} \right] \delta g^{\mu\nu} d^4x \quad (4.19)$$

bulunur. Burada $T_{\mu\nu}$ enerji momentum tensörüdür ve

$$T_{\mu\nu} = -\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta S_M}{\delta g^{\mu\nu}} \quad (4.20)$$

şeklinde tanımlanır. Varyasyonun sıfır olma koşulundan,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (4.21)$$

Einstein denklemi elde edilmiş olur.

Einstein genel görelilik teorisini 1916' da yayınladı. Daha sonra Kaluza gravitasyonel alan denklemlerini 5 boyutlu olarak çözdü ve Einstein denklemleri ile birlikte Maxwell denklemlerini elde etti. Böylece gravitasyonel etkileşimleri ve elektromanyetik etkileşimleri

bir araya getirmeyi başardı. Kaluza'nın teorisindeki eksiklikleri Klein gidermeye çalıştı. Ek boyutun çember biçiminde kompakt olduğunu ve bu sebeple fark edilmediğini öne sürdü. Ancak Kaluza ve Klein'in teorisi hiyerarşi problemine açıklık getiremedi.

Günümüzde dört temel kuvveti birleştiren çeşitli teoriler bulunmaktadır. Bunlardan en önemlisi M-teorisidir. Bu teoride 11 boyutlu uzay zaman öngörülmektedir. Bildiğimiz 3 boyutlu evren daha fazla sayıda boyuttan oluşan bir uzayda 3 boyutlu bir zar olarak tanımlanmaktadır.

M- teorisine göre kompaktlık yarıçapı 10^{-35} m mertebesinde olup oldukça küçüktür. Günümüzdeki ek boyut modellerinden ADD modeli ise kompaktlık yarıçapının mm mertebesinde olduğunu ileri sürmektedir.

Planck sklası;

$$M_{Pl} = \frac{1}{\sqrt{G}} \quad (4.22)$$

şeklindedir. Denklem içerisinde yer alan G, gravitasyonel etkileşme sabitidir ve $\hbar = c = 1$ olduğu birim sisteminde $G=6,708 \times 10^{-39} \text{GeV}^{-2}$ şeklindedir. Buradan Planck sklası yaklaşık 10^{19}GeV olarak bulunur.

Planck sklası bir nevi gravitasyonel etkileşmelerin diğer etkileşmeler kadar kuvvetli olduğu skala olarak düşünülebilir. Örneğin, iki proton arasındaki gravitasyonel kuvvet birim uzaklıkta,

$$F_g = G \frac{m_p^2}{r^2} \cong 10^{-40} \quad (4.23)$$

büyükliğünde, iki proton arasındaki elektromanyetik kuvvet ise ;

$$F_{em} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{1} = \frac{1}{137} \cong 10^{-2} \quad (4.24)$$

büyüklüğündedir. Görüldüğü gibi iki kuvvet arasında oldukça büyük bir fark vardır. Bu fark M_{Pl} kütleli iki cisim birbirleri ile etkileşirse,

$$F_g = G \frac{M_{Pl}^2}{r^2} \cong 0,67 \quad (4.25)$$

azalacaktır. Bu bağlamda Planck skalası gravitasyonel etkileşmelerin anlamlı olduğu skala anlamına gelmektedir.

Günümüzde çalışılan ek boyut modellerinin büyük çoğunluğu kompakt ve sonlu olan ek boyutları içermektedir. Parçacık etkileşmelerinde ek boyutların çok küçük yarıçapa sahip olduğu düşünülmektedir. Ek boyutun çapından büyük uzaklıklarda meydana gelen olaylar ise bu ek boyutların varlığından etkilenmezler.

Denklem (4.21)' de elde ettiğimiz 3 uzay ve 1 zaman boyutunda yazılmış olan Einstein denklemlerinin ek boyutların varlığı ile yeniden düzenlenmesi gerekmektedir. En basit olarak 5-boyutlu uzay-zaman ele alınabilir. Beşinci boyut olarak R yarıçaplı bir çember düşünelim.



Şekil 4.1 5-boyutlu uzay-zamanın gösterimi.

Burada (x_1, x_2, x_3) 3 boyutlu uzaydaki koordinatları, x_4 ise çevresi $2\pi R$ olan kompakt ek boyutu göstermektedir.

Ek boyut teorisine giriş yapabilmek için düz uzay-zamanda 5-boyutta hareket eden spin0 ve kütesiz bir parçacığı dikkate alabiliriz.

Metrik tensör bu durumda;

$$\eta_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mp 1 \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

olarak alınır. Ek boyutun uzaysal veya zamansal olduğunu belirlemek için 5-boyutta momentum ifadesinin karesine bakmak gerekir.

$$p^2 = 0 = g_{AB}p^A p^B = p_0^2 - \vec{p}^2 \pm \vec{p}_5^2 \quad (4.27)$$

Burada p_0 enerjiye, $\vec{p}$ 3-boyutta momentuma, p_5 momentumu 5. boyuttaki bileşenine karşılık gelmektedir. Bu denklemde;

$$p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2 = \pm \vec{p}_5^2 \quad (4.28)$$

olur. Buradan çıkarılan sonuç ek boyutların uzaysal olmasıdır aksi takdirde kütle sanal olur. Bu çıkarım sonucunda metrik ifadesi,

$$\eta_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.29)$$

şeklindedir.

Kütlesiz ve spin-0 bir parçacığın hareket denklemi 5-boyutta Klein-gordon denklemi ile verilir.

$$\partial_A \partial^A \Phi = (\partial_\mu \partial^\mu - \partial_y^2) \Phi(x, y) = 0 \quad (4.30)$$

Burada, A: Beş boyutlu uzay zaman koordinatları, x: Dört boyutlu uzay zaman koordinatları y: Ek boyut koordinatıdır.

Denklem (4.30)' un çözümü,

$$\Phi(x, y) = \sum_n \phi_n(x) \chi_n(y) \quad (4.31)$$

biçiminde alınabilir. Çözümü denklem (4.30) ifadesinde yerine yazarsak,

$$\sum_n [\chi_n(y) \partial_\mu \partial^\mu \phi_n(x) - \phi_n(x) \partial_y^2 \chi_n(y)] = 0 \quad (4.32)$$

biçiminde olur. Denklemin ek boyut için yazılan kısmı Schrödinger denklemine benzer;

$$\partial_y^2 \psi(y) = -2mE\psi(y) \quad (4.33)$$

Ek boyutun düz bir uzayda ve πL uzunluğunda olduğu varsayılırsa, durum πL genişliğindeki potansiyel kuyusundaki parçacık denklemine benzer. Kuantum mekaniğinde kare kuyu içindeki parçacığın enerjileri; $E_n = \frac{n^2}{2mL^2}$ şeklindedir ve denklemin çözümü olan dalga fonksiyonu ise;

$$\chi_n(y) = A \sin\left(\frac{ny}{L}\right) \quad (4.34)$$

şeklindedir. Bu dalga fonksiyonu denklem (4.33)' de yerine yazılırsa;

$$\partial_y^2 \chi_n(y) = -m_n^2 \chi_n(y) \quad (4.35)$$

olur. Burada $m_n = n/L$ olarak alınmıştır. Bu sonuçlar kullanılarak (4.32) denklemini

$$\sum_n [\chi_n(y)] [\partial_\mu \partial^\mu \phi_n(x) + m_n^2 \phi_n(x)] = 0 \quad (4.36)$$

halini alır. m_n n 'nin her bir değeri için $\phi_n(x)$ Klein Gordon alanının kütlesidir. Denklem (4.36) ifadesine dikkat edilirse n 'nin her bir değeri için kütleli olan Klein Gordon denklemini bulunmaktadır. 5-boyutlu uzay-zamanda bulunan $\Phi(x, y)$ alanı 4-boyutlu uzay-zamanda bulunan kütleli çok sayıda $\phi_n(x)$ alanı meydana getirmektedir. Bu $\phi_n(x)$ alanlarına 'Kaluza-Klein kulesi' adı denilir.

5-boyutlu uzay-zamanda eylem Klein-Gordon Lagranjiyeni yardımıyla;

$$S = \int d^4x \int_{y_1}^{y_2} dy \frac{1}{2} \partial_A \Phi \partial^A \Phi \quad (4.37)$$

şeklinde yazılır. Denklemden,

$$\partial_A \Phi \partial^A \Phi = \partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi - \partial_y \Phi \partial_y \Phi \quad (4.38)$$

biçimindedir. $\Phi(x, y)$ (4.28) ifadesindeki hali ile iki parçalı olarak yazılarak;

$$\int_{y_1}^{y_2} dy \chi_n(y) \chi_m(y) = \delta_{nm} \quad (4.39)$$

ve

$$\chi_n(y) \left(\partial_y \chi_m(y) \right) \Big|_{y_1=\pi}^{y_2=\pi L} = 0 \quad (4.40)$$

koşulları kullanılırsa

$$S = \int d^4x \frac{1}{2} \sum_n (\partial_m \Phi_n \partial^m \Phi_n - m_n^2 \Phi_n^2) \quad (4.41)$$

biçiminde bulunur. Eylemde integralin içi kütleli ve spin-0 skaler alan için Lagranjiyeni verir. Dikkat edilirse m_n kütleli, Φ_n Kaluza-Klein kuleleri çıkmaktadır. $n=0$ durumunda,

$$\chi_0(y) = A \sin(0) = 0 \quad (4.42)$$

bulunur. Kütle ifadesi $m_n=n/L$ olarak alındığından $n=0$ durumunda kütle sıfır olarak elde edilir. Bu ise kütsüz çözümlerin olmadığını göstermektedir.

Buraya kadar yapılan incelemelerde ek boyut $[0, \pi L]$ aralığında alınmıştı. Ancak bu sınır şartları tek seçenek değildir. Ek boyutların bükülerek bir çember oluşturduğu durum düşünülebilir. Bu durumda da (4.39) ve (4.40) denklemleri geçerlidir.

Eğer ek boyut R yarıçaplı bir çember biçiminde kompaktlaşmış ise $\chi_n(y)$;

$$\chi_n(y) = \chi_n(y + 2\pi R) \quad (4.43)$$

periyodiklik şartını sağlar. Bu sınır şartı altında Schrödinger denkleminin çözümü,

$$\chi_n(y) = A_n \cos\left(\frac{n\pi}{R}\right) + B_n \sin\left(\frac{n\pi}{R}\right) \quad (4.44)$$

şeklindedir. Böylece kütleler $m_n = n/R$ halini alır. Dikkat edilirse periyodik sınır şartı empoze edildiğinde kütleler kompaktlık yarıçapı ile ters orantılıdır. Daha önce uyguladığımız sınır şartlarında çıkan sonuçlara benzer biçimde $n=0$ durumunda kütsüz mod elde edilmektedir. Görüldüğü gibi bu sınır şartı altında kütsüz çözümlerde mevcuttur.

4.2 ADD (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali) EK BOYUTLAR MODELİ

ADD modeli 1999 yılında Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali tarafından hiyerarşi problemini çözebilmek için ortaya atılmıştır. ADD modele göre SM parçacıkları 3-Duvar adı verilen bölgede hapsolmuş halde bulunmakta, graviton ise $4 + \delta$ boyutlu ‘büyük uzay-zaman’ da yayılmaktadır. Burada δ ek boyut sayısını göstermektedir. Bu ek boyutlar R yarıçaplı bir torus şeklindedir. Buna göre δ boyutta kompakt torusun hacmi; $V_d = (2\pi R)^\delta$ olur.

Newton’un kütle çekim teorisine göre gravitasyonel kuvvet $\sim \frac{1}{r^2}$ dir. Burada r iki kütle arasındaki uzaklıktır. Bu ifade üç boyutlu uzayda geçerlidir. Fakat kompaktlık yarıçapının altındaki bir uzaklığa inilirse $r \ll R$ olur ve $4 + \delta$ boyutlu uzay-zamandan bahsedilir. Böylece gravitasyonel kuvvet $\sim \frac{1}{r^{2+\delta}}$ biçiminde olur.

4-boyutlu uzay-zamandaki Planck skalası $\bar{M}_{Pl}$ ile yüksek boyutlu teorelin Planck skalası arasındaki ilişki şu şekilde verilmektedir,

$$\bar{M}_{Pl}^2 = M_D^{2+\delta} V_\delta \quad (4.45)$$

$V_\delta = (2\pi R)^\delta$ olarak alınarak $\bar{M}_{Pl}$ yerine yazılıp, M_D TeV mertebesinde seçilirse ek boyutların kompaktlık yarıçapı olan R bulunabilir. Eğer 1 ek boyut varsa $\delta = 1$ olur. Bu durumda yukarıdaki bağıntı yardımıyla kompaktlık yarıçapı 10^8 m olarak bulunur. Dikkat edilirse bu durumda ek boyut yarıçapı çok büyüktür. Eğer bu kadar büyük ek boyut olsaydı Newton' un çekim yasasında da etkisini gösterirdi. Bu sebeple tek ek boyutlu durum anlam ifade etmez. $\delta = 2$ ' ye bakarsak $R \sim 100 \mu m$ mertebesinde çıkar. Bu değer ise masa üstü deneylerinden elde edilen üst limitler mertebesinde bir değerdir (Hoyle et al. 2004). Buna göre ADD model ek boyut sayısı $\delta \geq 2$ alınmaktadır.

Kaluza-Klein graviton durumlarının SM alanları ile etkileşmelerini incelemek için Feynmann kuralları elde edilmelidir.

4.3 KALUZA-KLEİN GRAVİTONLARININ SM ALANLARI İLE ETKİLEŞMESİ

Graviton ve SM alanlarının etkileşme ifadelerini elde etmek için aşağıdaki eylem ifadesinden faydalanılır,

$$S = \int \sqrt{-g} \mathcal{L}(g) d^4 x \quad (4.46)$$

Zayıf gravitasyonel alan yaklaşımında metrik;

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} - \kappa h_{\mu\nu} \quad (4.47)$$

biçiminde alınır. Burada $\kappa = \sqrt{16\pi G}$ olarak alınır. (4.10) denkleminde yer alan eylem ifadesinin varyasyonu alınırsa,

$$\delta S = \int \{ \delta(\sqrt{-g}) \mathcal{L} + \sqrt{-g} (\delta \mathcal{L}) \} d^4 x \quad (4.48)$$

bulunur. İntegral içindeki varyasyon ifadeleri,

$$\delta \mathcal{L} = \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} \quad (4.49)$$

$$\delta(\sqrt{-g}) = -\frac{1}{2}\sqrt{-g}g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} \quad (4.50)$$

elde edilir. Eylemin varyasyonu;

$$\delta S = \int \left\{ -\frac{1}{2}\sqrt{-g}g_{\mu\nu}\mathcal{L} + \sqrt{-g}\frac{\delta\mathcal{L}}{\delta g^{\mu\nu}} \right\} \delta g^{\mu\nu} d^4x \quad (4.51)$$

olur. Zayıf gravitasyonel alan yaklaşımında metriğin varyasyonu $\delta g^{\mu\nu} = -\kappa\delta h_{\mu\nu}$ şeklindedir. $g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu}$ yaklaşımı yapılırsa

$$\delta S = -\frac{\kappa}{2} \int \left(\eta_{\mu\nu}\mathcal{L} + 2\frac{\delta\mathcal{L}}{\delta g^{\mu\nu}} \right)_{g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu}} \delta h^{\mu\nu} d^4x \quad (4.52)$$

$$\delta S = -\frac{\kappa}{2} \int \{T_{\mu\nu}\}_{g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu}} \delta h^{\mu\nu} d^4x \quad (4.53)$$

bağıntıları elde edilir. Burada $T_{\mu\nu}$ enerji-momentum tensörüdür ve,

$$T_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}\mathcal{L} + 2\frac{\delta\mathcal{L}}{\delta g^{\mu\nu}} \quad (4.54)$$

şeklinde verilir. $-\frac{\kappa}{2}T_{\mu\nu}h^{\mu\nu}$ terimi madde ile yani SM alanları ile gravitonun etkileşmesini verir. Etkileşme köşe faktörlerini elde ederken her tip alan için enerji-momentum tensörünün elde edilmesi gereklidir. Literatürde etkileşme köşe faktörlerini içeren önemli iki yayın bulunmaktadır (Guidice et al. 1999, Han et al. 1999).

4.3.1 Skaler Alan Ve Graviton Etkileşimi

Öncelikle skaler alan için enerji-momentum tensörü yazılmalıdır. (4.54) ifadesi incelendiğinde skaler alan Lagranjiyenine ihtiyaç duyulduğu görülmektedir. Skaler alan Lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_s = \frac{1}{2}g^{\mu\nu} \{ (\partial_\mu\phi)^\dagger (\partial_\nu\phi) + (\partial_\nu\phi)^\dagger (\partial_\mu\phi) \} - m_\phi^2 \phi^\dagger \phi \quad (4.55)$$

şeklindedir. Buradan $T_{\mu\nu}$,

$$T_{\mu\nu} = -\eta_{\mu\nu} \left[(\partial_\rho \phi)^\dagger (\partial^\rho \phi) - m_\phi^2 \phi^\dagger \phi \right] + (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\nu \phi) + (\partial_\nu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) \quad (4.56)$$

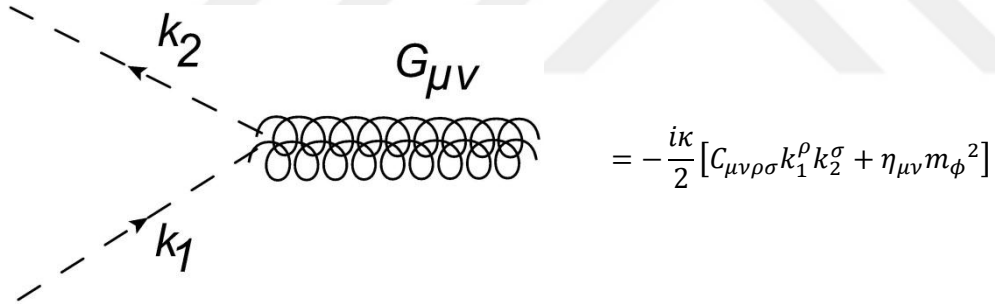
biçimindedir. $-\frac{\kappa}{2} T_{\mu\nu} h^{\mu\nu}$ etkileşme terimi gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra;

$$-\frac{\kappa}{2} T_{\mu\nu} h^{\mu\nu} = -\frac{\kappa}{2} [C_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma + \eta_{\mu\nu} m_\phi^2] \quad (4.57)$$

olarak bulunur. Burada,

$$C_{\mu\nu\rho\sigma} = \eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} + \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\rho} - \eta_{\mu\nu} \eta_{\rho\sigma} \quad (4.58)$$

olacaktır. Böylece graviton ve skaler alan etkileşmesi için köşe faktörü ve Feynman diyagramı Şekil 4.2’ de verilmiştir.



Şekil 4.2 Skaler alan ve graviton etkileşme köşesi.

4.3.2 Vektör Alan Ve Graviton Etkileşimi

Vektör alan Lagranjiyeni;

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V &= -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_V^2 A_\mu A^\mu \\ &= -\frac{1}{4} g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} + \frac{1}{2} m_V^2 g^{\mu\nu} A_\mu A_\nu \end{aligned} \quad (4.59)$$

şeklindedir. Vektör alanı için Lagranjiyen kullanılarak $T_{\mu\nu}$ bulunur,

$$T_{\mu\nu} = -\eta_{\mu\nu} \left(-\frac{1}{4} F^{\rho\sigma} F_{\rho\sigma} + \frac{1}{2} m_V^2 A_\rho A^\rho \right) - (F_\mu^\sigma F_{\nu\sigma} - m_V^2 A_\mu A_\nu) \quad (4.60)$$

Vektör alanı ve graviton etkileşmesi için $-\frac{\kappa}{2} A_\mu A_\nu h^{\mu\nu}$ biçiminde olan terim elde edilmelidir.

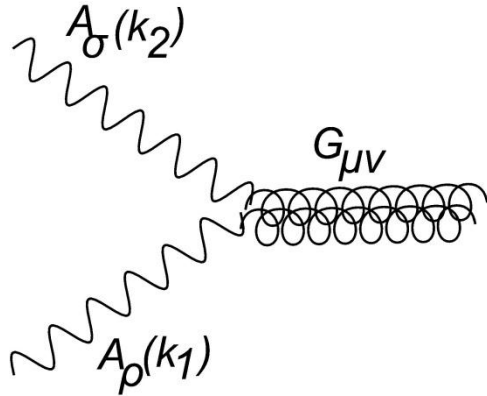
Sonuç olarak ;

$$-\frac{\kappa}{2} T_{\mu\nu} h^{\mu\nu} = -\frac{\kappa}{2} h^{\mu\nu} A^\rho A^\sigma \left[(m_V^2 + k_1 k_2) C_{\mu\nu\rho\sigma} + \frac{1}{2} D_{\mu\nu\rho\sigma}(k_1, k_2) \right] \quad (4.61)$$

bulunur. $C_{\mu\nu\rho\sigma}$ ifadesi (4.58) denkleminde olduğu gibidir, $D_{\mu\nu\rho\sigma}$ ise,

$$D_{\mu\nu\rho\sigma} = \eta_{\mu\nu} k_{1\sigma} k_{2\rho} - (\eta_{\mu\sigma} k_{1\nu} k_{2\rho} + \eta_{\mu\rho} k_{1\sigma} k_{2\nu} - \eta_{\rho\sigma} k_{1\mu} k_{2\nu}) \\ - (\eta_{\nu\sigma} k_{1\mu} k_{2\rho} + \eta_{\nu\rho} k_{1\sigma} k_{2\mu} - \eta_{\rho\sigma} k_{1\nu} k_{2\mu}) \quad (4.62)$$

şeklindedir. Böylece graviton ve vektör alan etkileşmesi için köşe faktörü ve Feynman diyagramı Şekil 4.3' de verilmiştir.



$$= -\frac{i\kappa}{2} \left[(m_V^2 + k_1 k_2) C_{\mu\nu\rho\sigma} + \frac{1}{2} D_{\mu\nu\rho\sigma}(k_1, k_2) \right]$$

Şekil 4.3 Vektör alan ve graviton etkileşme köşesi.

4.3.3 Fermiyon Alanı Ve Graviton Etkileşimi

Fermiyon alanı için Lagranjiyen;

$$\mathcal{L}_f = e\bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m_\Psi)\Psi \quad (4.63)$$

şeklindedir. $D_\mu = \partial_\mu + ieQA_\mu$ olduğu kullanılır, enerji momentum tensörü elde edilip $-\frac{\kappa}{2}T_{\mu\nu}h^{\mu\nu}$ hesaplanırsa fermiyon, graviton etkileşmesi için;

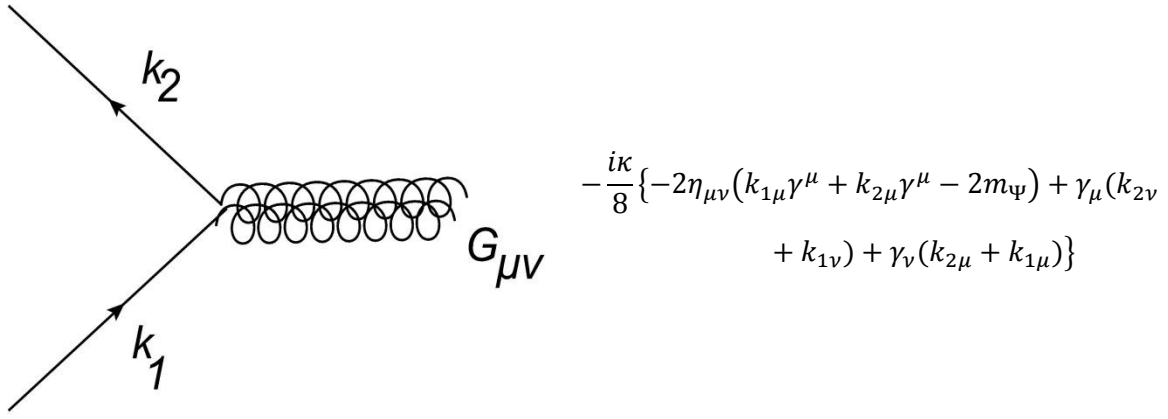
$$\begin{aligned} \left(-\frac{\kappa}{2}T_{\mu\nu}h^{\mu\nu}\right)_{fermion-graviton} &= -\frac{\kappa}{8}h^{\mu\nu}\bar{\Psi}\{-2\eta_{\mu\nu}(k_{1\mu}\gamma^\mu + k_{2\mu}\gamma^\mu - 2m_\Psi) + \gamma_\mu(k_{2\nu} + k_{1\nu}) \\ &\quad + \gamma_\nu(k_{2\mu} + k_{1\mu})\}\Psi \end{aligned} \quad (4.64)$$

bulunur. Fermiyon, foton ve graviton etkileşmesi için;

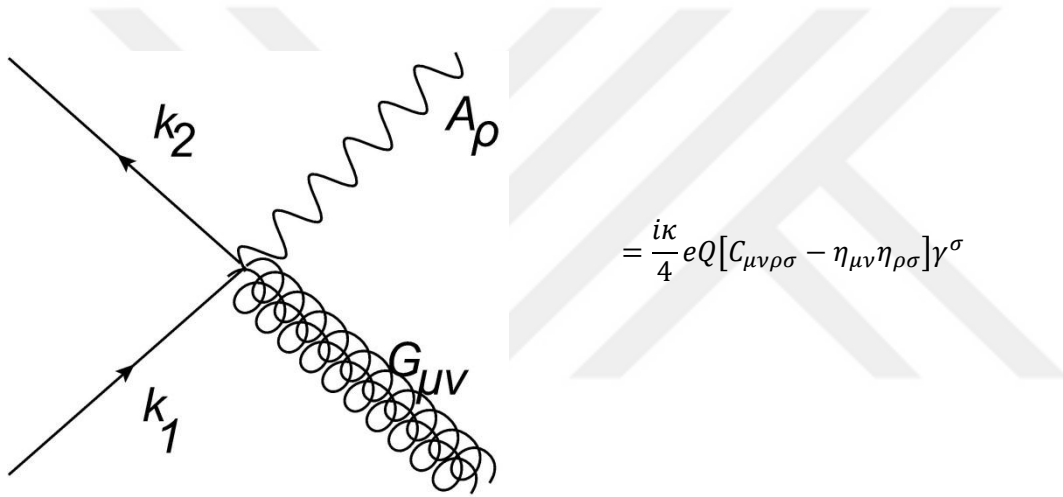
$$\begin{aligned} \left(-\frac{\kappa}{2}T_{\mu\nu}h^{\mu\nu}\right)_{fermion-foton-graviton} &= -\frac{\kappa}{2}h^{\mu\nu}A^\rho\bar{\Psi}\left\{eQ\left[\eta_{\mu\nu}\gamma_\rho - \frac{1}{2}\eta_{\rho\nu}\gamma_\mu - \frac{1}{2}\eta_{\rho\mu}\gamma_\nu\right]\right\}\Psi \end{aligned} \quad (4.65)$$

bulunur.

Graviton ve fermiyon etkileşmesi için köşe faktörü ve Feynman diyagramı Şekil 4.4' de verilmiştir. Spinör alan, vektör alan ve graviton etkileşme köşesi ve Feynmann diyagramı Şekil 4.5' de verilmiştir.



Şekil 4.4 Spinör alan ve graviton etkileşme köşesi.



Şekil 4.5 Spinör alan, vektör alan ve graviton etkileşme köşesi.

4.3.4 Graviton Propagatörü

Gravitonun propagatör olarak yer aldığı diyagramlarda genlik kare hesabı yapabilmek için propagatör terimi gereklidir. Propagatör terimi Giudice ve Han'ın makalelerinde şu şekilde elde edilmiştir, (Giudice et al. 1999)

$$i\Delta_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{iB_{\mu\nu\rho\sigma}}{k^2 - m_n^2 + i\varepsilon} \quad (4.66)$$

Burada $B_{\mu\nu\rho\sigma}$;

$$B_{\mu\nu\rho\sigma} = \left(\eta_{\mu\rho} - \frac{k_\mu k_\rho}{m_n^2} \right) \left(\eta_{\nu\sigma} - \frac{k_\nu k_\sigma}{m_n^2} \right) + \left(\eta_{\mu\sigma} - \frac{k_\mu k_\sigma}{m_n^2} \right) \left(\eta_{\nu\rho} - \frac{k_\nu k_\rho}{m_n^2} \right) - \frac{2}{3} \left(\eta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_n^2} \right) \left(\eta_{\rho\sigma} - \frac{k_\rho k_\sigma}{m_n^2} \right) \quad (4.67)$$

biçimindedir.

Kaluza-Klein (KK) modları arasındaki kütle farkı; $\Delta m \sim 1/R$ dir. Yani ADD ek boyutlar modeline göre kompaktlık yarıçapı büyük olduğu için kütle farkı oldukça küçük olacaktır. Bu neden kütle spektrumu sürekli kabul edilir ve KK durumlarının toplanması integral ile yapılır.

Literatürde KK modlarının toplanması için çeşitli yaklaşımlar mevcuttur. Bunlar; Han et al. yaklaşımı (1999) ve Giudice et al. (1999) yaklaşımlarıdır. Tez çalışmasında yapılan hesaplamalarda Giudice yaklaşımını kullanılmıştır. Bu yaklaşımda KK modları üzerinden toplam integral ile yapıldıktan sonra;

$$\kappa^2 D(s) = \kappa^2 \sum_n \frac{1}{s - m_n^2} \equiv \frac{16\pi}{\Lambda_T^4} \quad (4.68)$$

biçiminde elde edilir. Denklem içerisinde $\kappa^2 = 4/\bar{M}_{pl}^2$ şeklinde indirgenmiş Planck skalası cinsinden de ifade edilebilir. Yapılan çalışmalarda Λ_T 'nin Planck skalası olan M_D mertebesinde olduğu bilinmektedir. Sicim teorisine göre ise $M_D > \Lambda_T$ 'dir. Bu nedenle Λ_T için hesaplanan bir alt limit için M_D parametresine de sınır getirecektir.

4.4 KK GRAVİTONLARININ PARÇACIK HIZLANDIRICILARDA TESPİTİ

ADD modelde KK gravitonunun varlığının parçacık hızlandırıcılar tarafından tespiti için izlenecek iki yol mevcuttur. Bunlar sırası ile graviton emisyonu ve virtüel graviton değişimidir. Graviton emisyonu, madde ile etkileşme sonucu ortaya çıkan gravitonun ek boyutlara kaçması ile enerji kaybının ortaya çıkmasıdır. Burada gravitonun ek boyutlara geçmesi ile dedektörler tarafından tespit imkanı ortadan kalksa da transfer edilen enerjinin miktarı ek boyutların varlığı ile ilgili bilgi verecektir. Bu tip süreçlerde etkileşmenin tesir kesiti ek boyutların sayısına bağlıdır. $e^+e^- \rightarrow \gamma(Z) + G_n$, $pp \rightarrow g + G_n$ kayıp enerji süreçlerine örnek olarak verilebilir (Berry 2005).

Virtüel graviton değişimi süreçleri ise iki foton, iki lepton gibi etkileşmeler sonucu ortaya çıkacaktır. Bu etkileşmelerde KK gravitonun varlığı SM tesir kesitlerinden sapmalar belirlenerek yapılır. Bu tip etkileşmeler incelenirken, gravitasyonun alan teorisinin ultraviyole bölgede çok zayıf olduğu göz önünde bulundurularak, etkin hareketlerin gözlemi yanında etkisinin önemsiz olduğu düşünülerek ultraviyole (UV) kesilim uygulanır (Han et.al. 1999). Burada artık M_D yeni fiziğin Planck skalası yerine UV kesilim Λ_T kullanılır. Graviton emisyonu süreçlerinde ise etkileşmelerin tesir kesiti M_D ile değişim gösterir. Tez çalışmasında iki tip süreç içinde örnekler incelenmiştir.





BÖLÜM 5

BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINDA FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ İLE ADD EK BOYUTLAR MODELİNİN İNCELENMESİ

5.1 CERN BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI(LHC)

Hızlandırıcıların kurulma amacı; elektron, proton, vb. parçacıkların elektromanyetik alan içerisinde hızlandırılarak sabit bir hedefle ya da birbirleriyle çarpıştırılmak suretiyle buradan ortaya çıkabilecek yeni ve daha küçük parçacıkları detektör sistemleriyle gözlemlemektir. Bu laboratuvarlarda Standart Model (SM) öngörülleri test edilmekte, modelde yer alan açığa kavuşmamış noktaları aydınlatabilmek için önemli deneyler yapılmakta ve yeni fiziğe ilişkin bulgular aranmaktadır. Bu bağlamda Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi' nde (CERN' de) bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) parçacık fiziği araştırmalarında önemli bir yer tutmaktadır. LHC bu güne kadar yapılmış olan en yüksek enerjili çarpıştırıcıdır. Bu sebeple Tera elektron volt (TeV) enerji ölçeği mertebesinde gözlemlenebilir etkileri olması beklenen ek boyutların LHC' de araştırılması, SM ötesindeki fiziğin anlaşılması açısından oldukça önemlidir.

Dairesel bir çarpıştırıcı olan LHC de iki milyar proton ışık hızına yakın hızlarda, 14 TeV kütle merkezi enerjisi ile çarpıştırılacaktır. LHC $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışınlılığı ile yüksek istatistikli veri sağlar. Gerçekleşen etkileşmeler ise, saçılan parçacıkların detektörler tarafından tespiti ile incelenecektir. Bu detektörler, ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, LHCf, TOTEM olmak üzere altı tanedir. Bu ana detektörlerin dışında ATLAS ve CMS deney gruplarının, detektörlerin çarpışma noktalarından 220m ve 420m uzakta bulunan ileri detektörler vasıtası ile bazı etkileşmelerin araştırılacağı bir deney programı da bulunmaktadır (Albrow at al.2009, Piotrkowski 2001,Kepka and Royon 2008). Proton-proton çarpıştırıcısı olarak tasarlanan LHC, ileri detektörler yardımıyla, fotoüretim süreçleri ile foton-foton, foton-kuark çarpıştırıcısı olarak da kullanılabilir. Bu tip süreçlerin incelenmesi proton-proton

çarpışmalarının temiz bir arka plana sahip olmamasından dolayı faydalı olacaktır. Proton-proton derin inelastik saçılmalarında, gelen protonlar partonlarına ayrılarak etkileşirler ve son durumda çok sayıda parçacık meydana gelir. Bu parçacık jetlerinden dolayı deneysel olarak SM ötesindeki yeni fizik ile ilgili sinyallerin ayırt edilmesi zorlaşacaktır. Diğer taraftan foton-foton, foton-kuark etkileşmelerinde ise foton yayımı yapan protonlar bozulmadan kalır. Bu tip etkileşmelerde ışınlılık değeri hadron-hadron etkileşmelerine göre daha düşük olsada temiz arka plana sahip etkileşmeler olduklarından incelenmesi yararlıdır. Bu sebeple SM ötesindeki yeni fiziğin araştırılmasında fotoüretim süreçleri önemli bir yer tutmaktadır.

5.2 LHC DE FOTOÜRETİM SÜREÇLERİ

Hadron çarpıştırıcılarında fotoüretim süreçlerinin incelenmesi, hadron-hadron çarpışması süreçlerine göre daha yeni bir çalışma alanıdır. Bir hadron çarpıştırıcısı olan Fermilab’ daki TEVATRON’ da fotoüretim reaksiyonlarının meydana gelebileceği deneysel olarak doğrulanmıştır. TEVATRON’ da yapılan çalışmalar LHC’ nin de bir foton-kuark ve foton-foton çarpıştırıcısı olarak kullanılabileceğini göstermiştir (Abulencia et al. 2007, Aaltonen et al. 2009).

Proton demeti içerisindeki bazı protonlar kafa kafaya çarpışmalar gerçekleştirmezler. Geliş doğrultularından çok küçük açılarla saçılır ve foton yayımlayarak yollarına devam ederler. Fotoüretim süreci sonucu ortaya çıkan bu fotonların birbirleri ile etkileşmeleri incelenebileceği gibi, bir fotonun protonun içerisindeki kuarklarla etkileşmeleri de incelenebilecektir. Fotoüretim süreci sonucu ortaya çıkan fotonlar düşük virtüelliğe sahiptirler. ($Q^2 = -q^2$) İleri yönde saçılan yarı-reel bu fotonlara “Weisacker- Williams” fotonu da denilir ve eş değer foton yaklaşımı ile incelenir. Eşdeğer foton spektrumu

$$f = \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dQ^2} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{E_\gamma Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right) F_E + \frac{E_\gamma^2}{2E^2} F_M \right] \quad (5.1)$$

şeklinde verilmektedir (Budnev et al. 1975, Piotrkowski 2001, Kepka and Royon 2008). Denklem içerisinde yer alan Q^2 foton virtüelliği ve E_γ foton enerjisi, E gelen proton demetinin enerjisi, Q_{min} fotonun alacağı minimum virtüellik değeri, F_E ve F_M elektrik ve manyetik form faktörleridir. Bu nicelikler,

$$Q_{min}^2 = \frac{m_p^2 E_\gamma^2}{E(E - E_\gamma)}, \quad F_E = \frac{4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2}{4m_p^2 + Q^2} \quad (5.2)$$

$$G_E^2 = \frac{G_M^2}{\mu_p^2} = (1 + \frac{Q^2}{Q_0^2})^{-4}, \quad F_M = G_M^2 \quad (5.3)$$

biçiminde tanımlanırlar. Protonun manyetik momenti $\mu_p^2 = 7.78$, $Q_{max}^2 = 2GeV^2$ ve $Q_0^2 = 0,71 GeV^2$ olarak alınır (Piotrkowski 2001, Rouby 2008, Schul 2011).

Fotoüretim süreci ile meydana gelen etkileşmelerin incelenmesi, ileri ve merkez dedektörlerin koordineli çalışması ile yapılacaktır. İleri dedektörler tarafından etkileşmeye girmemiş olan protonlar yakalanarak momentum kayıpları ölçülebilir. ξ parametresi ile kayıp momentum kesri ifade edilir. Bu parametre $\xi = (|\vec{p}| - |\vec{p}'|)/|\vec{p}|$ şeklindedir. Burada $\vec{p}$ gelen protonun momentumu, $\vec{p}'$ ise parçalanmadan saçılan protonun momentumudur. Buna göre ileri dedektörler tarafından yakalanan protonlar momentumlarının bir kısmını kaybetmişlerse fotoüretim süreci gerçekleşmiş demektir. LHC’de bu türden etkileşmelerin incelenmesi ileri dedektörler aracılığı ile olacaktır. Saçılan protonlara ait momentum kayıpları ileri dedektörler tarafından $\xi_{min} < \xi < \xi_{max}$ aralığında ölçülür. Verilen bu aralık ileri dedektörler için kabullenim (acceptance) olarak adlandırılır.

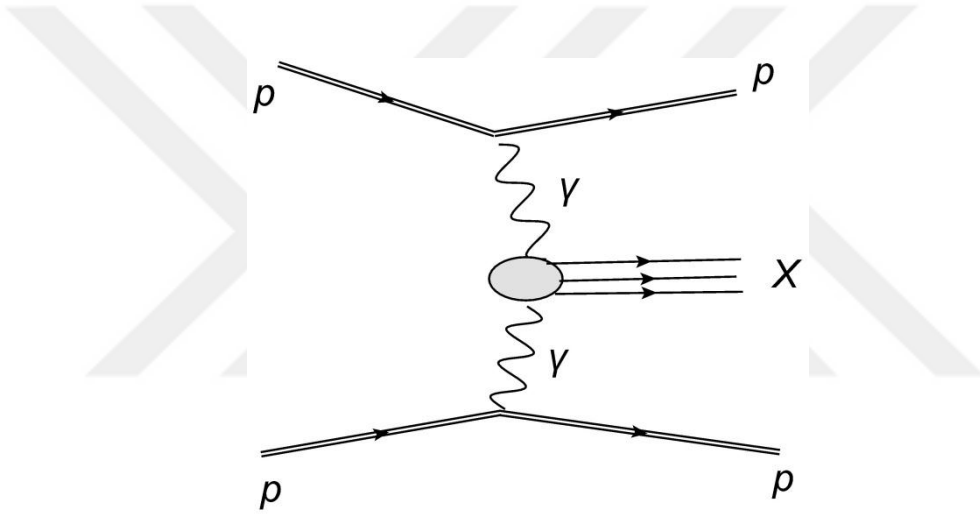
ATLAS ileri dedektörü için öngörülen kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$, (Albrow et al. 2008, Royon et al 2007), CMS- TOTEM ileri dedektörleri için ise, $0,0015 < \xi < 0,5$ dir (Avati and Osterberg 2006, Kepka and Royon 2008). Bunların dışında $0,1 < \xi < 0,15$ ve $0,1 < \xi < 0,5$ kabullenimleri AFP(ATLAS Forward Physics) ve CMS-TOTEM tarafından önerilen kabullenimlerin alt aralıklarıdır. İleri dedektörler esnek saçılan protonları, momentum kayıp oranı ξ ’nin sürekli bir aralığında tespit edebilirler. Bu sebeple, ileri dedektör kabullenim aralığının bir alt bölgesini seçecek şekilde kesilimler koymak ve bu alt bölgede çalışmak mümkündür. Ayrıca ATLAS ve CMS merkezi dedektörlerin psödorapiditi kapasiteleri $|\eta| < 2.5$ mertebesinde ve tez çalışmasında bu durum dikkate alınmıştır (Sahin et al. 2013, Sahin et al. 2015).

İleri dedektör çalışmalarında foton-foton etkileşmeleri $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp$ reaksiyonu ile, foton-kuark etkileşmeleri ise $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pXY$ reaksiyonu ile meydana gelecektir. Foton-foton etkileşmelerinde yer alan X etkileşme sonucu ortaya çıkan yeni parçacıkları

anlatmaktadır. İki foton etkileşmesinde protonlar parçalanmadan saçıldığından dolayı parton kalıntısı bulunmamaktadır. Foton-kuark etkileşmelerinde yer alan X etkileşme sonucu ortaya çıkan yeni parçacıkları, Y ise derin inelastik saçılma sonucu ortaya çıkan parton kalıntılarını anlatmaktadır. Tez çalışmasında ADD ek boyutlar modeli bu iki tip fotoüretim süreci için farklı örnekler vasıtasıyla incelenmiştir.

5.2.1. Foton-Foton ($\gamma\gamma$) Etkileşme Süreçleri

LHC bir proton-proton çarpıştırıcısı olduğundan foton-foton etkileşmesi sonucu gerçekleşen etkileşmeler alt süreçlerdir. $\sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp)$ ana sürecinin Feynman diyagramı Şekil5.1 gibidir,



Şekil 5.1 LHC ‘de foton-foton etkileşme süreci.

Ana sürecin tesir kesiti hesabı alt süreçten yola çıkılarak yapılır. Bu tip etkileşmelerde eş değer foton yaklaşımı geçerlidir. Ana süreç için tesir kesiti,

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp) &= \int_{Q_{1min}^2}^{Q_{1max}^2} dQ_1^2 \times \int_{Q_{2min}^2}^{Q_{2max}^2} dQ_2^2 \\ &\times \int_{x_{1min}}^{x_{1max}} dx_1 \int_{x_{2min}}^{x_{2max}} dx_2 \left(\frac{dN_{\gamma 1}}{dx_1 dQ^2} \right) \left(\frac{dN_{\gamma 2}}{dx_2 dQ^2} \right) d\hat{\sigma}(\hat{s}) \end{aligned} \quad (5.4)$$

şeklinde hesaplanacaktır. Denkleminde yer alan x_1, x_2 parametreleri, gelen protonun kaybolan momentum oranı olarak adlandırılır. LHC enerjilerinde bu oran,

$$x_1 = \frac{E_{\gamma 1}}{E_p}, \quad x_2 = \frac{E_{\gamma 2}}{E_p} \quad (5.5)$$

olarak alınabilir. Burada $E_{\gamma 1}$ ve $E_{\gamma 2}$ ilk durumdaki fotonların enerjisidir. Denklemden yer alan bir diğer nicelik $\hat{s}$ ise alt süreçler için kütle merkezi enerjisinin karesidir ve $\hat{s} = x_1 x_2 s$ şeklindedir. Burada verilen s niceliği ana süreç için kütle merkezi enerjisinin karesidir.

Tesir kesidi ifadesinde, integrali hesaplamada kolaylık sağlaması açısından $z = \sqrt{x_1 x_2}$ değişkeni tanımlanarak, x_1 ve z parametrelerine geçilebilir. Bunun için Jacobiyen matrisi belirlenir ve saçılma tesir kesiti denkleminde,

$$dx_1 dx_2 = \frac{2z}{x_1} dx_1 dz \quad (5.6)$$

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

$$x_{1\min} = z_{\min} = \frac{\sqrt{\hat{s}_{\min}}}{\sqrt{s}} = \frac{M_{inv}}{\sqrt{s}} \quad (5.7)$$

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

$$\frac{M_{inv}}{\sqrt{s}} < z < x_{1\max} \quad (5.8)$$

$$\frac{z^2}{x_{1\max}} < x_1 < x_{1\max} \quad (5.9)$$

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

Elde edilen sınırların (5.4) denkleminde yerine yazılması ile ana süreçler için tesir kesiti,

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp) \\
= \int_{Q_{1min}^2}^{Q_{1max}^2} dQ_1^2 \int_{Q_{2min}^2}^{Q_{2max}^2} dQ_2^2 \\
\times \int_{M_{inv}/\sqrt{s}}^{\xi_{max}} 2zdz \left(\int_{\max(z^2/\xi_{max}, \xi_{min})}^{\xi_{max}} \frac{dx_1}{x_1} f_1(x_1, Q_1^2) f_2\left(\frac{z^2}{x_1}, Q_2^2\right) \right) d\hat{\sigma}(\hat{s})
\end{aligned} \tag{5.10}$$

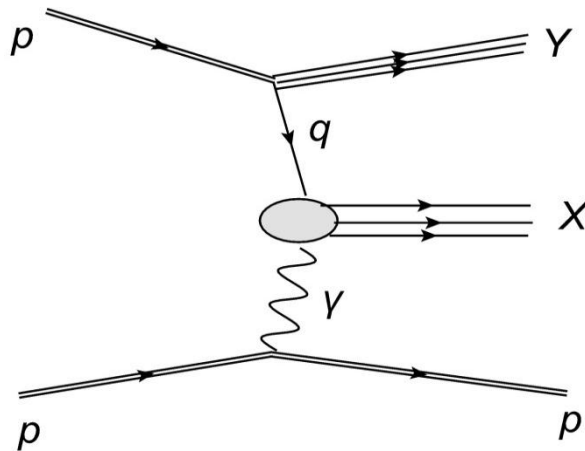
biçiminde elde edilir. Denklemden yer alan f fonksiyonu, denklem (5.1) ile verilmiş olan eş değer foton dağılım fonksiyonudur. Ancak bir noktaya dikkat edilmelidir. Eş değer foton spekturumu $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dQ^2}$ olarak verilirken, (5.10) denkleminde yer alan fonksiyonlar $\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2}$ şeklindedir. O halde,

$$\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2} = \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dQ^2} \frac{dE_\gamma}{dx_1} = \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dQ^2} E_p \tag{5.11}$$

alınmalıdır.

5.2.2. Foton-Kuark (γq) Etkileşme Süreçleri

LHC bir proton-proton çarpıştırıcısı olduğundan foton-kuark etkileşmeleri sonucu gerçekleşen reaksiyonlar alt süreçlerdir. $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pXY$ ana sürecinin Feynman diyagramı Şekil 5.2 gibidir.



Şekil 5.2 LHC 'de foton-kuark etkileşme süreci.

Ana süreç için tesir kesiti hesabı yapılırken,

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pXY) \\
= \int_{Q_{1min}^2}^{Q_{1max}^2} dQ_1^2 \times \int_{Q_{2min}^2}^{Q_{2max}^2} dQ_2^2 \\
\times \int_{x_{1min}}^{x_{1max}} \int_{x_{2min}}^{x_{2max}} dx_1 dx_2 \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1 dQ^2} \right) \left(\frac{dN_q}{dx_2 dQ^2} \right) d\hat{\sigma}(\hat{s})
\end{aligned} \tag{5.12}$$

denklemini kullanılır. Denkleminde yer alan $\hat{s}$ alt süreç için kütle merkezi enerjisinin karesidir.

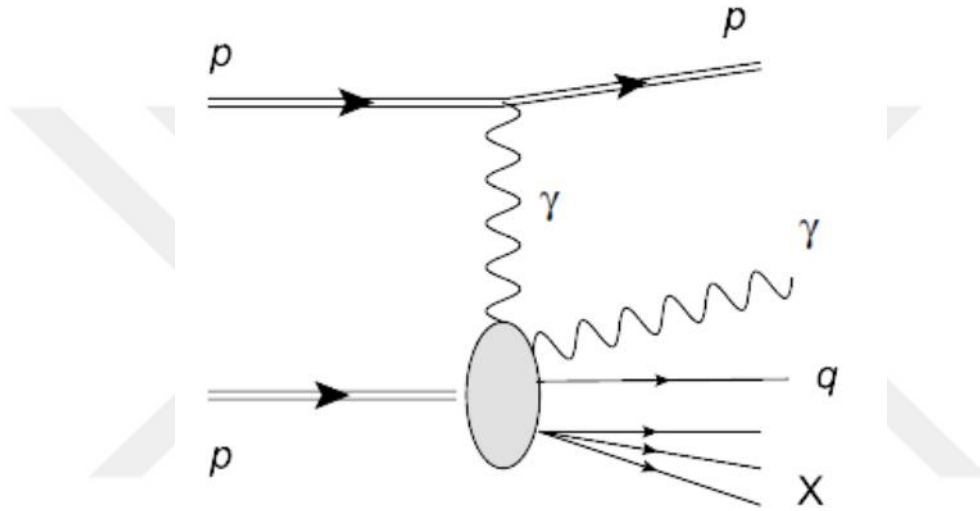
Denkleminde yer alan x_1 parametresi, esnek saçılan fotonun enerjisinin gelen protonun enerjisine oranı olarak tanımlanır. Denkleminde yer alan x_2 parametresi, gelen protonun içerisinde barındırdığı partonların, protonun enerjisini ne oranla aldığını anlatan Bjorken parametresi (x) olarak adlandırılır. Bu parametre $0 < x < 1$ aralığında değişir. N_γ foton dağılım fonksiyonu ve N_q kuark dağılım fonksiyonudur. Foton-kuark etkileşme sürecindeki fotonlar için de foton-foton etkileşmelerinde olduğu gibi eş değer foton yaklaşımı (EPA) kullanılır. Partonların dağılım fonksiyonları ise Bjorken ölçeklendirmesi olarak adlandırılan bir olguya göre Bjorken parametresi (x) ve virtüelliğe (Q^2) bağlı olarak belirlenir. Bjorken ölçeklendirmesine göre yüksek enerjilerde virtüellik bağılılığı yok denecek kadar azalır (Bjorken 1969). Tesir kesiti hesaplamalarındaki, partonlar için dağılım fonksiyonları foton dağılım fonksiyonlarından farklı olarak deneysel olarak bulunmuş numerik sonuçların yer aldığı programlarda bulunurlar (Martin et al. 2009).

$\gamma\gamma$ süreçleri ile γq süreçleri arasında bazı farklılıklar bulunmaktadır. Bir protonun içerisinde kuark bulunma olasılığı Bjorken parametresi x 'e bağımlıken, eş değer foton yayımlama olasılığı x kayıp momentum kesirine bağımlıdır. Kuark ve foton dağılım fonksiyonlarının davranışı benzer olarak artan x değerlerine karşılık azalma yönündedir. Ancak bu davranış eş değer foton yaklaşımında daha belirgindir. Bu davranışın sonucu olarak aynı x değeri için bir karşılaştırma yapıldığında proton içerisinde kuark bulma olasılığı, protonun foton yayımlama olasılığından büyüktür. Bu sebeple γq etkileşme olasılığı $\gamma\gamma$ etkileşme olasılığından daha yüksektir (Sahin et al 2013). γq süreçlerinin bu avantajı yanında etkileşme sonucu ortaya çıkan proton kalıntılarının bulunması ilgilenilen etkileşmelerin tespitini zorlaştırmaktadır. Ancak $\gamma\gamma$ sürecinde hiçbir proton kalıntısı olmadığından etkileşme temiz bir inceleme kanalı sunmaktadır. İki tip foto üretim sürecinin avantaj ve dezavantajları olması sebebiyle tez

çalışması kapsamında foton-foton ve foton-kuark etkileşme süreçleri için farklı örnekler dikkate alınarak, ADD ek boyutlar modelinin etkileri LHC deney koşulları kullanılarak araştırılmıştır.

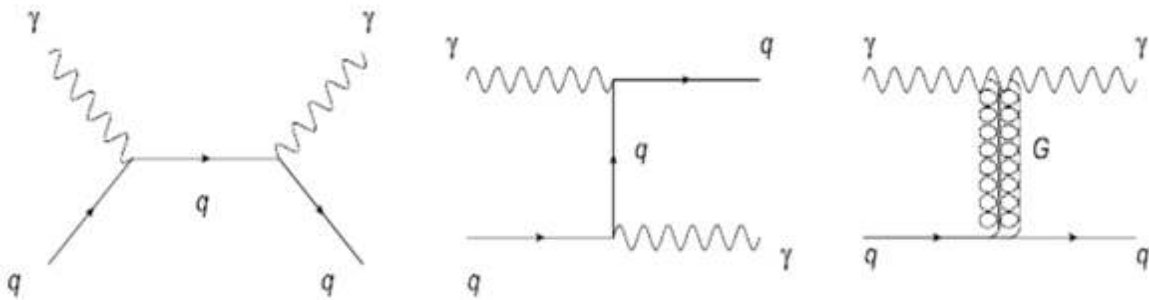
5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasında ilk olarak $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için LHC deney koşulları ile ADD uzaysal ek boyutlar modeli araştırılmıştır. Ana sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.3 gibidir.



Şekil 5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ ana süreci için Feynman diyagramı.

$\gamma q \rightarrow \gamma q$ için Standart Modelden gelen iki diyagram ile birlikte Kaluza-Klein (KK) graviton değişimi içeren bir diyagram bulunmaktadır. $\gamma q \rightarrow \gamma q$ alt süreci için toplam 3 adet ağaç mertebesi Feynman diyagramı Şekil 5.4 de verilmektedir.



Şekil 5.4 $\gamma q \rightarrow \gamma q$ alt süreci için Feynman diyagramları.

İlk iki diyagram için SM Feynman kuralları uygulanarak, üçüncü diyagramda ise ADD ek boyut modeli için Feynman kuralları kullanılarak Mathematica programı yardımıyla genlik kare hesabı yapılmıştır. KK graviton değişimi içeren Feynman diyagramı incelendiğinde, genlik ifadesinin fermiyon-fermion-graviton üçlü etkileşme köşesi, foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi ve graviton propagatör terimlerini içerdiği görülür. Hesaplamalarda fermiyon-fermion-graviton üçlü etkileşme köşesi için Şekil 4.4’ de yer alan köşe faktörü denklemi, foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi için Şekil 4.3’ deki köşe faktörü denklemi ve graviton propagatör çarpanı için (4.66) denklemi kullanılır (Giudice et al 1999). Genlik kare ifadesi,

$$|M|^2 = |M_{SM}|^2 + |M_{KK}|^2 + |M_{int}|^2 \quad (5.13)$$

$$|M_{SM}|^2 = -8g_e^4 q^4 \left\{ \frac{1}{(\hat{s} - m_q)^2} [3m_q^4 + \hat{s}\hat{u} - m_q^2(5\hat{s} + 2\hat{t} + 3\hat{u})] \right. \\ \left. + \frac{1}{(\hat{u} - m_q)^2} [3m_q^4 + \hat{s}\hat{u} - m_q^2(3\hat{s} + 2\hat{t} + 5\hat{u})] \right. \\ \left. - \frac{12}{(\hat{s} - m_q)^2 (\hat{u} - m_q)^2} [6m_q^4 + 2m_q^2\hat{t} - m_q^2(\hat{s} + 4\hat{t} + \hat{u})] \right\} \quad (5.14)$$

$$|M_{KK}|^2 = \frac{1}{2\bar{M}_{Pl}^4} |D(\hat{t})|^2 [(4m_q^2 - \hat{t})\hat{t} + (\hat{s} - \hat{u})^2] [2m_q^4 + \hat{s}^2 + \hat{u}^2 \\ - 2m_q^2(\hat{s} - \hat{t} + \hat{u})] \quad (5.15)$$

$$|M_{int}|^2 = \frac{g_e^2 q^2 (D(\hat{t}) + D^*(\hat{t}))}{2\bar{M}_{Pl}^4} \left\{ \frac{1}{(\hat{s} - m_q)^2} [8m_q^6 - 2m_q^2(\hat{s} - 5\hat{t} + 7\hat{u}) \right. \\ \left. + (\hat{s} - \hat{t} + \hat{u}) + (3\hat{s}^2 + 2\hat{s}\hat{t} + \hat{t}^2 - (\hat{s} + \hat{t})\hat{u}) + (-3\hat{s}^2 + 10\hat{s}\hat{t} + \hat{t}^2 \right. \\ \left. + 6\hat{s}\hat{u} - 2\hat{t}\hat{u} + 5\hat{u}^2)] + (\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}) \right\} \quad (5.16)$$

olarak hesaplanmıştır. Genlik kare ifadeleri içerisinde yer alan $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ Mandelstam parametreleri, m_q kuark kütlesi $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ elektromanyetik bağlaşım sabiti ve $\bar{M}_{Pl} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi}$ indirgenmiş Planck kütlesidir. Ayrıca, M_{SM} Standart Model genliğini, M_{KK} KK

graviton değişimini içeren diyagram için genliği ve M_{int} KK graviton değişimi ile Standart

Model için genliklerin girişimini göstermektedir. KK modlarının toplamından oluşan gravitonun propagatör çarpanı ise $D(\hat{t})$ ile verilir.

$$\frac{1}{\bar{M}_{pl}^2} D(\hat{t}) = \frac{1}{\bar{M}_{pl}^2} \sum_n \frac{1}{\hat{t} - m_n^2} \equiv \frac{4\pi}{\Lambda_T^4} \quad (5.17)$$

ADD modelinde, Kaluza-Klein uyarılmış durumları için graviton kütleleri yaklaşık eV mertebesindeki kütle farklarıyla birbirlerinden ayrılmış olduklarından graviton propagatöründeki toplam ifadesi integrale dönüşür. Ancak bu integral ultraviyole ıraksaklık içerdiğinden regülarize edilmesi gerekir. Regülarizasyon bir kesilim skalası koyarak gerçekleştirilebilir. Literatürde farklı regülarizasyonlar kullanılmıştır. Yapılan çalışmada Giudice et al. (1999) tarafından gerçekleştirilen regülarizasyonu kullanılmıştır. Denklemden yer alan Λ_T kesilim skalasıdır ve sicim teorisine göre $M_D > \Lambda_T$ olduğundan bu skala kullanılarak M_D için bir alt limit belirlenmeye çalışılmıştır.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için tesir kesiti,

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX) = \sum_q \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} dx_1 \int_0^1 dx_2 \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right) \left(\frac{dN_q}{dx_2} \right) \hat{\sigma}(\hat{s})_{\gamma q \rightarrow \gamma q} \quad (5.18)$$

denklemini ile bulunur. Burada $\left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right)$ foton dağılım fonksiyonu ve $\left(\frac{dN_q}{dx_2} \right)$ kuark dağılım fonksiyonudur. Gelen foton demeti için eşdeğer foton yaklaşımı kabul edilmiş ve bu nedenle eşdeğer foton dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Kuark dağılım fonksiyonu olarak, MSTW2008 parton dağılım fonksiyonları kullanılmıştır (Martin et al. 2009). Denklemden yer alan x_1 parametresi, esnek saçılan fotonun enerjisinin gelen protonun enerjisine oranı ve x_2 parametresi kuark momentumunun protonun momentumuna oranını göstermektedir.

Fotoüretim süreci ile oluşan fotonların proton içerisinde yer alan kuarklarla etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan süreç için bulunan tesir kesiti kullanılarak ana sürecin tesir kesiti hesaplanmıştır. Burada proton içinde valans ve deniz kuarklar bulunduğu ve her birinin tesir kesitine katkısı olacağından, kuarklar üzerinden toplam alınmalıdır. Burada proton içerisinde üst kuarkın bulunma olasılığı çok zayıf olduğundan bu alt süreç dikkate alınmamıştır. (5.18) denklemindeki toplam içerisindeki alt süreçler,

$$\begin{array}{ll}
\gamma u \rightarrow \gamma u & \gamma \bar{u} \rightarrow \gamma \bar{u} \\
\gamma d \rightarrow \gamma d & \gamma \bar{d} \rightarrow \gamma \bar{d} \\
\gamma c \rightarrow \gamma c & \gamma \bar{c} \rightarrow \gamma \bar{c} \\
\gamma s \rightarrow \gamma s & \gamma \bar{s} \rightarrow \gamma \bar{s} \\
\gamma b \rightarrow \gamma b & \gamma \bar{b} \rightarrow \gamma \bar{b}
\end{array} \tag{5.19}$$

şeklindedir.

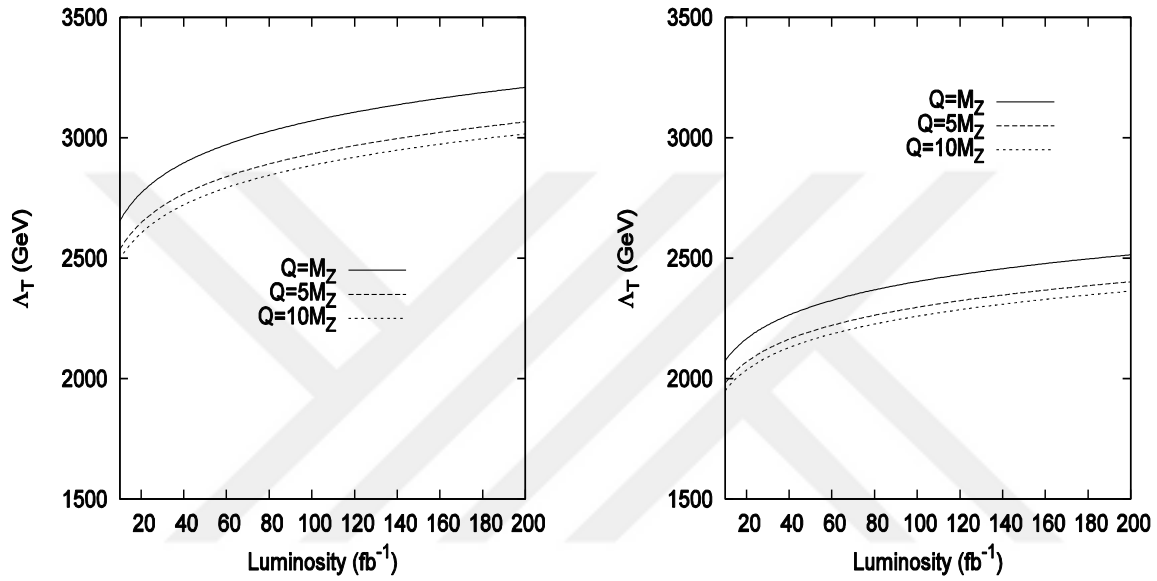
KK gravitonlarının tesir kesitleri üzerindeki etkilerinin deneysel olarak ölçülebilir olup olmadığını belirlemek için istatistiksel analiz yapılması gerekmektedir. $\gamma q \rightarrow \gamma q$ alt süreci için ADD model parametresi Λ_T dir. Tesir kesiti hesabı yapıldıktan sonra χ^2 analizi yapılarak Λ_T parametresi için %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlar belirlenebilir. χ^2 fonksiyonu,

$$\chi^2 = \left(\frac{\sigma - \sigma_{sm}}{\sigma_{sm} \delta} \right)^2 \tag{5.20}$$

olarak verilmektedir. Denklemden, σ SM ve KK katkılarını içeren tesir kesitini, σ_{sm} SM tesir kesitini ve $\delta = 1/\sqrt{N}$ istatistiksel hatayı göstermektedir. Burada N, incelenilen sürece ait olay sayısıdır ve $N = S \times E \times \sigma_{SM} \times L_{INT}$ bağıntısı ile bulunur. Burada S, eşdeğer foton yaklaşımı altında foton yayan bir protonun ikincil etkileşmeler nedeniyle parçalanmadan hayatta kalma olasılığını, E jet belirleme etkinliğini, σ_{SM} Standart Model tesir kesitini, L_{INT} integre edilmiş LHC ışınlılığını göstermektedir. İstatistiksel analiz sırasında S=0,7 ve E=0,6 olarak alınmıştır.

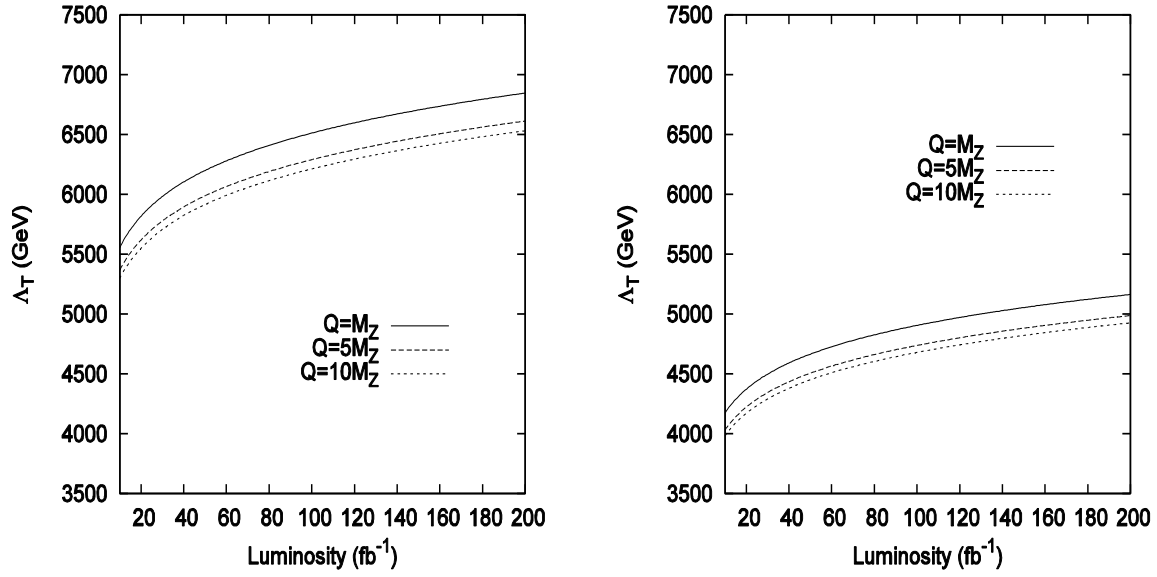
Hesaplamalarda LHC ileri dedektörleri için dört farklı kabullenim (acceptance) değeri dikkate alınmıştır. Bu kabullenim değerleri, $0,0015 < \xi < 0,15$, $0,0015 < \xi < 0,5$, ve CMS-TOTEM ve AFP (ATLAS Forward Physics) senaryolarında önerilen değer aralıklarının alt bölgeleri $0,1 < \xi < 0,15$ ve $0,1 < \xi < 0,5$ dir. $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $0,0015 < \xi < 0,15$ aralığı için yapılan hesaplamalar sonucunda %95 güvenilirlik düzeyinde Λ_T parametresinin alt sınırlarının integre edilmiş ışınlılığa göre değişimi Şekil 5.5 de incelenmiştir. Bjorken ölçeklendirmesi doğrultusunda yüksek enerjilerde virtüellik bağımlılığı çok azaldığından kuark virtüelliğinin sabit seçilmesi LHC deney şartlarında uygun olabilir. Ancak literatürde Bjorken ölçeklendirmesinden bazı sapmalar olduğu da bilinmektedir. Bu sebeple yapılan istatistiksel analiz sırasında derin inelastik saçılmanın virtüalitesinin $Q^2=(M_Z)^2$, $(5 M_Z)^2$ ve $(10 M_Z)^2$ değerleri için incelemeler yapılarak, virtüalite bağımlılığı da incelenmiştir. Burada M_Z

ile verilen nicelik Z bozonunun kütlesidir. Z bozonu sürecimizde yer almayan bir parçacıktır ancak burada M_Z yalnızca, Standart Model enerjileri ölçeğinde bir nicelik olması ve LHC’ de $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için virtüelitenin yaklaşık bu mertebede olması sebebiyle kullanılmıştır. LHC de ana sürecin kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14TeV$ olduğundan ileri dedektör kabullenim aralıklarının üst limitleri düşünüldüğünde alt sürecin kütle merkezi enerjisi 9900GeV(5422GeV) olur. Bu da inceleme yapılan üç farklı virtüellik değerinin uygun olduğunu göstermiştir (Sahin et al. 2013).



Şekil 5.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için Λ_T nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.

CMS-TOTEM ve AFP (ATLAS Forward Physics) senaryolarında önerilen değer aralıklarının alt bölgeleri olan $0,1 < \xi < 0,15$ ve $0,1 < \xi < 0,5$ aralıkları için yapılan hesaplamalar sonucunda %95 güvenilirlik düzeyindeki Λ_T ‘nin alt sınırlarının integre edilmiş ışınlılığa göre değişimi Şekil 5.6 da incelenmiştir. İstatistiksel analiz sırasında derin inelastik saçılmanın virtüelitesinin $Q^2=(M_Z)^2$, $(5 M_Z)^2$ ve $(10 M_Z)^2$ değerleri için incelemeler yapılmıştır (Sahin et al. 2013).



Şekil 5.6 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için Λ_T 'nin %95 güvenirlilik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınliliğine göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.

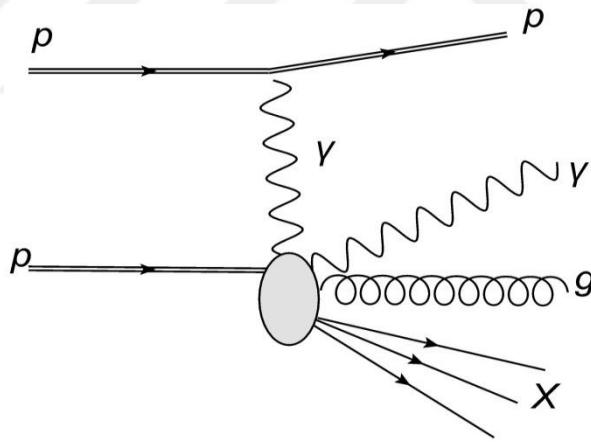
Şekil 5.5 ve Şekil 5.6 birlikte incelendiğinde görülmektedir ki ileri detektör kabullenimi için $0,1 < \xi < 0,5$ ve $0,1 < \xi < 0,15$ alt aralıklarını seçmek Λ_T nin %95 güvenirlilik düzeyindeki alt sınırı için daha iyi sonuçlar vermiştir. Dikkat edilirse bu alt aralıklar CMS-TOTEM ve AFP kabullenim aralıklarının yüksek enerjili bir bölgesini içerir ve fotonların nispeten düşük enerjili olduğu $0,0015 < \xi < 0,1$ bölgesini dışarıda bırakır. Tesir kesitinin graviton değiş-tokuşunu içeren terimleri Standart Model terimlerine göre yüksek momentum bağıllığına sahiptirler. Bu nedenle, CMS-TOTEM veya AFP kabullenim aralıklarının düşük enerjili bir bölgesinin dışarıda bırakılması, graviton değiş-tokuşunu içeren terimlerin katkılarında önemli bir ölçüde değişikliğe sebep olmazken, SM' den gelen katkıyı dikkate değer bir ölçüde azaltır. Bu durum χ^2 fonksiyonunun büyümesine yol açmaktadır. $0,1 < \xi < 0,5$ ve $0,1 < \xi < 0,15$ alt aralıkları için limitler bu sebeple $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $0,0015 < \xi < 0,15$ için limitlere göre daha kuvvetlidirler. $0,1 < \xi < 0,5$ ve $0,1 < \xi < 0,15$ alt aralıklarından farklı alt bölgeler seçmek de mümkündür. Ancak yapılan detaylı hesaplamalar $\xi_{\min}$ için optimum değer 0,1 civarında olduğunu göstermektedir. Yapılan hesaplamalar, Bjorken ölçeklendirmesine uygun olarak farklı virtüallite değerlerinin seçilmesinin limitlerde önemli bir değişiklik meydana getirmediğini göstermiştir.

ADD büyük ek boyutlar modeli için yapılan deneysel çalışmalarda Λ_T için alt sınırlar belirlenmiştir (Marionneau 2013, Aad et al. 2013). Literatürde yer alan bu çalışmalarda

ATLAS ve CMS deneylerinde elde edilen veriler ile bulunan Λ_T 'nin alt sınırları ile, tez çalışmasında bulunan $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için Λ_T 'nin %95 güvenirlilik düzeyindeki alt sınırları karşılaştırdığında, $0,1 < \xi < 0,5$ kabullenim aralığı için sonuçların deneysel verilerden daha kuvvetli olduğu görülmektedir. Ayrıca literatürde ADD büyük ek boyutlar modeli, foton-foton etkileşme süreçleri olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\gamma\gamma p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\bar{t}t p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p l^+ l^- p$ reaksiyonları ile incelenmiştir (Atağ et al. 2009, Atağ et al. 2010, İnan and Billur 2011). Bu çalışmalarda bulunan Λ_T için alt sınırlar ile, tez çalışmasında bulunan sınırlar karşılaştırıldığında daha iyi sonuçlar elde edildiği görülmektedir. Bu durum foton-kuark etkileşmesinin foton-foton etkileşmesinden daha yüksek olasılığa sahip olmasının bir sonucudur.

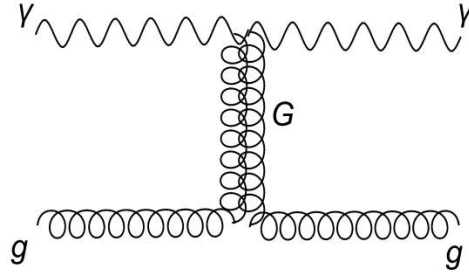
5.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasında ikinci olarak $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için, LHC deney koşulları ile, ADD uzaysal ek boyutlar modeli araştırılmıştır. Ana sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.7 gibidir.



Şekil 5.7 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ ana süreci için Feynman diyagramı.

Alt süreç olan $\gamma g \rightarrow \gamma g$ süreci Standart Model ağaç mertebesinde katkılar içermemektedir. $\gamma g \rightarrow \gamma g$ alt sürecine Standart Model'den gelen katkıların en az 1-halka mertebesinde olmasından dolayı ADD model katkıları yanında çok küçük kalacaktır. Bu sebeple Standart Model katkıları ihmal edilmekte ve yalnızca ADD model katkılarını içeren bir graviton değiş-tokuş diyagramı bulunmaktadır (Şekil 5.8).



Şekil 5.8 $\gamma g \rightarrow \gamma g$ alt süreci için Feynman diyagramı.

Şekil 5.8 de verilen diyagramdan ADD ek boyut modeli için Feynman kuralları kullanılarak genlik kare hesabı yapılmıştır. Bu hesaplamalarda Giudice, Rattazi ve Wells' in 1999 yılında yazdıkları makalelerinde yer alan Feynman kuralları kullanılmıştır. KK graviton değişimi içeren Feynman diyagramı incelendiğinde, foton-foton-graviton etkileşme köşesi, gluon-gluon-graviton etkileşme köşesi ve graviton prapagatör terimi içermektedir. Foton-foton-graviton ve gluon-gluon-graviton etkileşme köşeleri için köşe faktörü daha önceki kısımda Şekil 4.3 denklemi ile verilmiştir. Graviton propagatör ifadesi ise (4.66) denklemi ile verilmiştir. Genlik kare ifadesi,

$$|M|^2 = \frac{1}{4\bar{M}_{pl}^4} |D(\hat{t})|^2 (8s^4 + 8u^4) \quad (5.21)$$

şeklindedir. Genlik kare içerisinde yer alan $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ Mandelstam parametrelerini, $\bar{M}_{pl} = M_{pl}/\sqrt{8\pi}$ indirgenmiş Planck kütlesini göstermektedir. KK modlarından toplamından oluşan graviton propagatör çarpanı $D(\hat{t})$ ise daha önce denklem (5.17) ile tanımlanmıştır.

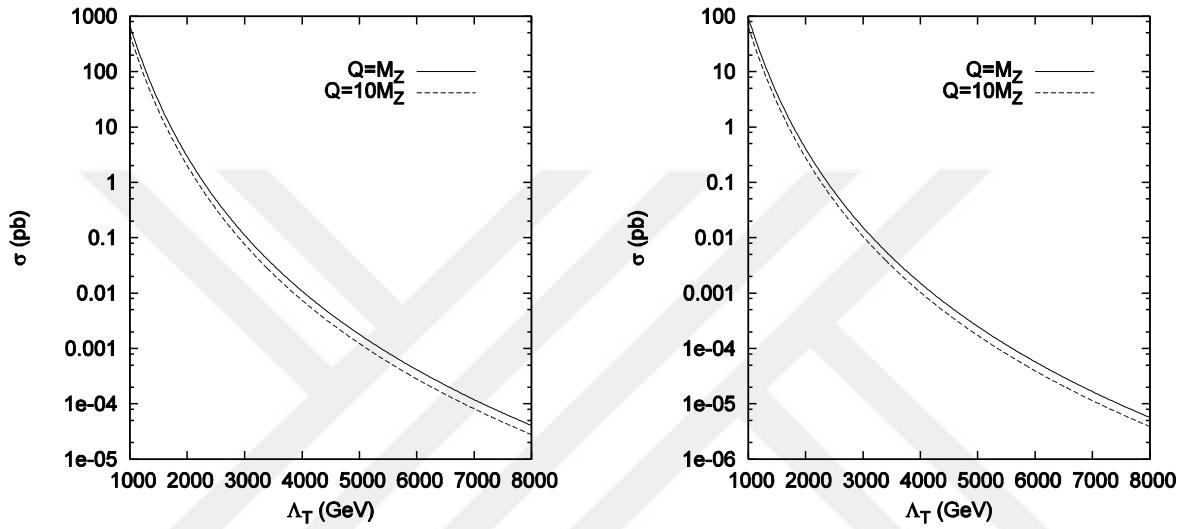
$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için tesir kesiti, alt sürecinin tesir kesitinin gluon ve foton dağılım fonksiyonları üzerinden integrasyonu ile,

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} dx_1 \int_0^1 dx_2 \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right) \left(\frac{dN_g}{dx_2} \right) \hat{\sigma}(\hat{s})_{\gamma g \rightarrow \gamma g} \quad (5.22)$$

hesaplanır. Burada $\left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right)$ foton dağılım fonksiyonu ve $\left(\frac{dN_g}{dx_2} \right)$ gluon dağılım fonksiyonudur. Gelen foton demeti için eşdeğer foton yaklaşımı kabul edilmiş ve bu nedenle eşdeğer foton dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Gluon dağılım fonksiyonu olarak, MSTW2008 parton dağılım fonksiyonları kullanılmıştır (Martin et al. 2009). Denklemden yer alan x_1 parametresi,

esnek saçılan fotonun enerjisinin gelen protonun enerjisine oranı ve x_2 parametresi gluon momentumunun protonun momentumuna oranını göstermektedir.

İlgilenilen sürecin hesaplanan tesir kesiti, bu sürecin standart model ötesindeki fiziğe katkısı hakkında bilgi verecektir. Bu süreç ile ilgili olarak iki farklı ileri dedektör kabullenim aralığı ve iki farklı derin inelastik saçılma virtüallitesi için tesir kesitinin Λ_T parametresine bağlılığı Şekil 5.9 'da incelenmiştir.

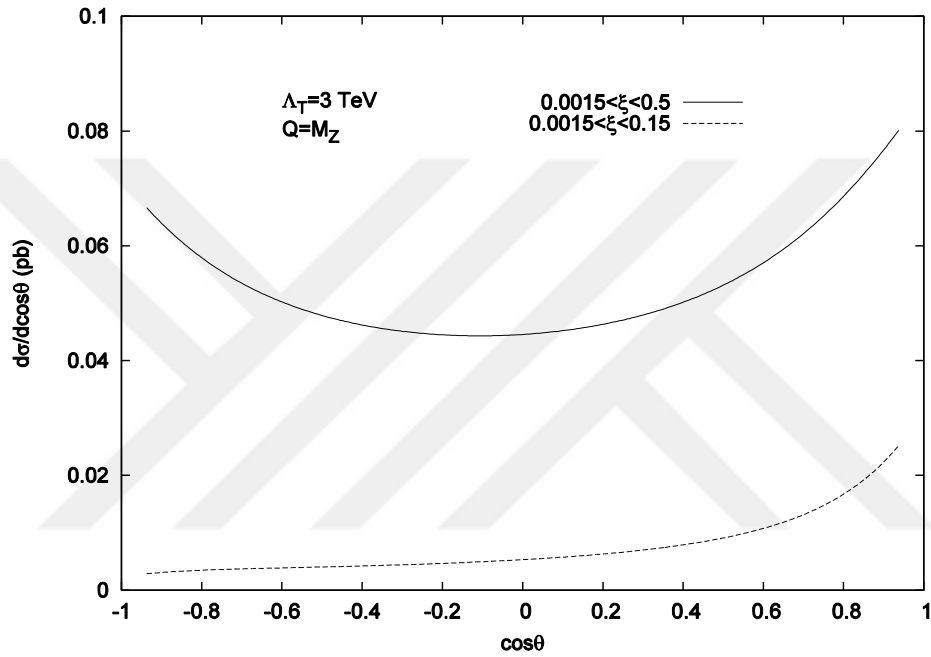


Şekil 5.9 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için toplam tesir kesitinin Λ_T parametresine bağlılığı. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenimleri dikkate alınmıştır.

Hesaplamalar sırasında derin inelastik saçılmanın virtüallitesinin $Q^2 = (M_Z)^2$ ve $Q^2 = (10 M_Z)^2$ değerleri dikkate alınmıştır. Burada M_Z , Z bozonunun kütesidir. Z bozonun kütesi yalnızca SM enerji ölçeğini gösteren bir sabit olarak kullanılmıştır. LHC'deki foton-proton saçılmasında protona aktarılan momentumun karesi kaba bir yaklaşımla $(M_Z)^2 < -q^2 < (10 M_Z)^2$ aralığında düşünülebildiğinden virtüallite için bu değerler alınmıştır. Şekil 5.9'daki grafiklerden görüldüğü gibi virtüallitenin farklı değerleri tesir kesitinde dikkate değer bir değişiklik meydana getirmemiştir. Bu durum, Bjorken ölçeklendirmesinin (Bjorken scaling) bir sonucudur.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ sürecinde meydana gelen son durum gluonlarının açısall davranışının kendine has özelliklerinden dolayı Standart Model ötesindeki fizik ile ilgili bilgi verebileceği düşünülmektedir. Bu gluonların açısall davranışlarının proton kalıntısı olarak ortaya çıkan

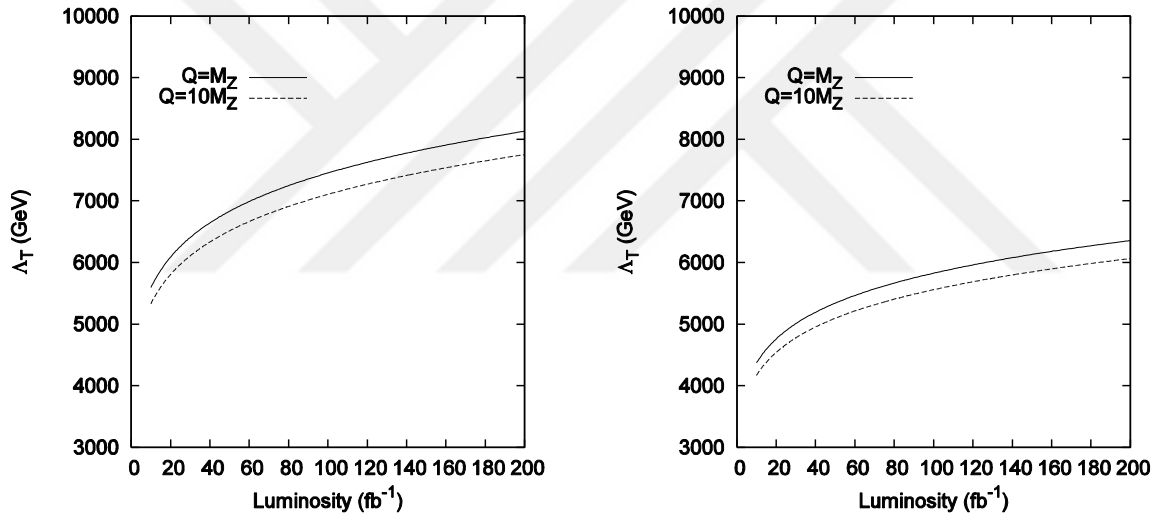
gluonlardan farklı olabileceği beklenir. Bu nedenle son durum gluonları için açısal dağılım hesabı yapılmıştır. Laboratuvar çerçevesinde gelen gluon ile saçılan gluon arasındaki açıya göre diferansiyel tesir kesitinin değişimi incelenmiştir. Bu inceleme de kesilim skalası $\Lambda_T = 3 \text{ TeV}$ ve derin inelastik saçılma virtüalitesi Z bozonun kütlesi olarak alınmıştır. Bjorken ölçeklendirmesine göre derin inelastik saçılma virtüalitesi tesir kesitinde önemli bir değişikliğe sebep olmadığından sabit bir değer seçilmiştir. İki farklı ileri dedektör kabullenim aralığı için grafik çizilmiştir.



Şekil 5.10 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ sürecindeki son durum gluonlarının açısal dağılımları.

Şekil 5.10 incelendiğinde ileri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ aralığında bulunduğu gelen fotonların enerjisinin üst limiti daha yüksek olduğundan diferansiyel tesir kesiti de daha yüksek çıkmıştır. Bunun yanında $\cos\theta$ pozitif değerleri ile negatif değerleri simetrik sonuç vermemektedir. Bu da saçılan gluonun gelen gluon tarafına yönelme olasılığının daha fazla olduğunu göstermektedir. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$ olduğunda $\cos\theta$ 'nın pozitif değerleri ile negatif değerleri arasındaki asimetriklik artmaktadır. Gelen proton enerjisinin daha az kısmını burada fotona aktaracağından, gelen gluonun enerjisi Bjorken parametresi gereğince fotonun yanında daha yüksek olacak ve saçılan gluonlar daha fazla gelen gluon tarafında bulunacaktır.

Son olarak $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için istatistiksel analizi ADD modeli kapsamında gerçekleştirdik. İncelediğimiz bu sürecin alt süreci olan $\gamma g \rightarrow \gamma g$ süreci için tesir kesiti hesabı yapılırken, ağaç mertebesinde Standart Model katkıları bulunmadığından ve SM katkıları en az 1-halka mertebesinde olduğundan, SM katkısı olmadığı düşünülmüştür. Bu sebeple SM olay sayısı sıfır olarak alınmıştır. Beklenen olay sayısının düşük olduğu durumlarda kullanılan bir istatistiksel analiz metodu olan Poisson analizi ile Λ_T parametresi için alt limitler belirlenmiştir (Particle data group 2012). LHC deney koşulları altında olay sayısı, $N = S \times E \times \sigma \times L_{INT}$ bağıntısı ile bulunur. Burada S, foton yayan bir protonun ikincil etkileşmeler nedeniyle parçalanmadan hayatta kalma olasılığını, E jet belirleme etkinliğini, σ toplam tesir kesitini, L_{INT} integre edilmiş LHC ışınliliğini göstermektedir. İstatistiksel analiz sırasında S=0,7 ve E=0,6 olarak alınmıştır. Poisson analizi sonucunda Λ_T 'nin alt limitlerinin integre edilmiş LHC ışınliliğine göre değişimi Şekil 5.11' de incelenmiştir.

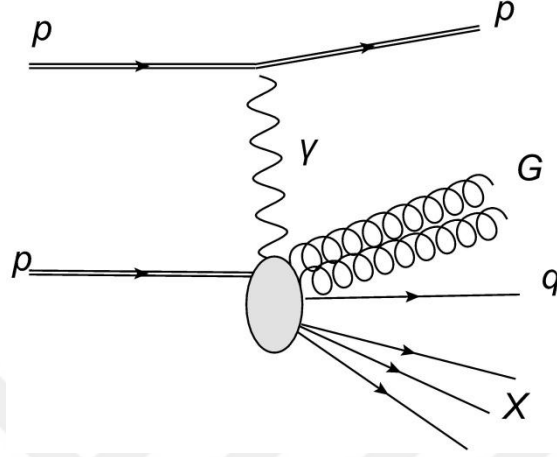


Şekil 5.11 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için Λ_T 'nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının integre edilmiş ışınliliğe göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralığı dikkate alınmıştır.

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma gX$ süreci için yapılan istatistiksel analiz sonucunda Λ_T için bulunan alt limitler, iki farklı ileri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $0,0015 < \xi < 0,15$ için oldukça kuvvetlidir.

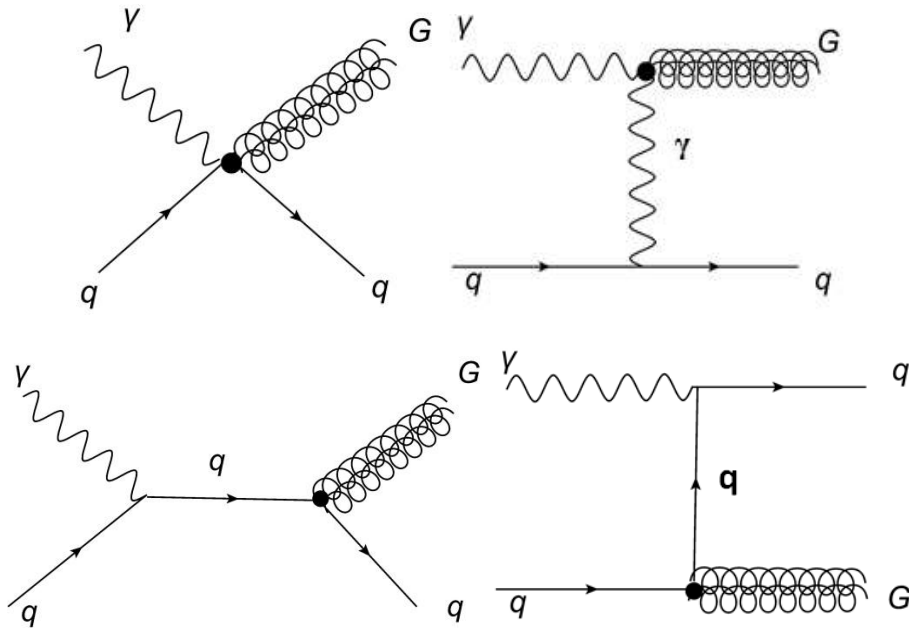
5.5 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasında üçüncü olarak graviton emisyon süreci olan $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ süreci için LHC deney koşulları ile ADD uzaysal ek boyutlar modeli araştırılmıştır. Ana sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.12'deki gibidir.



Şekil 5.12 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ süreci için Feynman diyagramı.

Alt süreç olan $\gamma q \rightarrow Gq$ süreci ise SM'de yer almadığından yalnızca ADD model katkılarını içeren ağaç mertebesinde 4 adet Feynman diyagramı bulunmaktadır (Giudice et al. 1999). Alt sürecin Feynman diyagramları Şekil 5.13'deki gibidir.



Şekil 5.13 $\gamma q \rightarrow Gq$ Alt süreci için Feynman diyagramları.

Bu süreç için de ADD ek boyut modelindeki Feynman kuralları kullanılarak genlik kare hesabı yapılmıştır. Bu hesaplamalarda Giudice, Rattazi ve Wells' in (1999) yazdıkları makalelerinde yer alan Feynman kuralları kullanılmıştır. Feynman diyagramları incelendiğinde, foton-foton-graviton, fermiyon-fermiyon-graviton ve dörtlü foton-graviton-fermiyon-fermiyon etkileşme köşelerini içerdikleri görülür. Genlik kare hesaplamalarında foton-foton-graviton köşesi için Şekil 4.3' de yer alan köşe faktörü denklemi, fermiyon-fermiyon-graviton köşesi için Şekil 4.4' deki köşe faktörü denklemi ve foton-graviton-fermiyon-fermiyon köşesi için ise Şekil 4.5' deki köşe faktörü denklemi kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. Ayrıca graviton son durum parçacığı olarak meydana geldiğinden tamlik bağıntısı olarak denklem (4.66) kullanılmıştır. Sürecin genlik karesi Mathematica programı yardımıyla analitik olarak hesaplanmıştır. Elde edilen genlik kare ifadesi şu şekildedir,

$$|M|^2 = |M_1 + M_2 + M_3 + M_4|^2 \quad (5.23)$$

$$|M_1|^2 = -\frac{(qg_e)^2}{12m^2\bar{M}_{pl}^2} [40(m^4 - (\hat{s} - \hat{t} + \hat{u})m^2 + \hat{s}\hat{u})] \quad (5.24)$$

$$|M_2|^2 = -\frac{(qg_e)^2}{3\hat{t}^2m^4\bar{M}_{pl}^2} [2(3m^{10} - 6\hat{t}m^8 - 3((\hat{s} + \hat{u})^2 - 2\hat{t}^2)m^6 + \hat{t}(6\hat{s}^2 + \hat{t}\hat{s} - 6\hat{t}^2 + 6\hat{u}^2 + \hat{t}\hat{u})m^4 - \hat{t}^2(4\hat{s}^2 + (\hat{t} - 4\hat{u})\hat{s} - (3\hat{t} - 4\hat{u})(\hat{t} + \hat{u}))m^2 + \hat{t}^3(\hat{s}^2 + \hat{u}^2))] \quad (5.25)$$

$$|M_3|^2 = -\frac{(qg_e)^2}{48\hat{s}^2m^4\bar{M}_{pl}^2} [4\hat{s}(2m^8 - (5\hat{s} + \hat{t} - 4\hat{u})m^6 + 2(2\hat{s}^2 - 4\hat{u}\hat{s} + (\hat{t} + \hat{u})(\hat{t} + 2\hat{u}))m^4 - (\hat{s} + 3\hat{t} - 2\hat{u})(-\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})^2m^2 + 2\hat{s}\hat{t}(-\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})^2)] \quad (5.26)$$

$$|M_4|^2 = -\frac{(qg_e)^2}{48\hat{u}^2m^4\bar{M}_{pl}^2} [4\hat{u}(2m^8 + (4\hat{s} - \hat{t} - 5\hat{u})m^6 + 2(2\hat{s}^2 + 3\hat{t}\hat{s} - 4\hat{u}\hat{s} + \hat{t}^2 + 2\hat{u}^2)m^4 + (2\hat{s} - 3\hat{t} - \hat{u})(\hat{s} + \hat{t} - \hat{u})^2m^2 + 2\hat{t}(\hat{s} + \hat{t} - \hat{u})^2\hat{u})] \quad (5.27)$$

$$M_{12}^\dagger + M_{21}^\dagger = -\frac{(qg_e)^2}{6\hat{t}m^2\bar{M}_{pl}^2} [20(2m^6 - (2\hat{s} + \hat{t} + 2\hat{u})m^4 + 2\hat{t}(\hat{s} + \hat{u})m^2 - \hat{t}(\hat{t}^2 + 2\hat{s}\hat{u}))] \quad (5.28)$$

$$M_{13}^\dagger + M_{31}^\dagger = -\frac{(qg_e)^2}{24\hat{s}m^4\bar{M}_{pl}^2} [32m^8 - (60\hat{s} - 4\hat{t} + 68\hat{u})m^6 + 8(3\hat{s}^2 + (\hat{t} + 7\hat{u})\hat{s} + (\hat{t} + \hat{u})(2\hat{t} + 5\hat{u}))m^4 + 4(\hat{s}^3 - 3(\hat{t} - \hat{u})\hat{s}^2 + 3(\hat{t} - 5\hat{u})(\hat{t} + \hat{u})\hat{s} - (\hat{t} + \hat{u})^3)m^2 - 16\hat{s}(\hat{s} - \hat{t} - \hat{u})\hat{u}(\hat{t} + \hat{u})] \quad (5.29)$$

$$M_{14}^\dagger + M_{41}^\dagger = -\frac{(qg_e)^2}{24\hat{u}m^4\bar{M}_{pl}^2} [4(8m^8 + (-17\hat{s} + \hat{t} - 15\hat{u})m^6 + 2(5\hat{s}^2 + 7(\hat{t} + \hat{u})\hat{s} + 2\hat{t}^2 + 3\hat{u}^2 + \hat{t}\hat{u})m^4 + (-\hat{s} + \hat{t})^3 - 3(5\hat{s} - \hat{t})\hat{u}(\hat{s} + \hat{t}) + \hat{u}^3 + 3(\hat{s} - \hat{t})\hat{u}^2)m^2 + 4\hat{s}(\hat{s} + \hat{t})(\hat{s} + \hat{t} - \hat{u})\hat{u})] \quad (5.30)$$

$$M_{23}^\dagger + M_{32}^\dagger = \frac{(qg_e)^2}{12\hat{t}\hat{s}m^4\bar{M}_{pl}^2} [2((-13\hat{s} - 3\hat{t} + 3\hat{u})m^8 + 2(12\hat{s}^2 + 9\hat{t}\hat{s} - 4\hat{t}^2 + 4(\hat{s} + \hat{t})\hat{u})m^6 - (12\hat{s}^3 + (6\hat{t} + 9\hat{u})\hat{s}^2 + \hat{t}(25\hat{t} + 13\hat{u})\hat{s} - (\hat{t} - \hat{u})(13\hat{t}^2 + 24\hat{u}\hat{t} + 3\hat{u}^2))m^4 + (\hat{s}^4 + (\hat{u} - 6\hat{t})\hat{s}^3 + (11\hat{t}^2 + 16\hat{u}\hat{t} - \hat{u}^2)\hat{s}^2 + (8\hat{t}^3 + 15\hat{u}\hat{t}^2 - 2\hat{u}^2\hat{t} - \hat{u}^3)\hat{s} - 2\hat{t}(\hat{t} - \hat{u})(\hat{t} + \hat{u})(\hat{t} + 6\hat{u}))m^2 + 2\hat{t}(\hat{s} - \hat{t} - \hat{u})(\hat{u}^3 - \hat{t}^2\hat{u} + \hat{s}^2(2\hat{t} + 3\hat{u})))] \quad (5.31)$$

$$M_{24}^\dagger + M_{42}^\dagger = -\frac{(qg_e)^2}{12\hat{t}\hat{u}m^4\bar{M}_{pl}^2} [2((-3\hat{s} + 3\hat{t} + 13\hat{u})m^8 - 2(-4\hat{t}^2 + 9\hat{u}\hat{t} + 12\hat{u}^2 + 4\hat{s}(\hat{t} + \hat{u}))m^6 + (3\hat{s}^3 + 21\hat{t}\hat{s}^2 - 11\hat{t}^2\hat{s} - 13\hat{t}^3 + 12\hat{u}^3 + 3(3\hat{s} + 2\hat{t})\hat{u}^2 + \hat{t}(13\hat{s} + 25\hat{t})\hat{u})m^4 - (\hat{u}^4 + (\hat{s} - 6\hat{t})\hat{u}^3 - (\hat{s}^2 - 16\hat{t}\hat{s} - 11\hat{t}^2)\hat{u}^2 - (\hat{s}^3 + 2\hat{t}\hat{s}^2 - 15\hat{t}^2\hat{s} - 8\hat{t}^3)\hat{u} + 2(\hat{s} - \hat{t})\hat{t}(\hat{s} + \hat{t})(6\hat{s} + \hat{t}))m^2 + 2\hat{t}(\hat{s} + \hat{t} - \hat{u})(\hat{s}^3 - \hat{t}^2\hat{s} + 3\hat{u}^2\hat{s} + 2\hat{t}\hat{u}^2)))] \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned}
M_{34}^\dagger + M_{43}^\dagger = & \frac{(qg_e)^2}{48\hat{s}\hat{u}m^4\bar{M}_{Pl}^2} [4 \left(8\hat{t}m^8 + (\hat{s}^2 - 15\hat{t}\hat{s} - 2\hat{u}\hat{s} - 30\hat{t}^2 + \hat{u}^2 - 15\hat{t}\hat{u})m^6 \right. \\
& - 2(3\hat{s}^3 - 3\hat{u}\hat{s}^2 - (13\hat{t}^2 + 36\hat{u}\hat{t} + 3\hat{u}^2)\hat{s} + 6\hat{t}^3 + 3\hat{u}^3 - 13\hat{t}^2\hat{u})m^4 \\
& - (-3\hat{s}^4 - (13\hat{t} + 8\hat{u})\hat{s}^3 - (13\hat{t}^2 + 13\hat{u}\hat{t} + 22\hat{u}^2)\hat{s}^2 \\
& - (13\hat{t}^3 + 18\hat{u}\hat{t}^2 + 13\hat{u}^2\hat{t} - 8\hat{u}^3)\hat{s} \\
& + (2\hat{t} - 3\hat{u})(\hat{t} - \hat{u})(\hat{t} + \hat{u})(5\hat{t} + \hat{u})m^2 \\
& \left. + 2(\hat{s} - \hat{t} - \hat{u})(\hat{s} + \hat{t} - \hat{u})(\hat{s}^3 - \hat{u}\hat{s}^2 - (\hat{t} + \hat{u})^2\hat{s} + \hat{u}^3 - \hat{t}^2\hat{u}) \right)]
\end{aligned} \tag{5.33}$$

Burada $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ Mandelstam parametrelerini ve m gravitonun kütlesini göstermektedir (Graviton kütleleri n indisi ile indislenmişlerdir ancak kısa yazım amacıyla bu indis gösterilmemiştir.). $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ olarak tanımlanan elektromagnetik bağlaşım sabiti ve Q kuarkın yükünün pozitron yükünün birim olduğu birim sistemindeki değerini göstermektedir. Örneğin; u, c ve t kuark için $Q = 2/3$ ve d, s ve b kuark için $Q = -1/3$ dür. $\bar{M}_{Pl} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi}$ indirgenmiş Planck kütlesini göstermektedir. $|M_1|^2, |M_2|^2, |M_3|^2$ ve $|M_4|^2$ ifadeleri sırası ile herbir Feynman diyagramının genlik karesine, $M_{12}^\dagger, M_{21}^\dagger, M_{13}^\dagger, M_{31}^\dagger, M_{14}^\dagger, M_{41}^\dagger, M_{24}^\dagger, M_{42}^\dagger, M_{34}^\dagger, M_{43}^\dagger$ ifadeleri ise çapraz terimlere karşılık gelmektedir. ($M_{12}^\dagger = M_1 \times M_2^\dagger$).

$pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ süreci için tesir kesiti alt sürecinin tesir kesitinin kuark ve foton dağılım fonksiyonları üzerinden integrasyonu ile hesaplanır;

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX) = \sum_q \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} dx_1 \int_0^1 dx_2 \left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right) \left(\frac{dN_q}{dx_2} \right) \hat{\sigma}(\hat{s})_{\gamma q \rightarrow qG} \tag{5.34}$$

Burada $\left(\frac{dN_\gamma}{dx_1} \right)$ foton dağılım fonksiyonu ve $\left(\frac{dN_q}{dx_2} \right)$ kuark dağılım fonksiyonudur. Gelen foton demeti için eşdeğer foton yaklaşımı kabul edilmiş ve bu nedenle eşdeğer foton dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. Kuark dağılım fonksiyonu olarak, MSTW2008 parton dağılım fonksiyonları kullanılmıştır (Martin et al. 2009). Denklemden yer alan x_1 parametresi, esnek saçılan fotonun enerjisinin gelen protonun enerjisine oranı ve x_2 parametresi kuark momentumunun protonun momentumuna oranını göstermektedir. $\gamma q \rightarrow qG$ alt sürecindeki kuark $q = u, d, s, c, b, \text{anti-}u, \text{anti-}d, \text{anti-}s, \text{anti-}c$ ve $\text{anti-}b$ olabileceğinden 10 ayrı alt süreç için katkılar toplanarak $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ süreci için tesir kesiti hesaplanmıştır.

Tez çalışmasında daha önce incelenen $\gamma q \rightarrow \gamma q$, $\gamma g \rightarrow \gamma g$ süreçlerinde ADD model katkıları virtüel graviton değişimi ile gerçekleşirken, $\gamma q \rightarrow qG$ sürecinde gerçel graviton üretimi ile gerçekleşmektedir. İncelediğimiz ilk iki süreçte KK gravitonları yalnızca aracı parçacık olarak kullanılmış ve prapagatör teriminde etkin olmuştur. Daha önceki kısımda KK graviton prapagatör terimi denklem (5.17) ile verilen regülarizasyon sonucunda Λ_T 'ye bağlı olarak elde edilmiştir. Bu denklem ek boyut sayısı δ ' ya bağlı değildir. Öte yandan gerçel graviton üretimini içeren süreçler için tesir kesiti Λ_T 'ye bağıllık göstermez, Λ_T ile aynı mertebede olduğu kabul edilen M_D temel skalasına bağıllık gösterir.

ADD modelinde LHC enerji seviyelerine çıkıldığında oldukça fazla KK gravitonu üretileceği düşünülmektedir. Her KK gravitonu farklı bir kütle moduna karşılık gelmektedir. Kaluza-

Klein uyarılmış modlarının kütleleri arasındaki farklılık, $\Delta m \approx \frac{M_D^{\frac{2+\delta}{2}}}{\bar{M}_{pl}^\delta}$ mertebesindedir. Burada

δ ek boyut sayısını göstermektedir. Denklemden yer alan $M_D \approx 1 TeV$ alınırsa, $\delta = 4, 6, 8$ için sırasıyla $\Delta m \approx 20$ KeV, 7 MeV ve 0,1 GeV olur. İncelediğimiz $\gamma q \rightarrow qG$ alt sürecinde farklı kütle modlarına sahip son durum gravitonları olacağından, tüm mümkün son durum tesir kesitleri toplanarak toplam tesir kesiti bulunur. $\delta \leq 6$ olduğu durumla ilgilenirsek Δm çok küçük olur ve son durum gravitonları üzerinden toplam bir integrasyon olarak düşünülebilir. Kaluza-Klein indisinin $|n|$ ile $|n|+dn$ arasında bulunduğu modların sayısı,

$$dN = S_{\delta-1} |n|^{\delta-1} dn, \quad S_{\delta-1} = \frac{2\pi^{\delta/2}}{\Gamma(\delta/2)} \quad (5.35)$$

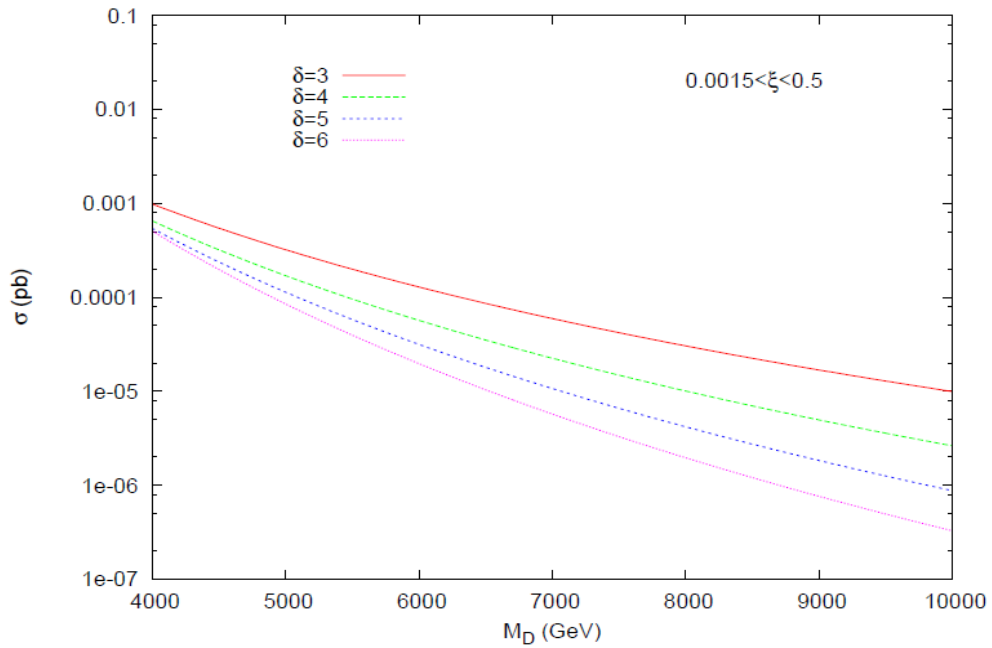
olarak verilir. Burada $S_{\delta-1}$, δ boyuttaki birim kürenin yüzey alanıdır. Tüm $\frac{d\sigma_m}{dt}$ ifadesi m kütesine sahip tek bir gravitonu üretmek için diferansiyel tesir kesiti olmak üzere,

$$\frac{d^2\sigma}{dm dt} = \frac{2\pi^{\delta/2}}{\Gamma(\delta/2)} \frac{\bar{M}_{pl}^2}{M_D^{2+\delta}} m^{\delta-1} \frac{d\sigma_m}{dt} \quad (5.36)$$

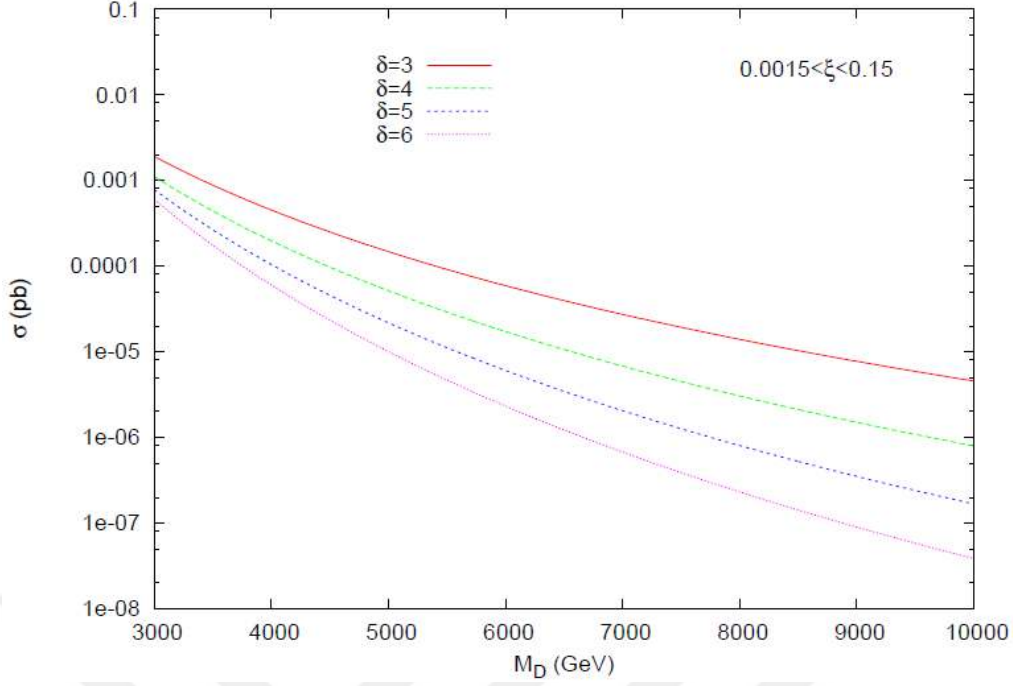
eşitliği yazılabilir. Bu durumda, tüm son durum gravitonları üzerinden toplam içeren alt sürecin tesir kesiti,

$$\sigma = \iint \left(\frac{d^2\sigma}{dmdt} \right) dmdt \quad (5.37)$$

şeklinde olur. Alt sürecin tesir kesit ifadesi olan denklem (5.37), denklem (5.34) ile birleştirilerek $pp \rightarrow pyp \rightarrow pGqX$ süreci için tesir kesiti nümerik olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda $pp \rightarrow pyp \rightarrow pGqX$ sürecinin tesir kesitinin M_D temel skalasına olan bağıllığı ek boyut sayısının farklı değerlerinde ve $0,0015 < \xi < 0,5$, $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenimleri için Şekil 5.14 ve Şekil 5.15 'deki gibi bulunmuştur (Sahin et al. 2015). Derin inelastik saçılma virtüalitesi $Q^2=(5 M_Z)^2$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.14 $pp \rightarrow pyp \rightarrow pGqX$ sürecinin toplam tesir kesitinin M_D 'ye göre grafiği. Farklı çizgiler δ ek boyut sayısının farklı değerlerine karşılık gelmektedir. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve derin inelastik saçılma virtüalitesi $Q^2=(5 M_Z)^2$ olarak alınmıştır.

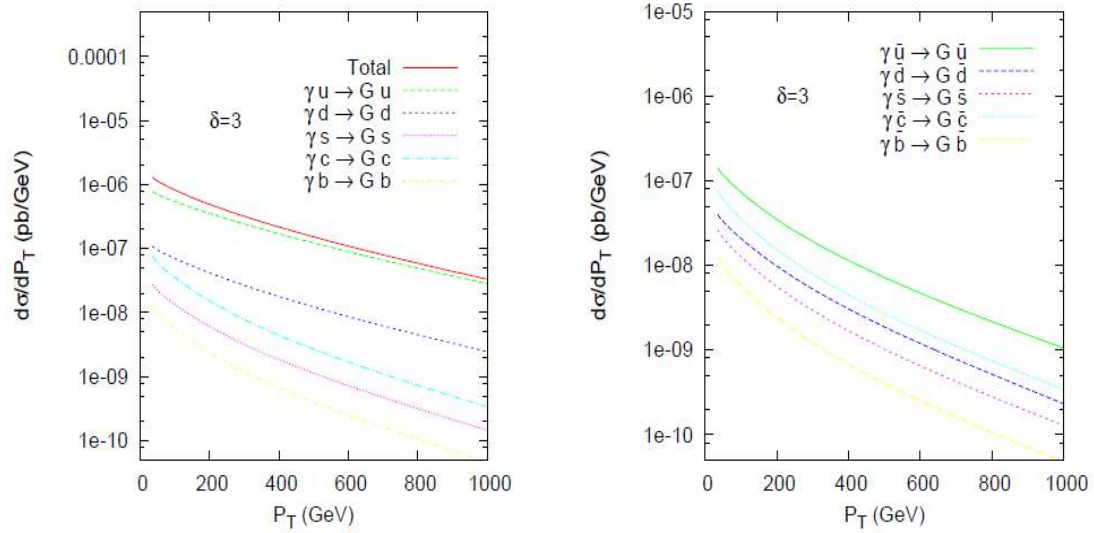


Şekil 5.15 $pp \rightarrow pyp \rightarrow pGqX$ sürecinin toplam tesir kesitinin M_D 'ye göre grafiği. Farklı çizgiler δ ek boyut sayısının farklı değerlerine karşılık gelmektedir. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,15$ ve derin inelastik saçılma virtüallitesi $Q^2=(5 M_Z)^2$ olarak alınmıştır.

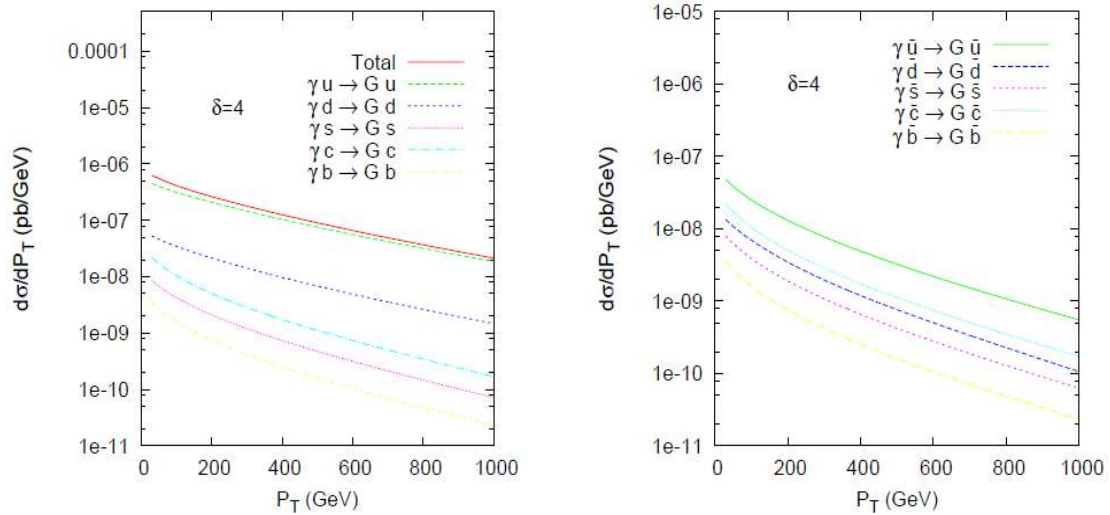
Şekil 5.14 ve Şekil 5.15 birlikte incelendiğinde artan δ değerleri için tesir kesitinin azaldığı görülmüştür. Bunun yanında ek boyutların farklı değerlerinde M_D 'nin büyük değerleri için tesir kesiti değerlerinin birbirinden uzaklaştığı görülmektedir.

ADD modele göre KK gravitonları son durumda çok fazla sayıda kütle durumlarının oluşturduğu bir kule şeklinde düşünülür. KK kuleleri olarak adlandırılan bu gravitonlar dedektörler tarafından tespit edilemez. Modeldeki öngörüye göre bu parçacıklar ekboyutlara kaçarak kayıp sinyale sebep olacaktır. Bu sinyal diğer yeni fizik modellerinden ve SM arka plan olaylarından oldukça farklıdır. KK kulesi içerisinde bulunan gravitonlar yaklaşık olarak sürekli bir kütle dağılımına sahiptir. Bu nedenle son durum alanlarının toplam kütlesi diğer süreçlerde olduğu gibi sabit değildir. Böylece bu durum son durumdaki kayıp momentum dağılımında kendini belli eder. Deneylerde momentum ölçümleri genellikle enine momentum ölçümlerine dayandığından KK kulesinin enine momentum dağılımını incelemek oldukça faydalı olacaktır. Şekil 5.16, Şekil 5.17, Şekil 5.18 ve Şekil 5.19 da enine momentum p_T 'nin toplam tesir kesiti üzerindeki etkisi farklı ek boyut sayılarına göre incelenmiştir. Bu grafiklerde ileri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ alınmış ve $M_D=5\text{TeV}$ seçilmiştir. İncelemede Şekil 5.14 ve Şekil 5.15 analizimizden farklı olarak, enine momentum

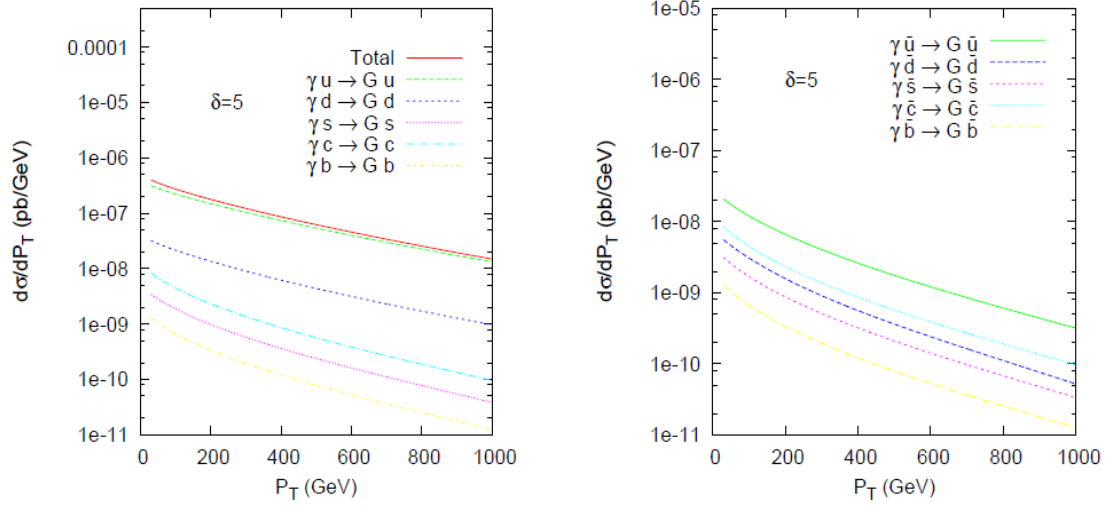
p_T 'nin diferansiyel tesir kesiti üzerindeki etkisi farklı kuark tipleri için farklı olabileceğinden, alt süreçlerin tümünün katkılarının toplanmasının yanında farklı kuark son durumları için alt süreçler ayrı ayrı olarak da hesaplanmıştır (Sahin et al. 2015). Örneğin, u kuark son durumu için $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGuX$ sürecinin diferansiyel tesir kesiti hesaplanmıştır.



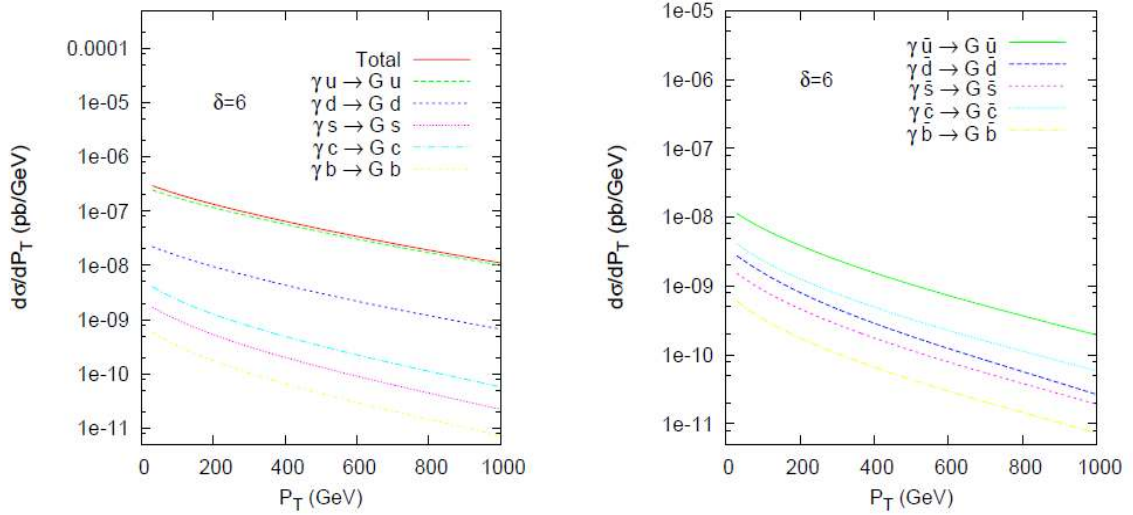
Şekil 5.16 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=3$ ve $M_D = 5TeV$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.17 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=4$ ve $M_D = 5TeV$ olarak alınmıştır.



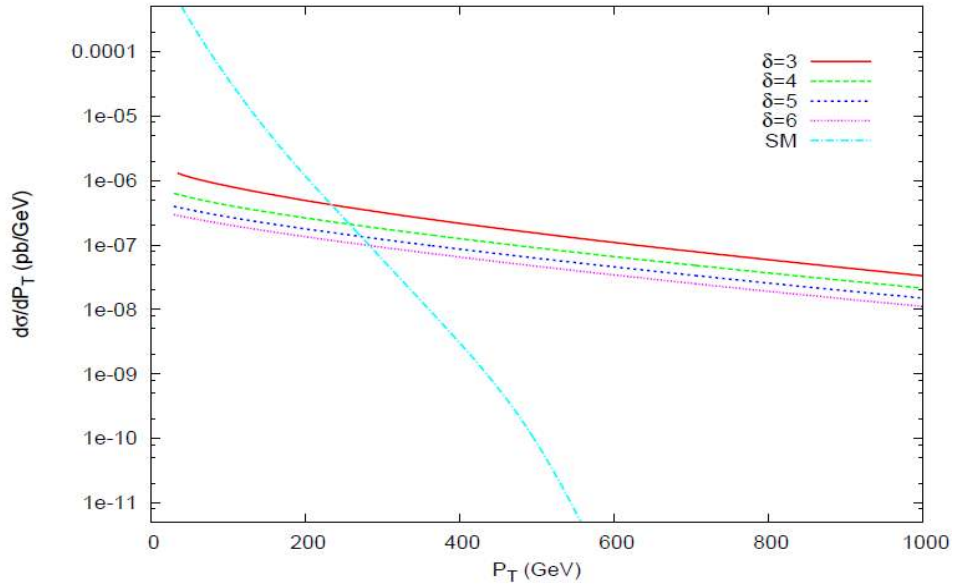
Şekil 5.18 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=5$ ve $M_D = 5TeV$ olarak alınmıştır.



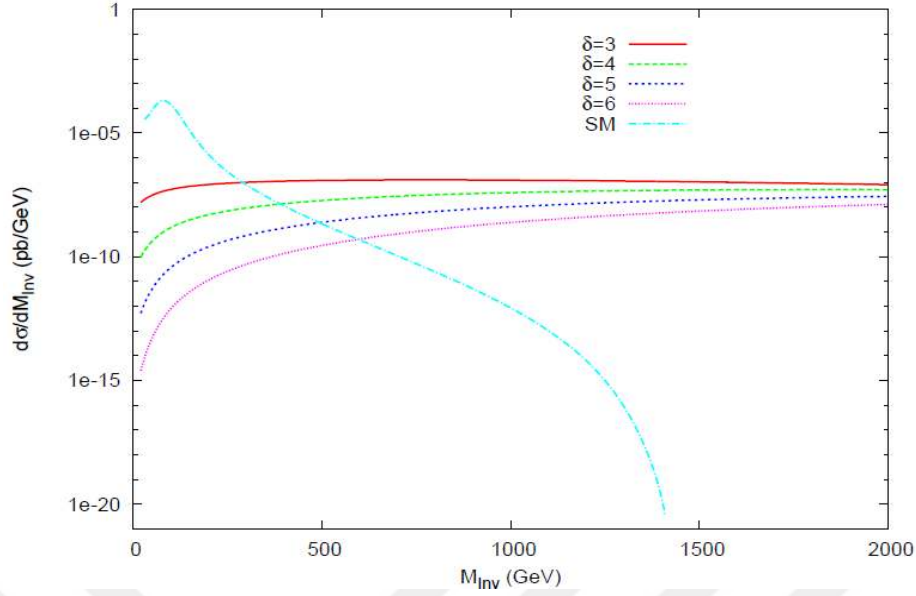
Şekil 5.19 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği. Ek boyut sayısı $\delta=6$ ve $M_D = 5TeV$ olarak alınmıştır.

Şekil 5.16, Şekil 5.17, Şekil 5.18 ve Şekil 5.19 birlikte incelendiğinde artan ek boyut sayısı için enine momentuma göre diferansiyel tesir kesiti azalmıştır. Grafikler incelendiğinde kuarkların bu etkileşmeye girme olasılığının anti kuarklardan fazla olduğu görülmüştür. Proton içerisinde yer alan kuarkların dağılım fonksiyonları farklılık gösterdiğinden etkileşme olasılıkları da değişiklik göstermiştir. Enine momentum p_T 'nin büyük değerleri için tesir kesiti oldukça azalmıştır. KK kulesinin yüksek enine momentum değerleri için böyle bir etkileşme olasılığının oldukça düşük olduğu görülmüştür.

İncelediğimiz süreç için KK gravitonlarının tespiti kayıp enerji sinyali ile olacaktır. Ancak bunun yanında SM’ de yer alan ve kayıp enerji sinyaline sebep olacak başka etkileşmelerde vardır. İncelediğimiz süreç için temel SM arka planı $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\nu\bar{\nu}qX$ reaksiyonundan gelir. Bu etkileşme için alt süreç $\gamma q \rightarrow \nu\bar{\nu}q$ ($q=u,d,c,b,s,\text{anti-}u,\text{anti-}d,\text{anti-}c,\text{anti-}b,\text{anti-}s$) ($\nu = \nu_e, \nu_\tau, \nu_\mu$) şeklindedir. Son durum nötrinoları dedektörler tarafından tespit edilemeyeceğinden, incelenilen $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinde olduğu gibi kayıp enerji sinyali ile tespit edilecektir. Ancak gerçel graviton üretim süreçlerinde son durum gravitonlarının davranışları diğer fizik süreçlerinden oldukça farklıdır. Bu farklılık son durum gravitonlarının tek bir kütle durumunda değil, sürekli kütle dağılımına sahip olmasından kaynaklanmaktadır. İki reaksiyonun son durum parçacıklarının enine momentumlarına ve $M_{inv}(M_{inv} = \sqrt{E^2_{kayıp} - |\vec{P}_{kayıp}|^2})$ invaryant kütle değerlerine göre tesir kesitinin değişimini incelemek, aradaki farkı anlayabilmek için gereklidir (Sahin et al. 2015). Hesaplamalarda ileri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_D = 5\text{TeV}$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.20 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin KK kulesinin enine momentumu ile değişim grafiği ve SM arka planı. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_D=5\text{TeV}$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.21 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pGqX$ sürecinin diferansiyel tesir kesitinin M_{inv} ile değişim grafiği ve SM arka planı. İleri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_D=5\text{TeV}$ olarak alınmıştır.

Şekil 5.20 incelendiğinde SM arka plan etkileşmesinde diferansiyel tesir kesiti artan p_T değerlerine göre hızlı bir şekilde azalmaktadır ve $p_T > 300\text{GeV}$ durumunda ADD model etkileşmesinden tamamen ayrılmaktadır. Şekil 5.21 incelendiğinde benzer bir şekilde SM arka plan etkileşmesinde diferansiyel tesir kesiti artan M_{inv} değerlerine göre hızlı bir şekilde azalmakta ve $M_{inv} > 600\text{ GeV}$ olduğunda ADD model etkileşmesinden tamamen ayrılmaktadır. Etkileşmelere $p_T > 300\text{GeV}$ yada $M_{inv} > 600\text{ GeV}$ kesilimleri konulması ile SM arka plan etkileşmeleri elenebilir.

Son olarak $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için istatistiksel analizi ADD modeli kapsamında gerçekleştirilmiştir. İncelenilen bu sürecin alt süreci olan $\gamma q \rightarrow \gamma G$ süreci SM’de yer almadığından Poisson analizi yapılarak %95 güvenilirlik düzeyinde M_D için alt sınır farklı integre edilmiş lüminosite L_{INT} ve ek boyut sayılarına göre belirlenmiştir. Bu süreç için olay sayısı N , $N = S \times E \times \sigma \times L_{INT}$ bağıntısı ile bulunur. Burada S, foton yayan bir protonun ikincil etkileşmeler nedeniyle parçalanmadan hayatta kalma olasılığını, E jet belirleme etkinliğini, σ toplam tesir kesitini, L_{INT} integre edilmiş LHC ışınlılığını göstermektedir. İstatistiksel analiz sırasında $S=0,7$ ve $E=0,6$ olarak alınmıştır. Ayrıca LHC deney koşulları göz önüne alınarak çıkan kuark ve antikuarklar için psedorapidity $|\eta| < 2,5$ kesilimi uygulanmıştır. Bu süreçte SM tesir kesiti sıfır olduğundan olay sayısı 3’e eşitlenerek %95 güvenilirlik düzeyinde M_D için alt sınırlar belirlenmiştir (Particle data group booklet)

Sonuçlar Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2 ‘ de verilmiştir. Ayrıca daha önceki kısımda elde edilen sonuçlara göre $M_{INV}>600$ GeV olduğunda SM arka plan etkileşmeleri elendiğinden istatistiksel analiz bu şart altında tekrar gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar Çizelge 5.3 ve Çizelge 5.4’de verilmiştir.

Çizelge 5.1 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki M_D ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$ olarak alınmıştır.

Luminosity	$\delta=3$	$\delta=4$	$\delta=5$	$\delta=6$
30 fb ⁻¹	4560(GeV)	4112(GeV)	3552(GeV)	3356(GeV)
50 fb ⁻¹	5028(GeV)	4224(GeV)	3804(GeV)	3608(GeV)
100 fb ⁻¹	5784(GeV)	4748(GeV)	4224(GeV)	3916(GeV)
200 fb ⁻¹	6636(GeV)	5336(GeV)	4692(GeV)	4280(GeV)

Çizelge 5.2 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki M_D ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ olarak alınmıştır.

Luminosity	$\delta=3$	$\delta=4$	$\delta=5$	$\delta=6$
30 fb ⁻¹	5314(GeV)	4714(GeV)	4486(GeV)	4400(GeV)
50 fb ⁻¹	5886(GeV)	5143(GeV)	4829(GeV)	4686(GeV)
100 fb ⁻¹	6743(GeV)	5771(GeV)	5343(GeV)	5114(GeV)
200 fb ⁻¹	7771(GeV)	6514(GeV)	5886(GeV)	5571(GeV)

Çizelge 5.3 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenilirlik düzeyindeki M_D ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,15$ ve $M_{INV}>600$ GeV alınmıştır.

Luminosity	$\delta=3$	$\delta=4$	$\delta=5$	$\delta=6$
30 fb ⁻¹	4250(GeV)	3833(GeV)	3540(GeV)	3351(GeV)
50 fb ⁻¹	4722(GeV)	4166(GeV)	3790(GeV)	3598(GeV)
100 fb ⁻¹	5416(GeV)	4667(GeV)	4187(GeV)	3900(GeV)
200 fb ⁻¹	6222(GeV)	5220(GeV)	4639(GeV)	4250(GeV)

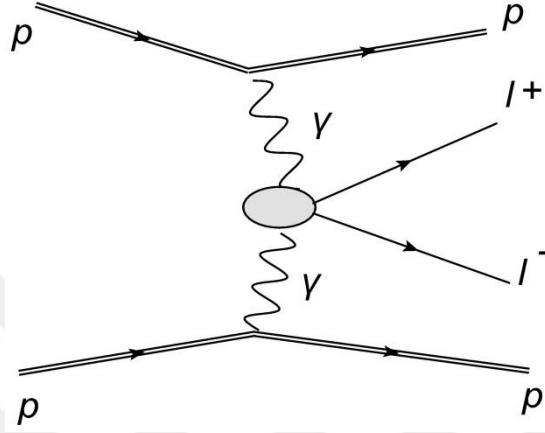
Çizelge 5.4 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ süreci için %95 güvenirlilik düzeyindeki M_D ölçeğinin alt sınırları. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$ ve $M_{INV} > 600$ GeV alınmıştır.

Luminosity	$\delta=3$	$\delta=4$	$\delta=5$	$\delta=6$
30 fb ⁻¹	5111(GeV)	4695(GeV)	4472(GeV)	4389(GeV)
50 fb ⁻¹	5695(GeV)	5112(GeV)	4806(GeV)	4670(GeV)
100 fb ⁻¹	6500(GeV)	5722(GeV)	5333(GeV)	5110(GeV)
200 fb ⁻¹	7472(GeV)	6444(GeV)	5860(GeV)	5556(GeV)

ADD büyük ek boyutlar modeli için yapılan deneysel çalışmalarda M_D için alt sınırlar farklı ek boyut sayılarına göre belirlenmiştir (ATLAS collaboration 2012, CMS collaboration 2012, Chatrchyan et al 2012, Marionneau 2013, G. Aad et al. 2013). Literatürde yer alan bu çalışmalarda ATLAS ve CMS deneylerinde elde edilen veriler ile bulunan M_D 'nin alt sınırları ile, çalışmada bulunan $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma GX$ süreci için M_D 'nin %95 güvenirlilik düzeyindeki alt sınırları karşılaştırdığında, $0,0015 < \xi < 0,5$ kabullenim aralığı ve $L_{int}=200$ fb⁻¹ için sonuçlarımızın deneysel verilerden %125 ila %150 oranında daha kuvvetli olduğu görülmektedir. Ayrıca literatürde ADD ek boyutlar modelinin araştırılmasında önemli yer tutan nümerik çalışmalardan, foton-foton etkileşme süreçleri olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\gamma\gamma p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pt\bar{t}p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ reaksiyonları ile tez çalışmasında bulunan sonuçların karşılaştırması yapılabilir (Atağ et al. 2009, Atağ et al. 2010, İnan and Billur 2011). Ancak bu karşılaştırmada dikkat edilmesi gereken önemli bir husus vardır. Çalışmalarda ilgilenen reaksiyonlar graviton değişim süreçleri olduğundan Λ_T için limitler belirlenmiştir. Yapılan bu çalışmada $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma GX$ süreci ise graviton üretim süreci olduğundan δ' ya bağlı olarak M_D için limitler belirlenmiştir. Graviton propagatör teriminde denklem (5.17) de yaptığımız yaklaşım ise $\delta=4$ durumuna karşılık geldiğinden (Giudice et al 1999, Han et al 1999) $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma GX$ sürecinde $\delta=4$ değerinde M_D alt sınırları için bulunan sonuçlar ile bahsedilen çalışmalarda bulunan Λ_T limitleri karşılaştırılabilir. Bu bağlamda $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma GX$ sürecinde M_D için bulunan alt sınırlar iki foton etkileşmelerinden (Atağ et al. 2009, Atağ et al. 2010, İnan and Billur 2011) kuvvetlidir. Tez çalışmasında incelenilen başka bir süreç olan $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci ile elde edilen limitlerle ise yaklaşık olarak aynı mertebededir.

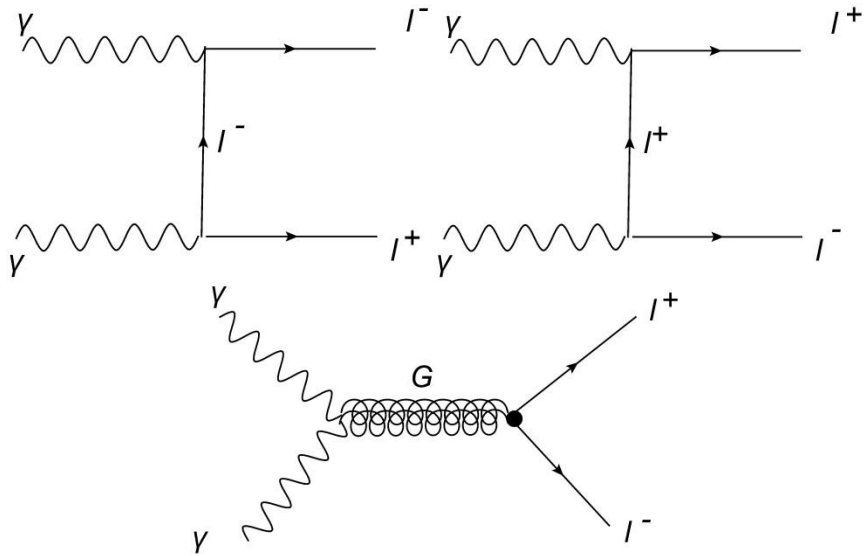
5.6 $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasında dördüncü olarak virtüel graviton değişim süreci olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ süreci için LHC deney koşulları ile ADD uzaysal ek boyutlar modeli araştırılmıştır (Atağ et al 2009). Ana sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.22 gibidir.



Şekil 5.22 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ süreci için Feynman diyagramı.

$\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ alt süreci için iki SM diyagramı ile birlikte KK graviton değişimi içeren bir diyagram bulunmaktadır. $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ alt süreci için toplam 3 adet ağaç mertebesi Feynman diyagramı Şekil 5.23 'de verilmektedir.



Şekil 5.23 $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ alt süreci için Feynman diyagramları.

İlk iki diyagram için SM Feynman kuralları uygulanarak, üçüncü diyagramda ise ADD ek boyut modeli için Feynman kuralları kullanılarak Mathematica programı yardımıyla genlik kare hesabı yapılmıştır. KK graviton değişimi içeren Feynman diyagramı incelendiğinde, fermiyon-fermiyon-graviton üçlü etkileşme köşesi, foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi ve graviton propagatör teriminden oluşmaktadır. Hesaplamalarda fermiyon-fermiyon-graviton üçlü etkileşme köşesi için köşe faktörü olarak Şekil 4.4’ deki denklem, foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi için Şekil 4.3’ deki denklem ve graviton propagatör çarpanı için (4.66) denklemini kullanılır (Giudice et al 1999).

Genlik kare ifadesi,

$$|M|^2 = |M_{SM}|^2 + |M_{KK}|^2 + |M_{kar.}|^2 \quad (5.38)$$

$$|M_{SM}|^2 = -8g_e^4 \left(\frac{\hat{s} + \hat{t}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{s} + \hat{t}} \right) \quad (5.39)$$

$$|M_{KK}|^2 = \frac{-2}{\bar{M}_{Pl}^4} |D(\hat{s})|^2 (\hat{t}(\hat{s}^3 + 2\hat{t}^3 + 3\hat{t}\hat{s}^2 + 4\hat{t}^2\hat{s})) \quad (5.40)$$

$$|M_{kar}|^2 = -2g_e^4 \frac{4}{\bar{M}_{Pl}^2} (D(\hat{s}) + D^*(\hat{s})) (\hat{s}^2 + 2\hat{t}^2 + 2\hat{s}\hat{t}) \quad (5.41)$$

olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda leptonlar kütesiz olarak alınmıştır. Genlik kare ifadeleri içerisinde yer alan $\hat{s}, \hat{t}$ Mandelstam parametreleri, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ elektromanyetik bağlaşım sabiti ve $\bar{M}_{Pl} = \frac{M_{Pl}}{\sqrt{8\pi}}$ indirgenmiş Planck kütesidir. Ayrıca, M_{SM} Standart

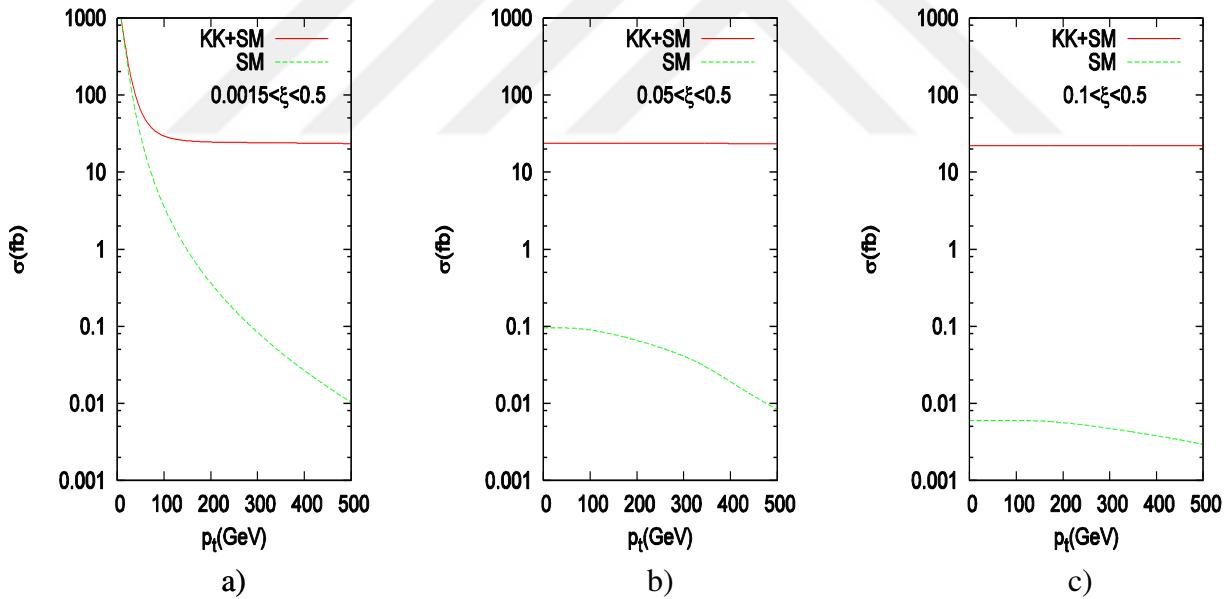
Model genliğini, M_{KK} KK graviton değişimini içeren diyagram için genliği, M_{kar} KK graviton değişimi ile Standart Model için genliklerin girişimini göstermektedir. KK modlarının toplamından oluşan gravitonun propagatör çarpanı ise, etkileşme s kanalında gerçekleştiğinden $D(\hat{s})$ ile verilir ve denklem (5.17) kullanılır.

$pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ süreci için tesir kesiti alt sürecinin tesir kesitinin foton dağılım fonksiyonları üzerinden integrasyonu ile,

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p) = \int_{M_{inv}/\sqrt{s}}^{\xi_{1max}} 2zdz \left(\int_{z^2/\xi_{1max}}^{\xi_{1max}} \frac{dx_1}{x_1} N(x_1) N\left(\frac{z^2}{x_1}\right) \right) \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-} \quad (5.42)$$

hesaplanır. Denklemden yer alan $N(x_1)$, $N\left(\frac{z^2}{x_1}\right)$ nicelikleri foton dağılım fonksiyonudur ve gelen foton demetleri için eşdeğer foton yaklaşımı kabul edilmiş, bu nedenle eşdeğer foton dağılım fonksiyonu kullanılmıştır. $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ alt süreci için $l = e, \mu, \tau$ olabilir ancak leptonlar hesaplamalarda kütesiz olarak alındığından, üç farklı alt süreç için tesir kesiti aynıdır.

$pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ reaksiyonunun tesir kesiti hesabı yapılarak ADD model katkıları araştırılmıştır. Yapılan çalışmada CMS-TOTEM ve AFP kabullenim aralığı $0,0015 < \xi < 0,5$, CMS-TOTEM ve AFP alt kabullenim aralıkları $0,1 < \xi < 0,5$, $0,05 < \xi < 0,5$ için tesir kesitinin, son durum leptonun minimum enine momentumuna bağlılığı incelenmiştir. Bu incelemeler yapılırken $\Lambda_T = 1500 GeV$ olarak alınmıştır.

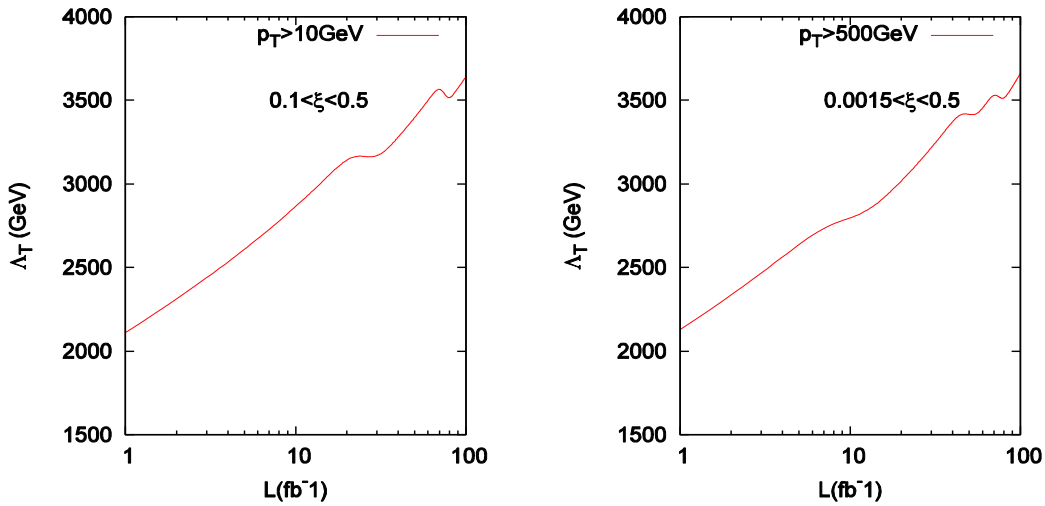


Şekil 5.24 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum leptonlarının minimum enine momentum kesilimine göre farklı detektör kabullenimleri için grafiği.

Şekil 5.24 KK graviton katkısı varken ve yokken tesir kesitinin son durum leptonlarının minimum enine momentumuna bağlılığını göstermektedir. Şekil 5.24 içerisindeki üç grafik incelendiğinde artan $p_{T,min}$ değerleri için SM ile yeni fizik arasındaki farkın arttığı görülmektedir. Ayrıca ileri detektörlerin kabullenim aralığıyla $p_{T,min}$ arasındaki önemli bir

ilişki mevcuttur. Şekil 5.24.a ile şekil 5.24.b ve şekil 5.24.c karşılaştırıldığında ileri dedektör kabullenimi $0,0015 < \xi < 0,5$ iken tesir kesitinin, $p_{T,min}$ ' in düşük değerleri için diğer iki grafikten oldukça farklı olduğu görülür. Ancak $0,0015 < \xi < 0,5$ aralığının $p_{T,min} = 500 GeV$ olduğu durum diğer grafiklerle yaklaşık aynı özellikleri göstermektedir. Bu bağlamda ileri dedektör kabullenim aralığının daraltılması ek bir p_t kesilimi konulmuş gibi davranış göstermektedir.

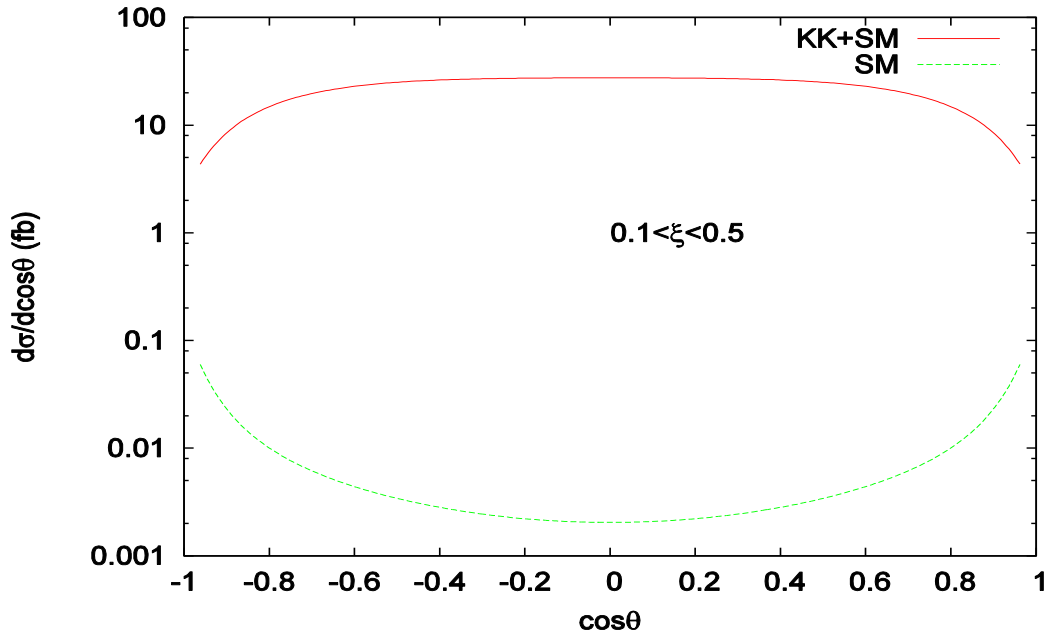
Bunu açıkça görebilmek için istatistiksel bir analiz metodu olan Poisson analizi yöntemi ile %95 güvenilirlik düzeyinde Λ_T 'nin alt limitini LHC'nin toplam ışınlığına bağlılığı incelenmiştir. SM olay sayısı küçük olduğundan duyarlılık hesaplarında Poisson dağılımı kullanılmıştır. $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ sürecinde deneysel olarak son durum parçacıkları elektron antielektron çifti, müon antimüon çifti ve tau ve anti tau çifti olabilecektir; ancak tau parçacığı çok çabuk bozunduğundan dedektörler tarafından tespit edilememektedir. Bu sebeple duyarlılık hesaplamalarında elektron-antielektron ve müon-antimüon oluşacağı süreçler dikkate alınarak tesir kesiti iki katı olarak alınmıştır. Her iki durumda da daha gerçekçi bir analiz için pseudorapidity'e $|\eta| < 2,5$ kesilimi konulmuştur. Poisson analizi ile yapılan duyarlılık hesaplarında gözlenen olay sayısı SM'in öngördüğü olay sayısına eşit olduğu varsayılır ($N = \sigma_{SM}L$). Şekil 5.24 den elde ettiğimiz sonuçlara dayanarak $0,1 < \xi < 0,5$ aralığı için $p_T > 10 GeV$, $0,0015 < \xi < 0,5$ aralığı için $p_T > 500 GeV$ olan limitler yakın çıkmaktadır.



Şekil 5.25 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ süreci için Λ_T 'nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının integre edilmiş ışınılığa göre grafiği. Sol taraftaki grafikte $0,1 < \xi < 0,5$ ve sağ taraftaki grafikte $0,0015 < \xi < 0,15$ ileri dedektör kabullenim aralıkları dikkate alınmıştır.

İstatistiksel analiz sonucunda elde edilen grafikler şekil 5.25 de gösterilmiştir. Beklentilerle uyumlu olarak, her iki durum için yapılan hesaplar yaklaşık aynı limitleri ortaya koymuştur. Tesir kesitinin graviton değiş-tokuşunu içeren terimleri SM terimlerine göre yüksek momentum bağılılığına sahip olduğundan, fotonların nispeten düşük enerjili olduğu kısmı dışarıda bırakan CMS-TOTEM ve AFP alt kabullenim aralıklarını seçmek, ek bir p_T kesilimine ihtiyaç duymadan yeterli olacaktır. Böylece CMS-TOTEM ve AFP kabullenim aralıklarının alt bölgesi olan $0,1 < \xi < 0,5$ aralığını almak, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ sürecinde KK graviton etkisini gözlemleyebilmek için yeterli olduğu görülmüştür. Ayrıca geniş ileri detektör kabullenim aralığı alındığında, büyük p_T kesilimi seçilerek Standart Model katkılarını baskılamamanın mümkün olduğu sonucuna varılmıştır. Bununla beraber tez çalışmasının daha önceki bölümlerinde incelenen $\gamma q \rightarrow \gamma q, \gamma g \rightarrow \gamma g, \gamma q \rightarrow Gq$ süreçleri için elde edilen sonuçlarda bu çalışmaya göre daha iyi limitler bulunmuştur.

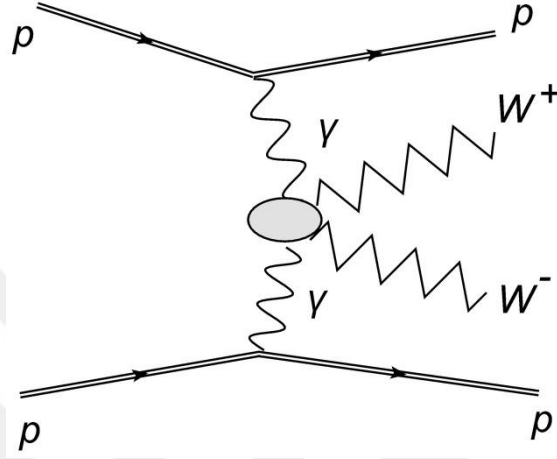
Son durum leptonlarının açısal dağılımı parçacıkların etkileşme sonrası davranışları ile ilgili bilgi vereceğinden, Şekil 5.26'da diferansiyel tesir kesitinin açısal değişimi incelenmiştir. Burada θ açısı kütle merkezi çerçevesinde gelen foton ile saçılan lepton arasındaki açıdır. Şekil 5.26'da KK gravitonlarının katkısının olduğu durumdaki açısal dağılımın, SM açısal dağılımından belirgin bir şekilde ayrıldığı görülmektedir.



Şekil 5.26 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ sürecinde son durum leptonlarının açısal dağılımı.

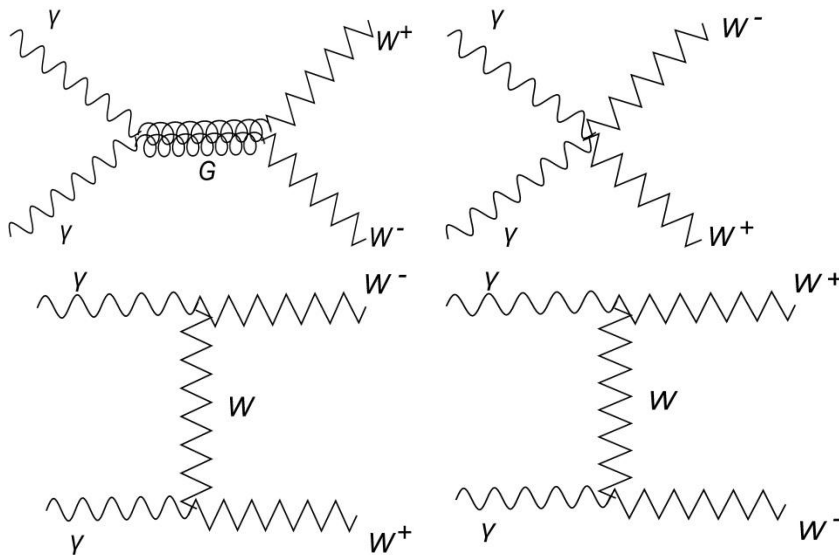
5.6 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ SÜRECİNİN ADD EK BOYUT MODELİ İLE İNCELENMESİ

Tez çalışmasında son olarak virtüel graviton değişim süreci olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için LHC deney koşulları ile ADD uzaysal ek boyutlar modeli araştırılmıştır. Ana sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.27 gibidir.



Şekil 5.27 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için Feynman diyagramı.

$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ alt süreci için SM diyagramı ile birlikte KK graviton değişimi içeren bir diyagram bulunmaktadır. $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ alt süreci için toplam 4 adet ağaç mertebesi Feynman diyagramı Şekil 5.28 de verilmektedir.



Şekil 5.28 $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ Alt süreci için Feynman diyagramları.

İlk üç diyagram için SM Feynman kuralları uygulanarak, dördüncü diyagramda ise ADD ek boyut modeli için Feynman kuralları kullanılarak Mathematica programı yardımıyla genlik kare hesabı yapılmıştır. KK graviton değişimi içeren Feynman diyagramı incelendiğinde, foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi, W-W-graviton üçlü etkileşme köşesi, foton-foton-W-W dörtlü etkileşme köşesi ve graviton propagatör teriminden oluşmaktadır. Hesaplamalarda foton-foton-graviton üçlü etkileşme köşesi için köşe faktörü olarak Şekil 4.4' de yer alan denklem, W-W-graviton üçlü etkileşme köşesi için Şekil 4.3' deki denklem ve graviton propagatör çarpanı için denklem (4.66) kullanılır (Giudice et al 1999, Han et al 1999).

Genlik kare ifadesi,

$$|M|^2 = |M_1 + M_2 + M_3 + M_4|^2$$

$$|M_1|^2 = \frac{g_e^4}{8m_w^6(t - m_w^2)^2} (-89m_w^{10} + (481\hat{t} - 240\hat{s})m_w^8 + (200\hat{s}^2 + 286\hat{t}\hat{s} + 90\hat{t}^2)m_w^6 + 2\hat{t}(40\hat{s}^2 + 25\hat{t}\hat{s} + 57\hat{t}^2)m_w^4 + \hat{t}^2(8\hat{s}^2 + 2\hat{t}\hat{s} + 15\hat{t}^2)m_w^2 + \hat{t}^4(2\hat{s} + \hat{t})) \quad (5.43)$$

$$|M_2|^2 = \frac{g_e^4}{8m_w^6(u - m_w^2)^2} (593m_w^{10} + 3(49\hat{s} - 11\hat{t})m_w^8 + 2(128\hat{s}^2 + 241\hat{t}\hat{s} + 77\hat{t}^2)m_w^6 + 2(\hat{s} + \hat{t})(6\hat{s}^2 - 41\hat{t}\hat{s} - 23\hat{t}^2)m_w^4 + (\hat{s} + \hat{t})^2(15\hat{s}^2 + 32\hat{t}\hat{s} + 25\hat{t}^2)m_w^2 + (\hat{s} - \hat{t})(\hat{s} + \hat{t})^4) \quad (5.44)$$

$$|M_3|^2 = g_e^4 \left(\frac{5\hat{s}(\hat{s} - 4m_w^2)}{2m_w^4} + 48 \right) \quad (5.45)$$

$$|M_4|^2 = -\frac{|D(\hat{s})|^2}{4\bar{M}_{pl}^4} 8(m_w^4 - 2\hat{t}m_w^2 + \hat{s}^2 + \hat{t}(\hat{s} + \hat{t}))(\hat{s}^2 + 3(m_w^4 - 2\hat{t}m_w^2 + \hat{t}(\hat{s} + \hat{t}))) \quad (5.46)$$

$$\begin{aligned}
M_{12}^\dagger + M_{21}^\dagger = & \frac{g_e^4}{8m_w^6(t-m_w^2)(u-m_w^2)} (120m_w^{10} + (279\hat{s} \\
& + 1216\hat{t})m_w^8 + 4(48\hat{s}^2 - 141\hat{t}\hat{s} - 112\hat{t}^2)m_w^6 - (79\hat{s}^3 \\
& + 25\hat{t}\hat{s}^2 + 57\hat{t}^2\hat{s} + 160\hat{t}^3)m_w^4 + 2(\hat{s}^4 + 2\hat{t}\hat{s}^3 + 16\hat{t}^2\hat{s}^2 \\
& + 34\hat{t}^3\hat{s} + 20\hat{t}^4)m_w^2 + 3\hat{s}\hat{t}^2(\hat{s} + \hat{t})^2)
\end{aligned} \tag{5.47}$$

$$\begin{aligned}
M_{13}^\dagger + M_{31}^\dagger = & \frac{g_e^4}{8m_w^6(t-m_w^2)} (54m_w^8 - 2(61\hat{s} + 292\hat{t})m_w^6 + (-3\hat{s}^2 \\
& + 90\hat{t}\hat{s} + 140\hat{t}^2)m_w^4 + 2(\hat{s}^3 - 3\hat{t}\hat{s}^2 + 17\hat{t}^2\hat{s} + 4\hat{t}^3)m_w^2 \\
& + \hat{t}^2(\hat{s}^2 - 2\hat{t}\hat{s} - 2\hat{t}^2))
\end{aligned} \tag{5.48}$$

$$\begin{aligned}
M_{23}^\dagger + M_{32}^\dagger = & \frac{g_e^4}{8m_w^6(u-m_w^2)} (-522m_w^8 + 2(85\hat{s} - 4\hat{t})m_w^6 + (-73\hat{s}^2 \\
& + 78\hat{t}\hat{s} + 140\hat{t}^2)m_w^4 + (34\hat{s}^3 + 70\hat{t}\hat{s}^2 + 46\hat{t}^2\hat{s} \\
& + 8\hat{t}^3)m_w^2 + (\hat{s} + \hat{t})^2(\hat{s}^2 - 2\hat{t}\hat{s} - 2\hat{t}^2))
\end{aligned} \tag{5.49}$$

$$\begin{aligned}
M_{14}^\dagger + M_{41}^\dagger = & \frac{g_e^2}{2\bar{M}_{Pl}^2 m_w^2(t-m_w^2)} (D(\hat{s}) + D^*(\hat{s}))(22m_w^8 + 2(23\hat{s} \\
& - 50\hat{t})m_w^6 + (10\hat{s}^2 + 3\hat{t}\hat{s} + 42\hat{t}^2)m_w^4 + (16\hat{s}^3 + 52\hat{t}\hat{s}^2 \\
& + 13\hat{t}^2\hat{s} - 22\hat{t}^3)m_w^2 + \hat{t}^2(2\hat{s}^2 + 9\hat{t}\hat{s} + 8\hat{t}^2))
\end{aligned} \tag{5.50}$$

$$\begin{aligned}
M_{24}^\dagger + M_{42}^\dagger = & \frac{g_e^2}{2\bar{M}_{Pl}^2 m_w^2(u-m_w^2)} (D(\hat{s}) + D^*(\hat{s}))(42m_w^8 + (43\hat{s} \\
& - 110\hat{t})m_w^6 + (61\hat{s}^2 + 41\hat{t}\hat{s} + 102\hat{t}^2)m_w^4 + (19\hat{s}^3 \\
& + 52\hat{t}\hat{s}^2 + 59\hat{t}^2\hat{s} + 42\hat{t}^3)m_w^2 + (\hat{s} + \hat{t})^2(\hat{s}^2 + 7\hat{t}\hat{s} + 8\hat{t}^2))
\end{aligned} \tag{5.51}$$

$$\begin{aligned}
M_{34}^\dagger + M_{43}^\dagger = & \frac{g_e^2}{2\bar{M}_{Pl}^2 m_w^2} (D(\hat{s}) + D^*(\hat{s}))(28m_w^6 - 14(\hat{s} + 4\hat{t})m_w^4 + (6\hat{s}^2 \\
& - 4\hat{t}\hat{s} - 7\hat{t}^2)m_w^2 + (19\hat{s}^3 + 52\hat{t}\hat{s}^2 + 59\hat{t}^2\hat{s} + 42\hat{t}^3)m_w^2 \\
& + \hat{s}(\hat{s}^2 + 6\hat{t}\hat{s} + 6\hat{t}^2))
\end{aligned} \tag{5.52}$$

olarak hesaplanmıştır. Genlik kare ifadeleri içerisinde yer alan $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ Mandelstam parametreleri, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ elektromanyetik bağlaşım sabiti, m_w W bozon kütlesi ve $\bar{M}_{Pl} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi}$ indirgenmiş Planck kütlesidir. $|M_1|^2, |M_2|^2, |M_3|^2$ ve $|M_4|^2$ ifadeleri sırası ile

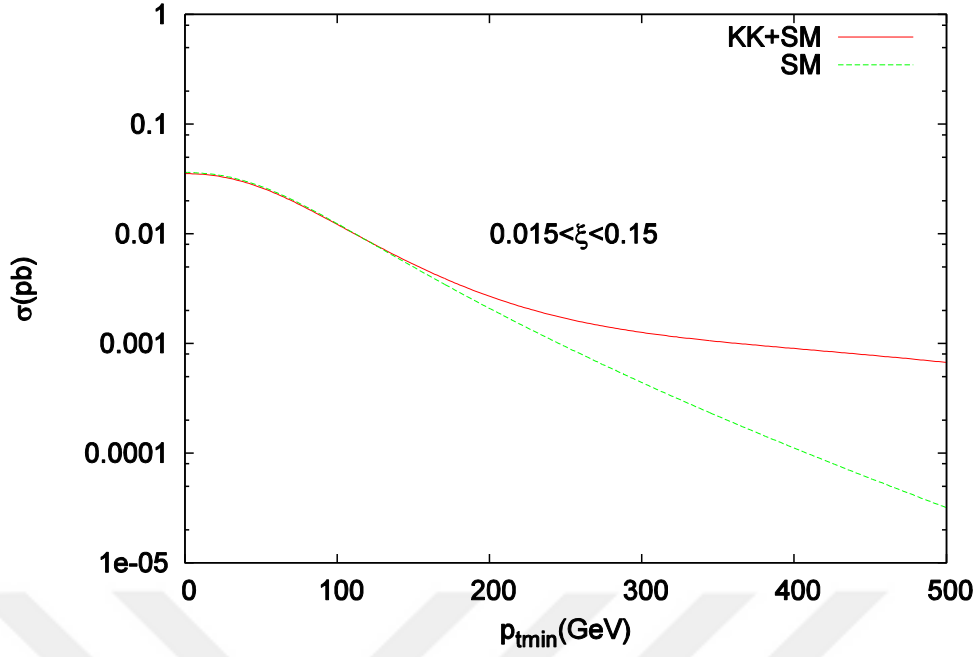
herbir Feynman diyagramının genlik karesine, $M_{12}^\dagger, M_{21}^\dagger, M_{13}^\dagger, M_{31}^\dagger, M_{14}^\dagger, M_{41}^\dagger, M_{24}^\dagger, M_{42}^\dagger, M_{34}^\dagger, M_{43}^\dagger$ ifadeleri ise farklı diyagramların girişimi ile gelecek olan genlik kare ifadelerine karşılık gelmektedir($M_{12}^\dagger = M_1 \times M_2^\dagger$). KK modlarının toplamından oluşan gravitonun propagatör çarpanı ise, etkileşme s kanalında gerçekleştiğinden $D(\hat{s})$ ile verilir ve denklem (5.17) kullanılır.

$pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için tesir kesiti alt sürecinin tesir kesitinin foton dağılım fonksiyonları üzerinden integrasyonu ile hesaplanır,

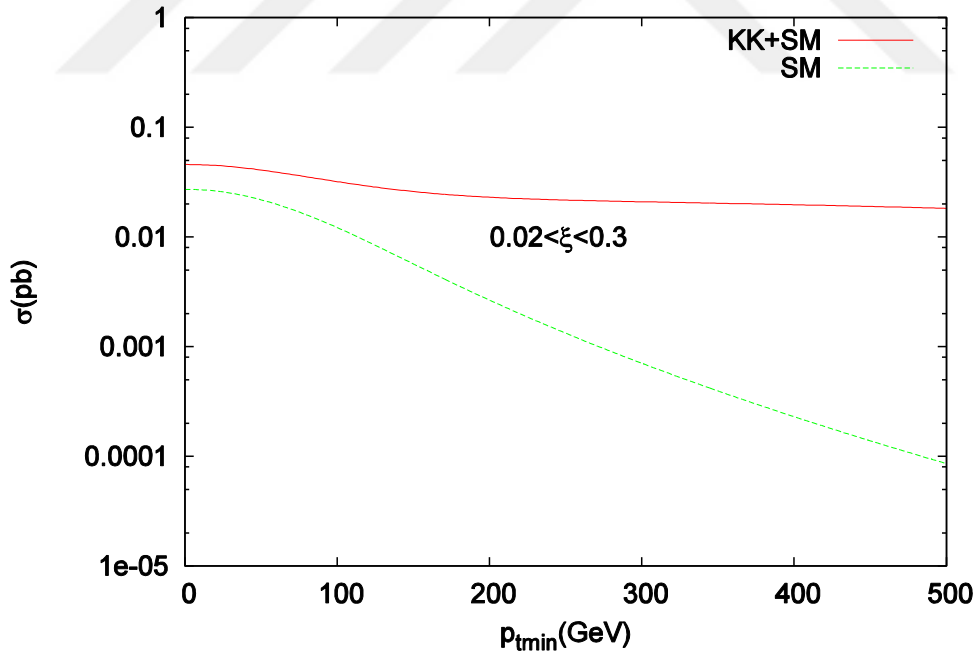
$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p) = \int_{M_{inv}/\sqrt{s}}^{\xi_{1max}} 2zdz \left(\int_{z^2/\xi_{1max}}^{\xi_{1max}} \frac{dx_1}{x_1} N(x_1) N\left(\frac{z^2}{x_1}\right) \right) \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-} \quad (5.53)$$

Denklemde yer alan $N(x_1)$, $N\left(\frac{z^2}{x_1}\right)$ nicelikleri foton dağılım fonksiyonudur ve gelen foton demetleri için eşdeğer foton yaklaşımı kabul edilmiş, bu nedenle eşdeğer foton dağılım fonksiyonu kullanılmıştır.

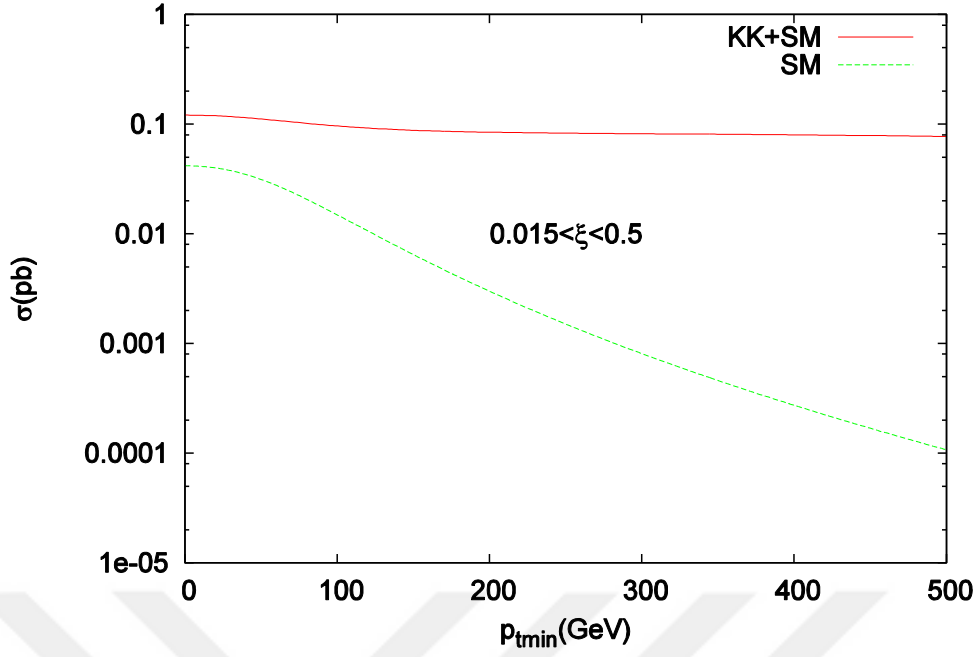
$pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ reaksiyonunun tesir kesiti hesabı yapılarak SM ötesi yeni fiziğe katkıları araştırılmıştır. Yapılan çalışmada güncellenen CMS-TOTEM ve AFP kabullenim aralıkları $0,015 < \xi < 0,5$, $0,015 < \xi < 0,15$ ve $0,02 < \xi < 0,3$ yanında CMS-TOTEM ve AFP alt kabullenim aralığı $0,1 < \xi < 0,5$ için tesir kesitinin, son durum W bozonun minimum enine momentumuna bağlılığı incelenmiştir (TOTEM Collaboration 2013). Bu incelemeler yapılırken $\Lambda_T = 1500 GeV$ olarak alınmıştır.



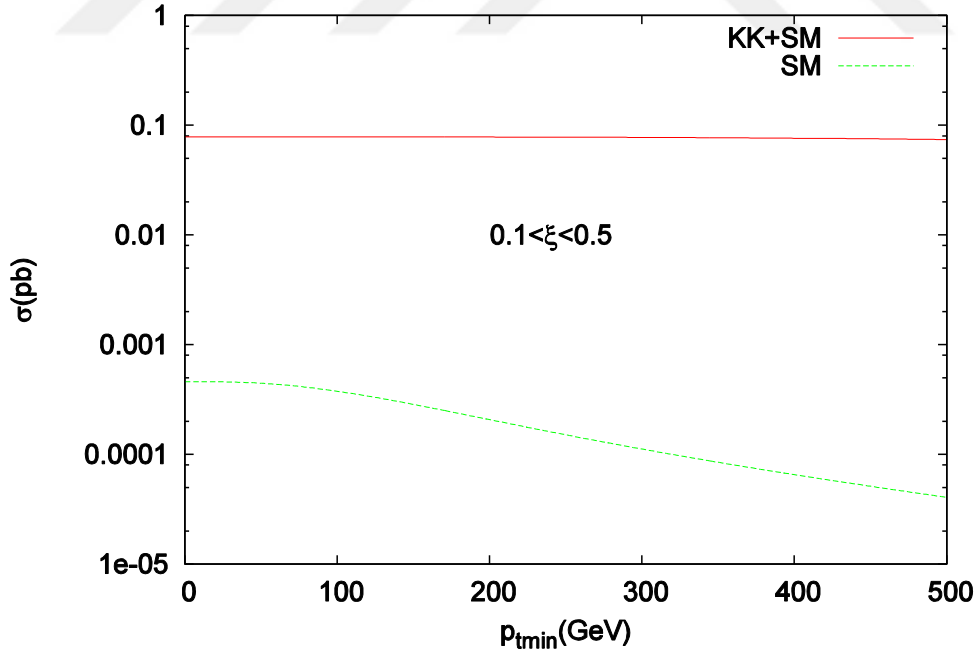
Şekil 5.29 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,015 < \xi < 0,15$ alınmıştır.



Şekil 5.30 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,02 < \xi < 0,3$ alınmıştır.



Şekil 5.31 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,015 < \xi < 0,5$ alınmıştır.



Şekil 5.32 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için toplam tesir kesitinin son durum bozonunun minimum enine momentum kesilimine göre grafiği. İleri dedektör kabullenim aralığı $0,1 < \xi < 0,5$ alınmıştır.

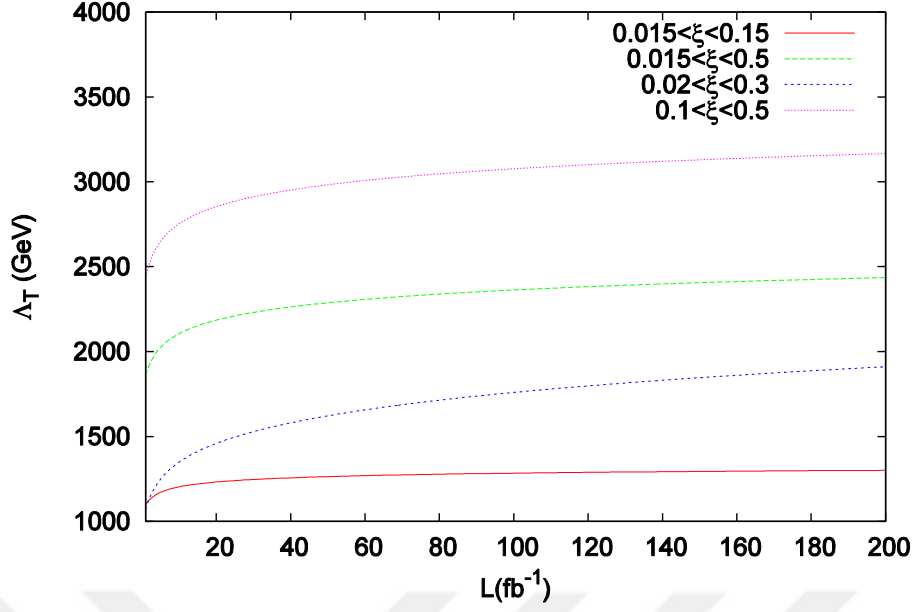
Şekil 5.29-5.30-5.31-5.32 grafikleri KK graviton katkısı varken ve yokken tesir kesitinin son durum bozonlarının minimum enine momentumuna bağlılığını göstermektedir. Dört grafik birlikte incelendiğinde artan $p_{t,min}$ değerleri için SM ile yeni fizik arasındaki farkın arttığı görülmektedir. Ayrıca ileri dedektörlerin kabullenim aralığı ile $p_{t,min}$ arasındaki önemli bir ilişki mevcuttur. İleri dedektör kabullenimi $0,015 < \xi < 0,15$ iken, $p_{t,min}$ in düşük değerleri için ADD model katkılarının oldukça düşük olduğu görülür. Ancak $p_{tmin} > 200 GeV$ olduğu durumda SM ile yeni fizik arasındaki farkın arttığı görülmektedir. İleri dedektör kabullenimi $0,02 < \xi < 0,3$ iken toplam tesir kesitinin p_{tmin} değişimine göre davranışı, SM tesir kesitinin p_{tmin} davranışına göre belirgin bir farklılık göstermiştir. $0,015 < \xi < 0,5$ ve $0,1 < \xi < 0,5$ kabullenimleri için bu farklılık daha da belirgin olmuştur.

KK gravitonlarının tesir kesitleri üzerindeki etkilerinin deneysel olarak ölçülebilir olup olmadığını belirlemek için diğer süreçlerde olduğu gibi istatistiksel analiz yapılması gerekmektedir. $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ alt süreci için ADD model parametresi Λ_T dir. Tesir kesiti hesabı yapıldıktan sonra χ^2 analizi yapılarak Λ_T parametresi için %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlar belirlenebilir. χ^2 fonksiyonu,

$$\chi^2 = \left(\frac{\sigma - \sigma_{sm}}{\sigma_{sm} \delta} \right)^2 \quad (5.54)$$

şeklinde dir. Denklemd e, σ SM ve KK katkılarını içeren tesir kesitini, σ_{sm} SM tesir kesitini ve $\delta = \frac{1}{\sqrt{N}}$ istatistiksel hatayı göstermektedir. Burada N, incelenen sürece ait olay sayısıdır ve $N = \sigma_{SM} \times L_{INT}$ bağıntısı ile bulunur. L_{INT} integre edilmiş LHC ışınlılığını göstermektedir. Ayrıca LHC deney koşulları göz önüne alınarak çıkan W bozonlar için psedorapidity $|\eta| < 2,5$ kesilimi uygulanmıştır.

Hesaplamalarda LHC ileri dedektörleri için dört farklı kabullenim değeri dikkate alınmıştır. $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ sürecinin tesir kesitinin p_{tmin} değişimini incelendiği ileri dedektör kabullenimleri $0,015 < \xi < 0,15$, $0,015 < \xi < 0,5$, $0,02 < \xi < 0,3$ ve $0,1 < \xi < 0,5$ için yapılan hesaplamalar sonucunda %95 güvenilirlik düzeyinde Λ_T parametresinin alt sınırlarının integre edilmiş ışınlılığa göre değişimi Şekil 5.32 de incelenmiştir.



Şekil 5.33 $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ süreci için Λ_T nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırlarının LHC integre edilmiş ışınlılığına göre grafiği.

Şekil 5.33 incelendiğinde ileri detektör kabullenimi için $0,1 < \xi < 0,5$ alt aralığını seçmek Λ_T nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırı için daha iyi sonuçlar vermiştir. İleri detektör kabullenimleri $0,015 < \xi < 0,5$, $0,02 < \xi < 0,3$ ve $0,015 < \xi < 0,15$ için ise belirtilen sıra ile yeni fizik ölçüm duyarlılığı azalmaktadır. Bulunan sonuçlar deneysel bulgular ile kıyaslandığında $0,1 < \xi < 0,5$ alt aralığı için deneysel veriler ile aynı mertebede olduğu görülmektedir.

5.7 ADD MODEL PARAMETRELERİ İLE İLGİLİ DENEYSEL SONUÇLAR

ADD ek boyutlar modeli, günümüzde SM ötesi çalışmalar arasında popüler bir çalışma alanıdır. Bilim insanları tarafından oldukça ilgi gören bu model ile ilgili fenomenolojik araştırmaların yanında, modelin önerilerinin doğruluğunun tespiti için deneysel incelemeler de yapılmaktadır. LHC’ de yer alan ATLAS ve CMS deney gruplarının bu bağlamda yaptığı birçok inceleme bulunmaktadır.

CMS ve ATLAS grubu adına 2013 yılında yayınlanan makale de yer alan sonuçlara göre %95 güvenilirlik düzeyinde M_D için alt sınırlar 2,58 ($\delta = 2$) TeV ve 2,88 ($\delta = 6$) TeV olarak belirlenmiştir (Marinoeu et al. 2013).

CMS deney grubu tarafından yayınlanan bir başka makalede, Çizelge 5.5’de verilen sonuçlar elde edilmiştir (Chatrchyan et al. 2012).

Çizelge 5.5 M_D skalasının ek boyutlara göre birinci mertebeden (LO) alt limitleri (Chatrchyan et al. 2012).

δ	$M_D(\text{TeV})$
2	3,81
3	3,06
4	2,69
5	2,44
6	2,28

LHC deneylerinde geçen sürenin artmasıyla birlikte integre edilmiş ışınllık da artmaktadır. Bu sebeple deneysel sonuçlar CMS ve ATLAS grubu tarafından güncellenmektedir. CMS grubu tarafından 2014 yılında yayınlanan en güncel sonuçlar Çizelge 5.6’da verilmiştir (Khachatryan et al. 2014).

Çizelge 5.6 M_D skalasının ek boyutlara göre birinci mertebeden (LO) alt limitleri (Khachatryan et al. 2014).

δ	$M_D(\text{TeV})$
2	5,61
3	4,38
4	3,86
5	3,55
6	3,26

ATLAS grubu tarafından 2014 yılında yayınlanan en güncel sonuçlarda ise %95 güvenilirlik düzeyinde M_D için alt sınır 3,7 TeV olarak verilmiştir (Aad et al. 2014).

LHC deney grupları tarafından yayınlanan sonuçlar incelendiğinde integre edilmiş ışınllığın artmasıyla birlikte yeni fizik parametresine konulan sınırların yükseldiği görülmektedir. LHC deneyinde zaman geçtikçe integre edilmiş ışınllık artacak bunun bir sonucu olarak da gerçekleşen olay sayısı da artacaktır. Bu sebeple deneysel sonuçlar ile fenemolojik sonuçlar karşılaştırılırken güncel verilerin kullanılması gerekmektedir.



BÖLÜM 6

TARTIŞMA VE SONUÇ

ADD ek boyut modelinin temel motivasyonunu, hiyerarsi problemi olarak bilinen zayıf ölçek ile Planck ölçeği arasındaki büyük farklılığın ortadan kaldırılması oluşturmaktadır. ADD modeli yaklaşık mm mertebesinde ($R < 100 \mu\text{m}$) büyük ek boyutların varlığını öngörmekte ve eV mertebesindeki kütle farklarıyla sıralanmış gravitonlardan oluşan Kaluza-Klein kulesini içermektedir. ADD modelinde her uyarılmış Kaluza-Klein durumu Planck ölçeğinin tersi ile orantılı bir sabitle bağlanır ve bu durumların parçacık hızlandırıcılarda deneylerde gözlenebilir olmalarının anahtarı bu durumların çok katlı olmalarıdır (Kaluza-Klein kulesi). Tez çalışmasında ADD modelin geçerliliği, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda KK kulesi gravitonlarının SM parçacıkları ile olası etkileşmeleri ile tartışılmış ve bu etkileşmelerin gözlenebilme potansiyelleri incelenmiştir.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) yüksek enerjili protonlar üreten ve ısınlılığının $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ değerine ulaşması beklenen bir hızlandırıcıdır. LHC bu nedenle yüksek istatistikli veri sağlamak ve ek boyutların keşfedilmesinde büyük umut vaat etmektedir. Tez çalışmasında ADD model, fotoüretim süreçleri ile incelenmiştir. Bu etkileşme süreçleri; $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pgqX$, $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$, $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$. İncelenilen süreçlerden ilk üç durum dikkate alındığında bu süreçler foton-kuark etkileşmelerine örnek, son iki süreç ise foton-foton etkileşmelerine örnektir.

İncelenilen süreçlerden; $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow pqGX$ etkileşmesi ADD model parametresi için en kuvvetli sonuçları vermiştir. Bu süreç SM'de bulunmayan ve gravitonun son durum parçacığı olarak yer aldığı oldukça önemli bir süreçtir (Şahin et al. 2015). Literatürde bulunan deneysel veriler ile M_D 'nin %95 güvenilirlik düzeyindeki alt sınırları karşılaştırdığında, $0,0015 < \xi < 0,5$ ileri dedektör kabullenim aralığı ve $L_{\text{int}}=200 \text{ fb}^{-1}$ ısınlılık değeri için sonuçlarımızın deneysel verilerden %125 ila %150 oranında daha kuvvetli olduğu görülmektedir.

ATLAS ve CMS gruplarının ADD model parametreleri için sunduğu limitler ile $pp \rightarrow p\gamma p \rightarrow p\gamma qX$ süreci için Λ_T 'nin alt sınırları karşılaştırdığında, $0,1 < \xi < 0,5$ kabullenim aralığı için bulunan sonuçların deneysel verilerden daha kuvvetli olduğu görülmektedir(Şahin et al. 2013).

Foton-foton etkileşme sürecine örnek olan $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pl^+l^-p$ ve $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ etkileşmelerinin ADD model parametresine duyarlılığı ise deneysel veriler ile aynı mertebededir. Bu tip iki foton etkileşmesi sonucu ortaya çıkan süreçlerin olay sayısının daha az olması nedeniyle foton-kuark etkileşmelerine göre daha düşük limitler elde edilmiştir. Ancak tez çalışması kapsamında incelenen tüm süreçler dikkate alındığında, bu etkileşmelerin ADD ek boyutlar modelinin parçacık çarpıştırıcılarında araştırılması açısından oldukça dikkate değer olduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

- Aad G et al. (ATLAS Collaboration)** (2013) Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 87: 015010,
- Aad G et al.(ATLAS Collaboration)**(2014) Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 74: 3134.
- Aad G et al. (ATLAS Collaboration)** (2012) Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1211: 138.
- Aaltonen T (CDF Collaboration)** (2009) Search for Exclusive Z-boson Production and Observation of Higgs Mass. $p\bar{p} \rightarrow p\gamma\gamma\bar{p} \rightarrow pl^+l^-\bar{p}$ Events $p\bar{p}$ Collision at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 102: 222002.
- Abulencia A (CDF Collaboration)** (2007). Observation of Exclusive Electron- Positron Production in Hadron-Hadron Collision. *Phys. Rev. Lett.*, 98: 112001.
- Albrow M G (FP420 ve D Collaboration)** (2008) The FP420 R&D Project: Higgs ve New Physics with forward protons at the LHC. *arXiv:0806.0302*.
- Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, and Dvali G R** (1998) The Hierarchy Problem ve New Dimensions at a Millimeter. *Phys. Lett. B*, 429: 263-272.
- Ask S** (2004) Search For Extra Dimensions At LEP. *32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP04)*, 16-22 Aug 2004, Beijing, China.
- Atağ S, İnan S C and Şahin İ** (2009) Extra Dimensions In Photon Induced Two Lepton Final States at the CERN-LHC. *Phys. Rev. D*, 80: 075009.
- Atağ S, İnan S C and Şahin İ** (2010). Extra Dimensions in $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ process at the LHC. *JHEP*, 1009: 042.
- The ATLAS Collaboration** (2014) Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. CERN-PH-EP-2014-135.
- Avati V and Osterberg K** (2006) Acceptance calculations methods for low- β^* optics. Report No. CERN-TOTEM-NOTE-2005-002.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Berry T S** (2005) Extra Dimensions Searches At Accelerators. *33rd SLAC Summer Institutueon Particle Physics Gravity In The Quantum World And The Cosmos*, July 25 - August 5 2005, California, ABD.
- Bundev V M, Ginzburg I F, Meledin G V and Serbo V G** (1975) The Two Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Aplications. Equivalent Photon Approximation. *Phys. Rep*, 15: 181.
- Chapon E, Royon C and Kepka O** (2009) Probing WW and ZZ quartic anomalous couplings with 10 pb^{-1} at the LHC. arXiv: 09081061.
- Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration)** (2012a), Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *Phys. Lett. B*, 714: 158.
- Chatrchyan S et al. (CMS Collaboration)** (2012b) Search for dark matter and large extra dimensions in monojet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *JHEP*, 09: 094.
- Eboli O J P, Han T, Magro M B and Mercadante P G** (2000) Diphoton Signals for Large Extra Dimensions at the Tevatron and CERN LHC. *Phys. Rev. D*, 61: 09007.
- Giudice G F, Rattazzi R and Wells J D** (1999) Quantum Gravity And Extra Dimensions At High Energy Colliders. *Nucl. Phys. B*, 544: 3-38.
- Glashow S, Iliopoulos J and Maiani L** (1970) Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D*, 2: 1285-1292.
- Greiner W** (2000) Relativistic quantum mechanics: wave equations, Springer-Verlag, 3.basım, Berlin, 424 p.
- Griffiths D** (1987) Introduction to elementary particles, *John Wiley & Sons Inc.*, 1. basım, Toronto, 392 p.
- Gross D J, Wilczek F** (1973) Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Physical Review Letters*, 30: 1343.
- Han T, Lykken J D, and Zang R J** (1999) Kaluza-Klein States from Large Extra Dimensions. *Phys. Rev. D*, 59: 105006.
- Hewett J and Spiropulu M** (2002) Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions *Annu. Rev. Nucl. Part. Phys.*, 52: 397-424.
- Kepka O and Royon C** (2008) Anomalous $WW\gamma$ coupling in photon-induced processes using forward detectors at the LHC. *Phys. Rev. D*, 78: 073005.
- Khachatryan V et al. (CMS Collaboration)** (2014) Search for dark matter, extra dimensions, and unparticles in monojet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 75: 235.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Martin A D, Stirling W J, Thorne R S and Watt G** (2009) Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 63: 189–285.
- Particle Data Group** (2012) Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86: 010001.
- Piotrzkowski K** (2001) Tagging Two Photon Production at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, 63: 071502.
- Rouby X** (2008) Measurements of Photon Induced Processes in CMS and Forward Proton Detection at the LHC. *Ph. D. Thesis*, Universite catholique de Louvain, Faculte des Sciences, Departement de Physique, Center for Particle Physics and Phenomenology, Louvain, 204 p.
- Royon C (RP220 Collaboration)** (2007) Project to install roman pot detectors at 220 m in ATLAS. *Proceedings for the DIS 2007 workshop*, Munich, April.
- Salam A** (1968) *Elementary Particle Theory*. ed. Svartholm, N, Almquist and Wiksell, Stockholm, 367 p.
- Schull N** (2011) Measurements of two-photon interactions at the LHC. *Ph. D. Thesis*, Universite catholique de Louvain, Faculte des Sciences, Departement de Physique, Center for Particle Physics and Phenomenology, Louvain, 200 p.
- TOTEM Collaboration** (2013) TOTEM upgrade proposal CERN-LHCC-2013-009.
- Şahin İ, Billur A A, İnan S C, Şahin B, Köksal M, Tektaş P, Alıcı E ve Yıldırım R** (2013) Probe of Extra Dimensions in $\gamma q \rightarrow \gamma q$ at the LHC. *Physical Review D*, 88: 09501.
- Şahin İ and Billur AA** (2011) Anomalous $WW\gamma$ couplings in γp collision at the LHC. *Phys. Rev. D*, 83: 035011.
- Şahin İ, Köksal M, İnan S C, Billur A A, Şahin B, Tektaş P, Alıcı E ve Yıldırım R** (2015) Graviton production through photon-quark scattering at the LHC. *Physical Review D*, 91: 035017.
- Weinberg S** (1967) A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19: 1264-1266.



ÖZGEÇMİŞ

Eda ALICI 1988'de Ankara'da doğdu; ilk ve orta öğrenimini aynı şehirde tamamladı; Ankara Mamak Anadolu Lisesi'nden mezun olduktan sonra 2005 yılında Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdi; 2009'da "iyi" derece ile mezun olduktan sonra 2009 yılında ZKÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak göreve başladı; 2009 yılında girdiği ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans programını 2011 yılında tamamladıktan sonra 2011 yılında halen devam etmekte olduğu Bülent Ecevit Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda doktora programına başlamıştır.

ADRES BİLGİLERİ

Adres: Bülent Ecevit Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
ZONGULDAK
Tel: (0372)2574010 / 1212
E-posta: edaalici@beun.edu.tr

