ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

ÇARPIŞTIRICILARDA DÖRDÜNCÜ AİLE KUARKLARININ ÜRETİMLERİ VE BOZUNUMLARI

Volkan ÇETİNKAYA

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2013

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Volkan ÇETİNKAYA tarafından hazırlanan "Çarpıştırıcılarda Dördüncü Aile Kuarklarının Üretimleri ve Bozunumları" adlı tez çalışması 15/07/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Jüri Üyeleri:

Başkan: Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER
(Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı)

Üye : Prof. Dr. Satılmış ATAĞ
(Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı)

Üye : Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ
(Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı)

Üye : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR
(Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı)

Üye : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ
(Gazi Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı)

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. İbrahim DEMİR

Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

ÇARPIŞTIRICILARDA DÖRDÜNCÜ AİLE KUARKLARININ ÜRETİMLERİ VE BOZUNUMLARI

Volkan ÇETİNKAYA

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu tezde, hadron, lepton ve lepton-hadron çarpıştırıcılarında dördüncü aile kuarklarının üretimleri ve bu kuarkların bilinen Standart Model (SM) kuarklarına zayıf etkileşme yoluyla bozunumları incelenmiştir. Genel olarak, dördüncü SM ailesinin araştırılması, ağır kuarklar için bir örnek teşkil etmektedir. Kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 14$ TeV'li pp çarpıştırıcısında $m_{t'} = 600$ GeV ve $m_{b'} = 650$ GeV kütlede t' ve b''nün çift üretim tesir kesiti değerleri sırasıyla, $9,98 \cdot 10^{-1}$ pb ve $6,27 \cdot 10^{-1}$ pb olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde, $\sqrt{s} = 3$ TeV'li e^-e^+ çarpıştıcısında $m_{t'(b')} = 600(650)$ GeV için tesir kesitleri sırasıyla, $18,80$ fb ve $8,98$ fb olarak elde edilmiştir. Son olarak, $\sqrt{s} = 1,4$ TeV olan e^-p çarpıştırıcısında $m_{b'(\bar{b}')} = 650$ GeV kütlede $b'(\bar{b}')$'nün tek üretim tesir kesiti $2,92 \cdot 10^{-3}$ ($3,84 \cdot 10^{-4}$) pb olarak hesaplanmıştır. Ağır kuarkların üçüncü aile kuarklarından daha ağır olması beklendiğinden yeni fiziğe daha duyarlı olacağı düşünülmektedir. Bu anlamda dördüncü ailenin çeşni değiştiren yüksüz akımları (FCNC) araştırılmıştır. Ayrıca bu çalışmada lepton çarpıştırıcılarında yeni ayar bozonu Z' etkileşmeleri yoluyla ağır kuarkların çift üretimindeki ileri-geri yön saçılma asimetrileri (A_{FB}) incelenmiştir. e^-e^+ çarpıştırıcısında $m_{t'(b')} = 600(650)$ GeV kütle değerindeki $t'(b')$ çift üretimi için A_{FB}, Z' katkısı olmaksızın, 0,54(0,58) olarak hesaplanmıştır. Fakat Z'_S (sequential Z' model) etkisiyle birlikte bu değer, büyük $M_{Z'}$ bölgesi için 0,3(0,45) civarındadır. Z' bozonunun asimetrilere etkisinin farklı Z' modelleri için bazı parametre bölgelerinde önemli olduğu gösterilmiştir. Bu parametreler arasında, değişmez kütle dağılımı Z' modellerini sınırlamak için önemli bir ölçüm olacaktır.

Temmuz 2013, 95 sayfa

Anahtar Kelimeler: Dördüncü aile, ağır kuarklar (t', b'), Z' bozonu, LHC, CLIC, LHeC, üretim, bozunum.

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

PRODUCTIONS AND DECAYS OF FOURTH FAMILY QUARKS AT COLLIDERS

Volkan ÇETİNKAYA

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

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this thesis, productions of fourth family quarks and decays of them to known Standard Model (SM) quarks via weak interaction have been examined at hadron, lepton and lepton-hadron colliders. In general, investigation of fourth SM family provides an example for heavy quarks. The cross section values for the pair production of t' and b' at $m_{t'} = 600\,\text{GeV}$ and $m_{b'} = 650\,\text{GeV}$ have been calculated as $9,98 \cdot 10^{-1}$ pb and $6,27 \cdot 10^{-1}$ pb at pp collider at center-of-mass energy $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$, respectively. Similarly, the cross sections for $m_{t'(b')} = 600\,(650)\,\text{GeV}$ have been obtained as $18,80$ fb and $8,98$ fb at e^-e^+ collider with $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$, respectively. Finally, the cross section for the single production of $b'\,(\overline{b'})$ with $m_{b'(\overline{b'})} = 650\,\text{GeV}$ has been calculated as $2,92 \cdot 10^{-3}$ $(3,84 \cdot 10^{-4})$ pb at e^-p collider with $\sqrt{s} = 1,4\,\text{TeV}$. Since it is expected that the heavy quarks are heavier than the third family quarks, it is thought to be more sensitive to new physics. In this sense, flavor changing neutral current (FCNC) of fourth family has been investigated. Additionally, in this study, the forward-backward asymmetries (A_{FB}) have been examined in the pair production of fourth family quarks through the new gauge boson Z' interactions at lepton colliders. A_{FB} for $t'(b')$ pair production at the mass value $m_{t'(b')} = 600(650)\,\text{GeV}$ without the Z' contribution has been calculated as 0,54(0,58) at e^-e^+ collider. However, this value with a Z'_S (sequential Z' model) is around 0,3(0,45) for the large $M_{Z'}$ region. The effects of the Z' boson on the asymmetries have been shown to be important in some parameter regions for different Z' models. Among these parameters, the invariant mass distribution will be an important measurement to constrain the Z' models.

July 2013, 95 pages

Key Words: Fourth family, heavy quarks (t', b'), Z' boson, LHC, CLIC, LHeC, production, decay.

TEŞEKKÜR

Doktora tez çalışmalarım boyunca bilgi ve desteğini benden esirgemeyen, tecrübeleriyle yol gösteren değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Orhan ÇAKIR'a (Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı), katkıları için değerli hocalarım Prof. Dr. Satılmış ATAĞ (Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı) ve Prof. Dr. Ali Ulvi YILMAZER'e (Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı) ve öğrettiği her şey için değerli hocam Doç. Dr. Korkut Okan OZANSOY'a (Ankara Üniversitesi, Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı) en içten teşekkürlerimi sunarım. Doktora çalışmalarım sırasında destek aldığım DPT-2006K-120470 projesi için DPT'ye, yardımları için Dr. Sinan KUDAY'a, yolumu açan Dumlupınar Üniversitesi Fizik Bölüm Başkanlığı'na, Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ'a ve emeği geçen tüm hocalarım ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Ayrıca, her zaman sabır ve anlayışla bana destek olan, hayatı benimle paylaşan sevgili eşim Sema ÇETİNKAYA'ya, varlığıyla küçücük dünyamızı renklendiren sevgili oğlumuz Kerem ÇETİNKAYA'ya ve beni yetiştirip bugünlere getiren, eğitimimi her zaman destekleyen sevgili anne ve babama çok teşekkür ederim.

Volkan ÇETİNKAYA
Ankara, Temmuz 2013

Eşim ve oğluma…

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **i**
ABSTRACT ..... **ii**
TEŞEKKÜR ..... **iii**
KISALTMALAR ve SİMGELER DİZİNİ ..... **vii**
ŞEKİLLER DİZİNİ ..... **viii**
ÇİZELGELER DİZİNİ ..... **ix**
1. GİRİŞ **1**
2. STANDART MODEL **4**
2.1 Kuantum Elektrodinamiği **5**
2.2 Elektrozayıf Teori **8**
2.3 Kendiliğinden Simetri Kırılması ve Higgs Mekanizması **15**
2.3.1 CKM matrisinin elemanları ve üniterlik koşulu **29**
2.4 Kuantum Renk Dinamiği **33**
2.4.1 Asimptotik serbestlik **36**
2.5 Higgs Bozonu **38**
3. STANDART MODELİN GENİŞLETİLMESİ **42**
3.1 Dördüncü Aile için CKM Matrisi (CKM4) **44**
3.2 Çeşni Demokrasisi Hipotezi **47**
3.3 SM4 Kütlelerine Getirilen Sınırlamalar **52**
4. AĞIR KUARKLARIN ÇARPIŞTIRICILARDA ÜRETİMİ **54**
4.1 Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Çift Üretimi **54**
4.2 Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Tek Üretimi **58**
4.2.1 Ağır kuarkların FCNC bağlaşımları ile tek üretimi **58**
4.3 Lepton Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Çift Üretimi **65**
4.3.1 İleri-geri yön saçılma asimetrisi **70**
4.4 Lepton-Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Tek Üretimi **74**
5. AĞIR KUARKLARIN BOZUNUMU **77**
5.1 SM Bozunum Kanalları **77**
5.2 FCNC Bozunum Kanalları **79**
6. ANALİZ **82**

7. TARTIŞMA VE SONUÇ.....88
KAYNAKLAR 90
ÖZGEÇMİŞ.....95

KISALTMALAR ve SİMGELER DİZİNİ

SM	Standart Model
CERN	Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LEP	Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
LHeC	Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı
ILC	Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı
CLIC	Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı
KED	Kuantum Elektrodinamiği
KRD	Kuantum Renk Dinamiği
FCNC	Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım
MET	Kayıp enerji
BR	Dallanma oranı
SS	İstatistik önem
Q	Elektrik yükü
Y	Hiperyük
θ_W	Weinberg açısı (zayıf karışım açısı)
I_3	Zayıf izospinin üçüncü bileşeni
L	Lagranjiyen
L_{int}	Toplanmış ışınlık
D_μ	Kovaryant türev
t', b'	Ağır kuarklar
σ	Tesir kesiti, Pauli-spin matrisi
Γ	Bozunma genişliği
$\sqrt{s}$	Kütle merkezi enerjisi
A_{FB}	İleri-geri yön saçılma asimetrisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Toplanan olay miktarının iki-foton değişmez kütle dağılımına göre değişimi 40

Şekil 2.2 Düşük kütle bölgesinde m_H 'nin (aranan sinyalin kütlesi) bir fonksiyonu olarak gözlenmiş yerel p_0 değeri 40

Şekil 4.1 Gluon-gluon füzyonuyla ağır kuark çift üretiminin Feynman diyagramları ... 55

Şekil 4.2 Proton içindeki kuarklardan üretilen ağır kuark çiftinin s-kanalı diyagramları 56

Şekil 4.3 Proton içindeki kuarklardan üretilen ağır kuark çiftinin t-kanalı diyagramı ... 56

Şekil 4.4 Farklı modellerdeki Z' bozonunun bozunma genişliği 64

Şekil 4.5 $e^-e^+ \to q'\overline{q'}$ ($q'=t',b'$) süreci için Feynman diyagramları 67

Şekil 4.6 3 TeV'lik KM enerjisinde farklı Z' modellerinde t' kuark için ileri-geri yön saçılma asimetrisi 71

Şekil 4.7 3 TeV'lik KM enerjisinde farklı Z' modellerinde b' kuark için ileri-geri yön saçılma asimetrisi 71

Şekil 4.8 3 TeV'lik KM enerjisinde ağır kuarklar için ileri-geri yön saçılma asimetrisi 72

Şekil 4.9 Sequential Z'_S modeli için asimetrinin ağır kuark kütlesine bağımlılığı (burada $M_{Z'} = 3500\,\text{GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ alınmıştır) 73

Şekil 4.10 Z'_ψ modeli için asimetrinin ağır kuark kütlesine bağımlılığı (burada $M_{Z'} = 3500\,\text{GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ alınmıştır) 74

Şekil 4.11 ep çarpışmasında b' ($\overline{b'}$) kuarkın tekli üretimi için Feynman diyagramları .. 75

Şekil 4.12 Sinyal ve arkaplan (SM BG) için Wc sisteminin değişmez kütle dağılımı ... 76

Şekil 6.1 $\sqrt{s} = 3$ TeV'de t' çift üretim süreci için χ^2 dağılımının Z' kütlesine bağımlılığı 84

Şekil 6.2 $\sqrt{s} = 3$ TeV'de b' çift üretim süreci için χ^2 dağılımının Z' kütlesine bağımlılığı 85

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Bazı fermiyonların zayıf izospin, izospinin 3. Bileşeni, hiperyük ve elektrik yükü değerleri. 12

Çizelge 4.1 pp çarpıştırıcısında t' ve b' kuarkların çift üretiminde $\sqrt{s} = 14$ TeV için pb olarak elde edilen tesir kesiti değerleri 58

Çizelge 4.2 Farklı Z' modellerinin chiral yükleri 63

Çizelge 4.3 $\sqrt{s} = 14$ TeV kütle merkezi enerjili pp çarpıştırıcısında $x = 0,05$ için pb cinsinden tesir kesiti değerleri (parantez içindeki değerler $x = 0,2$ içindir) 64

Çizelge 4.4 Farklı modellerde öngörülen yeni Z' bozonu ile fermiyonların vektör (C'_V) ve aksiyel-vektör (C'_A) bağlaşımları 66

Çizelge 4.5 Kütle merkezi (KM) enerjisi 3 TeV olan CLIC'te ağır kuark çift üretimi için *fb* cinsinden tesir kesitleri (burada yüksüz ayar bozonları γ ve *Z*'dir) 69

Çizelge 4.6 $e^- e^+ \to q'\overline{q'}$ süreçleri için 3 TeV KM enerjili çarpıştırıcılarda Z' modellerine göre tesir kesiti değerleri 70

Çizelge 4.7 ISR ve BS'yi hesaplamak için gerekli olan CLIC çarpıştırıcı demet parametreleri 72

Çizelge 4.8 $\sqrt{s} = 1,4$ TeV enerjili ep çarpıştırıcısında b' ($\overline{b'}$) kuarkın tek üretimi için pb cinsinden elde edilen tesir kesiti değerleri 76

Çizelge 5.1 t' kuarkın, kütlesine bağlı olarak, toplam bozunma genişlikleri ve dallanma oranları 78

Çizelge 5.2 b' kuarkın, kütlesine bağlı olarak, toplam bozunma genişlikleri ve dallanma oranları 78

Çizelge 5.3 t' kuarkın yüklü zayıf ve anormal etkileşmelerdeki bozunma genişlikleri ve dallanma oranları (%) ($\kappa/\Lambda = 1(0,1)$ TeV^{-1}) 81

Çizelge 5.4 b' kuarkın yüklü zayıf ve anormal etkileşmelerdeki bozunma genişlikleri ve dallanma oranları (%) ($\kappa/\Lambda = 1(0,1)$ TeV^{-1}) 81

Çizelge 6.1 $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 100\,fb^{-1}$ ışınlıklı pp çarpıştırıcısında hesaplanan $(pp \to W^+ bW^- \bar{b}X)$ sinyal tesir kesiti ve SS değerleri 82

Çizelge 6.2 $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 100\,fb^{-1}$ ışınlıklı pp çarpıştırıcısında hesaplanan $(pp \to W^- tW^+ \bar{t}X)$ sinyal ve arkaplan tesir kesiti ve SS değerleri 83

Çizelge 6.3 $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 600\,fb^{-1}$ için sinyal (t', b') ve arkaplan olaylarının sayısı (parantez içindeki sayılar istatistik önemi belirtir)..... 85

Çizelge 6.4 $\sqrt{s} = 1,4\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 10^5\,pb^{-1}$ ışınlıklı LHeC'te $e^- p \to W^- c\upsilon_e X$ $(e^+ p \to W^+ \bar{c}\bar{\upsilon}_e X)$ süreci için sinyal (σ_S) ve arkaplan (σ_B) için toplam tesir kesiti ve istatistik önem (SS) değerleri..... 87

1. GİRİŞ

Temel parçacıklar ve onların birbirleriyle olan etkileşmelerinin incelenmesi parçacık fiziğinin konusudur. Bilinen dört temel etkileşme (ya da kuvvet) 60'ların sonunda ortaya atılan temel bir kuram ile açıklanmaya çalışılmıştır. Standart Model (SM) denilen bu model, bugün dört temel kuvvetten üçünün (güçlü, zayıf ve elektromanyetik) ayar teorilerini içerir. SM'nin pek çok öngörüsü deneylerle yüksek ölçüde doğrulanmıştır. Özellikle de elektronun anormal manyetik momentinin deneysel ölçümü çok yüksek hassaslıkla (11 anlamlı rakam) teoriye uyum sağlamıştır.

Büyük başarılarının dışında teorinin açıklayamadığı sorular da vardır. Önemli bir eksiklik kütleçekim kuvvetinin teoriye dâhil edilememiş olmasıdır. Bu, kuvvetler arasındaki büyük farktan dolayı hiyerarşi problemi olarak da bilinir. Bunun dışında günümüzdeki nötrino deneyleri onların kütle sınırları hakkında bilgi verirken nötrinolar için SM'de kütle kazandırma mekanizması yoktur. Ayrıca SM'de serbest parametrelerin değerleri bu model tarafından öngörülememektedir. Karanlık madde, karanlık enerji ve evrendeki madde-karşıt madde asimetrisi de SM'nin çözüm getiremediği konular arasındadır.

Yukarıda sözü edilen problemlere, SM ötesi modellerle çözüm bulunması beklenmektedir. Bunlardan bazıları, süpersimetri (karanlık enerji problemini çözmeye aday), büyük birleştirme teorileri (SM'deki üç kuvvetin aynı etkileşme sabitine sahip olması ve yüksek enerjilerde tek bir kuvvetin olması), sicim kuramları (burada temel parçacıkların noktasal değil, uzunluğu çok küçük olan (10^{-35} m) bir sicim olduğu varsayılır ve bu kuram temel kuvvetlerin doğasını tek bir denklemle ifade etmeye adaydır) ve ek boyutlardır (temel kuvvetler arasında kütleçekim kuvvetinin niçin bu kadar zayıf olduğunu açıklamaya çalışır, ayrıca Higgs bozonuna gerek olmadan kütleyi açıklamaya çalışır).

Parçacık fiziği deneyleri, çarpışan parçacıkların kütle merkezi enerjilerini yükselterek çözüm bekleyen pek çok konuyu araştırmaktadır. Son önemli gelişme, SM'nin kütleli fermiyonlara ve ağır ayar bozonlarına kütle kazandırdığı düşünülen Higgs mekanizması için gerekli olan Higgs parçacığına çok benzeyen bir sinyal gözlenmesidir. CERN

(Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi), LHC'de (Büyük Hadron Çarpıştırıcı) yer alan CMS (CMS Collab. 2012d ve ATLAS (ATLAS Collab. 2012b) deneyleri 4 Temmuz 2012 günü böyle bir parçacığın keşfedildiğini ortak açıklamayla duyurmuştur. LHC'nin daha yüksek enerjilere çıkması ve daha fazla verinin toplanmasından sonra bu durum daha fazla kesinlik ile ifade edilebilecektir.

Öte yandan, SM, aile sayısının kaç olacağını öngörememektedir. *Z* bozonun rezonans üretiminin yapıldığı LEP (Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı) deneylerinden gelen hassas ölçümler hafif nötrinolu ($m_\upsilon < M_Z/2$) ailelerin sayısının 3 olduğunu göstermiştir. Bunun yanında, Kuantum Renk Dinamiği'ndeki (KRD) asimptotik serbestlik, aile sayısının en çok 8 olabileceğini belirtmektedir. Bugüne kadar olan deneysel veriler ağır kütleli dördüncü aileyi tamamen dışarlamamıştır. Dolayısıyla, deneysel bir yaklaşımla dördüncü SM ailesini araştırmak anlamlıdır. Genel olarak bu araştırma, ağır kuarklar için bir örnek teşkil eder. Ağır kuarkların araştırılması ise modele bağlı olarak yapılabilir ve dördüncü aile modeli, SM ötesi fizik senaryoları için bir kalıp olarak düşünülebilir. Teorik açıdan ise dördüncü SM ailesi çeşni demokrasisi (diğer bir deyişle, demokratik kütle matrisi) yaklaşımının doğrudan bir sonucudur.

Tezin ikinci bölümünde SM'nin ayar teorileri ele alınmış, kuantum elektrodinamiği (KED), zayıf etkileşmeler ve kuantum renk dinamiği (KRD) için ayar dönüşümleri açıkça ifade edilmiştir. Ayrıca kütleli fermiyonlara ve ağır ayar bozonlarına kütle kazandırma mekanizması olan kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması üzerinde durulmuştur. Üçüncü bölümde SM'nin genişletilmesi ele alınmış, 4×4'lü kuark karışım matrisi verilmiştir. Bunun yanında, çeşni demokrasisi hipotezi (ya da demokratik kütle matrisi yaklaşımı) üzerinde durulmuştur. Ayrıca, günümüzde yapılan deneylerde dördüncü aile kuark kütlelerine getirilen limitler verilmiştir. Dördüncü bölümde ağır kuarkların hadron, lepton ve lepton-hadron çarpıştırıcılarındaki üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. Bununla birlikte, hadron çarpıştırıcısında FCNC (çeşni değiştiren yüksüz akım) yoluyla yukarı-tipli ağır kuarkın tek üretimi ve lepton çarpıştırıcısında son durumdaki ağır kuarkların ileri-geri yön saçılma asimetrileri de ele alınmıştır. Beşinci bölüm ağır kuarkların bilinen üç aileli kuarklara zayıf etkileşme yoluyla bozunmalarını vermektedir. Burada günümüzdeki ağır kuark kütlelerine

getirilen sınırlamalar dikkate alınarak bozunma genişlikleri ve dallanma oranları hesaplanmıştır. Bir sonraki bölümde dördüncü bölümde hesaplanan sinyal tesir kesiti değerlerinin aynı son durumları veren arkaplanları da hesaplanarak tüm çarpıştırıcılar için analizler yapılmış, istatistik önem (SS) değerleri hesaplanarak keşif limitleri verilmiştir. Son bölümde de sonuçlar tartışılmıştır.

2. STANDART MODEL

Standart Model (SM), $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubuna dayanan bir ayar teorisidir. Bu grup, güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri spin-1 aracı bozonları değiş-tokuşuyla tasvir eder. Elektromanyetik kuvvetin ayar bozonu fotondur. Elektrik yüküne sahip tüm parçacıklar bu etkileşmeye girerler. Zayıf etkileşmenin ayar bozonları ise $W^{\pm}$ ile yüksüz Z parçacığıdır ve bunlar zayıf yüke sahiptirler. Tüm kuark ve leptonlar bu etkileşmeye girerler. Son olarak, güçlü kuvvet gluonların (sekiz adet) alışverişi sonucu ortaya çıkar. Bu etkileşmeye yalnızca kuarklar ve gluonlar girerler. Çünkü kuarklar elektrik yüklerinin yanı sıra renk yükü denilen bir yüke daha sahiptirler. Ayrıca gluonların da böyle renk yüklerine sahip olmaları, onları fotondan ayıran önemli bir özelliği ortaya çıkarır.

SM, temel parçacıkların etkileşmelerini önemli ölçüde açıklar. Bununla birlikte, yukarıda sözü edilen simetri grubuyla bu kuvvetlerin birleştirilmesi için bir mekanizma geliştirir. Özellikle, elektromanyetik kuvvet ile zayıf kuvvetin birleştirilmesi teorinin en başarılı kısmıdır. Glashow (1961), gerçekten de tek bir etkileşme tanımlanacaksa zayıf taşıyıcılar ($W^{\pm}$ ve Z) çok ağırken elektromanyetik taşıyıcının (foton) nasıl kütlesiz olabiliceği sorusunu fark etmiştir. Weinberg (1967) ve Salam (1968) birbirlerinden bağımsız olarak kendiliğinden simetri kırılmasının kullanıldığı bir model geliştirmişlerdir (Griffiths 1987).

Kuramın temel noktası, sistemi betimleyen Lagranjiyeni yazabilmektir. Burada (Kuantum Alan Teorisinde) kullanılacak Lagranjiyenler ayar teorileri yardımıyla belirlenir. Lagranjiyen, birazdan adlandırılacak olan dönüşümler altında değişmez kalmalıdır. Bu, eylemin aynı dönüşümler altında değişmez kalması gerekliliğinin bir sonucudur. İşte bu dönüşümler ayar dönüşümleri olarak bilinir ve iki çeşittir: Global ve yerel.

Eğer bir simetri (değişmezlik) söz konusu ise ona karşılık gelen bir korunum yasası vardır (Noether Teoremi). Bu, global ayar dönüşümünün bir sonucudur. Burada dönüşüm, belirli bir uzay-zaman noktasından bağımsızdır, parçacıklar serbesttir;

etkileşmezler. $U(1)_Q$ global ayar simetrisi, sonuçta elektrik yükünün korunumunu getirir. Burada Q alt indisi elektrik yükü anlamındadır. Benzer şekilde, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ global ayar simetrisi, hiperyük ve zayıf izospinin korunumuna yol açar. Burada L ve Y alt indisleri, sırasıyla, sol ve hiperyük anlamındadır. Bu terimler iki simetri grubunun birleştirilmesinde önemlidir. Çünkü zayıf köşe vektör ve aksiyel vektör kısımlarını içerirken elektromanyetik köşe saf bir şekilde vektöreldir. Bu farklılık, birazdan üzerinde tartışılacak olan "ellilik" kavramı ile anlaşılır.

Uzay-zaman noktasına bağımlı olan dönüşümler ise yerel ayar dönüşümleridir. Burada artık, parçacıklar serbest değil, ayar alanları ile etkileşmeye girerler. Böylece, Lagranjiyene yeni etkileşme terimleri ilave edilir. Şimdi bu ayar dönüşümlerinin matematiksel ifadeleri üzerinde durulacaktır.

2.1 Kuantum Elektrodinamiği

Kütlesi m ve spini 1/2 olan parçacıkların hareketini tasvir eden serbest Dirac Lagranjiyeni şöyle verilir.

$$L_0 = i\overline{\psi}(x)\gamma^\mu \partial_\mu \psi(x) - m\overline{\psi}(x)\psi(x) \tag{2.1}$$

Bu Lagranjiyen aşağıdaki $U(1)$ global ayar dönüşümü altında değişmezdir.

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{i\theta}\psi(x) \tag{2.2}$$

burada θ herhangi bir reel sayıdır ve uzay-zamana bağlı değildir. Böylece Noether teoremi gereği böyle bir simetri aşağıdaki gibi bir korunumlu akım getirir.

$$J^\mu = e\overline{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{2.3}$$

burada e, ilgili parçacığın yüküdür. Ayrıca bundan sonra sadelik için ψ'nin x'e bağımlılığı parantez içinde gösterilmeyecektir.

Eğer $e^{i\theta}$ faz çarpanı farklı uzay-zaman noktalarında farklı değerler alıyorsa o zaman yerel ayar dönüşümü söz konusudur. Böyle bir dönüşüm altında ($e^{i\theta(x)}$) Lagranjiyenin değişmez kalıp kalmadığına bakılır. θ'nın kısmi türevi sonucu ekstra terim şöyle bir katkı getirir.

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

Böylece Lagranjiyenin dönüşümü şöyle olur.

$$L_0 \to L = L_0 - \left(\partial_\mu \theta(x) \right) \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \tag{2.5}$$

Yukarıdaki eşitlik, L_0 Lagranjiyeninin yerel ayar dönüşümü altında değişmez kalmadığını göstermektedir. O halde L_0'a öyle bir terim eklenmelidir ki az önceki ayar değişmezliği bozan terimi ortadan kaldırsın ve ayar değişmezlik sağlansın. Bu eklenecek terim artık, Lagranjiyenin serbestliğini bozacak ve spin-1/2 parçacıkların alanla etkileşmesi sağlanacaktır. Böylece yeni L_1 Lagranjiyeni şöyle yazılır.

$$L_1 = \left[i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi \right] - \left(e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \right) A_\mu \tag{2.6}$$

veya daha kısa şu şekilde yazılır.

$$L_1 = L_0 - J^\mu A_\mu \ ; \ \ J^\mu = e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \tag{2.7}$$

burada A_μ yeni bir alandır ve vektör ayar alanı olarak adlandırılır. L_1'in dönüşümü yapılırken A_μ'nün de yerel ayar dönüşümü dikkate alınmalıdır:

$$A_\mu \to A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta \tag{2.8}$$

Böylece yeni Lagranjiyen yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalır. Değişmezliği bozan kısmi türevler yerine alanlar ile aynı dönüşen kovaryant türev şöyle tanımlanır.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu \tag{2.9}$$

Kovaryant türevin dönüşümü ise şu şekildedir.

$$D_\mu \psi \to D'_\mu \psi \equiv e^{i\theta} D_\mu \psi \tag{2.10}$$

Böylece kovaryant türev tanımlanarak ayar değişmez Lagranjiyen global formda (tıpkı serbest Dirac Lagranjiyeni gibi, ancak vektör alanı kovaryant türev içinde gizli) şöyle yazılabilir.

$$L_1 = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \tag{2.11}$$

Bu Lagranjiyen etkileşme terimi içerdiğinden ilgili vektör alanının kinetik terimi de Lagranjiyene eklenmelidir:

$$L_{Kin.} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \tag{2.12}$$

burada $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ şeklinde tanımlanan alan tensörüdür. Elbette $F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ teriminin de (2.8) dönüşümü altında değişmez kalması gerekir. Bu terim bir Lorentz skaleridir ve gerçekten de o dönüşüm altında değişmez kalır. En nihayetinde ayar değişmez Lagranjiyen şu şekilde yazılır.

$$\begin{aligned} L &= L_1 + L_{Kin.} \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Son olarak, vektör ayar alanının aşağıdaki gibi bir kütle teriminin de Lagranjiyene eklenmesi düşünülebilir.

$$L_{Kütle} = \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu \tag{2.14}$$

Dikkat edilirse etkileşme terimindeki A_μ alanının yol açtığı (2.12) ve (2.14) terimleri Proca Lagranjiyeninin parçalarıdır:

$$L_{Proca} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu \tag{2.15}$$

Ancak, $A_\mu A^\mu$ çarpımı (2.8) dönüşümü altında değişmez kalmadığından ayar alanı kütlesiz ($m_A = 0$) olmalıdır.

2.2 Elektrozayıf Teori

Elektrozayıf teori, adından da anlaşılacağı gibi, zayıf kuvvetin simetri grubu $SU(2)$ ile elektromanyetik kuvvetin simetri grubu $U(1)$'in birleştirilmesine dayalı, bu kuvvetlerin taşıyıcılarını, lepton ve kuark ailelerini ve bunlara kütle kazandırmak için skaler Higgs bozonunu içeren bir modeldir. Daha önce de belirtildiği gibi, elektromanyetik ve zayıf köşe faktörleri arasında yapısal farklılıklar bulunmaktadır. Böylece parçacık spinörüne $1-\gamma^5$ faktörünü içerecek şekilde düzenleme yapılarak bu farklılık anlaşılır (Griffiths 1987):

$$u_L(p) \equiv \frac{(1-\gamma^5)}{2} u(p) \tag{2.16}$$

L alt indisi sol-elliği temsil eder ve -1 helisiteli parçacık anlamına gelir (spini hareket yönüne zıt). Tam tersi durum ise sağ-elli parçacığa karşılık gelir (*R* alt indis ile gösterilir). Böylece γ^5 matrisinin elliği belirlediği rahatlıkla söylenebilir. Daha genel olarak, $(1-\gamma^5)/2$ fonksiyonları bir "projeksiyon (izdüşüm) işlemcisi" gibi $u(p)$'nin -1 helisiteli bileşenini belirler. Benzer şekilde, karşıt parçacık (antiparçacık) için de durum şöyle olur.

$$v_L(p) \equiv \frac{(1+\gamma^5)}{2} v(p) \tag{2.17}$$

Sağ-elli spinörler ise şöyle yazılır.

$$u_R(p) \equiv \frac{\left(1+\gamma^5\right)}{2} u(p) \quad \text{ve} \quad v_R(p) \equiv \frac{\left(1-\gamma^5\right)}{2} v(p) \tag{2.18}$$

Bunların adjoint spinörleri de aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\overline{u}_L = \overline{u}\frac{\left(1+\gamma^5\right)}{2} \qquad \overline{v}_L = \overline{v}\frac{\left(1-\gamma^5\right)}{2} \qquad \overline{u}_R = \overline{u}\frac{\left(1-\gamma^5\right)}{2} \qquad \overline{v}_R = \overline{v}\frac{\left(1+\gamma^5\right)}{2} \tag{2.19}$$

burada $\left(\gamma^5\right)^\dagger = \gamma^5$ ve $\left\{\gamma^0, \gamma^5\right\} = \gamma^0\gamma^5 + \gamma^5\gamma^0 = 0$ eşitlikleri kullanılmıştır.

Bu tür özellikler elektromanyetik akımın elli spinörler cinsinden yazılmasına olanak sağlar. Böylece, *u* spinörü u_L ve u_R cinsinden şu şekilde olur.

$$u = u_L + u_R \tag{2.20}$$

Benzer şekilde,

$$\overline{u} = \overline{u}_L + \overline{u}_R \tag{2.21}$$

olur. Böylece elektromanyetik akım,

$$\begin{aligned} J_\mu^{em} &= -\overline{e}\gamma_\mu e \\ &= -\overline{e}_L\gamma_\mu e_L - \overline{e}_R\gamma_\mu e_R \end{aligned} \tag{2.22}$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\left(\gamma^5\right)^2 = 1$ ve $\left\{\gamma^\mu, \gamma^5\right\} = 0$ eşitlikleri kullanılmıştır. Ayrıca çapraz terimler, $\left(1-\gamma^5\right)/2$ ve $\left(1+\gamma^5\right)/2$ işlemcilerinin birbirine dik olmasından dolayı, sıfırdır. Bu arada, parçacık spinörünün elektronun kendi simgesi *e* ile gösterildiğine dikkat edilmelidir.

Yüklü zayıf akım ele alındığında, örneğin $e^- \to \upsilon_e + W^-$ süreci için akım şöyle olur (Griffiths 1987).

$$J_\mu^- = \bar{\upsilon}_e \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) e \tag{2.23}$$

yine υ_e ve e parçacık spinörlerini gösterir. Elektrozayıf birleştirme için bu akım elektromanyetik akım gibi saf vektör köşesi formunda yazılabilir. (2.17) ve (2.20) tanımları ve $\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$ özelliği kullanılırsa (2.23) akımı şöyle olur.

$$J_\mu^- = \bar{\upsilon}_{e_L} \gamma_\mu e_L \tag{2.24}$$

burada, bağlaşımın yalnızca sol-elli nötrinoları kapsadığına dikkat edilmelidir. O halde, bu teorinin çok önemli bir özelliğini vurgulamak için şu yazılabilir: Zayıf akım yalnızca sol-elli durumlarla bağlaşım yaparken elektromanyetik akım her iki tiple de bağlaşım yapar.

Benzer şekilde, yüklü zayıf akımın $\upsilon_e \to e^- + W^+$ süreci ele alınırsa akım şöyle olur.

$$J_\mu^+ = \bar{e}_L \gamma_\mu \upsilon_{e_L} \tag{2.25}$$

Daha kapalı bir yazım için yeni bir notasyon kullanılabilir. Bunun için sol-elli ikililer (doublet) şöyle tanımlanır.

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \upsilon_{e_L} \\ e_L^- \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

SM'de sağ-elli nötrinolar olmadığından sağ-elli leptonlar ancak sağ-elli tekliler (singlet) olarak yazılabilir. Böylece elli temsilde tek aileli lepton sektörü şu şekilde yazılır.

$$\psi_L^l = \begin{pmatrix} \upsilon_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \psi_R^l = e_R \tag{2.27}$$

Benzer şekilde, tek aileli kuark sektörü ise şöyledir.

$$\psi_L^q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \psi_R^u = u_R \ , \quad \psi_R^d = d_R \tag{2.28}$$

İkili ve teklilerin bu şekilde yazılmasının gerçek bir sebebi daha vardır: izospin kuantum sayısı. Bunu ilk kez 1932'de Heisenberg ortaya atmıştır. Bilindiği gibi, proton ile nötronun kütle değerleri neredeyse aynı, yükleri ise farklıdır. Güçlü kuvvet göz önüne alındığında bu iki kütle aynı varsayılabilir. Bu durumda onları birbirinden ayırt etmek için yeni bir kuantum sayısına gereksinim duyulur. Buna, spin gibi yukarı ve aşağı yönelimleri olduğundan, izospin denir. Bu yukarı ve aşağı durumlar, sırasıyla proton ve nötrona karşılık gelirler. Nükleonun izospini 1/2, üçüncü bileşeni (z-bileşeni) ise +1/2 veya -1/2'dir. Bu, izospinin yönüne göre değişebilir. Aynı zamanda bu kavram, nükleonun (tek bir parçacığın) iki izospin durumu gibi ele alınmasını sağlar. Ayrıca izospin, güçlü çarpışmalarda, yük gibi korunan bir niceliktir. Sonuçta nükleon iki-bileşenli bir sütun matrisi olarak yazılabilir.

Sağ-elli fermiyonlar izospin yükü taşımadıklarından $SU(2)_L$ ayar dönüşümü altında yalnızca sol-elli fermiyonlar ile skaler bozonlar ikili olarak dönüşür. Bu yüzden, sağ-elli fermiyonlar izospin uzayında birer tekli olarak ele alınmıştır. Bunun yanında $U(1)_Y$ ayar dönüşümü altında tüm alanlar dönüşür.

Sol-elli ikililerin elektrik yükleri ortalama bir yük olarak ele alındığında yeni bir yük tanımı yapılır, buna hiperyük denir. Sağ-elli tekliler düşünüldüğünde hiperyük doğrudan elektrik yükünün 2 katına eşit olur. Hadronların (baryon ve mezonlar) ilk düzenlenmesi Gell-Mann – Nishijima formülü ile verilir. Bu bağıntıya göre hiperyükteki 1 değişime karşılık izospinde $\pm 1/2$ değişiklik meydana gelir.

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.29}$$

burada Q, elektrik yükü; I_3, izospinin 3. bileşeni ve Y, hiperyüktür. (2.27) ve (2.28) ile verilen parçacıkların kuantum sayıları çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1 Bazı fermiyonların zayıf izospin, izospinin 3. Bileşeni, hiperyük ve elektrik yükü değerleri

	I	I_3	Y	Q
$\psi_L^l = \begin{pmatrix} \upsilon_{e_L} \\ e_L^- \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$\psi_R^l = e_R^-$	0	0	-2	-1
$\psi_L^q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} +2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
$\psi_R^u = u_R$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
$\psi_R^d = d_R$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Bir kuark ailesi durumu için serbest Dirac Lagranjiyeni şu şekilde tanımlanır.

$$L_0 = i\overline{\psi}_L^q \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L^q + i\overline{\psi}_R^u \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^u + i\overline{\psi}_R^d \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^d \tag{2.30}$$

Bu Lagranjiyen $G \equiv SU(2)_L \times U(1)_Y$ global ayar dönüşümleri altında değişmezdir:

$$\begin{aligned} \psi_L^q &\xrightarrow{G} \psi_L'^q \equiv e^{i\frac{Y_1}{2}\theta} e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\alpha}} \psi_L^q \\ \psi_R^u &\xrightarrow{G} \psi_R'^u \equiv e^{i\frac{Y_2}{2}\theta} \psi_R^u \\ \psi_R^d &\xrightarrow{G} \psi_R'^d \equiv e^{i\frac{Y_3}{2}\theta} \psi_R^d \end{aligned} \tag{2.31}$$

burada $\vec{\alpha}$ ve θ, dönüşüm parametreleri, *Y*'ler ise hiperyüktür. Burada, $U(1)_Y$ faz dönüşümü KED'dekine benzerdir. Bunun yanında, σ'lar Pauli-spin matrisleri olduğundan $\exp(i\vec{\sigma}\cdot\vec{\alpha}/2)$ matris dönüşümü abelyan-olmayan formdadır. Dikkat edilirse (2.30) Lagranjiyeninde kütle terimi yoktur; aksi halde sol- ve sağ-elli alanlar karışırdı. Ayrıca bu kütle terimi global *G* dönüşümleri altında değişmezliği bozduğu için bu Lagranjiyende yer almamaktadır.

Etkileşmelerin de dâhil edileceği $SU(2)_L \times U(1)_Y$ yerel ayar dönüşümleri ele alındığında $\vec{\alpha}$ ve θ parametreleri $\vec{\alpha}(x)$ ve $\theta(x)$ şeklinde uzay-zamana bağlıdırlar. Elbette simetriyi sağlamak için kısmi türevler (∂_μ) yerine kovaryant türevler (D_μ) kullanılmalıdır. Ayrıca, dört adet ayar parametresinin olması dört farklı ayar alanına ihtiyacı ortaya çıkarır:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_L^q &\equiv \left[\partial_\mu + ig\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{W}_\mu(x) + ig'\frac{Y_1}{2}B_\mu(x)\right]\psi_L^q \\ D_\mu \psi_R^u &\equiv \left[\partial_\mu + ig'\frac{Y_2}{2}B_\mu(x)\right]\psi_R^u \\ D_\mu \psi_R^d &\equiv \left[\partial_\mu + ig'\frac{Y_3}{2}B_\mu(x)\right]\psi_R^d \end{aligned} \tag{2.32}$$

Böylelikle, $W^\pm$, *Z* bozonu ve fotonu tasvir etmek için bir notasyon kullanılmıştır. Buradaki $\vec{W}_\mu(W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3,)$ ve B_μ alanları yerel ayar değişmezliğinin bir sonucu olarak Lagranjiyene gelmiştir ve bunların da *G* altındaki dönüşümleri değişmezliği bozmamalıdır:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) - \frac{1}{g'}\partial_\mu\theta(x) \tag{2.33}$$

$$\vec{W}_\mu(x) \xrightarrow{G} \vec{W}'_\mu(x) \equiv \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\vec{\alpha}(x) - \left(\vec{\alpha}(x)\times\vec{W}_\mu(x)\right) \tag{2.34}$$

B_μ'nün dönüşümü KED'de foton için yapılan dönüşüme özdeştir ve dikkat edilirse (2.28) eşitliklerinde verilen ψ'lerin B_μ ile bağlaşımları KED'deki gibi tamamen keyfidir. Başka bir deyişle, $Y_j\left(j=1,2,3\right)$ hiperyükleri keyfi olabilir. Ancak $SU\left(2\right)_L$ için sıradeğişme bağıntısı doğrusal olmadığından böyle bir serbestlik $\vec{W}_\mu$ alanı için yoktur. Yukarıdaki (2.33) ve (2.34) dönüşümlerinden B_μ'nün izospin uzayından seçilmiş bir skaler, $\vec{W}_\mu$'nün ise bir vektör olduğu gözükmektedir.

Böylece, kovaryant türevleri içeren Lagranjiyen şu şekilde olur.

$$L_1 = i\overline{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\overline{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\overline{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d \tag{2.35}$$

Bu Lagranjiyen yerel *G* dönüşümleri altında değişmezdir.

Son olarak, ayar alanları için ayar-değişmez kinetik terimler ve kütle terimleri ele alınmalıdır. Burada, $\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu$ ve $B_\mu B^\mu$ çarpanları ile orantılı olan ayar alanlarının kütle terimleri ayar-değişmezliği sağlamadığından Lagranjiyene dâhil edilmezler. Kinetik terim ise şöyle yazılır.

$$L_{Kin.} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \tag{2.36}$$

Burada,

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{2.37}$$

$$\vec{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g\left(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu\right) \tag{2.38}$$

şeklindedir.

Yukarıda kuark alanları ile ilgili yapılan dönüşümler lepton alanları için de benzer şekilde yapılır. Böylece, ayar bozonları ve fermiyonların kütle terimleri dışında, elde edilen yerel ayar-değişmez Lagranjiyen şu şekildedir.

$$L = i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d + i\bar{\psi}_L^l \gamma^\mu D_\mu \psi_L^l + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R \\ -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \tag{2.39}$$

2.3 Kendiliğinden Simetri Kırılması ve Higgs Mekanizması

Ayar bozonlarının kütleleri ile fermiyonların kütlelerini üretmek için bir şekilde ayar simetrisini bozmak gerekmektedir. Bununla birlikte, renormalize edilebilirliği korumak için tam bir simetrik Lagranjiyene ihtiyaç vardır. Buna göre, bu Lagranjiyen aşağıdaki özellikleri sağlamalıdır (Pich 2007).

1. *G* dönüşümleri altında değişmez kalan bir Lagranjiyen.
2. *G* dönüşümleri altında, verilen bir çoklunun (multiplet) elemanları olarak dönüşen, minimal enerjili durumların dejenere bir kümesine sahip olan Lagranjiyen.

Eğer bu dejenere durumlardan biri keyfi bir şekilde sistemin taban durumu olarak seçilirse simetri kendiliğinden kırılır. Bu sistemin işlemesi için öncelikle (2.39) Lagranjiyenine skaler bozonların kinetik ve potansiyel terimleri ile Yukawa etkileşme terimleri eklenmelidir:

$$L_0^S = \left(\partial_\mu \Phi\right)^\dagger \left(\partial^\mu \Phi\right) - V\left(\Phi^\dagger, \Phi\right) \; ; \; V\left(\Phi^\dagger, \Phi\right) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi\right)^2 \tag{2.40}$$

$$L_f^Y = L_q^Y + L_l^Y \tag{2.41}$$

burada L_q^Y ve L_l^Y sırasıyla birinci kuark ve lepton ailesinin Yukawa Lagranjiyenidirler ve aşağıdaki gibi yazılırlar.

$$L_q^Y = -f_d\left(\overline{\psi}_L^q \Phi \psi_R^d + \overline{\psi}_R^d \Phi^\dagger \psi_L^q\right) - f_u\left(\overline{\psi}_L^q \tilde{\Phi} \psi_R^u + \overline{\psi}_R^u \tilde{\Phi}^\dagger \psi_L^q\right) \tag{2.42}$$

$$L_l^Y = -f_e\left(\overline{\psi}_L^l \Phi e_R + \overline{e}_R \Phi^\dagger \psi_L^l\right) \tag{2.43}$$

Burada Φ, skaler bozon alanıdır ve şu şekilde bir izospin ikilisi formunda yazılır.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \tag{2.44}$$

Karşıt parçacıkları da göz önüne alınırsa toplam dört adet kompleks skaler alanın $(\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \overline{\varphi}^0)$ vakumu doldurduğu varsayılmıştır. Bu Φ skaler alanı $G = SU(2)_L \times U(1)_Y$ yerel ayar dönüşümleri altında şu şekilde dönüşür.

$$\Phi \xrightarrow[yerel]{G} \Phi' = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\alpha}(x)} e^{i\frac{Y_\Phi}{2}\theta(x)} \Phi \tag{2.45}$$

burada Y_Φ, Φ alanı için hiperyüktür ve değeri 1'dir.

Dikkat edilirse (2.42)'nin ikinci teriminde $\tilde{\Phi}$ alanı tanımlanmıştır. Çünkü lepton sektöründe sağ-elli nötrino yokken kuark sektöründe sağ-elli kuark (burada, u_R) teklisi vardır. Böylece u_R'nin skaler alanla ayar-değişmezlik sağlanarak bağlaşım yapması için φ^+ ve φ^0'ın kompleks eşlenikleri olan φ^- ve $\overline{\varphi}^0$'a ihtiyaç duyulur. Böylece $\tilde{\Phi}$ alanı şöyle tanımlanır.

$$\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \overline{\varphi}^0 \\ -\varphi^- \end{pmatrix} \tag{2.46}$$

Toplam Lagranjiyenin yerel ayar-değişmez olabilmesi için (2.40) eşitliğindeki ∂_μ'lerin yerine yine D_μ kovaryant türevler kullanılmalıdır. Böylelikle (2.40) şu hale gelir.

$$L^S = \left(D_\mu \Phi\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi\right) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi\right)^2 \tag{2.47}$$

Daha önce verilen (2.32) dönüşümlerine ek olarak skaler alan için de kovaryant türev tanımlanır:

$$D_\mu \Phi \equiv \left[\partial_\mu + ig\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{W}_\mu(x) - ig'\frac{Y_\Phi}{2}B_\mu(x)\right]\Phi \tag{2.48}$$

Böylece *G* dönüşümleri altındaki yerel ayar-değişmez Lagranjiyen şu şekildedir.

$$\begin{aligned} L = {} & i\bar{\psi}_L^q \gamma^\mu D_\mu \psi_L^q + i\bar{\psi}_R^u \gamma^\mu D_\mu \psi_R^u + i\bar{\psi}_R^d \gamma^\mu D_\mu \psi_R^d + i\bar{\psi}_L^l \gamma^\mu D_\mu \psi_L^l + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R \\ & + L_f^Y + L^S - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\cdot\vec{W}^{\mu\nu} \end{aligned} \tag{2.49}$$

Bu Lagranjiyen halen fermiyonların ve ayar alanlarının kütle terimlerini içermemektedir. L^S'de yer alan $\mu^2\Phi^\dagger\Phi$ terimindeki μ^2 çarpanı her ne kadar kütleye benzese de spin-0 parçacıkların hareketini tasvir eden Klein-Gordon Lagranjiyenindeki kütle teriminden (-1) çarpanı kadar farklıdır. L^S'nin üçüncü terimindeki λ ise skaler alanın kendi kendisi ile olan etkileşmesinin bağlaşımıdır.

Şimdi burada yer alan $V\left(\Phi^\dagger, \Phi\right)$ potansiyelini minimum yapan taban durumu aranacaktır. Bunun için φ, sırasıyla, $\varphi^+, \varphi^0, \varphi^-, \bar{\varphi}^0$ olmak üzere;

$$\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0 \tag{2.50}$$

koşulları ele alınsın. Bunun sonucunda şu iki çözüm ortaya çıkar.

$$\varphi^+ = \varphi^0 = \varphi^- = \bar{\varphi}^0 = 0 \tag{2.51}$$

$$\varphi^-\varphi^+ + \varphi^0\bar{\varphi}^0 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{2.52}$$

Birinci durum potansiyeli sıfır yapar fakat bu, minimum olmayabilir. İkinci durumu sağlayan skaler alanlar matematiksel olarak potansiyeli minimum yaptıkları halde bu dört alanın hepsi fiziksel değildir. Çünkü pertürbasyon teorisinde alanlar taban durumu ("vakum") civarındaki dalgalanmalar olarak ele alınır. Böyle bir taban durumunu verecek olan fiziksel alan, örneğin, $\phi = 0$ olmalıdır. Dolayısıyla bu dört kompleks alan, reel alanlar cinsinden şu şekilde tekrar tanımlanabilir.

$$\varphi^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\varphi_1 + i\varphi_2\right);\ \left(\varphi^{+}\right)^{*} \equiv \varphi^{-} \tag{2.53}$$

$$\varphi^{0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\varphi_3 + i\varphi_4\right);\ \left(\varphi^{0}\right)^{*} \equiv \bar{\varphi}^{0} \tag{2.54}$$

Böylece (2.52) denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 + \varphi_4^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{2.55}$$

Bu denklem, potansiyelin minimumunun $\mu/\sqrt{\lambda}$ yarıçaplı 4-boyutlu hiperküre yüzeyi üzerinde olduğunu söyler. Görüldüğü gibi potansiyelin minimumu (taban durumu) dört reel alanın da sıfır olduğu durum değildir. Dikkat edilirse bu denklemin sayısız çözümü vardır. Bu alanlardan ($\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$) üçü sıfır seçilse bile bir tanesi sıfırdan farklı olmak zorundadır. Böyle bir seçim, keyfi olarak şu şekilde yapılabilir.

$$\varphi_3 = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \equiv \eta;\ \ \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_4 = 0 \tag{2.56}$$

Bu seçim, reel alanların $(0,0,0,0)$ noktasını hiperküre üzerinde $\left(0,0,\mu/\sqrt{\lambda},0\right)$ noktasına kaydırmıştır. Bu seçim ile Lagranjiyenin yerel ayar simetrisi bozulmuştur (kırılmıştır). Ancak bundan sonra Lagranjiyen bir $U(1)_Q$ simetrisine sahip olacaktır:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_Q \tag{2.57}$$

Böylelikle skaler Φ alanının vakum beklenen değeri şu şekilde yazılabilir.

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} \tag{2.58}$$

Taban durumunun Φ'nin beklenen değerinin sıfıra eşit olduğu duruma karşılık gelmemesi, yeni fiziksel alanların tanımlanması ihtiyacını doğurmuştur. Bu durumda, öyle alanlar seçilmelidir ki bunların beklenen değeri sıfır olduğunda potansiyel minimum olsun. Adı geçen yeni fiziksel alanlar $\vec{\xi}$ ve $H(x)$ şeklinde tanımlanan Goldstone ve Higgs alanlarıdır. Böylece kompleks skaler φ^+ ve φ^0 alanlarını içeren Φ izospin ikilisi $\vec{\xi}$ ve $H(x)$ reel alanları cinsinden şu şekilde tanımlanır.

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \equiv e^{-i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\xi}} \begin{pmatrix} 0 \\ \dfrac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

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

$$\langle 0|\vec{\xi}|0\rangle = \langle 0|H(x)|0\rangle = 0 \tag{2.60}$$

Bu yeni fiziksel alanlara karşılık gelen üç adet kütlesiz Goldstone bozonu ve bir adet kütleli Higgs bozonu tanımlandıktan sonra zayıf kuvvetin üç ayar bozonu Higgs mekanizması sonucu kütle kazanacaktır. Ancak bu durumda kütleli ayar bozonlarının, dolayısıyla Lagranjiyenin serbestliği artacaktır. Bunun için üniter ayar denilen bir ayar seçimi yapılır. Böylece bu ayar seçimiyle Goldstone bozonları yok edilerek ayar bozonlarına kütle kazandırılır.

Üniter ayar seçimi şu şekilde olsun.

$$\vec{\alpha}(x) = \vec{\xi}(x) \text{ ve } \theta(x) = 0 \tag{2.61}$$

Kuark alanları ve Φ alanı için dönüşümler üniter ayar seçimi sonrasında aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned}
&\psi_L^q \xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_L'^q = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\xi(x)}\psi_L^q \\
&\psi_R^u \xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_R'^u = \psi_R^u \\
&\psi_R^d \xrightarrow{\text{üniter ayar}} \psi_R'^d = \psi_R^d \\
&\Phi \xrightarrow{\text{üniter ayar}} \Phi' = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\xi(x)}\Phi
\end{aligned} \tag{2.62}$$

İlk iki dönüşüm leptonlar için de benzer şekildedir.

Φ 'nin dönüşümünde (2.59) tanımı kullanılırsa şu elde edilir.

$$\Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \dfrac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.63}$$

Üniter ayar seçiminden sonra L^S Lagranjiyeninin kinetik kısmı şöyle yazılır.

$$\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger \left(D^\mu\Phi\right) \equiv \left[\left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu' - i\frac{g'}{2}B_\mu'\right)\Phi'\right]^\dagger \left[\left(\partial^\mu + i\frac{g}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W}'^\mu - i\frac{g'}{2}B'^\mu\right)\Phi'\right] \tag{2.64}$$

Üniter ayar seçiminden sonra, alanlarda kullanılan üslü notasyon bundan sonra kaldırılacaktır. (2.64)'deki $SU(2)_L$ kısmını içeren terim şu şekildedir.

$$\begin{aligned}
\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{W}_\mu &= \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^- \\ \sqrt{2}W_\mu^+ & -W_\mu^3 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.65}$$

Bu ifade, $W_\mu^\pm \equiv \left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2\right)/\sqrt{2}$ bozon alanıyla yüklü-akım etkileşmelerini meydana getirir. Çünkü $\vec{W}_\mu$ alanı fiziksel alan değildir. Buradaki $W_\mu^\pm$ tanımı W_μ^1 ve W_μ^2'nin karışımından oluşmuş fiziksel alandır.

Geriye kalan W_μ^3 ve B_μ alanları da benzer şekilde tanımlanmalıdır. Yeni fiziksel Z_μ ve A_μ alanları yine fiziksel olmayan alanların karışımıyla oluşurlar.

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

burada θ_W zayıf karışım açısı veya Weinberg açısıdır. Bu yeni fiziksel alanlar ise yüksüz akım etkileşmelerinde rol oynarlar. Böylelikle (2.64) eşitliği düzenlenirse şu elde edilir.

$$\begin{aligned} &\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger \left(D^\mu\Phi\right) = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H(x)\right)\left(\partial^\mu H(x)\right) \\ &+\frac{1}{2}\left(\eta + H(x)\right)^2 \left[\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2/4 & -gg'/4 \\ -gg'/4 & g'^2/4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}\right] \end{aligned} \tag{2.67}$$

Köşeli parantez içindeki simetrik matris kütle matrisi olarak adlandırılır:

$$M = \frac{1}{4}\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \tag{2.68}$$

Bu matris, $\sin\theta_W = g'/\left(g^2+g'^2\right)^{1/2}$ ve $\cos\theta_W = g/\left(g^2+g'^2\right)^{1/2}$ olmak üzere, aşağıdaki gibi bir ortogonal dönüşümle köşegenleştirilebilir.

$$RMR^T = \begin{pmatrix} \left(g^2+g'^2\right)/4 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix};\ R = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \tag{2.69}$$

Burada T, Transpoz alma işlemidir. RMR^T matrisi, $RR^T = 1 = R^T R$ olmak üzere, (2.67)'ye yerleştirilir ve (2.66) eşitliği kullanılırsa şu elde edilir.

$$\begin{aligned}\left(D_\mu \Phi\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi\right) = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu H(x)\right)^2 + \left(\frac{g\eta}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}\left[\frac{\eta\left(g^2+g'^2\right)^{1/2}}{2}\right]^2 Z_\mu Z^\mu \\ + \frac{1}{2}\left(H^2(x) + 2H(x)\eta\right)\left[\frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{\left(g^2+g'^2\right)}{4} Z_\mu Z^\mu\right]\end{aligned} \tag{2.70}$$

Böylece ayar alanlarının kütleleri şu şekilde belirlenmiş olur.

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

Görüldüğü gibi kısa menzilli zayıf kuvvetin 3 ayar bozonu olan $W^\pm$ ve Z bozonu kütle kazanmış, elektromanyetik kuvvetin ayar bozonu foton ise kütlesiz kalmıştır. Dikkat edilirse (2.70)'in son terimi kütleli ayar bozonlarının Higgs bozonu ile olan etkileşmelerini verir. Bunlar, açıkça Higgs ile ayar bozonlarının üçlü ve dörtlü köşe etkileşmeleridir (*HWW*, *HZZ*, *HHWW*, *HHZZ*).

Higgs bozonunun kütle terimini elde edebilmek için $V\left(\Phi^\dagger, \Phi\right)$ potansiyelinin üniter ayar seçiminden sonraki şekline bakılmalıdır:

$$V = -\frac{1}{4}\mu^2\eta^2 + \mu^2 H^2(x) + (\lambda\eta) H^3(x) + \frac{\lambda}{4} H^4(x) \tag{2.71}$$

Bu eşitlik, skaler alan için yazılan Klein-Gordon Lagranjiyeni ile karşılaştırıldığında $M_H = \sqrt{2}\mu$ elde edilir. Üçüncü ve dördüncü terimler ise Higgs bozonunun kendi kendisiyle üçlü ve dörtlü etkileşmelerini verir. Eğer Higgs bozonunun kütlesi deneyden tam olarak ölçülürse λ bağlaşımı da belirlenebilir.

Standart Modelde, kendiliğinden simetri kırılması ve Higgs mekanizması ile nötrinolar hariç tüm fermiyonlara da kütle kazandırılır. Bunun için birinci fermiyon ailesini içeren

(2.42) ve (2.43) Lagranjiyenlerinin kendiliğinden simetri kırılması ve üniter ayar seçimi sonrasındaki durumları göz önüne alınmalıdır. Bu dönüşümlerden sonra yeni Yukawa Lagranjiyeni şu şekilde elde edilir.

$$L_l^Y = -\frac{f_e}{\sqrt{2}}\left(\eta\bar{e}e + H(x)\bar{e}e\right);\ \bar{e}e = \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L \tag{2.72}$$

Elektron için Dirac kütle terimi $-m_e\bar{e}e$ olduğundan, $m_e = f_e\eta/\sqrt{2}$ olur. Benzer şekilde, bir aileli kuark için Yukawa Lagranjiyeni,

$$L_q^Y = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\eta + H(x)\right)\left(f_d\bar{d}d + f_u\bar{u}u\right) \tag{2.73}$$

şeklinde elde edilir. Böylece, *u* ve *d* kuarkın kütleleri $m_u = f_u\eta/\sqrt{2}$ ve $m_d = f_d\eta/\sqrt{2}$ şeklindedir. Burada, Yukawa bağlaşımları, kuark kütleleri cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\begin{aligned} f_u &= \sqrt{2}\frac{m_u}{\eta} = \frac{g}{\sqrt{2}}\frac{m_u}{M_W} \\ f_d &= \sqrt{2}\frac{m_d}{\eta} = \frac{g}{\sqrt{2}}\frac{m_d}{M_W} \end{aligned} \tag{2.74}$$

Birinci kuark ve lepton ailelerinin kinetik terimleri ise üniter ayar seçiminden sonra şöyle olur.

$$
\begin{aligned}
L^q_{Kin} &= i\bar{\psi}^q_L \gamma^\mu D_\mu \psi^q_L + i\bar{\psi}^u_R \gamma^\mu D_\mu \psi^u_R + i\bar{\psi}^d_R \gamma^\mu D_\mu \psi^d_R \\
&= i\bar{u}\gamma^\mu \partial_\mu u + i\bar{d}\gamma^\mu \partial_\mu d - \frac{g}{\sqrt{2}}\left(\bar{u}_L \gamma^\mu d_L W^-_\mu + \bar{d}_L \gamma^\mu u_L W^+_\mu\right) \\
&\quad -\frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u A_\mu \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}\right) + \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d A_\mu \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}\right) \\
&\quad +\frac{1}{2}\bar{u}\gamma^\mu \left(-\frac{1}{2}+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2}\right) u Z_\mu \sqrt{g^2+g'^2} \\
&\quad -\frac{1}{2}\bar{d}\gamma^\mu \left(-\frac{1}{2}+\frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2}\right) d Z_\mu \sqrt{g^2+g'^2}
\end{aligned}
\tag{2.75}
$$

$$
\begin{aligned}
L^l_{Kin} &= i\bar{\psi}^l_L \gamma^\mu D_\mu \psi^l_L + i\bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R \\
&= i\bar{\upsilon}_{e_L} \gamma^\mu \partial_\mu \upsilon_{e_L} + i\bar{e}\gamma^\mu \partial_\mu e - \frac{g}{\sqrt{2}}\left(\bar{\upsilon}_{e_L} \gamma^\mu e_L W^-_\mu + \bar{e}_L \gamma^\mu \upsilon_{e_L} W^+_\mu\right) \\
&\quad +\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}\right) \\
&\quad +\frac{1}{2}\bar{\upsilon}_{e_L}\gamma^\mu \upsilon_{e_L} Z_\mu \sqrt{g^2+g'^2} + \frac{1}{2}\bar{e}\gamma^\mu \left(\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2}\right) e Z_\mu \sqrt{g^2+g'^2}
\end{aligned}
\tag{2.76}
$$

Buraya kadar fermiyonların birinci ailesi için yapılan hesaplar üç aileli durumlara genişletilirken özellikle kuark ve lepton ailelerinin kinetik ve Yukawa terimlerine dikkat edilmelidir. Kinetik terimler, üç ailenin ayrı ayrı yazılıp toplanmasıyla elde edilir. Dolayısıyla (2.75) ve (2.76) şu hale gelir.

$$
\begin{aligned}
L_{Kin}^{q} = & \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix} i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\
& -\frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{c}_L & \bar{t}_L \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} W_{\mu}^{-} + h.c. \\
& -\frac{2}{3} \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} A_{\mu} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) + \frac{1}{3} \begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} A_{\mu} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) \\
& + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \left(-\frac{1}{2} + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2} \right) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} Z_{\mu} \sqrt{g^2 + g'^2} \\
& -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2} \right) \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} Z_{\mu} \sqrt{g^2 + g'^2}
\end{aligned}
\tag{2.77}
$$

$$
\begin{aligned}
L_{Kin}^{l} = & \sum_{j=1}^{3} i\bar{\psi}_L^{l_j} \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi_L^{l_j} + \sum_{j=1}^{3} i\bar{\psi}_R^{l_j} \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi_R^{l_j} - \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{\upsilon}_{e_L} & \bar{\upsilon}_{\mu_L} & \bar{\upsilon}_{\tau_L} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} W_{\mu}^{-} + h.c. \\
& + \begin{pmatrix} \bar{e} & \bar{\mu} & \bar{\tau} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} A_{\mu} \left(\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right) \\
& + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\upsilon}_{e_L} & \bar{\upsilon}_{\mu_L} & \bar{\upsilon}_{\tau_L} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} \upsilon_{e_L} \\ \upsilon_{\mu_L} \\ \upsilon_{\tau_L} \end{pmatrix} Z_{\mu} \sqrt{g^2 + g'^2} \\
& + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{e} & \bar{\mu} & \bar{\tau} \end{pmatrix} \gamma^{\mu} \left(\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W + \frac{\gamma^5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} Z_{\mu} \sqrt{g^2 + g'^2}
\end{aligned}
\tag{2.78}
$$

Yukarıdaki iki Lagranjiyende W_{μ} alanları yalnızca sol-elli fermiyon alanlarıyla etkileşir. Bunun yanında Z_{μ} ve A_{μ} alanları hem sol- hem de sağ-elli fermiyon alanlarıyla etkileşir. Z_{μ} ve A_{μ} alanlarının ayar bozonları olan Z bozonu ve foton yüksüz olduklarından çeşni değişimine yol açmazlar (çeşni, her bir kuark ve lepton türüdür).

Ağaç seviyesinde çeşni değiştiren yüksüz akımlar yoktur. Çeşni değişimi ancak yüklü akım etkileşmelerini sağlayan $W^{\pm}$ bozonlarıyla gerçekleşir. Ancak (2.77)'de kuarkların W bozonu ile etkileşmelerine dikkat edilirse bunlar farklı aileler arasındaki geçişleri vermemektedir. Çünkü buradaki alanlar halen zayıf bazdadırlar. Yani bir ailenin sol-elli ikililerindeki alanlar ile diğer bir ailenin sol-elli ikililerindeki alanlar zayıf etkileşme ile karışmamış durumdadır. Bu tür karışımlar ancak kütle bazına geçildiği zaman ortaya çıkar ki bunlar baz dönüşümü kısmında ele alınacaktır. Bunun yanında, lepton sektörü için bu geçişler yasaklıdır. Çünkü lepton sayısı ayrı ayrı korunmaktadır.

Son olarak fermiyon ailelerinin Yukawa Lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$L_f^Y = L_l^Y + L_q^Y$$

$$L_l^Y = -f_e\left[\bar{\psi}_L^{l_1}\Phi e_R + \bar{e}_R\Phi^\dagger\psi_L^{l_1}\right] - f_\mu\left[\bar{\psi}_L^{l_2}\Phi\mu_R + \bar{\mu}_R\Phi^\dagger\psi_L^{l_2}\right] - f_\tau\left[\bar{\psi}_L^{l_3}\Phi\tau_R + \bar{\tau}_R\Phi^\dagger\psi_L^{l_3}\right] \quad (2.79)$$

$$\begin{aligned}
L_q^Y = &-f_d\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\Phi\psi_R^d + \bar{\psi}_R^d\Phi^\dagger\psi_L^{q_1}\right] - f_u\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\tilde{\Phi}\psi_R^u + \bar{\psi}_R^u\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_1}\right] - f_s\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\Phi\psi_R^s + \bar{\psi}_R^s\Phi^\dagger\psi_L^{q_2}\right] \\
&- f_c\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\tilde{\Phi}\psi_R^c + \bar{\psi}_R^c\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_2}\right] - f_b\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\Phi\psi_R^b + \bar{\psi}_R^b\Phi^\dagger\psi_L^{q_3}\right] - f_t\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\tilde{\Phi}\psi_R^t + \bar{\psi}_R^t\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_3}\right] \\
&- f_{ds}\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\Phi\psi_R^s + \bar{\psi}_R^s\Phi^\dagger\psi_L^{q_1}\right] - f_{db}\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\Phi\psi_R^b + \bar{\psi}_R^b\Phi^\dagger\psi_L^{q_1}\right] - f_{uc}\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\tilde{\Phi}\psi_R^c + \bar{\psi}_R^c\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_1}\right] \\
&- f_{ut}\left[\bar{\psi}_L^{q_1}\tilde{\Phi}\psi_R^t + \bar{\psi}_R^t\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_1}\right] - f_{sd}\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\Phi\psi_R^d + \bar{\psi}_R^d\Phi^\dagger\psi_L^{q_2}\right] - f_{sb}\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\Phi\psi_R^b + \bar{\psi}_R^b\Phi^\dagger\psi_L^{q_2}\right] \\
&- f_{cu}\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\tilde{\Phi}\psi_R^u + \bar{\psi}_R^u\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_2}\right] - f_{ct}\left[\bar{\psi}_L^{q_2}\tilde{\Phi}\psi_R^t + \bar{\psi}_R^t\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_2}\right] - f_{bd}\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\Phi\psi_R^d + \bar{\psi}_R^d\Phi^\dagger\psi_L^{q_3}\right] \\
&- f_{bs}\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\Phi\psi_R^s + \bar{\psi}_R^s\Phi^\dagger\psi_L^{q_3}\right] - f_{tu}\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\tilde{\Phi}\psi_R^u + \bar{\psi}_R^u\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_3}\right] - f_{tc}\left[\bar{\psi}_L^{q_3}\tilde{\Phi}\psi_R^c + \bar{\psi}_R^c\tilde{\Phi}^\dagger\psi_L^{q_3}\right]
\end{aligned} \quad (2.80)$$

Dikkat edilirse L_l^Y Lagranjiyeninde farklı ailelerin birbiriyle karıştığı çapraz terimler mevcut değildir. Bu geçişlerin yasaklı olmasının sebebi yine lepton sayısının korunumudur. Ancak kuark sayısı korunumu gibi bir korunum yasası olmadığından L_q^Y Lagranjiyeninde farklı aileler arası geçişler görülmektedir. Bu tür terimler fiziksel olarak anlamlı değildir. Çünkü bunlar bilinen bir temel etkileşme olmaksızın kuarkların çeşnisini değiştirirler. Bu tür terimlerin ortaya çıkmasının esas nedeni kuark alanlarının kütle özdurumunda olmayışıdır.

Φ ve $\tilde{\Phi}$ alanlarının açık ifadeleri yukarıdaki L_q^Y Lagranjiyeninde yerine konulursa,

$$L_q^Y = \left(\frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}}\right)\left[\left(\overline{u}_L \quad \overline{c}_L \quad \overline{t}_L\right)\tilde{M}'\begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + \left(\overline{d}_L \quad \overline{s}_L \quad \overline{b}_L\right)M'\begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix}\right] + h.c. \tag{2.81}$$

elde edilir. Burada,

$$\tilde{M} = \eta\tilde{M}' = -\eta\begin{pmatrix} f_{uu} & f_{uc} & f_{ut} \\ f_{cu} & f_{cc} & f_{ct} \\ f_{tu} & f_{tc} & f_{tt} \end{pmatrix}, \quad M = \eta M' = -\eta\begin{pmatrix} f_{dd} & f_{ds} & f_{db} \\ f_{sd} & f_{ss} & f_{sb} \\ f_{bd} & f_{bs} & f_{bb} \end{pmatrix} \tag{2.82}$$

şeklinde tanımlanan $\tilde{M}$ ve M matrisleri kuarkların kütle matrisleridirler. Fiziksel anlamı olmayan çapraz terimler bu matrislerin köşegen-olmayan formda olmalarından kaynaklanır. O halde yukarıdaki matrisler köşegenleştirilerek L_q^Y'deki fiziksel olmayan terimler yok edilebilir. S ve T üniter matrisler olmak üzere, aşağıdaki gibi üniter dönüşümler $\tilde{M}'$ ve M' matrislerini köşegenleştirir.

$$\begin{aligned} S_u^\dagger \tilde{M}' T_u &= \tilde{M}'_{köş} \\ S_d^\dagger M' T_d &= M'_{köş} \end{aligned} \tag{2.83}$$

Yukarı ve aşağı kuark sektörlerinin kütle matrisleri farklı olduğundan dönüşümdeki S ve T üniter matrisleri de $\tilde{M}$ ve M için farklı olmalıdır. Bu nedenle bunlar, yukarı ve aşağı anlamında u ve d alt indisleriyle ayrılmışlardır. Böylece $SS^\dagger = 1 = TT^\dagger$ özellikleri kullanılarak kuarklar için Yukawa Lagranjiyeni şu şekilde elde edilir.

$$L_q^Y = \left(\frac{\eta + H(x)}{\sqrt{2}}\right)\left[\left(\overline{u'_L} \quad \overline{c'_L} \quad \overline{t'_L}\right)\tilde{M}'_{köş}\begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} + \left(\overline{d'_L} \quad \overline{s'_L} \quad \overline{b'_L}\right)M'_{köş}\begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix}\right] + h.c. \tag{2.84}$$

Burada şu tanımlar kullanılmıştır.

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix} = S_u^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix} = T_u^\dagger \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = S_d^\dagger \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} = T_d^\dagger \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \tag{2.85}$$

Bunlar, kuark alanları için kütle özdurumlarıdır. Kütle matrisleri köşegenleştirilerek, örneğin *d* kuark için kütle terimi $m_d = f_{dd}\eta$ şeklinde tanımlandığından, çapraz terimler yok olmuş, yalnızca kuark alanlarının Higgs bozonu ile etkileşmeleri ve köşegen olan kütle terimleri kalmıştır.

Zayıf özdurumlardan kütle özdurumlarına geçişi sağlayan (2.85) dönüşümleri, elektromanyetik etkileşmeler ile yüksüz zayıf akım etkileşmelerini değişmez bırakır. Ancak yüklü zayıf etkileşmeler bu durumda değişir. Kütle özdurumuna geçildiğinde kuarklar için yazılan yüklü akım (charged current) şu şekilde değişir.

$$L_{CC}^q = -\frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \overline{u'_L} & \overline{c'}_L & \overline{t'_L} \end{pmatrix} \gamma^\mu S_u^\dagger S_d \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} W_\mu^- + h.c. \tag{2.86}$$

Burada $S_u^\dagger S_d \neq 1$ olmaktadır. Birim matristen farklı olan bu yeni matris V_{CKM} şeklinde tanımlanan üniter Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisidir. Böylece farklı ailelerdeki kuarklar bu yolla karışırlar.

$$\begin{pmatrix} d'' \\ s'' \\ b'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \tag{2.87}$$

En genel 3×3 'lü kompleks elemanlı bir matris 18 serbest parametreye sahip olmalıdır. CKM matrisinin etkisiyle kuarkların tanımlandığı $SU(2)_L$ ikililerinin yeniden tanımlanması ve CKM matrisi üniter bir matris olduğundan üniterlik koşulunun kullanılması sonucu bağımsız parametre sayısı 4'e düşer. Böylece CKM matrisi 3 adet ortogonal matris ve 1 adet üniter matris kullanılarak farklı şekillerde yeniden parametrize edilebilir. Bunlardan bir tanesi şöyle bir sonuç verir.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.88)$$

Burada, $j > i$ olmak üzere, $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$ kısaltmaları yapılmıştır. Dikkat edilirse bu matris 3 adet gözlenebilir karışım açısı (3-boyutlu uzaydaki dönmenin Euler açıları) ve 1 adet CP (Yük, Parite) ihlal eden gözlenebilir faz içerir. SM, bu dört bağımsız parametrenin değerlerini teorik olarak öngörmemektedir. Bu değerler ancak deneysel veriler yardımıyla hesaplanabilmektedir.

Son olarak, ayar bozonlarının kendi aralarındaki etkileşme terimleri, bu tezin konusunu içermediğinden, burada üzerinde durulmamıştır.

2.3.1 CKM matrisinin elemanları ve üniterlik koşulu

Yukarıdaki (2.87) dönüşümünü sağlayan 3×3'lü CKM matrisinin elemanlarının büyüklükleri ve belirsizlikleri çeşitli deneylerden elde edilen verilerle hesaplanmıştır. Buna göre;

- $|\mathbf{V_{ud}}|$:

$|V_{ud}|$'nin en hassas belirlemesi saf vektör geçişleri olan süperizinli $0^+ \to 0^+$ nükleer beta bozunumları çalışmasından gelir. En hassas dokuz belirlemenin ortalaması sonucu aşağıdaki değer elde edilmiştir (Hardy vd. 2009, Blucher vd. 2010).

$|V_{ud}| = 0,97425 \pm 0,00022.$

- $|\mathbf{V_{us}}|$:

V_{us}'nin büyüklüğü yarıleptonik veya leptonik kaon bozunumlarından çıkmaktadır. $K_L^0 \to \pi e \upsilon$, $K_L^0 \to \pi \mu \upsilon$, $K^{\pm} \to \pi^0 e^{\pm} \upsilon$, $K^{\pm} \to \pi^0 \mu^{\pm} \upsilon$ ve $K_S^0 \to \pi e \upsilon$ verilerinin birleştirilmesi, $|V_{us}| = 0,2246 \pm 0,0012$ sonucunu, örgü KRD (Kuantum Renk Dinamiği) hesap değeri $f_+(0) = 0,9644 \pm 0,0049$ (Boyle vd. 2008) ile birlikte verir. Bunun yanında, $f_K / f_\pi = 1,189 \pm 0,007$ örgü KRD değeri (Follana vd. 2008) ile, KLOE'nin (**K** **LO**ng **E**xperiment) verdiği $K^+ \to \mu^+ \upsilon(\gamma)$ dallanma oranı ölçümü $|V_{us}| = 0,2259 \pm 0,0014$ sonucuna yol açar. Bu iki belirlemenin ortalaması aşağıdaki şekildedir (Blucher 2010).

$|V_{us}| = 0,2252 \pm 0,0009.$

- $|\mathbf{V_{cd}}|$**:**

$|V_{cd}|$'nin en hassas belirlemesi nötrino ve karşıt nötrino etkileşmelerine dayanır. Nötrino ve karşıt nötrino demetleriyle çift-müon üretiminin tek-müon üretimine oranı farkı valans d-kuarksız tılsım tesir kesiti ile orantılıdır. Sonuçlar (Abramowicz vd. 1982, Rabinowitz vd. 1993, Bazarko vd. 1995, Vilain vd. 1999, Gilman vd. 2004) birleştirildiğinde aşağıdaki değer elde edilir.

$|V_{cd}| = 0,230 \pm 0,011.$

- $|\mathbf{V_{cs}}|$**:**

$|V_{cs}|$'nin belirlenmesi yarıleptonik D ya da leptonik D_s bozunumlarıyla mümkündür. $D_s^+ \to \mu^+ \upsilon$ (BABAR Collab. 2007, The Belle Collab. 2008, CLEO Collab. 2009a) ve $D_s^+ \to \tau^+ \upsilon$ (CLEO Collab. 2009a ve CLEO Collab. 2009c) verisinin kullanımı $|V_{cs}| = 1,030 \pm 0,038$ sonucunu, $f_{D_s} = (242,8 \pm 3,2 \pm 5,3)$ MeV bozunma sabiti ile verir. Ayrıca $D \to Kl\upsilon$ ölçümleri (Belle Collab. 2006, BABAR Collab. 2007, CLEO Collab.

2009b), ve form faktörünün Aubin (2005) örgü KRD hesabıyla birleştirildiğinde $|V_{cs}| = 0,98 \pm 0,01 \pm 0,10$ değeri elde edilir. Bu iki belirlemenin ortalamasıyla da aşağıdaki değer elde edilir.

$|V_{cs}| = 1,023 \pm 0,036.$

- $|\mathbf{V_{cb}}|$**:**

$|V_{cb}|$'nin yarıleptonik kapsayıcı (inclusive) B bozunumlarından belirlenmesi, leptonik enerji ve hadronik değişmez kütle spektrumu ile birlikte yarıleptonik oran ölçümünü kullanır. V_{cb} ve V_{ub} hesabı için Kowalewski (2010)'ye bakılabilir. Böylece aşağıdaki sonuç elde edilir.

$|V_{cb}| = (40,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}.$

- $|\mathbf{V_{ub}}|$**:**

$|V_{ub}|$'nin kapsayıcı $B \to X_u l\bar{\upsilon}$ bozunumundan belirlenmesi, $B \to X_c l\bar{\upsilon}$ sürecindeki büyük arkaplanlardan dolayı problemlidir. Tılsım arkaplanının kinematik olarak yasaklandığı faz uzayının pek çok bölgesinde bu oran, pertürbatif-olmayan biçim fonksiyonlarıyla belirlenir. Başat mertebede Λ_{QCD}/m_b oranında $B \to X_s \gamma$'deki foton enerji spektrumu ile ilişkili olan böyle sadece bir tek fonksiyon vardır (Bigi vd. ve Neubert 1994). B fabrikalarındaki büyük ve saf $B\bar{B}$ örnekleri tam olarak yeniden oluşturulan diğer B olaylarındaki $B \to X_u l\bar{\upsilon}$ bozunumlarının seçimine izin verir (Belle Collab. 2010). Bu tam-yeniden oluşturma etiketleme metoduyla hem leptonik hem de hadronik sistemlerin dörtlü-momentumları ölçülebilir ve iyileştirilmiş sinyal saflığından dolayı daha geniş kinematik bölgelere erişilebilir. Seçilen (exclusive) dış kanallardan $|V_{ub}|$'yi elde etmek için form faktörleri bilinmek zorundadır. $q^2 > 16 GeV^2$ için $B \to \pi l\bar{\upsilon}$ form faktörünün örgü KRD hesapları bulunabilir (Dalgic vd. 2006, Bailey vd.

2009). Kapsamlı ve seçilen bozunumlardan gelen belirlemelerde teorik olarak belirsizlikler farklıdır. Kowalewski (2010)'da aşağıdaki sonuca ulaşılır.

$|V_{ub}| = (3,89 \pm 0,44) \cdot 10^{-3}$.

- **$|V_{td}|$ ve $|V_{ts}|$:**

$|V_{td}|$ ve $|V_{ts}|$ CKM elemanları ağaç-seviyesi üst kuark bozunumlarından ölçülemez, bu yüzden $B - \overline{B}$ salınımları ya da ilmek-aracılı nadir *K* ve *B* bozunumlarını kullanmak gerekmektedir. İki tane yüksüz B_d^0 mezonunun kütle özdurumlarının farkı iyi bir şekilde ölçülmüştür, $\Delta m_d = (0,507 \pm 0,005)\, ps^{-1}$ (Schneider 2010). B_s^0 sistemi için CDF (Fermilab'daki Çarpıştırıcı Detektörü), 5σ'dan daha büyük bir güvenilirlikle $\Delta m_s = (17,77 \pm 0,10 \pm 0,07)\, ps^{-1}$ ölçümünü yapmıştır (CDF Collab. 2006). Örgü KRD hesapları (Laiho vd. 2010) kullanılarak ve $|V_{tb}| = 1$ varsayılarak aşağıdaki iki sonuç elde edilir.

$|V_{td}| = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$, $\quad |V_{ts}| = (38,7 \pm 2,1) \cdot 10^{-3}$.

- **$|V_{tb}|$:**

$|V_{tb}|$'nin üst kuark bozunumlarından belirlenmesinde dallanma oranlarının birbirine oranı kullanılır. $B(t \to Wb)/B(t \to Wq) = |V_{tb}|^2 \Big/ \left(\sum_q |V_{tq}|^2\right) = |V_{tb}|^2$, burada $q = d, s, b$'dir (CDF Collab. 2005, D0 Collab. 2008). Üniterlik varsayımı olmaksızın $|V_{tb}|$'nin direkt belirlemesi tek üst kuark üretim tesir kesitinden mümkün olmuştur. *D*0 (D0 Collab. 2009) ve CDF (CDF Collab. 2009) tarafından ölçülen $\left(2,76^{+0,58}_{-0,47}\right) pb$ ortalama tesir kesiti aşağıdaki sonucu verir.

$|V_{tb}| = 0,88 \pm 0,07$.

Böylece burada CKM matris elemanlarının büyüklükleri, belirsizlikleriyle birlikte verilmiştir. Son olarak üniterlik koşulundan söz edilebilir. Üniter bir matris olan CKM matrisi $V_{CKM}V_{CKM}^{\dagger} = V_{CKM}^{\dagger}V_{CKM} = \mathbf{1}$ özelliğine sahiptir. Burada $\mathbf{1}$, birim matristir (3×3). Böyle bir üniterlik koşulu aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\sum_i V_{ij}V_{ik}^{*} = \delta_{jk}$$

burada $i = u,c,t$ ve $j,k = d,s,b$ şeklindedir. Ya da yukarıdaki eşitliğe özdeş olan diğer üniterlik koşulu şu şekilde yazılabilir.

$$\sum_j V_{ij}V_{kj}^{*} = \delta_{ik} \;;\; i,k = u,c,t \text{ ve } j = d,s,b.$$

CKM elemanlarının bağımsız olarak ölçülmesiyle, bu matrisin üniterliği test edilebilir. Deneysel sonuçların yukarıdaki eşitlikte yerine konulmasıyla şu sonuçlar elde edilir (PDG Collab. 2010).

$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,9999 \pm 0,0006$ (1. satır),

$|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1,101 \pm 0,074$ (2. satır),

$|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 = 1,002 \pm 0,005$ (1. sütun) ve

$|V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1,098 \pm 0,074$ (2. sütun). Bu sonuçlar teoriden beklenen değerlerle uyumludur.

2.4 Kuantum Renk Dinamiği

Kuantum Renk Dinamiği (KRD), renkli kuark ve gluonların güçlü etkileşmelerini $SU(3)$ simetri grubuyla tasvir eden ayar alan teorisidir. Burada her bir kuarkın kırmızı, mavi ve yeşil olmak üzere üç renk yüküne sahip olduğu varsayılmıştır. Elektron-pozitron çarpıştırıcısında hadron üretimi için elde edilen tesir kesiti, KED sürecindeki

hesaptan 3 çarpanı kadar fark eder. İşte bu sayı her bir kuarkın üç renk, her bir karşıt kuarkın da üç karşıt renk taşıdığını göstermektedir. Herhangi bir kuark bir gluon yayımladığında (bir elektronun foton yayımlamasına benzetilebilir) kuarkın renk yükü değişir. Bu değişimi sağlayan parçacık burada gluondur. Bu süreçte renk, korunması gereken bir kuantum sayısı olduğundan, gluon bir renk ve bir karşıt renge sahiptir. Oysa foton yayımlayan bir elektronun elektrik yükü, fotonun elektrik yükü sıfır olduğu için, değişmez.

Üç farklı renk bulunduğundan, gluonlar dokuz farklı "renk ve karşıt renk" kombinasyonuna sahiptirler. Bunların farklı şekillerde üst üste gelmesiyle renk sekizlisi ve renk teklisi meydana gelir. Sekiz adet gluon durumu $SU(3)$ grubunun üretecileri olan sekiz adet Gell-Mann matrisini verir. $\lambda_a \left(a = 1,2,...,8\right)$ Gell-Mann matrisleri olmak üzere, bu matrislerin sıradeğişme bağıntısı şu şekilde verilir.

$$\left[\lambda_a, \lambda_b\right] = 2if_{abc}\lambda_c \tag{2.89}$$

Burada f_{abc} Lie cebrinin yapı sabitleridir. Ayrıca, *c* üzerinden toplam alınacağına dikkat edilmelidir.

Elektrozayıf teoride olduğu gibi, KRD'de de yerel ayar dönüşümleri incelenmelidir. Bunun için serbest Dirac Lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazılır.

$$L_0 = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \tag{2.90}$$

Burada ψ , her bir kuark renkli olduğundan şöyle tanımlanır.

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix} \tag{2.91}$$

$SU(3)$ yerel ayar dönüşümü ise şu şekildedir.

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{i\alpha^a(x)T^a}\psi(x) \tag{2.92}$$

Burada T^a üreticileri Gell-Mann matrisleri cinsinden $T^a = \lambda^a/2$ şeklinde yazılır. α_a'lar uzay-zamana bağlı olduğundan (2.90) Lagranjiyeni (2.92) yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalmaz. Böylece Lagranjiyene $\bar{\psi}\gamma^\mu T^a A^a_\mu \psi$ şeklinde bir etkileşme terimi eklenir. Burada A^a_μ alanları ise aşağıdaki gibi dönüşür.

$$A^a_\mu \to A'^a_\mu = A^a_\mu - \partial_\mu \alpha^a - f^{abc}\alpha^b A^c_\mu \tag{2.93}$$

Böylelikle yeni Lagranjiyen yerel ayar dönüşümleri altında değişmez kalır. Bu Lagranjiyende yine kısmi türev yerine alanlar ile aynı şekilde dönüşen ve aşağıdaki gibi tanımlanan kovaryant türev kullanılmalıdır.

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - iT^a A^a_\mu \tag{2.94}$$

Son olarak Lagranjiyene vektör alanın alan tensörü eklenmelidir. Bu tensör,

$$F^a_{\mu\upsilon} \equiv \partial_\mu A^a_\upsilon - \partial_\upsilon A^a_\mu + f^{abc}A^b_\mu A^c_\upsilon \tag{2.95}$$

Şeklinde tanımlanır. Böylece güçlü etkileşmeler için yerel ayar-değişmez Lagranjiyen şu şekilde yazılır.

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^a_{\mu\upsilon}F^{a\,\mu\upsilon} \tag{2.96}$$

Burada ilk terim "fermiyon-gluon", son terim ise "gluon-gluon" etkileşmelerini içerir. Gluonların kendi kendileriyle etkileşmesi, grubun üreticilerinin abelyan olmamasından kaynaklanır. Bu etkileşme (2.95)'deki son terimde görülmektedir. Böylelikle gluonlar kendi kendileriyle üçlü ve dörtlü köşe etkileşmelerine sahiptirler.

2.4.1 Asimptotik serbestlik

Kuantum Elektrodinamiğinde bağlaşımın şiddeti, yükler birbirine yaklaştıkça artar. Bu, fiziksel olarak vakum kutuplanmasının bir sonucudur. Şöyle ki, vakum kutuplanmasından ortaya çıkan sanal parçacıklar (fotonlar) sade parçacıkların (örneğin elektron) yüklerini kısmen perdeleme eğilimindedirler. Böylece sade parçacıklar, perdeleme sonucu fiziksel ya da efektif olarak görülürler. Bunların gerçek yükü ve kütlesi sade parçacığın sade yükü ve kütlesinden farklıdır. Deneyde gözlenen ise fiziksel parçacıklardır.

Kuantum Renk Dinamiğinde ise bu süreç yukarıdaki gibi işlemez. Vakumda ortaya çıkan sanal gluonlar sade parçacığın (kuark) yükünü kuvvetlendirecek şekilde antiperdeleme yaparlar. Bunun anlamı, kuarklar birbirlerine çok yaklaştığında aralarındaki kuvvet zayıflar, tam tersinde ise kuvvet gittikçe artar; yani kuarkları serbest olarak gözlemleme çabası, onları bağlı durumlarından koparmaya çalıştıkça aralarındaki kuvvetin artması nedeniyle, boşa çıkmaktadır. Bu, kuarkların baryon ya da mezonlar içerisinde hapsolduğunu gösterir. Güçlü etkileşmelerin ayar bozonu olan gluonlar kütlesiz olmalarına rağmen bu kuvvetin eriminin çok kısa olmasının sebebi bu hapsolma olayıdır. Bunun yanında, kuarklar neredeyse birbirlerine değecek kadar yaklaştıklarında; yani momentum aktarımı büyük olduğunda, güçlü etkileşmenin bağlaşım sabiti α_s oldukça küçülür. Bu özellik asimptotik serbestlik olarak adlandırılır. Politzer (1973 ve 1974) ile Gross ve Wilczek (1973) bu özelliği 1973 yılında teorik olarak gösterdiler. Buna göre α_s, momentum aktarımının bir fonksiyonu olarak şu şekilde yazılır.

$$\alpha_s\left(\left|q^2\right|\right)=\frac{\alpha_s\left(\mu^2\right)}{1+\left[\alpha_s\left(\mu^2\right)/12\pi\right]\left(33-2n_f\right)\ln\left(\left|q^2\right|/\mu^2\right)} \tag{2.97}$$

burada $\alpha_s\left(\left|q^2\right|\right)$, μ^2 ölçeğindeki (μ kütle boyutunda olmak üzere) $\alpha_s\left(\mu^2\right)$ cinsinden tanımlanmaktadır. n_f ise kuark çeşnilerinin sayısıdır (SM'de deneysel olarak gözlenen 6 çeşit kuark vardır). Dikkat edilirse kısa mesafelerde $\left|q^2\right|$ artacağından $\alpha_s\left(\left|q^2\right|\right)$'nin

değeri azalmaktadır. (2.97) denklemi, μ'ye bağlı kütle boyutunda serbest λ_{QCD} ölçeği tanımlanarak şu şekilde tekrar düzenlenebilir.

$$\alpha_s\left(\left|q^2\right|\right)=\frac{12\pi}{\left(33-2n_f\right)\ln\left(\left|q^2\right|/\lambda_{QCD}^2\right)} \tag{2.98}$$

Burada λ_{QCD}^2 aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\lambda_{QCD}^2\left(n_f\right)\equiv\mu^2\exp\left[\frac{-12\pi}{\left(33-2n_f\right)\alpha_s\left(\mu^2\right)}\right] \tag{2.99}$$

Temel λ_{QCD} parametresi α_s'nin $\left|q^2\right|$'ye bağımlılığının deneysel olarak ölçümünden elde edilir. λ_{QCD}'nin üç ve dört çeşni kuark için değerleri şu şekildedir.

$$\lambda_{QCD}\left(3\right)\approx 400\,MeV\,,\qquad \lambda_{QCD}\left(4\right)\approx 200\,MeV \tag{2.100}$$

Burada 3 ve 4 çeşni sayılarıdır. İki enerji bölgesini ayırdığı için λ_{QCD} önemlidir. λ_{QCD}'den daha az enerjiler için bağlaşım sabiti büyüktür ve fiziksel niceliklerin pertürbatif bir gelişimi olanaksızdır.

KED'deki bağlaşım sabitinde (α_e) olduğu gibi α_s de doğrudan ölçülemez, fakat ölçülmüş niceliklerden bir teorik hesapla çıkarılmalıdır. KED'deki durumdan önemli bir fark şudur ki KRD'de bir pertürbatif açılım kullanılamaz. Bundan dolayı α_s'nin saptanması α_e'ninkinden daha az kesinliktedir. Bunun yanında, α_s pek çok süreçten ölçülen gözlenebilirlerden bir koherent yolla çıkarılmıştır. α_s'nin enerjiye göre değişimi de α_e'nin değişimine göre oldukça farklıdır. Örneğin α_e'nin değeri 2 - 100 GeV enerji aralığında neredeyse sabit olup (çok az artış gösterir) değeri $1/137$'dir. α_s ise bu enerji aralığında yaklaşık olarak 1'den 0,1'e kadar hızla düşer. Bu ise yüksek enerjilere çıkıldıkça güçlü kuvvetin şiddetinin azaldığını gösterir.

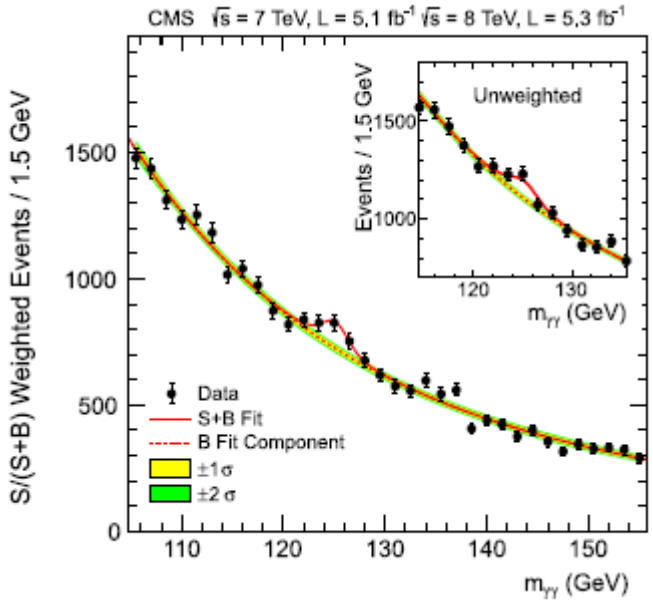
Öte yandan bu tezin çalışma konusunu da içeren kuark ailelerinin sayısı, α_s'nin daima pozitif değerler almasıyla irdelenebilir. Buna göre (2.97) eşitliğindeki $\left(33-2n_f\right)$ terimi de pozitif olmalıdır. Dolayısıyla $n_f > 16$ olması mümkün değildir. Her bir kuark ailesi 2 çeşni içerdiğinden aile sayısı 8'den daha büyük olamaz. Başka bir deyişle, kuarkların aile sayısı asimptotik serbestlikten dolayı üstten 8 ile sınırlanmıştır. Diğer taraftan, Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP) deneylerinden hafif nötrino sayısı 3 olarak bulunmuştur. Bu ölçüm *Z* kütlesi enerjilerinde yapıldığından 3'ten fazla nötrino olması durumu nötrino kütlelerini $m_\upsilon > M_Z/2$ ile alttan sınırlamıştır. Aile sayısı ve yeni ailelelerdeki kuark ve leptonların kütleleri üzerine doğrudan ve dolaylı sınırlar günümüz deneylerinde araştırılmaktadır. SM'nin eksikliklerinden birisi aile sayısını kuramsal olarak öngörememesidir.

2.5 Higgs Bozonu

Standart Modelde ayar bozonlarının ve temel fermiyonların kütle kazanmaları için gerekli iki mekanizma vardır: Kendiliğinden Simetri Kırılması ve Higgs Mekanizması. 2.3 Kesiminde bu mekanizmaların nasıl işlediği ayrıntılı bir biçimde verilmiştir. Bunun için vakumun skaler bir Higgs alanıyla dolu olduğu ve bu alanın en az bir kuantumlu parçacığı, Higgs parçacığının varlığı kuramsal olarak varsayılmıştır. SM'nin günümüze kadar ulaşan en büyük eksikliği bu Higgs bozonunun deneysel olarak gözlenememesiydi. 1980'lerin başından itibaren deneysel parçacık fizikçilerinin çoğunun zamanlarını bu yönde harcadıklarını söylemek yanlış olmaz. 1989'da Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezinde (CERN) faaliyete başlayan Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP), Higgs bozonu için direkt araştırmaları gerçekleştirmiştir. Bu araştırmalar sonucunda Higgs parçacığının kütlesine alt sınır getirilmiştir: %95 güvenirlilik (CL) ile $m_H > 114,4 GeV$ (LEP Working Group 2003). Öte yandan Tevatron'da (proton – karşıt proton çarpıştırıcısında) 162-166 GeV kütle bölgesi %95 CL ile dışarlanmıştır (CDF ve D0 Collab. 2010). (CDF Collab., D0 Collab., CDF ve D0 Collab. 2012)'de belirtildiği gibi son zamanlarda Tevatron'da yapılan analizlerde kütlenin 120-135 GeV bölgesinde olacağı rapor edilmiştir.

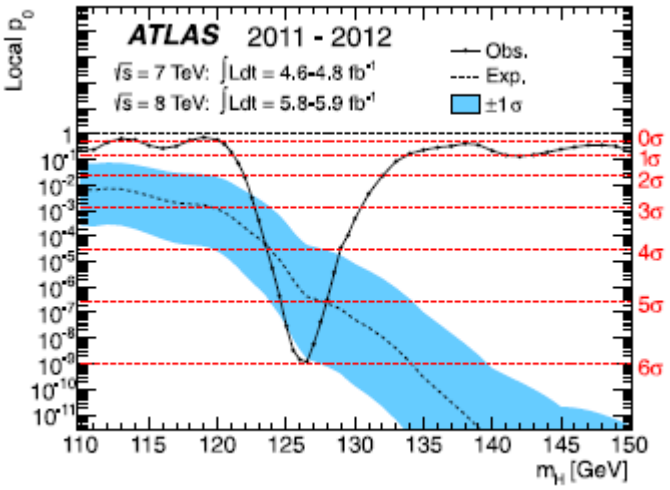
CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısının (LHC) öncelikli hedeflerinden biri SM Higgs bozonunu keşfetmek ya da dışarlamaktır. LHC'de önceki doğrudan araştırmalar proton-proton çarpışmalarından gelen verilere dayandırılmıştı. Bu çarpışmalar, $\sqrt{s} = 7\,TeV$ kütle merkezi enerjisinde, $5\,fb^{-1}$ toplanmış ışınlığa karşılık gelir. CMS deneyi kütle bölgesini %95 CL ile 127 GeV'den 600 GeV'e kadar dışarlamıştır (CMS Collab. 2012e). ATLAS deneyi ise 111,4-116,6 GeV aralığını, 119,4-122,1 GeV aralığını ve 129,2-541 GeV aralığını %95 CL ile dışarlamıştır (ATLAS Collab. 2012c). Böylelikle geriye kalan izinli kütle bölgesi içinde 125 GeV civarındaki çok sayıda olay her iki deney tarafından da rapor edilmiştir (ATLAS Collab. 2012b, CMS Collab. 2012d).

2012 yılında proton-proton kütle merkezi enerjisi 8 TeV'e yükseltilmiştir. Haziran ayının sonuna kadar $5\,fb^{-1}$'den daha fazla ek bir yıllık ışınlık her iki deney tarafından da kaydedilmiştir. Dolayısıyla Higgs bozonu için araştırmanın hassaslığı önemli ölçüde arttırılmıştır. Higgs'in araştırılmasında şu beş bozunma moduna bakılmıştır: $H \to \gamma\gamma$, ZZ, W^+W^-, $\tau^+\tau^-$ ve $b\bar{b}$. Bu araştırma, 110 GeV'den 160 GeV'e kadar olan düşük-kütle bölgesinde yapılmıştır (CMS Collab. 2012d). Bu kütle bölgesinde Higgs bozonunun üretim tesir kesitinin $\sqrt{s} = 7\,(8)$ TeV'de 23 (29) pb ve 10 (14) pb arasındaki değerlere sahip olduğu öngörülmektedir (Dittmaier vd. 2011). Aynı bölge üzerinde SM Higgs bozonunun genişliği 100 MeV'den daha azdır ve herhangi gözlenmiş bir pikin genişliği enstrümantal kütle çözünürlüğüyle tamamen bastırılmış olabilir. SM Higgs bozonu için bu araştırma bağlamında CMS beklenen SM arkaplanının (background) üzerinde çok sayıda olay gözlediğini rapor etmiştir. Şekil 2.1'deki bu tümsek, kütlesi 125 GeV civarında olan yeni bir parçacığın üretimiyle uyum içindedir. Noktalar deneyden toplanan veriyi, ortadaki noktalı çizgi ise SM süreçlerinden ölçülen arkaplanı göstermektedir. Noktalara fit edilmiş olan düz çizgi de sinyal ile arkaplanın toplamı olan yeni bir parçacığa işaret eden eğridir.



Şekil 2.1 Toplanan olay miktarının iki-foton değişmez kütle dağılımına göre değişimi (CMS Collab. 2012d)

Benzer sonuçlar ATLAS deneyinden de elde edilmiştir (şekil 2.2).



Şekil 2.2 Düşük kütle bölgesinde m_H'nin (aranan sinyalin kütlesi) bir fonksiyonu olarak gözlenmiş yerel p_0 değeri (ATLAS Collab. 2012b)

Burada yatay eksen aranan parçacığın kütlesini göstermektedir. Sol düşey eksen ise taranan düşük kütle bölgesinde her kütle değeri için bir olasılık göstermektedir. Bu olasılık yeni bir parçacığın var olmadığı varsayımına uyumluluk olasılığıdır. Dikkat

edilirse 126,5 GeV kütle değerinin dışındaki değerler (noktalı düz çizgi) 0,1-1 aralığında olduğu halde bu değerde (126,5 GeV) yaklaşık 10^{-9} civarındadır. Bu değer grafiğin sağ düşey ekseninde 6σ 'ya karşılık gelir (sol düşeydeki olasılığın normal bir dağılımın genişliği cinsinden ifadesi). Bu, yeni bir parçacığın keşfedildiğini gösteren sonuçtur.

CMS ve ATLAS deneylerinin 4 Temmuz 2012 günü yaptığı ortak açıklamada böyle bir parçacığın keşfedildiği duyuruldu. Ancak bu parçacığın her ne kadar Higgs bozonuna benzediği söylense de bunun tam bir kesinlikle ifade edilebilmesi ve Higgs'in tüm kanallarının incelenmesi için LHC'nin daha yüksek enerjilere çıkması ve daha fazla verinin analizi beklenmektedir.

3. STANDART MODELİN GENİŞLETİLMESİ

Standart Model (SM), günümüzdeki temel parçacıklar ve onların arasındaki etkileşmeleri en iyi biçimde açıklayan teorileri içerir. Bunun yanında SM'nin cevap bulamadığı sorular da vardır. Örneğin, 30 civarında serbest parametre SM tarafından öngörülememektedir, bunlar ancak deneylerden gelen verilerle modele eklenebilmektedir. Bunun dışında, nötrinoların SM çerçevesinde kütlesiz oldukları, Higgs mekanizmasıyla kütle kazanmadıkları bilinmektedir. Oysa son zamanlarda yapılan deneyler nötrino salınımlarını gözlemledi ve kütleler için belli limitler getirilmeye başlandı. Ayrıca elektromanyetik ve zayıf etkileşme başarılı bir şekilde birleştirilmesine rağmen güçlü etkileşme henüz elektrozayıf etkileşme ile birleştirilememiştir. Bu üç etkileşmenin de bir tek bağlaşım sabiti ile ifade edilebileceği bir enerji ölçeğinin olduğuna inanılmaktadır. Bunun yanında SM, kütle çekimi etkileşmesini açıklayamaz. Bu kuvvetin güçlü etkileşmelerin yanında yaklaşık 10^{42} kat zayıf olması hiyerarşi problemi olarak bilinir. SM'nin açıklayamadığı konular arasında evrendeki madde-karşıt madde asimetrisi, karanlık madde ve karanlık enerji de vardır. Yukarıdaki problemlere çözüm getirmesi düşünülen SM ötesi modeller ortaya atılmıştır. Bunlardan bazıları, süpersimetri (SUSY), sicim teorisi, büyük birleştirme teorileridir (GUT). Günümüzdeki yüksek enerji fiziği deneyleri olağan araştırmalarının dışında bu tür yeni varsayımları ortaya çıkaracak ipuçlarını da aramaktadır.

Şimdiye kadar yapılan deneylerde temel fermiyon ailelerinin sayısı 3 olarak ortaya çıkmıştır. SM'nin eksikliklerinden birisi de aile sayısının bu teori tarafından öngörülmemesidir. Önceki bölümde açıklandığı gibi, Z bozonun rezonans üretiminin yapıldığı LEP deneylerinden gelen hassas ölçümler hafif nötrinolu ($m_\upsilon < M_Z/2$) ailelerin sayısının 3 olduğunu göstermiştir. Bunun yanında, KRD'deki asimptotik serbestlik aile sayısının en çok 8 olabileceğini belirtmektedir. Bugüne kadar olan deneysel veriler ağır kütleli dördüncü aileyi tamamen dışarlamamıştır. Dolayısıyla, deneysel bir yaklaşımla dördüncü SM ailesini araştırmak anlamlıdır. Teorik açıdan ise dördüncü SM ailesi çeşni demokrasisi (diğer bir deyişle, demokratik kütle matrisi) yaklaşımının doğrudan bir sonucudur.

Dördüncü fermiyon ailesi için aşağıdaki motivasyonlar yazılabilir (Eilam vd. 2009):

i. Dördüncü ailenin elektrozayıf testlerle tutarlı olduğu belirtilmiştir (Novikov vd. 2002 ve 2009). Eğer dördüncü aile kuarkları için aşağıdaki bağıntı sağlanırsa (Kribs vd. 2007),

$$m_{t'} - m_{b'} \simeq \left(1 + \frac{1}{5}\ln\frac{m_H}{115\,GeV}\right)\cdot 55\,GeV \tag{3.1}$$

ve dördüncü aile leptonları kütle farkı $m_{l'} - m_{\upsilon'} \simeq 60\,GeV$ (Kribs vd. 2007) ise elektrozayıf eğrisel (oblique) parametreler (Peskin 1992) izin verilen deneysel parametre uzayını genişletmemektedir. Burada t', b', l' ve υ' sırasıyla, dördüncü aile üst ve alt kuarkları ile dördüncü aile leptonu ve onun nötrinosudur.

ii. Dördüncü fermiyon ailesi $SU(5)$ ayar bağlaşımıyla tutarlıdır; yani süpersimetri olmaksızın birleştirilebilir ve (3.1)'den dolayı 4. aile Higgs sınırlarını (Hung 1998) yumuşatabilir. Hafif Higgs'in kütlesinin 125 GeV civarında olması göz önüne alınır ve bir de ağır Higgs'in olabileceği varsayılırsa fermiyonlara kütle kazandırma mekanizmasında iki vakum beklenen değerinin birlikte hesaplanması düşünülebilir.

iii. Kuark-nötrino fiziğine göre, eğer dördüncü aile keşfedilirse bu durum $K^+ \to \pi^+ \upsilon\bar{\upsilon}$ bozunumu (Hou vd. 1987a ve 1988, Eilam vd. 1987) için beklentiyi değiştirebilir. Dördüncü ailenin $b \to s\gamma$ (Deshpande vd. 1989) ve $b \to s\phi$ (Deshpande vd. 1990) gibi diğer penguen içerikli bozunmalar üzerinde de etkisi olabilir.

iv. Ağır bir dördüncü aile elektrozayıf simetrinin dinamiksel kırılmasında doğal olarak bir rol oynayabilir (Holdom 1986 ve 1987, Hou vd. 1987b, Bardeen vd. 1990, Elliott vd. 1993, Burdman vd. 2007).

v. Eğer üç aileli standart model (SM3) için CKM matrisinin üniterliği hafifçe kırılırsa, Tevatron'da, üst kuark üretiminden gelen bilgi $|V_{tb}|$'nin 1'den daha

küçük olma ihtimalini halen açık bırakır (Alwall vd. 2007). Buna LHC'den gelen/gelecek bilgi de dâhil edilebilir.

vi. Üçüncü aileye eklenecek yeni bir aile bazı çeşni fiziği problemlerini de iyileştirebilir (Hou vd. 1987b).

vii. Son olarak, dördüncü aile baryogenesis ile ilgili problemleri CP ihlali ölçümünün gözle görülür bir artışıyla ve faz geçişinin şiddetiyle çözebilir.

Jarlskog değişmezi (Jarlskog 1985) diye bilinen nicelik CP ihlalinin bir ölçüsü olarak alınabilir. Bu ifade SM3 için aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$J = \left(m_t^2 - m_u^2\right)\left(m_t^2 - m_c^2\right)\left(m_c^2 - m_u^2\right)\left(m_b^2 - m_d^2\right)\left(m_b^2 - m_s^2\right)\left(m_s^2 - m_d^2\right) A \tag{3.2}$$

burada A, CKM matrisinin üniterlik koşulundan yazılan altı tane üniter üçgenin herhangi birisinin alanının iki katıdır ve 10^{-5} mertebesindedir. Dört aileli SM (SM4) durumunda *d-s* dejenereliği limitinde yukarıdaki bağıntı şu şekilde genelleştirilir (Hou 2009).

$$J^{sb}_{(2,3,4)} \simeq \left(m_{t'}^2 - m_c^2\right)\left(m_{t'}^2 - m_t^2\right)\left(m_t^2 - m_c^2\right)\left(m_{b'}^2 - m_s^2\right)\left(m_{b'}^2 - m_b^2\right)\left(m_b^2 - m_s^2\right) A^{sb}_{234} \tag{3.3}$$

burada A^{sb}_{234} yaklaşık olarak 10^{-3} mertebesindedir. Dördüncü aile kuark kütleleri $m_{t'} \approx m_{b'} \approx 600\,GeV$ alınırsa Jarlskog değeri SM değerinden yaklaşık 10^{17} mertebe büyük olacaktır. Bununla birlikte, CPV (CP ihlali) artışı baryogenesis problemini çözmeye yeterli değildir (Eilam vd. 2009).

3.1 Dördüncü Aile için CKM Matrisi (CKM4)

Dördüncü ailenin 4×4'lü kuark karışım matrisi aşağıdaki gibi verilir.

$$V_{CKM\,4} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{ub'} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cb'} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{tb'} \\ V_{t'd} & V_{t's} & V_{t'b} & V_{t'b'} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

V_{CKM3} (3×3'lü kuark karışım matrisi) ve genişletilmiş üç adet dönme matrisi kullanılarak, karışım açıları ve fazları içeren CKM4 matrisi şu şekilde elde edilir.

$$V_{CKM4} = R_{34}R_{24}R_{14}V_{CKM3} \tag{3.5}$$

burada R_{i4} ($i = 3,2,1$) dönme matrisleri, sırasıyla aşağıdaki gibidir.

$$R_{34} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_u & s_u \\ 0 & 0 & -s_u & c_u \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

$$R_{24} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_v & 0 & s_v e^{-i\phi_2} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -s_v e^{i\phi_2} & c_v \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

$$R_{14} = \begin{pmatrix} c_w & 0 & 0 & s_w e^{-i\phi_3} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -s_w e^{i\phi_3} & 0 & 0 & c_w \end{pmatrix} \tag{3.8}$$

burada $s_{u,v,w} \equiv \sin\theta_{u,v,w}$ ve $c_{u,v,w} \equiv \cos\theta_{u,v,w}$ tanımları yapılmıştır. (2.88)'de yazılan V_{CKM3} matrisi 4×4'e genişletilirken son köşegen eleman 1, diğer dördüncü satır ve sütun değerleri 0 alınmıştır. Böylelikle (3.5) eşitliğinin elemanları şu şekilde elde edilir.

$$
\begin{aligned}
V_{ud} &= c_w c_{12} c_{13} \\
V_{us} &= c_w s_{12} c_{13} \\
V_{ub} &= c_w s_{13} e^{-i\delta} \\
V_{ub'} &= s_w e^{-i\phi_3} \\
V_{cd} &= -s_v e^{-i\phi_2} s_w e^{i\phi_3} c_{12} c_{13} - c_v \left(s_{12} c_{23} + c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{cs} &= -s_v e^{-i\phi_2} s_w e^{i\phi_3} s_{12} c_{13} + c_v \left(c_{12} c_{23} + s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{cb} &= -s_v e^{-i\phi_2} s_w e^{i\phi_3} s_{13} e^{-i\delta} + c_v s_{23} c_{12} \\
V_{cb'} &= s_v e^{-i\phi_2} c_w \\
V_{td} &= -s_u c_v s_w e^{i\phi_3} c_{12} c_{13} + s_u s_v e^{i\phi_2} \left(s_{12} c_{23} + c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) + c_u \left(s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{ts} &= -s_u c_v s_w e^{i\phi_3} s_{12} c_{13} - s_u s_v e^{i\phi_2} \left(c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) - c_u \left(c_{12} s_{23} + s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{tb} &= -s_u c_v s_w e^{i\phi_3} s_{13} e^{-i\delta} - s_u s_v e^{i\phi_2} s_{23} c_{13} + c_u c_{23} c_{13} \\
V_{tb'} &= s_u c_v c_w \\
V_{t'd} &= -c_u c_v s_w e^{i\phi_3} c_{12} c_{13} + c_u s_v e^{i\phi_2} \left(s_{12} c_{23} + c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) - s_u \left(s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{t's} &= -c_u c_v s_w e^{i\phi_3} s_{12} c_{13} - c_u s_v e^{i\phi_2} \left(c_{12} c_{23} + s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) + s_u \left(c_{12} s_{23} + s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} \right) \\
V_{t'b} &= -c_u c_v s_w e^{i\phi_3} c_{23} c_{13} - c_u s_v e^{i\phi_2} s_{23} c_{13} - s_u c_{23} c_{13} \\
V_{t'b'} &= c_u c_v c_w
\end{aligned}
\tag{3.9}
$$

Ölçülen CKM3 matris elemanlarından gelen deneysel sınırlamalar ile FCNC süreçleri (K, D, B_d, B_s karışımları ve $b \to s\gamma$ bozunumu) ve yeni V_{CKM4} matrisinin üniterlik varsayımı altında elde edilen verilere fit yapılarak aşağıdaki matris elemanları, sırasıyla $m_{t'} = 500$ GeV, 600 GeV ve 700 GeV için elde edilmiştir (Eilam vd. 2009).

$$
V_{CKM4}(500) = \begin{pmatrix}
0,9740 & 0,2256 & 0,0035e^{-68,9^0 i} & 0,0160e^{-81,1^0 i} \\
-0,2259 & 0,9726 & 0,0414 & 0,0329e^{-71,8^0 i} \\
0,0083e^{-27,1^0 i} & -0,0416e^{6,0^0 i} & 0,9934 & 0,1059 \\
-0,0080e^{83,2^0 i} & 0,0344e^{-100,4^0 i} & -0,1062e^{0,7^0 i} & 0,9937
\end{pmatrix}
\tag{3.10}
$$

$$
V_{CKM4}(600) = \begin{pmatrix}
0,9741 & 0,2256 & 0,0035e^{-68,9^0 i} & 0,0140e^{-75,4^0 i} \\
-0,2258 & 0,9726 & 0,0414 & 0,0339e^{-66,0^0 i} \\
0,0089e^{-26,2^0 i} & -0,0423e^{6,3^0 i} & 0,9924 & 0,1149 \\
-0,0058e^{77,9^0 i} & 0,0343e^{-105,9^0 i} & -0,1155e^{0,7^0 i} & 0,9926
\end{pmatrix}
\tag{3.11}
$$

$$V_{CKM\,4}(700)=\begin{pmatrix} 0,9741 & 0,2256 & 0,0035e^{-68,9^0 i} & 0,0130e^{-72,9^0 i} \\ -0,2258 & 0,9727 & 0,0414 & 0,0309e^{-62,9^0 i} \\ 0,0088e^{-26,2^0 i} & -0,0423e^{5,8^0 i} & 0,9920 & 0,1179 \\ -0,0056e^{74,7^0 i} & 0,0309e^{-108,1^0 i} & -0,1185e^{0,6^0 i} & 0,9924 \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

3.2 Çeşni Demokrasisi Hipotezi

Çeşni demokrasisi hipotezi (veya demokratik kütle matrisi yaklaşımı) SM'nin bazı problemlerini çözmek için önerilmiştir (Harari vd. 1978). Bununla birlikte, üç aileli SM durumunda bu yaklaşım, üst kuark için oldukça küçük kütle öngördüğünden bu, kabul edilemez bir duruma yol açmaktadır. Diğer yandan, eğer dördüncü aile varsa (Fritzsch 1992, Datta 1993 ve Celikel vd. 1995) çeşni demokrasisi SM çerçevesinde çok doğal gibi görünmekte ve üst kuark için kütle öngörüsü kaybolmaktadır.

Çeşni demokrasisi hipotezi için üç farklı baz düşünmek yararlı olacaktır (Sultansoy 2000 ve Ciftci vd. 2005):

- SM bazı (f^0),
- Kütle bazı (f^m),
- Zayıf baz (f^w).

Üç aileli SM'ye göre kendiliğinden simetri kırılmasından önce kuarklar aşağıdaki gibi $SU(2)\times U(1)$ çoklularında gruplanırlar.

$$\begin{pmatrix} u_L^0 \\ d_L^0 \end{pmatrix}, u_R^0, d_R^0 ; \begin{pmatrix} c_L^0 \\ s_L^0 \end{pmatrix}, c_R^0, s_R^0 ; \begin{pmatrix} t_L^0 \\ b_L^0 \end{pmatrix}, t_R^0, b_R^0 \tag{3.13}$$

Tek aile durumunda tüm bazlar eşittir ve örneğin, *d*-kuarkın kütlesi Yukawa etkileşmesinden şu şekilde elde edilir.

$$L_Y^{(d)} = a_d \left(\bar{u}_L \quad \bar{d}_L \right) \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} d_R + h.c. \Rightarrow L_m^{(d)} = m_d \bar{d} d \,;\; m_d = a_d \eta / \sqrt{2} \tag{3.14}$$

burada a_d d-kuark için Yukawa bağlaşımı, η ise vakum beklenen değeridir ve $\eta = \langle \varphi^0 \rangle = 246\, GeV$ değerine sahiptir. φ^0 alanı kendiliğinden simetri kırılmasından sonra vakum beklenen değeri kazanır ve Higgs alanından oluşur. $\varphi^0 = (\eta + H)/\sqrt{2}$ yazarak kütle terimi ve etkileşme terimi elde edilir. Benzer şekilde birinci ailenin leptonu (elektron) da kütle kazanır $m_e = a_e \eta / \sqrt{2}$. Birinci ailenin yukarı sektöründeki kuarka (u) kütle vermek için aşağıdaki ikili eşlenik kullanılır.

$$\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\varphi}^0 \\ -\varphi^- \end{pmatrix} \tag{3.15}$$

Buna göre üst kuark kütlesi $m_u = a_u \eta / \sqrt{2}$ olur.

Örneğin, üç aileli aşağı tipli kuarkların Yukawa Lagranjiyeni matris formunda şu şekilde yazılır.

$$L_Y^{(d)} = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(\bar{d}^0 \quad \bar{s}^0 \quad \bar{b}^0 \right) \begin{pmatrix} a_{11}^d & a_{12}^d & a_{13}^d \\ a_{21}^d & a_{22}^d & a_{23}^d \\ a_{31}^d & a_{32}^d & a_{33}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d^0 \\ s^0 \\ b^0 \end{pmatrix} \tag{3.16}$$

n-aile durumunda ise Yukawa Lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazılır.

$$L_Y^{(d)} = \sum_{i,j=1}^{n} a_{ij}^d \left(\bar{u}_{L_i}^0 \quad \bar{d}_{L_i}^0 \right) \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} d_{R_j}^0 \Rightarrow L_Y^{(d)} = \sum_{i,j=1}^{n} m_{ij}^d \bar{d}_i^0 d_j^0 \,;\; m_{ij}^d = a_{ij}^d \eta / \sqrt{2} \tag{3.17}$$

burada d_1^0, d^0'ı; d_2^0, s^0'ı vs. gösterir. Fermiyonların her bir tipinin kütle matrisinin köşegenleştirilmesi, ya da bir başka deyişle SM bazından kütle bazına geçiş iyi bilinen bi-üniter dönüşüm ile sağlanır:

$$d_{iL}^{m} = \left(U_L^d\right)_{ik} d_{kL}^{0}\,,\ d_{jR}^{m} = \left(U_R^d\right)_{jl} d_{lR}^{0}\,. \tag{3.18}$$

burada 0 ve *m* üst indisleri sırasıyla SM ve kütle bazlarını temsil eder. Böylece 2. Bölümde ayrıntıları verilen CKM matrisi şu şekilde tanımlanır.

$$U_{CKM} = U_L^u \left(U_L^d\right)^{\dagger} \tag{3.19}$$

Böylelikle zayıf baz aşağıdaki dönüşümle belirlenir.

$$d_i^w = \left(U_{CKM}\right)_{ij} d_j^m \tag{3.20}$$

Çeşni demokrasisi varsayımları şu şekilde sıralanabilir.

Birinci varsayım: Kendiliğinden simetri kırılmasından önce tüm kuarklar (burada aşağı-tipli) kütlesizdir ve d^0, s^0, b^0 arasında fark yoktur. Diğer bir ifadeyle, aynı kuantum sayılı fermiyonlar ayırt edilemezler. Böylelikle birinci varsayım şu sonuca yol açar (Harari vd. 1978, Fritzsch 1987, Fritzsch vd. 1990): "Yukawa bağlaşımları fermiyonların her sektörü içerisinde eşittir":

$$a_{ij}^d \cong a^d\,,\ a_{ij}^u \cong a^u\,,\ a_{ij}^l \cong a^l\,,\ a_{ij}^{\upsilon} \cong a^{\upsilon} \tag{3.21}$$

burada *d* ve *u* sırasıyla aşağı- ve yukarı-tipli kuarkları, *l* ve υ ise sırasıyla leptonları ve bu leptonlara karşı gelen nötrinoları simgeler. Böylece bu varsayımın sonucu olarak SM fermiyonlarının her tipi için $n-1$ tane kütlesiz, $m = na^F\eta/\sqrt{2}$ ($F = u,d,l,\upsilon$) değerinde bir tane kütleli parçacık elde edilir (Ciftci vd. 2005).

Yukarıdaki sonuç, örneğin üç aileli durumda aşağı-tipli kuarklar için rahatlıkla görülebilir. Birinci varsayım gereği 3×3'lü matrisin 9 elemanı da a^d olmalıdır. Dolayısıyla bu koşul için Yukawa Lagranjiyeni şöyle olur.

$$L_Y^{(d)} = m^d \begin{pmatrix} \overline{d}^0 & \overline{s}^0 & \overline{b}^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d^0 \\ s^0 \\ b^0 \end{pmatrix}; \; m^d = a^d \frac{\eta}{\sqrt{2}} \tag{3.22}$$

Yukarıdaki 3×3'lü matris köşegenleştirildiğinde ikisi 0, biri 3 olan üç adet özdeğer bulunur. Buna göre "kütle matrisi" şu hale gelir.

$$M^0 = a^d \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow \; M^m = 3a^d \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

Köşegen üzerinde en fazla bir eleman 1 değerini alır.

İkinci varsayım: Fermiyonların dört tipine de (aşağı- ve yukarı-tipli kuarklar, leptonlar ve nötrinolar) Dirac kütlelerini veren yalnızca bir tane Higgs ikilisi olduğu için ikinci varsayımı yapmak doğal görünmektedir (Datta vd. 1994, Celikel vd. 1995). "Fermiyonların farklı tipleri için Yukawa bağlaşımları neredeyse eşit olmalıdır":

$$a^d \cong a^u \cong a^l \cong a^\upsilon \cong a \tag{3.24}$$

Eğer gerçekten tüm fermiyon tipleri için bir tane Higgs ikilisi varsa o zaman her bir fermiyon tipi için η değeri aynı olacağından birbirinden farklı kütlelere sahip olan fermiyonlara farklı Yukawa bağlaşım sabitleri karşılık gelmelidir; yani kütle değerlerini bu sabitlerin şiddetleri belirleyecektir. Bu durumda akla şu soru gelmektedir. Bir tane Higgs ikilisi nasıl bu kadar farklı Yukawa bağlaşımına yol açar? Dolayısıyla, çeşni demokrasisi yaklaşımında dört fermiyon tipi (u,d,l,υ) için de Yukawa bağlaşımları neredeyse eşit alındığına göre, ya her bir fermiyon tipi için bir adet Higgs ikilisi olmalıdır ya da dördüncü aile olmalıdır. Çünkü üç aileli durumda çeşni demokrasisi, ikinci varsayıma göre, 3. aile kütlelerinin neredeyse eşitliğini öngörür:

$$m_b \approx m_t \approx m_\tau \approx m_{\upsilon_\tau} \approx \frac{3a\eta}{\sqrt{2}} \tag{3.25}$$

Üçüncü SM ailesi fermiyonlarının ölçülen gerçek kütle değerleri dikkate alınırsa $(m_{\upsilon_\tau} \ll m_\tau < m_b \ll m_t)$ birinci ve ikinci varsayımlar şuna yol açar: Çeşni demokrasisine göre dördüncü SM ailesi var olmalıdır (Celikel vd. 1995, Ciftci vd. 2005).

Üçüncü varsayım: a bağlaşım sabiti $SU(2)$ ayar sabiti g_w'ya yaklaşık değerde alınabilir. Bu durumda dördüncü aile fermiyon kütleleri şu şekildedir.

$$m_4 = 4a\eta/\sqrt{2} = 4g_w\eta/\sqrt{2} = \frac{4}{\sqrt{2}}\frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sin\theta_W}\eta \cong 450\,GeV \tag{3.26}$$

Eğer $a=1$ ise, $m_4 \cong 700\,\text{GeV}$ olur. Bu değer, yüksek enerjilerdeki kısmi dalga üniterliğinden gelen ağır kuark kütleleri üzerindeki üst limite yakındır. Dördüncü aile fermiyonları için bir gerçek limit 2.5 TeV'dir, ki bu $a^2/4\pi = 1$'e karşılık gelir. Bu durum, eğer kütleleri Majorana doğasına sahip ise nötrino sektöründe oldukça farklı olabilir.

Dört aile durumunda kütle matrisi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$M^0 = \frac{a\eta}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.27}$$

Bu matrisin köşegenleştirildikten sonraki formu da şu şekilde verilir.

$$M^m = \frac{4a\eta}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.28}$$

Bu yaklaşımla ilk üç aile fermiyonlarına sıfırdan farklı kütle kazandırılması, çeşni demokrasisinin kırılmasını gerektirir (Atağ vd. 1996). Demokrasi argümanlarını minimum olarak değiştirecek bir parametrizasyon aşağıda verilmiştir.

$$M = a\eta/\sqrt{2}\begin{pmatrix} 1 & 1+\gamma & 1+\beta & 1-\beta \\ 1+\gamma & 1+2\gamma & 1+\beta & 1-\beta \\ 1+\beta & 1+\beta & 1+\alpha & 1-\alpha \\ 1-\beta & 1-\beta & 1-\alpha & 1+\alpha+2\beta \end{pmatrix} \tag{3.29}$$

Buradaki α, β, γ parametreleri, ölçülen kütle değerlerine göre ve karışım elemanlarına göre belirlenir (Ciftci vd. 2005).

3.3 SM4 Kütlelerine Getirilen Sınırlamalar

Dördüncü aile kütlelerine gelecek olan limitler doğrudan veya dolaylı araştırmalardan gelmektedir. İlk olarak, eğrisel (oblique) parametreler (S, T, U) dördüncü aile için elektrozayıf duyarlı testlerden gelen deneysel veriler açısından izinli bölgenin olup olmadığını söylemektedir. Burada hedef, SM4 modelinin yaşayabilirliğini araştırmak için bir parametre uzayını taramaktır. Kararlı Dirac durumları için $m_{t'} = 550 - 1000$ GeV, $m_{b'} = 550 - 1000\,\text{GeV}$, $m_{l'} = 100 - 1000\,\text{GeV}$ ve $m_{\upsilon'} = 90 - 1000\,\text{GeV}$ aralıkları ele alınarak, ayrıca yarı-kararlı Dirac durumu için de yukarıdaki aynı kuark ve lepton kütleleri yanında $m_{\upsilon'} = 45 - 1000\,\text{GeV}$ aralığı ele alınarak farklı $|\sin\theta_{34}|$ (3. ve 4. ailenin karışım açısının sinüsü) değerleri için S-T kontur grafikleri elde edilmiştir (Aşılar vd. 2012). Higgs kütlesi 125 GeV alınarak buradaki sonuçlar tekrarlanabilir. Buna göre, yarı-kararlı durumda iken SM'nin 4. ailesi için izinli bölge, elektrozayıf duyarlı veriler açısından, daha geniş olmaktadır. Fakat her iki durumda da 4. aile ile 3. aile arasındaki karışım arttıkça izinli bölgenin azaldığı görülmektedir (Aşılar vd. 2012). LHC'nin 4. aile kuarklarına getirdiği büyük kütle sınırlamalarına rağmen, elektrozayıf veriler 4. ailenin varlığına izin vermektedir. Fakat Higgs'in foton-foton kanalı dallanma oranı yüksek kalırsa SM 4. aile kuarkları için çok sınırlama gelmektedir (Geller vd. 2012). Bu durumda da SM'nin dördüncü ailesinden söz etmek yerine SM ötesinden gelen ağır kuarklardan bahsedilebilir.

İkinci olarak, dördüncü aile kuarklarının doğrudan araştırılması için LHC'deki çift üretime bakılabilir. ATLAS kollaborasyonunun yaptığı araştırmada iki lepton son durumunda t' ve b' kuark kütlelerine % 95 CL ile sınır getirilmiştir: $m_{t'} > 656\,\text{GeV}$

($t' \to W^+ b$ olduğu varsayılmıştır) (ATLAS Collab. 2013) ve $m_{b'} > 670\,\text{GeV}$ ($b' \to W^- t$ olduğu varsayılmıştır) (ATLAS CONF 2012). Aynı zamanda CMS deneyinin yaptığı araştırmada dördüncü aile aşağı-tip (yukarı-tip) ağır kuarkları için aynı işaretli iki lepton ve üç lepton olayları incelenmiş ve daha düşük kütle limitleri % 95 CL ile 611 (570) GeV olarak elde edilmiştir (CMS Collab. 2012b, CMS Collab. 2012c). Burada $t' \to W^+ b$ ve $b' \to W^- t$ dallanma oranları % 100 varsayılmıştır.

Son olarak, Higgs bozonu araştırmalarından $m_H = 125$ GeV kütle değerinde Higgs benzeri bir skaler keşfedildiği bildirilmiştir (ATLAS Collab. 2012b, CMS Collab. 2012d). Gluon-gluon füzyonundan Higgs'e giden kanal ele alındığında, SM4 kuarklarının varlığında ilmekteki katkı 9 kat artmalıdır (Arık vd. 1999). Ancak deneyden gözlenen tesir kesitine bakıldığında böyle bir artış gözlenmemiştir.

4. AĞIR KUARKLARIN ÇARPIŞTIRICILARDA ÜRETİMİ

Bu bölümde dördüncü aile kuarklarının sırasıyla hadron (proton-proton), lepton (elektron-pozitron) ve lepton-hadron (elektron-proton) çarpıştırıcılarındaki üretimleri tartışılacaktır.

Dördüncü aile kuarklarının q_i' (t', b'), ve SM kuarklarının q_i, ayar bozonları aracılığıyla etkileşmeleri aşağıdaki Lagranjiyen ile verilir.

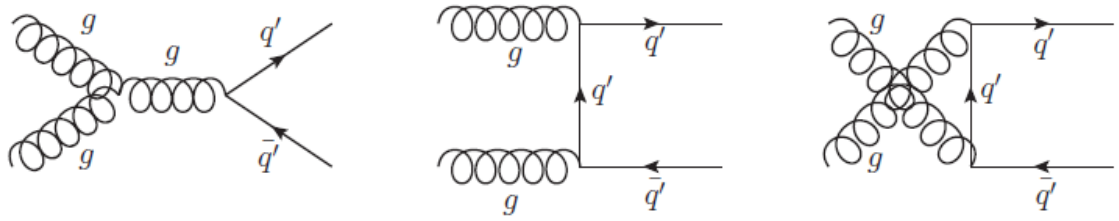
$$\begin{aligned} L = & -g_e \sum_{q_i'=t',b'} Q_{q'} \overline{q_i'} \gamma^\mu q_i' A_\mu - g_s \sum_{q_i'=t',b'} \overline{q_i'} T^a \gamma^\mu q_i' G_\mu^a \\ & - \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{q_i'=t',b'} \overline{q_i'} \gamma^\mu \left(C_V^i - C_A^i \gamma^5 \right) q_i' Z_\mu - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{q_{i\neq j}'=t',b'} V_{ij} \overline{q_i'} \gamma^\mu \left(1 - \gamma^5 \right) q_j W_\mu^\pm + h.c. \end{aligned} \tag{4.1}$$

burada g_e ve g Elektrozayıf bağlaşım sabitleri, g_s ise güçlü etkileşme bağlaşım sabitidir. A_μ, G_μ, Z_μ ve $W_\mu^\pm$ sırasıyla foton, gluon, Z bozon ve $W^\pm$ bozonun vektör alanlarıdır. $Q_{q'}$ dördüncü aile kuarklarının elektrik yükü, T^a Gell-Mann matrisleridir. C_V ve C_A ise yüksüz zayıf akımın vektör ve aksiyel-vektör tipi bağlaşımlarıdır. Son olarak, V_{ij} genişletilmiş 4×4'lü CKM karışım matrisinin elemanlarını belirtir.

4.1 Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Çift Üretimi

Bu kısımda bir proton-proton (pp) çarpıştırıcısı olan LHC temel alınarak yeni ağır kuarkların çift üretimleri incelenmiştir. Böyle bir çarpışma sonucunda pek çok alt süreçten söz edilebilir. Ancak, son durumda elde edilecek olan kuark çiftine en büyük katkı gluon-gluon füzyonundan gelir. Bunun dışında kalan kısım ise protonların içinde yer alan valans ve deniz kuarklarının ağır kuarkların çift üretimine katkısıdır.

Elekrozayıf etkileşmelerin standart modelinde kuarklar $W^\pm$ bozonu değiş-tokuşuyla yüklü zayıf akım bağlaşımı, Z ve foton değiş-tokuşuyla da yüksüz akım bağlaşımı yapabilirler. Güçlü etkileşmelerde ise gluon değişimiyle ağır kuarkların üretimi gerçekleşir.



Şekil 4.1 Gluon-gluon füzyonuyla ağır kuark çift üretiminin Feynman diyagramları

Şekil 4.1, çift üretime en büyük katkıyı sağlayan gluon-gluon füzyonunun üç farklı Feynman diyagramını göstermektedir. Bu üç diyagram için sırasıyla M_1, M_2 ve M_3 genlikleri şu şekilde yazılır.

$$M_1 = iT^c_{i'j'} f^{cab} \frac{g_s^2}{q_1^2}\Big[g_{\mu\omega}\left(k_2 - k_1\right)_\lambda + g_{\mu\lambda}\left(k_1 + q_1\right)_\upsilon + g_{\lambda\nu}\left(-q_1 - k_2\right)_\mu \Big] \times\Big[\bar{u}\left(p_1\right)\gamma^\lambda v\left(p_2\right)\Big]\varepsilon^\mu\left(k_1\right)\varepsilon^\upsilon\left(k_2\right) \tag{4.2}$$

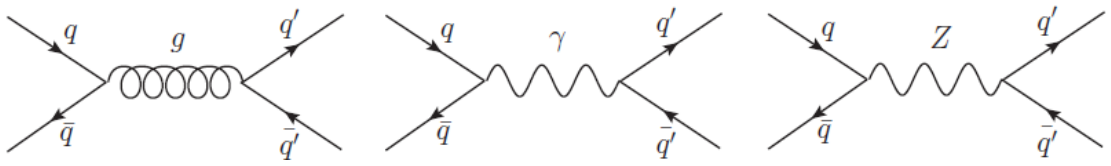
$$M_2 = T^a_{i'j} T^b_{jj'} \frac{g_s^2}{q_2^2 - m_{q'}^2}\Big[\bar{u}\left(p_1\right)\gamma_\mu\left(\not{q}_2 + m_{q'}\right)\gamma_\upsilon v\left(p_2\right)\Big]\varepsilon^\mu\left(k_1\right)\varepsilon^\upsilon\left(k_2\right) \tag{4.3}$$

$$M_3 = T^b_{i'j} T^a_{jj'} \frac{g_s^2}{q_3^2 - m_{q'}^2}\Big[\bar{u}\left(p_1\right)\gamma_\mu\left(\not{q}_3 + m_{q'}\right)\gamma_\upsilon v\left(p_2\right)\Big]\varepsilon^\mu\left(k_2\right)\varepsilon^\upsilon\left(k_1\right) \tag{4.4}$$

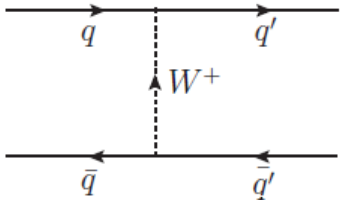
burada k_1 ve k_2, gelen gluonların; q_1, q_2 ve q_3, propagatörlerin; p_1 ve p_2 ise üretilen ağır kuark çiftinin dörtlü momentumlarını göstermektedir. i, i', j ve j' üzerinden 1'den 3'e kadar; a, b ve c üzerinden ise 1'den 8'e kadar toplam alınmaktadır. Bu üç diyagramın girişimi sonucunda elde edilen diferansiyel tesir kesiti, *s*, *t*, *u* Mandelstam değişkenleri cinsinden şu şekilde elde edilmektedir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(gg\to q'\overline{q'}\right)=\frac{\alpha_s^2}{32s}\left[\frac{6}{s^2}\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)-\frac{m_{q'}^2\left(s-4m_{q'}^2\right)}{3\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)}\right.$$
$$+\frac{4}{3}\frac{\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)-2m_{q'}^2\left(m_{q'}^2+t\right)}{\left(m_{q'}^2-t\right)^2}+\frac{4}{3}\frac{\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)-2m_{q'}^2\left(m_{q'}^2+u\right)}{\left(m_{q'}^2-u\right)^2} \quad (4.5)$$
$$\left.-3\frac{\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)+m_{q'}^2\left(u-t\right)}{s\left(m_{q'}^2-t\right)}-3\frac{\left(m_{q'}^2-t\right)\left(m_{q'}^2-u\right)+m_{q'}^2\left(t-u\right)}{s\left(m_{q'}^2-u\right)}\right]$$

Protonların içerisinde yer alan kuarklardan üretilen ağır kuark çiftinin Feynman diyagramları da şekil 4.2 ve 4.3'te gösterilmektedir.



Şekil 4.2 Proton içindeki kuarklardan üretilen ağır kuark çiftinin s-kanalı diyagramları



Şekil 4.3 Proton içindeki kuarklardan üretilen ağır kuark çiftinin t-kanalı diyagramı

Bu diyagramların genlikleri ise sırasıyla şu şekilde yazılır.

$$M_1=-T_{ji}^aT_{i'j'}^a\frac{g_s^2}{q^2}\left[\overline{v}\left(p_2\right)\gamma_\upsilon u\left(p_1\right)\right]\left[\overline{u}\left(p_3\right)\gamma^\upsilon v\left(p_4\right)\right] \quad (4.6)$$

$$M_2=-\frac{g_e^2}{q^2}Q_qQ_{q'}\left[\overline{v}\left(p_2\right)\gamma_\upsilon u\left(p_1\right)\right]\left[\overline{u}\left(p_3\right)\gamma^\upsilon v\left(p_4\right)\right] \quad (4.7)$$

$$M_3 = -\frac{g_Z^2}{4}\frac{g_{\mu\upsilon} - q_{3\mu}q_{3\upsilon}/m_Z^2}{q^2 - m_Z^2 + i\Gamma_Z m_Z}\left[\overline{v}(p_2)\gamma^\mu\left(c_V^q - c_A^q\gamma^5\right)u(p_1)\right] \times\left[\overline{u}(p_3)\gamma^\upsilon\left(c_V^{q'} - c_A^{q'}\gamma^5\right)v(p_4)\right] \tag{4.8}$$

$$M_4 = -\frac{g_W^2}{8}\frac{V_{q'q}V_{q'\tilde{q}}\left(g_{\mu\upsilon} - q_{W\mu}q_{W\upsilon}\right)}{q_W^2 - m_W^2 + i\Gamma_W m_W}\left[\overline{u}(p_3)\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)u(p_1)\right] \times\left[\overline{v}(p_2)\gamma^\upsilon\left(1-\gamma^5\right)v(p_4)\right] \tag{4.9}$$

Yukarıdaki genliklerin yazıldığı $q\overline{q} \to q'\overline{q'}$ alt süreci, üretilen ağır kuarkların çeşnileri açısından irdelenebilir.

$q' = t'$ için, $q = d, s, b$ ve q ile $\overline{q}$ aynı çeşnili kuarklar olması durumunda toplam tesir kesitine dört diyagram da (şekil 4.2 ve 4.3) katkıda bulunur. Fakat q ile $\overline{q}$ farklı çeşnili kuarklar ise yalnızca şekil 4.3'teki diyagram katkı sağlar. Bununla birlikte $q = u, c$ ve q ile $\overline{q}$ aynı çeşnili kuarklar olması durumunda sadece şekil 4.2'deki üç diyagram katkıda bulunur. M_4 genliğindeki CKM matris elemanında yer alan $\tilde{q}$ alt indisi $\overline{q}$ kuarklarını içermektedir.

$q' = b'$ ise, yukarıdaki açıklamalar, q'nun aşağı- ve yukarı-tipli kuark çeşnilerinin değiştirilmesi ile tekrarlanır.

Tüm bu alt süreçlerin sembolik hesapları CompHEP (Pukhov vd. 1999, CompHEP Collab. 2004) yüksek enerji fiziği hesaplama programı ile yapılarak el ile yapılan sonuçlarla karşılaştırılmış ve uyumlu olduğu görülmüştür. Ayrıca, sayısal hesaplama ile elde edilen sonuçlar literatürdeki en düşük mertebeden hesap sonuçları ile karşılaştırılmış ve uyumlu olduğu görülmüştür. Sayısal hesaplamalar için ağır kuarkların yeni etkileşme köşeleri CompHEP'e dâhil edilmiştir. Bununla birlikte, parton dağılım fonksiyonu (PDF) olarak CTEQ6M (Pumplin vd. 2002) kullanılmıştır. Buna göre son durumda üretilen t' ve b' ağır kuark çift üretimlerinin farklı kütle değerleri için elde edilen tesir kesitleri çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1 pp çarpıştırıcısında t' ve b' kuarkların çift üretiminde $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ için pb olarak elde edilen tesir kesiti değerleri

Kütle (GeV)	$pp \to t'\overline{t'}X$	Kütle (GeV)	$pp \to b'\overline{b'}X$
500	$2,78$	550	$1,63$
600	$9,98 \cdot 10^{-1}$	650	$6,27 \cdot 10^{-1}$
700	$4,05 \cdot 10^{-1}$	750	$2,67 \cdot 10^{-1}$

4.2 Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Tek Üretimi

Hadron çarpıştırıcısında ağır kuarklar tek olarak üretilebilir. SM etkileşmeleri yoluyla $pp \to t'X$ ve $pp \to b'X$ süreçlerinde ağır kuarklar için karışım matrisinin çeşitli parametrizasyonlarından biri için üretim tesir kesitleri, $t'(b')$ 'nün 500, 600 ve 700 GeV kütle değerleri için, sırasıyla 0,03 pb, 0,02 pb ve 0,01 pb olarak elde edilmiştir (Çakır vd. 2008). Parametrizasyona bağlı olarak, bazı bölgelerde (özellikle küçük kütle ve büyük karışım parametresi) tek üretimin önemli olacağı gösterilmiştir.

4.2.1 Ağır kuarkların FCNC bağlaşımları ile tek üretimi

Standart Model'in (SM) hem ayar hem de Yukawa etkileşmelerinde ağaç-seviyesi çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) yoktur. Bu tür etkileşmelere katkılar ancak halka, kutu ve penguen diyagramlarından gelir ve bunların katkıları oldukça küçüktür; yani bastırılmıştır. Bununla birlikte, yeni fiziğin varlığında tek-halkalı FCNC süreçleri bazı durumlarda yüksek katkılar verebilir (Aguilar-Saavedra 2004). Bazı egzotik ayar bozonları aracılığıyla ağaç-seviyesi FCNC'lere, bu bozonlar yeterince ağır ya da SM parçacıkları ile bağlaşımları yeterince küçük olmak koşuluyla, deneysel olarak izin verilebilir. SM'nin pek çok genişletmesi fazladan bir $U(1)'$ ayar simetri grubu ve onunla ilişkili bir Z' bozonunu öngörür. Çok sayıda fenomonolojik çalışmalarda (Aguilar-Saavedra 2004) yer alan Z' bozonu $Z'q_i\overline{q_j}$ bağlaşımları yoluyla ağaç seviyesinde FCNC'lere yol açabilir. Burada q_i ve q_j 'ler, her ikisi de, yukarı veya aşağı tipli kuarklardır.

Bu çalışmada, ağır kuarkların üretiminde FCNC katkılarını hesaplamak için, üç aileli SM'de yapılan bazı çalışmalar (Langacker vd. 2000, Arhrib vd. 2006, Cheung vd. 2007, Çakır vd. 2010b) incelenmiş, burada kullanılan modeller dördüncü aile için aşağıdaki gibi genişletilmiştir.

Ayar özdurumu bazında yüksüz akım Lagranjiyeni şu şekilde yazılır.

$$L_{NC} = -eJ_{em}^{\mu} A_{\mu} - g_1 J^{(1)\mu} Z_{1\mu}^0 - g_2 J^{(2)\mu} Z_{2\mu}^0 \tag{4.10}$$

burada Z_1^0, $SU(2)\times U(1)$ yüksüz ayar bozonu, Z_2^0 ise ek abelyan ayar simetrisi ile ilgili yeni bir ayar bozonudur. Basitlik için Z_1^0 ve Z_2^0 arasında karışım olmadığı varsayılacaktır. Bu durumda sözü edilen bozonlar sırasıyla Z ve Z' kütle özdurumu olurlar. Ek $U(1)'$ ayar simetrisine bağlı akım ise şöyle yazılır.

$$J_{\mu}^{(2)} = \sum_{i,j} \overline{\psi_i} \gamma_{\mu} \left[\varepsilon_{\psi_{L_{ij}}}^{(2)} P_L + \varepsilon_{\psi_{R_{ij}}}^{(2)} P_R \right] \psi_j \tag{4.11}$$

burada $\varepsilon_{\psi_{L,R_{ij}}}^{(2)}$, Z_2^0'ın fermiyonlarla sol (L) ve sağ (R) elli (chiral) bağlaşımını (sol- ve sağ-elli kuarkların $U(1)'$ yükleri), *i* ve *j* ise tüm kuark ve leptonlar üzerinden toplam alındığını gösterir. Eğer Z_2^0 bağlaşımları köşegen fakat aile ayrımı var (family-nonuniversal) ise çeşni değiştiren bağlaşımlar fermiyon karışımıyla indüklenir. Eğer chiral bağlaşımlar köşegen-olmayan matrislerse FCNC'ler meydana gelir. Z' bağlaşımlarının köşegen fakat aile ayrımının olduğu durumda çeşni değiştiren bağlaşımlar fermiyon karışımlarıyla ortaya çıkar.

Basitlik için yukarı ve aşağı tipli kuarklar ayrı ayrı ele alınacaktır. İlk olarak, yukarı tipli kuarkların FCNC bağlaşımları için Z''nün leptonlarla ve aşağı-tipli kuarklarla bağlaşımlarının çeşni-köşegen (flavor-diagonal) ve aynı zamanda aile ayrımı olmayan (family-universal) durumda olduğu varsayılır: $\varepsilon_{L,R}^{d} = Q_{L,R}^{d}\mathbf{1}$, $\varepsilon_{L,R}^{e} = Q_{L,R}^{e}\mathbf{1}$ ve $\varepsilon_{L}^{\nu} = Q_{L}^{\nu}\mathbf{1}$.

Burada **1,** 4×4 'lü birim matristir ve $Q^{d}_{L,R}$, $Q^{e}_{L,R}$ ve Q^{ν}_{L} chiral yüklerdir. Diğer taraftan, Z''nün yukarı-tipli kuarklarla etkileşme Lagranjiyeni şu şekilde verilir.

$$L^{(2)}_{NC} = -g_2 Z'_{\mu}\left(\overline{u},\overline{c},\overline{t},\overline{t'}\right)_I \gamma^{\mu}\left(\varepsilon^{u}_{L}P_L + \varepsilon^{u}_{R}P_R\right)\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \\ t' \end{pmatrix}_I \tag{4.12}$$

burada *I* alt indisi etkileşme (interaction) bazını gösterir. Açıklık için sol ve sağ elli bağlaşımlar aşağıdaki gibi yazılır.

$$\varepsilon^{u}_{L} = Q^{u}_{L}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & x \end{pmatrix} \text{ ve } \varepsilon^{u}_{R} = Q^{u}_{R}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

Burada, yalnızca sol-elli bağlaşımlar aile ayrımının var olduğu durumdur; yani sağ-elli üst sektör ve alt sektör için yüksüz akım bağlaşımları aile evrenseldir (family-universal, aile ayrımı yok) ve etkileşme bazında çeşni-köşegendir. Aile evrenselliğinden sapma ve böylece FCNC'nin büyüklüğü (4.13) eşitliğindeki *x* parametresi ile karakterize edilir.

Yukarı-tipli Yukawa bağlaşımı veya kütle matrisi köşegenleştirildiğinde sol-elli ve sağ-elli alanlar, sırasıyla V_{uL} ve V_{uR} ile dönüştürülürler. Böylece kütle bazına geçildiğinde Lagranjiyen şöyle olur.

$$L^{(2)}_{NC} = -g_2 Z'_{\mu}\left(\overline{u},\overline{c},\overline{t},\overline{t'}\right)_M \gamma^{\mu}\left(V^{\dagger}_{uL}\varepsilon^{u}_{L}V_{uL}P_L + V^{\dagger}_{uR}\varepsilon^{u}_{R}V_{uR}P_R\right)\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \\ t' \end{pmatrix}_M \tag{4.14}$$

burada M alt indisi kütle özdurumunu (kütle bazını) gösterir. (4.13) eşitliğindeki sağ-elli sektör, kütle özdurumunda halen çeşni-köşegendir. Çünkü ε^{u}_{R} birim matris ile orantılıdır. Bununla birlikte, $V^{\dagger}_{uL}\varepsilon^{u}_{L}V_{uL}$ terimi genelde köşegen değildir. $V_{CKM} = V^{\dagger}_{uL}V_{dL}$

şeklinde yazılan CKM matrisi, aşağı-tipli kuark sektörü varsayımında karışım olmadığından, $V_{CKM} = V_{uL}^{\dagger}$ şekline dönüşür. Yukarıda yazılan köşegen olmayan terim, kütle özdurumunda Z' 'nün chiral bağlaşımıdır ve şöyle yazılır.

$$B_L^u \equiv V_{uL}^{\dagger} \varepsilon_L^u V_{uL} = V_{CKM} \varepsilon_L^u V_{CKM}^{\dagger}$$
$$\approx Q_L^u \begin{pmatrix} 1+(x-1)\left|V_{ub'}\right|^2 & (x-1)V_{ub'}V_{cb'}^* & (x-1)V_{ub'}V_{tb'}^* & (x-1)V_{ub'}V_{t'b'}^* \\ (x-1)V_{cb'}V_{ub'}^* & 1+(x-1)\left|V_{cb'}\right|^2 & (x-1)V_{cb'}V_{tb'}^* & (x-1)V_{cb'}V_{t'b'}^* \\ (x-1)V_{tb'}V_{ub'}^* & (x-1)V_{tb'}V_{cb'}^* & 1+(x-1)\left|V_{tb'}\right|^2 & (x-1)V_{tb'}V_{t'b'}^* \\ (x-1)V_{t'b'}V_{ub'}^* & (x-1)V_{t'b'}V_{cb'}^* & (x-1)V_{t'b'}V_{tb'}^* & 1+(x-1)\left|V_{t'b'}\right|^2 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

burada V_{CKM} 'nin üniterlik koşulları aşağıdaki gibi kullanılmıştır.

$$\sum_{\alpha=1}^{4}\left|V_{i\alpha}\right|^2 = \sum_{j=1}^{4}\left|V_{j\beta}\right|^2 = 1 \;;\quad i,j = u,c,t,t' \;\; ve \;\; \alpha,\beta = d,s,b,b' \quad (4.16)$$

$$\sum_{\alpha=1}^{4} V_{i\alpha}V_{j\alpha}^* = \sum_{j=1}^{4} V_{j\alpha}V_{j\beta}^* = 0 \;;\; (i \neq j)\,,(\alpha \neq \beta) \quad (4.17)$$

İkinci olarak, aşağı tipli durum için şu Lagranjiyen yazılır.

$$L_{NC}^{(2)} = -g_2 Z'_{\mu}\left(\overline{d},\overline{s},\overline{b},\overline{b'}\right)_I \gamma^{\mu}\left(\varepsilon_L^d P_L + \varepsilon_R^d P_R\right)\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \\ b' \end{pmatrix}_I \quad (4.18)$$

Yukarı tipli duruma benzer şekilde B_L^d ifadesi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$B_L^d \equiv V_{dL}^{\dagger} \varepsilon_L^d V_{dL} = V_{CKM}^{\dagger} \varepsilon_L^d V_{CKM}$$
$$\approx Q_L^d \begin{pmatrix} 1+(y-1)\left|V_{t'd}\right|^2 & (y-1)V_{t'd}^*V_{t's} & (y-1)V_{t'd}^*V_{t'b} & (y-1)V_{t'd}^*V_{t'b'} \\ (y-1)V_{t's}^*V_{t'd} & 1+(y-1)\left|V_{t's}\right|^2 & (y-1)V_{t's}^*V_{t'b} & (y-1)V_{t's}^*V_{t'b'} \\ (y-1)V_{t'b}^*V_{t'd} & (y-1)V_{t'b}^*V_{t's} & 1+(y-1)\left|V_{t'b}\right|^2 & (y-1)V_{t'b}^*V_{t'b'} \\ (y-1)V_{t'b'}^*V_{t'd} & (y-1)V_{t'b'}^*V_{t's} & (y-1)V_{t'b'}^*V_{t'b} & 1+(y-1)\left|V_{t'b'}\right|^2 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Burada FCNC'nin büyüklüğü *y* ile karakterize edilir. Ayrıca yine $V_{CKM} = V_{uL}^{\dagger} V_{dL}$ alınmış, fakat bu sefer yukarı-tipli kuark sektörü varsayımında karışım olmadığından CKM matrisi $V_{CKM} = V_{dL}$ şekline dönüşmüştür.

Bu formalizmlerin uygulanacağı Z' modelleri şu şekilde sıralanabilir.

- SM'nin Z bozonu ile aynı bağlaşımlara ($g_2 = g_1$) sahip olduğu Sequential Z' modeli, Z'_S.
- Sol-sağ simetrik model, Z'_{LR}.
- $SO(10) \to SU(5) \times U(1)$ grup yapısında oluşan Z'_{χ} modeli.
- $E_6 \to SO(10) \times U(1)$ grup yapısında oluşan Z'_{ψ} modeli.
- Z'_{η} modeli, $Z'_{\eta} = \sqrt{3/8} Z'_{\chi} - \sqrt{5/8} Z'_{\psi}$.

İlk model için sayısal hesaplarda $g_1 = g_2 \simeq 0,74$ değeri dikkate alınmıştır, diğer Z' modellerinde ise $g_2 \simeq 0,46$ olarak alınmıştır. Sol-sağ simetrik modelde $g_L = g_R$ alınmış olup chiral bağlaşımları şu şekilde verilmektedir (Langacker vd. 1992).

$$Q_L^i = -\sqrt{\frac{3}{5}} \left(\frac{1}{2\alpha} \right) (B - L)_i \tag{4.20}$$

$$Q_R^i = \sqrt{\frac{3}{5}} \left(\alpha T_{3R}^i - \frac{1}{2\alpha} (B - L)_i \right) \tag{4.21}$$

burada *B* ve *L* sırasıyla *i* fermiyonunun baryon ve lepton sayısını göstermektedir. T_{3R} ise $SU(2)_R$ grubundaki sağ-elli izospinin üçüncü bileşenidir. (4.20) ve (4.21) eşitliklerinde

$\alpha = \left(\left(1-2\sin^2\theta_W\right)/\sin^2\theta_W\right)^{1/2} \simeq 1,52$ olup $\sin^2\theta_W = 0,2316$ değerindedir. Çeşitli Z' modelleri için chiral yükleri çizelge 4.2'de verilmiştir (Arhrib vd. 2006).

Çizelge 4.2 Farklı Z' modellerinin chiral yükleri

	Z'_S	Z'_{LR}	Z'_χ	Z'_ψ	Z'_η
Q_L^u	0,3456	-0,08493	$-1/2\sqrt{10}$	$1/\sqrt{24}$	$-2/2\sqrt{15}$
Q_R^u	-0,1544	0,5038	$1/2\sqrt{10}$	$-1/\sqrt{24}$	$2/2\sqrt{15}$
Q_L^d	-0,4228	-0,08493	$-1/2\sqrt{10}$	$1/\sqrt{24}$	$-2/2\sqrt{15}$
Q_R^d	0,0772	-0,6736	$-3/2\sqrt{10}$	$-1/\sqrt{24}$	$-1/2\sqrt{15}$
Q_L^e	-0,2684	0,2548	$3/2\sqrt{10}$	$1/\sqrt{24}$	$1/2\sqrt{15}$
Q_R^e	0,2316	-0,3339	$1/2\sqrt{10}$	$-1/\sqrt{24}$	$2/2\sqrt{15}$
Q_L^υ	0,5	0,2548	$3/2\sqrt{10}$	$1/\sqrt{24}$	$1/2\sqrt{15}$

Sayısal hesaplamalar için $Z'q_i\overline{q_j}$ etkileşme köşeleri ve chiral yüklerinin değerleri CompHEP programına (Pukhov vd. 1999, CompHEP Collab. 2004) dâhil edilmiştir.

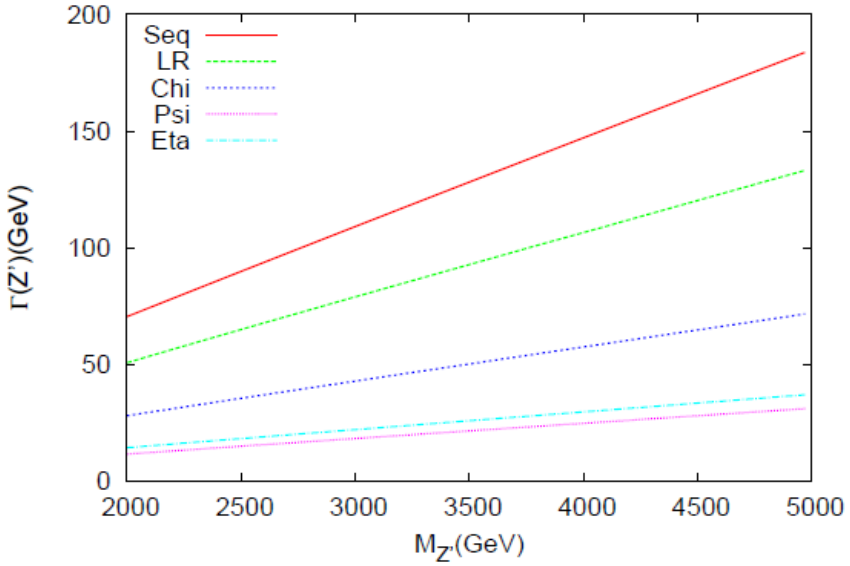
Hesaplamalar için birinci durum (yukarı tipli kuarkların FCNC bağlaşımları) ele alındığında; FCNC'nin büyüklüğünü karakterize eden x parametresinin değeri arttıkça her bir Z' modeli için son durumda üretilen $t'\overline{c}$ tesir kesiti değerinin azaldığı görülmüştür. $x=1$ olduğu durumda (4.15) eşitliğinin köşegen dışı elemanlarının sıfır olacağına dikkat edilmelidir. Bu durumda FCNC yoluyla bir üretim yapılamayacağından tesir kesitinin değeri de sıfır olur. LHC'deki pp çarpıştırıcısında 14 TeV kütle merkezi enerjisi alınarak $pp \to t'\overline{c}X$ süreci için tesir kesitleri çizelge 4.3'teki gibi hesaplanmıştır.

Çizelge 4.3 $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ kütle merkezi enerjili pp çarpıştırıcısında $x = 0,05$ için pb cinsinden tesir kesiti değerleri (parantez içindeki değerler $x = 0,2$ içindir)

$M_{Z'}$ (GeV)	$\sigma_{Z'_S}$ (pb)
2000	$5,07 \cdot 10^{-4}$ $(3,60 \cdot 10^{-4})$
2200	$3,11 \cdot 10^{-4}$ $(2,21 \cdot 10^{-4})$
2400	$1,94 \cdot 10^{-4}$ $(1,38 \cdot 10^{-4})$
2600	$1,23 \cdot 10^{-4}$ $(8,74 \cdot 10^{-5})$
2800	$7,94 \cdot 10^{-5}$ $(5,63 \cdot 10^{-5})$
3000	$5,18 \cdot 10^{-5}$ $(3,68 \cdot 10^{-5})$

Burada yalnızca Z''nün Sequential modeli için elde edilen sonuçlar verilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan 4×4'lü CKM matris elemanlarının büyüklükleri $|V_{t'b}| \approx 0,22$, $|V_{t's}| \approx 0,114$, $|V_{t'd}| \approx 0,0044$, $|V_{cb'}| \approx 0,116$, $|V_{ub'}| \approx 0,028$ ve $|V_{t'b'}| \approx 0,99$ (Hou vd. 2007) alınmıştır.

Farklı modellerdeki Z' bozonunun fermiyonlara bozunma genişliğinin Z' kütlesine göre değişimi şekil 4.4'te gösterilmiştir. Burada $x = 0,2$ alınmıştır.



Şekil 4.4 Farklı modellerdeki Z' bozonunun bozunma genişliği

4.3 Lepton Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Çift Üretimi

Dördüncü aile kuarkları hem SM çerçevesinde ayar bozonları ile hem de yeni fizik modellerinin öngördüğü ekstra yüksüz bir ayar bozonu olan Z' ile bağlaşım yapabilir. Z' bozonunun dolaylı araştırmaları doğrusal çarpıştırıcılarda yapılabilir ve orada keşif limitleri propagatörler arasındaki girişim etkilerinden dolayı tesir kesitleri ve asimetriler için SM öngörülerinden sapmalar verebilir. Aile-bağımsız (family universal) bağlaşımlara sahip Z' bozonu s-kanalı yoluyla dördüncü aile kuarklarının çift üretimine katkıda bulunabilir. Doğrusal çarpıştırıcılarda, Z' fiziği temiz bir ortamda ve hassas bir şekilde ölçülebilir.

Ağır Z' bozonu, grup yapılarına göre birbirinden farklı modellerde öngörülmektedir. Büyük birleşim teorisi modellerinde Z' modelleri ortaya çıkabilir (Nardi 1993, Babu vd. 1998, Leroux *vd.* 2004): $E_6 \to SO(10)\times U(1)_\psi$ ve $SO(10) \to SU(5)\times U(1)_\chi$ ayrışması sonucunda $U(1)_\psi \times U(1)_\chi$ ayar simetrisine sahip modelde Z'_ψ ve Z'_χ alanları kütleli olabilir ve onların durumları karışabilir. Buna göre kütle özdurumu şu şekilde yazılabilir.

$$Z'(\theta) = Z'_\psi \cos\theta + Z'_\chi \sin\theta \tag{4.22}$$

Farklı Z' modelleri bazı özel isimlere sahiptir: Örneğin Z'_S, sequential (bağlaşımları SM'in *Z* bozonu ile aynı) modeldir. Z'_ψ, Z'_χ ve Z'_η modelleri (4.22) eşitliği ile verilen θ'nın özel değerlerine karşılık gelirler (sırasıyla, 0, $\pi/2$ ve $\arctan\sqrt{3/5}$). Son olarak Z'_{B-L} modeli SM'nin minimal B-L (burada B ve L sırasıyla baryon ve lepton sayılarıdır) genişletilmesi ile ilişkili bağlaşımlara sahiptir (Basso vd. 2009, 2010).

Tevatron deneyleri 1 TeV'den daha düşük küleli Z'_S bozonunu % 95 CL ile dışarlamıştır (CDF Collab. 2011a). $Z' \to l^+l^-$ sınırlı rezonansları için araştırma sonuçları daha önceden ATLAS (ATLAS Collab. 2011) ve CMS (CMS Collab. 2011) kollaborasyonları tarafından rapor edilmiştir. ATLAS ve CMS tarafından ($5\,fb^{-1}$ verisi

kullanılarak) yapılan son ölçümler 2,22 TeV'den (ATLAS Collab. 2012a) ve 2,33 TeV'den (CMS Collab. 2012a) daha düşük kütleli bir Z'_S bozonunu dışarlamıştır.

Ağır kuarkların (q'_i) yüksüz ayar bozonlarıyla (g, γ, Z, Z') etkileşmeleri ve bilinen üç aileli kuarklarla yüklü akım ($W^{\pm}$ bozonu) aracılığıyla etkileşmeleri aşağıdaki Lagranjiyenle tasvir edilir.

$$L' = L + L_{Z'} \tag{4.23}$$

$$L_{Z'} = -\frac{g_{z'}}{2} \sum_{q'_i = t', b'} \overline{q'_i} \gamma^{\mu} \left(C'^{i}_{V} - C'^{i}_{A} \gamma^{5} \right) q'_i Z'_{\mu} + h.c. \tag{4.24}$$

burada L, (4.1) eşitliğinde yazılmış olan Lagranjiyeni göstermektedir. (4.24) Lagranjiyeninde yer alan vektör (C'_V) ve aksiyel-vektör (C'_A) tipi bağlaşımlar Z' modellerine göre farklılık göstermektedir (çizelge 4.4).

Çizelge 4.4 Farklı modellerde öngörülen yeni Z' bozonu ile fermiyonların vektör (C'_V) ve aksiyel-vektör (C'_A) bağlaşımları

Aşağı tipli kuarklar		Yukarı tipli kuarklar		Yüklü leptonlar		Nötrinolar	
C'_V	C'_A	C'_V	C'_A	C'_V	C'_A	C'_V	C'_A
Z'_S							
$-\frac{1}{2}+\frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}-\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}+2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Z'_{ψ}							
0	$\frac{\sqrt{10}}{6}\sin\theta_W$	0	$\frac{\sqrt{10}}{6}\sin\theta_W$	0	$\frac{\sqrt{10}}{6}\sin\theta_W$	$\frac{\sqrt{10}}{12}\sin\theta_W$	$\frac{\sqrt{10}}{12}\sin\theta_W$
Z'_{χ}							
$\frac{\sqrt{6}}{3}\sin\theta_W$	$-\frac{\sqrt{6}}{6}\sin\theta_W$	0	$\frac{\sqrt{6}}{6}\sin\theta_W$	$-\frac{\sqrt{6}}{3}\sin\theta_W$	$-\frac{\sqrt{6}}{6}\sin\theta_W$	$-\sqrt{6}\sin\theta_W$	$-\sqrt{6}\sin\theta_W$
Z'_{η}							
$\sin\theta_W$	$\frac{1}{3}\sin\theta_W$	0	$4\sin\theta_W$	$-\sin\theta_W$	$\frac{1}{3}\sin\theta_W$	$-\frac{1}{3}\sin\theta_W$	$-\frac{1}{3}\sin\theta_W$
Z'_{B-L}							
$\frac{2}{3}$	0	$\frac{2}{3}$	0	-2	0	-1	-1

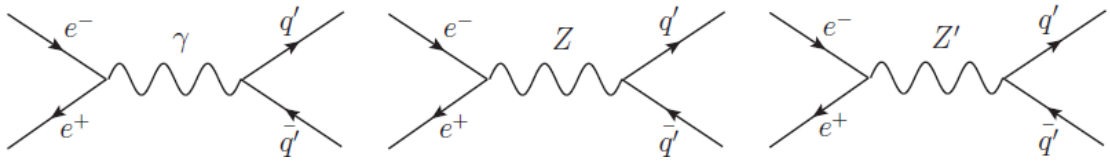
Z' bozonun ağır fermiyonlara bozunma genişliği için $\Gamma\left(Z' \to F\overline{F}\right)$ (burada F ağır fermiyondur) ve $\Gamma\left(Z' \to W^+W^-\right)$ hesapları aşağıda verilmiştir.

$$\Gamma\left(Z' \to F\overline{F}\right) = \frac{N_C g_{Z'}^2}{48\pi M_{Z'}} \sqrt{1-4\frac{M_F^2}{M_{Z'}^2}} \left[\left(C_A'^F\right)^2 \left(-4M_F^2 + M_{Z'}^2\right) + \left(C_V'^F\right)^2 \left(2M_F^2 + M_{Z'}^2\right) \right] \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \Gamma\left(Z' \to W^+W^-\right) = {} & \frac{g_W^2 \cos^2\theta_W \kappa^2}{192\pi M_{Z'} M_W^4} \sqrt{1-4\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2}} \\ & \times \left[-48M_W^6 - 68M_W^4 M_{Z'}^2 + 16M_W^2 M_{Z'}^4 + M_{Z'}^6 \right] \left(\frac{M_Z}{M_{Z'}}\right)^4 \end{aligned} \quad (4.26)$$

burada N_C renk çarpanı olup kuarklar için 3, leptonlar için 1'dir. Z ve Z' bozonları arasındaki karışım teriminin $M_Z^2/M_{Z'}^2$ ile orantılı olduğu varsayılır. Bunun sonucu olarak bir karışım çarpanı κ özel Z' modellerine bağlı olan bu genişlemeyi ölçeklendirir. Sayısal hesaplar için $M_{Z'} = 3000\,\text{GeV}$ alındığında Z'_S, Z'_ψ, Z'_χ, Z'_η ve Z'_{B-L} modelleri için toplam bozunma genişlikleri yaklaşık olarak sırasıyla, 117, 23, 48, 129 ve 10 GeV olarak elde edilir.

Elektron-pozitron (e^-e^+) çarpıştırıcısı ele alındığında $e^-e^+ \to q'\overline{q'}$ ($q' = t', b'$) süreci için foton ve Z bozonu ile birlikte Z' bozonu da değiş-tokuş edilmektedir. Şekil 4.5 bu süreçteki s-kanalı diyagramlarını göstermektedir.



Şekil 4.5 $e^-e^+ \to q'\overline{q'}$ ($q' = t', b'$) süreci için Feynman diyagramları

Şekil 4.5'te gösterilen diyagramların genlik ifadeleri sırasıyla aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$M_1 = Q_{q'} \frac{g_e^2}{q^2} \left[\overline{u}\left(p_3\right)\gamma^\mu v\left(p_4\right)\right]\left[\overline{v}\left(p_2\right)\gamma_\mu u\left(p_1\right)\right] \quad (4.27)$$

$$M_2 = -\frac{g_Z^2}{4}\frac{g_{\mu\upsilon} - q_\mu q_\upsilon / m_Z^2}{q^2 - m_Z^2 + i\Gamma_Z m_Z}\left[\overline{u}(p_3)\gamma^\mu\left(c_V^{q'} - c_A^{q'}\gamma^5\right)v(p_4)\right] \times\left[\overline{v}(p_2)\gamma^\upsilon\left(c_V^e - c_A^e\gamma^5\right)u(p_1)\right] \tag{4.28}$$

$$M_3 = -\frac{g_{Z'}^2}{4}\frac{g_{\mu\upsilon} - q_\mu q_\upsilon / m_{Z'}^2}{q^2 - m_{Z'}^2 + i\Gamma_{Z'} m_{Z'}}\left[\overline{u}(p_3)\gamma^\mu\left(c_V'^{q'} - c_A'^{q'}\gamma^5\right)v(p_4)\right] \times\left[\overline{v}(p_2)\gamma^\upsilon\left(c_V'^{e} - c_A'^{e}\gamma^5\right)u(p_1)\right] \tag{4.29}$$

Yukarıdaki (4.22) Lagranjiyeni kullanılarak ağır kuarkların çift üretimi için diferansiyel tesir kesitleri e^-e^+ çarpıştırıcısında aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma\left(e^-e^+ \to q'\overline{q'}\right)}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}\Bigg\{ & \frac{2g_e^4}{s^2}\left(A_1 Q_{q'}^2\right) + \frac{g_Z^4}{8\left[\left(M_Z^2 - s\right)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2\right]} \\
& \times\left[\left(C_A^{e2} + C_V^{e2}\right)\left(C_V^{q'2}A_1 + C_A^{q'2}A_2\right) + 4C_A^e C_A^{q'} C_V^e C_V^{q'} s A_3\right] \\
& + \frac{g_{Z'}^4}{8\left[\left(M_{Z'}^2 - s\right)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2\right]}\Big[\left(C_A'^{e2} + C_V'^{e2}\right)\left(C_V'^{q'2}A_1 + C_A'^{q'2}A_2\right) \\
& + 4C_A'^{e} C_A'^{q'} C_V'^{e} C_V'^{q'} s A_3\Big] - \frac{g_e^2 g_Z^2\left(-Q_{q'}\right)\left(M_Z^2 - s\right)}{2s\left[\left(M_Z^2 - s\right)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2\right]}\left(C_A^e C_A^{q'} s A_3 + C_V^e C_V^{q'} s A_1\right) \\
& - \frac{g_e^2 g_{Z'}^2\left(-Q_{q'}\right)\left(M_{Z'}^2 - s\right)}{2s\left[\left(M_{Z'}^2 - s\right)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2\right]}\left(C_A'^{e} C_A'^{q'} s A_3 + C_V'^{e} C_V'^{q'} s A_1\right) \\
& + \frac{g_Z^2 g_{Z'}^2\left[M_Z^2\left(M_{Z'}^2 - s\right) + M_Z M_{Z'}\Gamma_Z\Gamma_{Z'} + s\left(s - M_{Z'}^2\right)\right]}{\left[\left(M_Z^2 - s\right)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2\right]\left[\left(M_{Z'}^2 - s\right)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2\right]} \\
& \times\Big\{C_A^e\Big[C_A'^{e}\left(C_A^{q'}C_A'^{q'}A_2 + C_V^{q'}C_V'^{q'}A_1\right) + C_V'^{e} s A_3\left(C_A^{q'}C_V'^{q'} + C_A'^{q'}C_V^{q'}\right)\Big] \\
& + \Big\{C_V^e\Big[C_A^{q'}\left(C_A'^{e}C_V'^{q'}sA_3 + C_A'^{q'}C_V'^{e}A_2\right) + C_V^{q'}\left(C_A'^{e}C_A'^{q'}sA_3 + C_V'^{e}C_V'^{q'}A_1\right)\Big]\Big\}\Big\}
\end{aligned} \tag{4.30}$$

Burada $A_1 = (s+t)^2 + t^2 - 4M_{q'}^2 t + 2M_{q'}^4$, $A_2 = A_1 - 4M_{q'}^2 s$ ve $A_3 = s + 2t - 2M_{q'}^2$ şeklinde tanımlanmıştır. Saçılma açısına bağlı diferansiyel tesir kesitini ($d\sigma/d\cos\theta$) elde etmek

için $d\sigma/dt$ ifadesi $s\beta/2$ ile çarpılmalıdır. Burada $\beta=\sqrt{1-4M_{q'}^2/s}$ ve $t=M_{q'}^2-s\left(1-\beta\cos\theta\right)/2$ alınmıştır.

Yüksek enerjide elektron-pozitron çarpışmaları doğrusal (lineer) çarpıştırıcılarda gerçekleştirilebilir. Doğrusal çarpıştırıcılar için tasarlanan enerji değerleri Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı (ILC) (ILC 2007) için $\sqrt{s}=0,5\,\text{TeV}$ ve Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcısı (CLIC) (Assmann vd. 2000) için $\sqrt{s}=3\,\text{TeV}$ olduğu varsayılmıştır. Aynı zamanda, $\sqrt{s}=1\,\text{TeV}$'lik bir enerji opsiyonu ya CLIC'in ilk aşaması için ya da ILC'nin bir enerji yükseltmesi için düşünülebilir. LHC'den elde edilen ağır kuark kütle limitleri dikkate alındığında çift üretim için 1 TeV ve üzeri kütle merkezi enerjisi gerekmektedir. Buna göre ILC'de ağır kuark çift üretimi yapılamaz. ILC'de ağır leptonların çift üretimi için (Arı vd. 2013)'e bakılabilir.

Son durumdaki ağır kuark çiftinin üretim tesir kesitleri $\sqrt{s}=3$ TeV kütle merkezi enerjisinde hesaplanmıştır (çizelge 4.5). Burada t' ve b' kuarkların kütle değerleri 600-1000 GeV aralığında alınmıştır. Buradaki hesaplamalar için Mathematica programı (Wolfram 2010) kullanılmıştır. Ayrıca Z''nün değiş-tokuş edildiği süreç hesaba katılmamıştır.

Çizelge 4.5 Kütle merkezi (KM) enerjisi 3 TeV olan CLIC'te ağır kuark çift üretimi için *fb* cinsinden tesir kesitleri (burada yüksüz ayar bozonları γ ve *Z*'dir)

Kütle (GeV)	$e^-e^+\to b'\overline{b'}$	$e^-e^+\to t'\overline{t'}$
600	9,17	18,80
700	8,79	18,30
800	8,35	17,70
900	7,83	17,00
1000	7,22	16,10

Ağır kuarkların üretim tesir kesitleri farklı Z' modelleri hesaba katılarak da incelenmiştir. Buna göre 3 TeV KM enerjisinde elde edilen tesir kesiti değerleri çizelge 4.6'da gösterilmiştir. Burada $m_{b'}=650\,\text{GeV}$ ve $m_{b'}-m_{t'}\simeq 50\,\text{GeV}$, ayrıca $M_{Z'}=2500$ GeV alınmıştır.

Çizelge 4.6 $e^{-}e^{+} \to q'\overline{q'}$ süreçleri için 3 TeV KM enerjili çarpıştırıcılarda Z' modellerine göre tesir kesiti değerleri

Tesir kesitleri (fb)	Z'_S	Z'_ψ	Z'_χ	Z'_η	Z'_{B-L}
$e^{-}e^{+} \to t'\overline{t'}$	84,75	15,72	26,46	45,74	24,14
$e^{-}e^{+} \to b'\overline{b'}$	95,13	16,16	14,91	7,48	6,84

4.3.1 İleri-geri yön saçılma asimetrisi

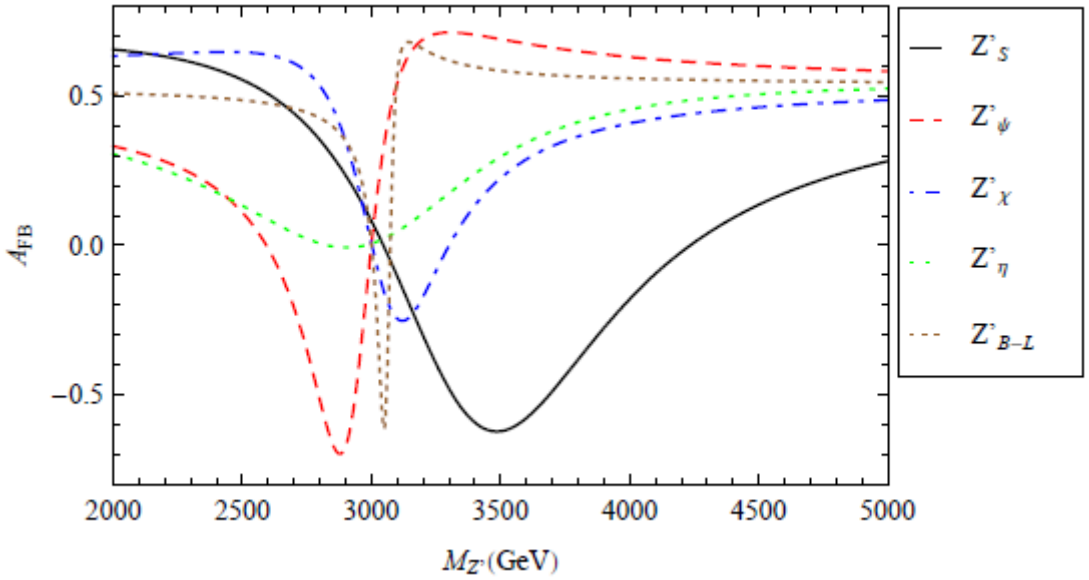
Üçüncü aile kuarklarının ileri-geri yön saçılma asimetreleri Tevatron'da (D0 Collab. 2008, CDF Collab. 2008, CDF Collab. 2011b) $t\overline{t}$ değişmez kütle dağılımından ve LEP'deki (ALEPH Collab. vd. 2006) Z bozon bozunumlarından ölçülmüştür. Toplam tesir kesitleri beklenen davranışta olmasına rağmen asimetri değerleri SM beklentilerinden değişmez kütle dağılımına bağlı olarak yaklaşık 3σ farklılık göstermektedir. Yeni fiziğin birkaç modeli bu problemleri açıklamak üzere hadron çarpıştırıcılarında ele alınmaktadır (Djouadi vd. 2007, Djouadi vd. 2010, Berger vd. 2011). Eğer dördüncü aile kuarkları varsa böylece üçüncü ailedeki asimetri probleminin SM çerçevesinde dördüncü aile kuarkları için de devam edeceği düşünülmektedir.

İleri-geri yön saçılma asimetrisi A_{FB} şöyle tanımlanır.

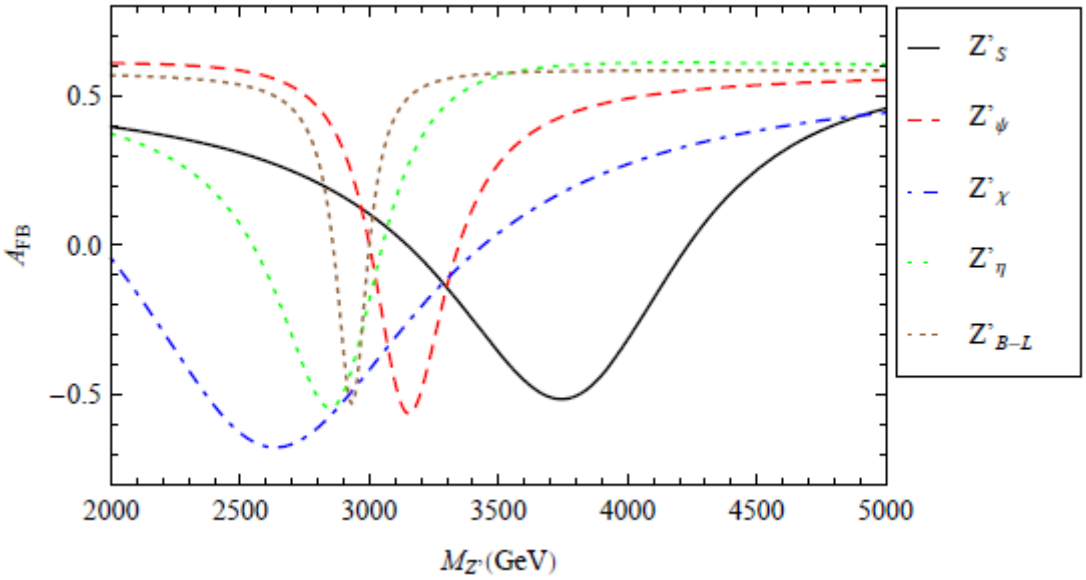
$$A_{FB} = \frac{\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)}{\sigma(\cos\theta > 0) + \sigma(\cos\theta < 0)} \tag{4.31}$$

burada θ, kütle merkezi çerçevesinde saçılan ağır kuark ile gelen elektron arasındaki saçılma açısı, σ ise $\cos\theta$'nın pozitif ve negatif değerlerine göre sırasıyla ileri ve geri yöndeki saçılma tesir kesitleridir. Z ve Z' bozonlarının değiş tokuşu ve onların girişimleri dördüncü aile kuarkları için bir asimetri üretirken, foton, yüklü fermiyonlarla vektör-tipi bağlaşım yaptığından, asimetri üretmez. Eğer ağır kuarklar yeni bir dinamiksel simetri kırılması nedeniyle farklı biçimde yerelleştirilirse, o zaman ağır kuarkların etkileşmelerinin hafif kuarklarınkinden farklı olacağı beklenebilir. $q'\overline{q'}$ üretiminde s-kanalı rezonansının varlığı yeterli istatistiğe sahip değişmez kütle dağılımlarının bir incelemesiyle saptanabilir.

Şekil 4.6 ve 4.7 kütle merkezi enerjisi civarındaki bir Z' kütle değerinde asimetrinin işaret değiştirdiğini gösterir (Arı vd. 2013).



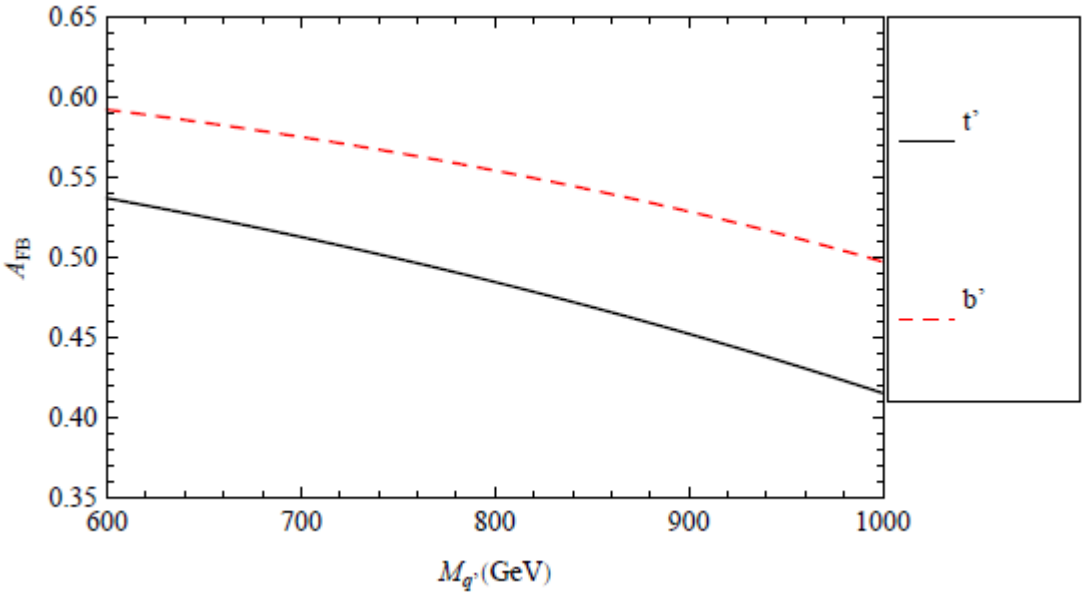
Şekil 4.6 3 TeV'lik KM enerjisinde farklı Z' modellerinde t' kuark için ileri-geri yön saçılma asimetrisi



Şekil 4.7 3 TeV'lik KM enerjisinde farklı Z' modellerinde b' kuark için ileri-geri yön saçılma asimetrisi

3 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde $t'(b')$ çift üretimi için sequential Z'_S bozonunun küçük kütle bölgesindeki (2000 GeV) asimetri değeri 0,6 (0,4) civarındayken büyük

$M_{Z'}$ kütle bölgesinde (5000 GeV) bu değer 0,3 (0,45) civarındadır. Asimetrinin ağır kuark kütlesine ($M_{q'}$) bağımlılığı şekil 4.8'de gösterilmiştir (Arı vd. 2013). Burada Z' bozon katkısı hesaba katılmamıştır.



Şekil 4.8 3 TeV'lik KM enerjisinde ağır kuarklar için ileri-geri yön saçılma asimetrisi

Dördüncü aile kuarklarının ileri-geri yön saçılma asimetrisinin değişmez kütleye ($M_{q'\bar{q}'}$) bağımlılığını deney koşullarında incelemek için ilk durum ışıması (ISR) ve demet ışıması (BS) etkileri hesaba katılmıştır. Bunun için CLIC'in (Assmann vd. 2000) demet parametreleri (çizelge 4.7) CalcHEP (Pukhov vd. 1999) programına girilmiştir.

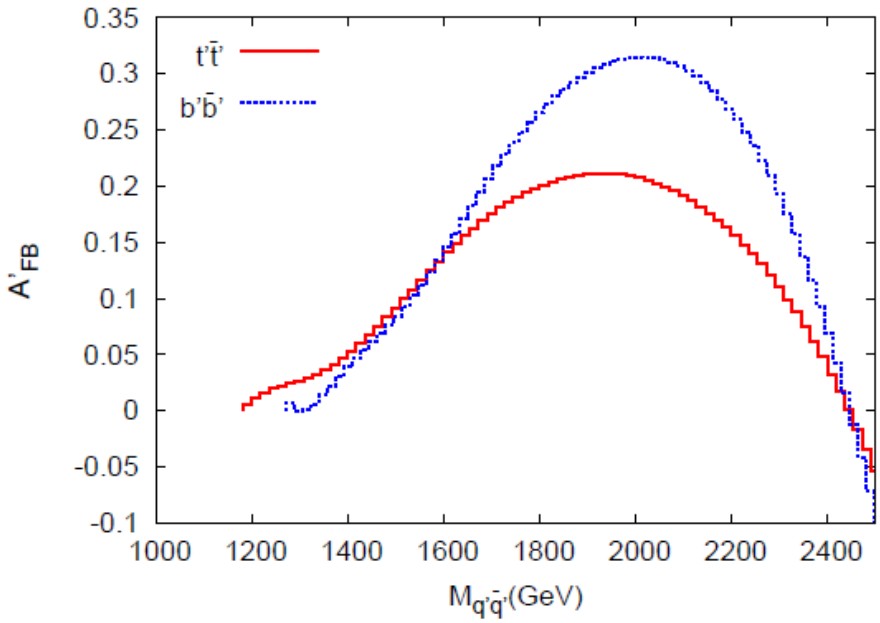
Çizelge 4.7 ISR ve BS'yi hesaplamak için gerekli olan CLIC çarpıştırıcı demet parametreleri

	CLIC (3 TeV)
Yatay demet boyu (nm)	45
Dikey demet boyu (nm)	1
Paket (bunch) uzunluğu (mm)	0,044
Paketteki parçacıkların sayısı (N)	$3,72 \cdot 10^{9}$
Tasarlanan ışınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)	$5,9 \cdot 10^{34}$

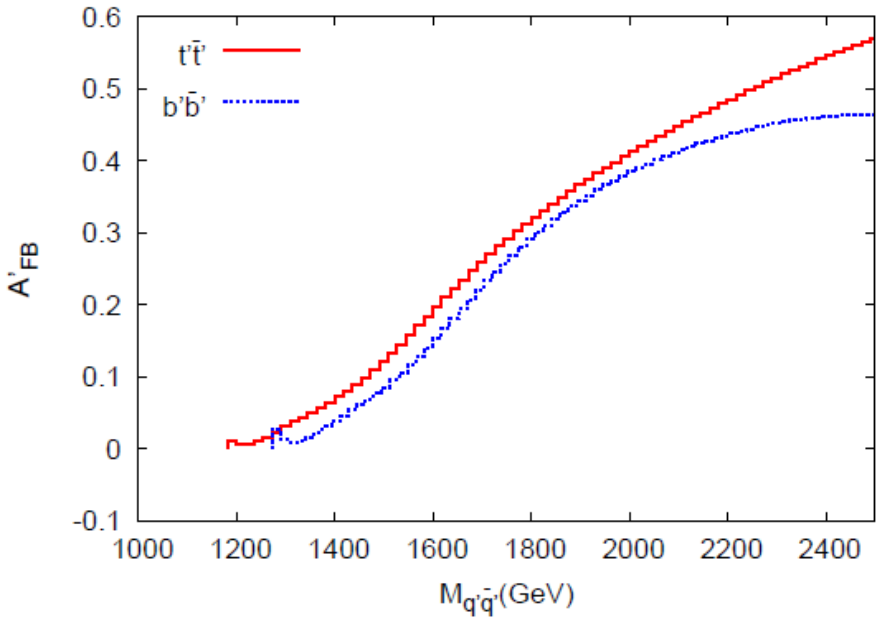
Diferansiyel tesir kesitleri cinsinden tanımlanan asimetriler (A'_{FB}) ağır kuarkların değişmez kütlesine bağlı olarak şekil 4.9 ve 4.10'da gösterilmiştir. Burada kullanılan tanım aşağıdaki gibidir.

$$A'_{FB} = \frac{\left(d\sigma/dM_{q'\bar{q}'}\right)_F - \left(d\sigma/dM_{q'\bar{q}'}\right)_B}{\left(d\sigma/dM_{q'\bar{q}'}\right)_F + \left(d\sigma/dM_{q'\bar{q}'}\right)_B} \tag{4.32}$$

burada F ve B alt indisleri sırasıyla ileri ve geri yön anlamındadır. Grafikte, $M_{Z'} = 3500$ GeV ve $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ alınmıştır. Sequential Z'_S model için CLIC'te $M_{b'\bar{b}'} = 2000\,\text{GeV}$ civarında bu asimetrinin değeri 0,3 olarak elde edilmiştir. Z'_S modeli ile Z'_ψ modeli arasındaki dağılımlar karşılaştırılabilir. Buna göre Z'_ψ modeli büyük ağır kuark kütlesinde daha fazla asimetri üretir. Her iki kuarkın değişmez kütle dağılımı için bir eşik (threshold) değerinin olduğuna dikkat edilmelidir. Bu eşik değerleri ağır kuarkların kütle değerlerine bağlıdır.



Şekil 4.9 Sequential Z'_S modeli için asimetrinin ağır kuark kütlesine bağımlılığı (burada $M_{Z'} = 3500\,\text{GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ alınmıştır)



Şekil 4.10 Z'_{ψ} modeli için asimetrinin ağır kuark kütlesine bağımlılığı (burada $M_{Z'} = 3500\,\text{GeV}$ ve $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ alınmıştır)

4.4 Lepton-Hadron Çarpıştırıcısında Ağır Kuarkların Tek Üretimi

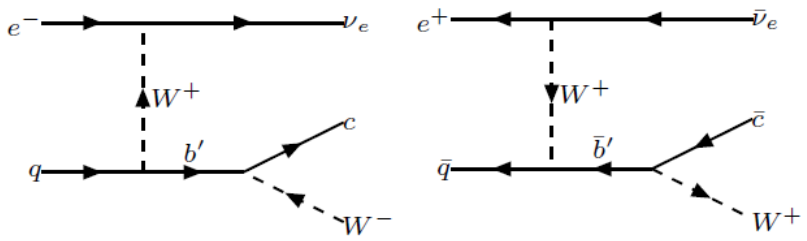
Yüksek kütle merkezi enerjili ve yüksek ışınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısının (LHC), temel parçacıkların standart modelindeki bazı sorulara cevap vermek için beklentileri karşılayacağı düşünülmektedir. Proton-proton (pp) çarpıştırıcısına tamamlayacı olarak elektron-proton (ep) çarpıştırıcısı yeni fizik için ek bilgi verebilir. Parçacık fiziği ve nükleer fizik için yeni bir çarpıştırıcının planlandığı fizik programı ve tasarımı olan Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (LHeC), LHC'nin hadron demetleriyle yakın zamanda inşa edilebilecek olan 70 GeV (140 GeV seçeneği de olabilir) enerjili elektron demetini çarpıştıracaktır (Fernandez vd. 2012).

Bu fizik programı, ilgili enerji bölgesindeki araştırmalara ayrılmıştır. Bu araştırmalar LHC'yi ve onun keşif potansiyelini yüksek hassaslıkta aşırı inelastik saçılma (DIS) ölçümü yaparak tamamlayıcı olacaktır. ep çarpışmaları güçlü ve elektrozayıf etkileşmelerdeki çeşitli temel soruları araştırmak için tasarlanmıştır. Kuark-Gluon Plazma oluşumu ve daha ileri kuantum renk dinamiği olgusunun başlangıç koşulları, nötronların ve nükleer yapının değişik araştırmaları için önceki lepton-çekirdek DIS deneyleriyle karşılaştırılırsa, bu fizik programı aynı zamanda dördüncü mertebe

büyüklükte genişletilmiş bir bölgede elektron-döteron ve elektron-iyon saçılmasını da içerir.

Bu kısımda dördüncü aile kuarklarının $b'(\overline{b'})$, tekli üretimi için LHeC'in keşif potansiyeli $e^- p \to b' \upsilon_e X$ $(e^+ p \to \overline{b'}\overline{\upsilon_e} X)$ süreçleri yoluyla incelenmiştir (Çakır vd. 2010a). Dördüncü ailenin diğer ağır kuarkı t' için yapılan çalışma literatürde incelenebilir (Çakır vd. 2009). Sayısal hesaplamalar için yeni etkileşme köşeleri CompHEP'e (Pukhov vd. 1999, CompHEP Collab. 2004) dâhil edilmiştir. Bununla birlikte, parton dağılım fonksiyonu (PDF) olarak CTEQ6M (Pumplin vd. 2002) kullanılmıştır.

$b'(\overline{b'})$ kuarkın tekli üretimi ve onların sonraki bozunumları için ilgili diyagramlar şekil 4.11'de gösterilmiştir.



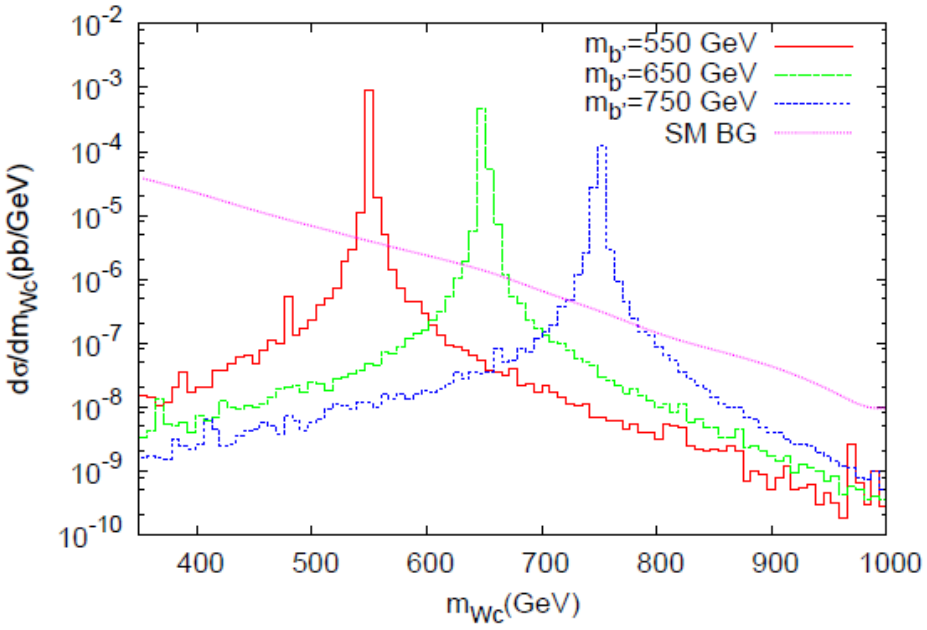
Şekil 4.11 ep çarpışmasında $b'(\overline{b'})$ kuarkın tekli üretimi için Feynman diyagramları

Son durumda üretilen tekli $b'(\overline{b'})$ kuarkın $\sqrt{s} = 1,4$ TeV'lik kütle merkezi enerjisinde elde edilen tesir kesiti değerleri çizelge 4.8'de verilmiştir. Burada elektron demetinin enerjisi 70 GeV ve proton demetinin enerjisi de 7000 GeV alınmıştır. Ayrıca hesaplarda gerekli olan $|V_{cb'}| \approx 0{,}116$ ve $|V_{ub'}| \approx 0{,}028$ (Hou vd. 2007) sayısal değerleri kullanılmış ve $m_{b'} - m_{t'} \simeq 50$ GeV olduğu varsayılmıştır.

Çizelge 4.8 $\sqrt{s} = 1,4\,\text{TeV}$ enerjili ep çarpıştırıcısında $b'(\overline{b'})$ kuarkın tek üretimi için pb cinsinden elde edilen tesir kesiti değerleri

$m_{b'(\overline{b'})}$ (GeV)	$e^- p \to b' \upsilon_e X$	$e^+ p \to \overline{b'} \overline{\upsilon_e} X$
550	$6,49 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-3}$
650	$2,92 \cdot 10^{-3}$	$3,84 \cdot 10^{-4}$
750	$1,19 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-4}$

Son durumdaki parçacıklardan (W^-, c) Wc sisteminin değişmez (invaryant) kütle grafiği şekil 4.12'de gösterilmiştir. Değişmez kütle dağılımındaki pikler 550, 650 ve 750 GeV kütleli b' sinyalini göstermektedir. Ayrıca şekil 4.12'de karşı gelen SM arkaplanı da gösterilmiştir.



Şekil 4.12 Sinyal ve arkaplan (SM BG) için Wc sisteminin değişmez kütle dağılımı

5. AĞIR KUARKLARIN BOZUNUMU

Dördüncü aile kuarklarının hafif kuarklara bozunumları standart model bozunum kanalları ve çeşni değiştiren yüksüz akım bozunum kanalları olmak üzere iki durumda incelenmiştir.

5.1 SM Bozunum Kanalları

Dördüncü aile kuarklarının kütleleri yaklaşık eşit olduğunda birbirine bozunma olasılığı küçüktür. Bilinen kuarklardan ağır olan yeni kuarklar hafif kuarklara ve W bozonuna bozunabilir. Baskın bozunma kanalları 4×4'e genişletilmiş CKM karışım matris elemanlarının büyüklüğü ile tanımlanabilir (Özcan vd. 2008). Burada iki olası durum aşağıdaki gibi verilebilir.

1. Eğer dördüncü aile kuarkları baskın olarak üçüncü aile kuarklarıyla karışırsa, bozunma kanalları $t' \to W^+ b$ ve $b' \to W^- t$ olacaktır. Böylece $t'\overline{t'}$ üretiminin imzası $W^+W^- b\overline{b}$ şeklindedir. Hâlbuki $b'\overline{b'}$ üretiminde son durum ek bir W^+W^- çiftine sahip olacaktır. Önceki durum (ATLAS Collab. 1999, Ciftci vd. 2005, Arik vd. 1998)'de çalışılmıştır. Sonraki durum, potansiyel olarak mümkün olduğu halde son durumda 4 W bozonlu SM arkaplanı (background) içinde sinyal düşük bir beklenti olduğundan olası bir keşif kanalı olarak ilgi çekici değildir. Çünkü W'ların da jetlere dönüştüğü düşünülürse son durumdaki parçacıklardan hareketle $b'\overline{b'}$ çiftine ulaşmak oldukça zordur.
2. Eğer dördüncü aile baskın olarak ilk iki aileyle karışırsa, baskın bozunma kanalları $t' \to W^+ d/s$ ve $b' \to W^- u/c$ olacaktır. Bu durumda hafif kuark jetleri ayırt edilemez olduklarından hem $t'\overline{t'}$ hem de $b'\overline{b'}$ çift üretimi için imza $W^+W^- jj$ olacaktır. Bundan dolayı, hadron çarpıştırıcılarında yarı-dejenere kütleleriyle t' ve b' kuarklarını ayırt etme zor bir iş olarak göründüğünden hem yukarı hem de aşağı tipli yeni kuarklar birlikte düşünülmelidir. Bu anlamda lepton çarpıştırıcıları daha avantajlıdır.

Ağır kuarkların, CKM matris elemanlarının sınırlamaları dikkate alındığında, en büyük dallanma oranları (yaklaşık olarak 1) üçüncü aile kuarklarına geçişte olacaktır. Burada çeşniyi değiştiren yüklü $W^{\pm}$ bozonunun bozunma kanallarını da tartışmak yararlı olacaktır. $W^{\pm}$ bozonu ya $W^{-}\left(W^{+}\right) \to l^{-}\left(l^{+}\right)\upsilon_{l}\left(\overline{\upsilon_{l}}\right)$ yoluyla leptonik olarak bozunur, ya da $W^{\pm} \to 2\,jet$ şeklinde hadronik olarak bozunur. İlk durumda (leptonik bozunum) detektör nötrinoları algılayamadığından kayıp enerji (MET) ortaya çıkacaktır.

Dördüncü aile ağır kuarkları t' ve b''nün bilinen üç aileli SM kuarklarına bozunumlarındaki toplam bozunma genişlikleri ve bu kuarklara geçiş yüzdelerini veren dallanma oranları (BR) çizelge 5.1 ve 5.2'de verilmiştir.

Çizelge 5.1 t' kuarkın, kütlesine bağlı olarak, toplam bozunma genişlikleri ve dallanma oranları

Kütle (GeV)	Γ (GeV)	$W^{+}b$ (%)	$W^{+}s$ (%)	$W^{+}d$ (%)
500	0,52	90	9,4	0,51
600	1,04	92	8,1	0,23
700	1,70	93	6,4	0,21

Çizelge 5.2 b' kuarkın, kütlesine bağlı olarak, toplam bozunma genişlikleri ve dallanma oranları

Kütle (GeV)	Γ (GeV)	$W^{-}t$ (%)	$W^{-}c$ (%)	$W^{-}u$ (%)
550	0,52	86	11,0	2,7
650	1,08	89	9,6	1,6
750	1,80	91	7,4	1,3

Burada yine 4×4'lü CKM matris elemanlarının büyüklükleri için (3.10), (3.11) ve (3.12) eşitlikleri kullanılmış ve $m_{b'} - m_{t'} \simeq 50\,\mathrm{GeV}$ olduğu varsayılmıştır.

Bunların dışında $\left|m_{t'} - m_{b'}\right| \approx 50\,\mathrm{GeV}$ kütle farkı düşünüldüğünde $t' \to W^{-}b'$ veya $b' \to W^{+}t'$ doğrudan geçişleri olmasa da sanal $W^{\pm *}$ bozonu yoluyla bu geçişler mümkün olabilir. Bu durumda $1 \to 2$ süreçleri dışında $1 \to 3$ süreçleri de önemli katkıda bulunabilir.

5.2 FCNC Bozunum Kanalları

Standart Model'de ağaç seviyesinde çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) etkileşmelerinin olmadığı bilinmektedir. Bununla birlikte, üst kuarktan daha ağır olan dördüncü aile kuarkları diğer kuarklardan daha farklı dinamiklere sahip olabilir; bu ağır kuarklar FCNC etkileşmesi yapabilirler. Dahası, (Fritzsch vd. 1999)'da üst kuarkın anormal etkileşmeleri için verilen tartışmalar t' ve b' kuarklar için daha fazla geçerlidir. t' ve b' kuarklar, diğer kuarklar (q) ve $V=\gamma,Z,g$ yüksüz ayar bozonları arasındaki anormal etkileşmeler için efektif Lagranjiyen açıkça şu şekilde yazılabilir (Çakır vd. 2009).

$$L_a' = \sum_{q_i=u,c,t} \frac{\kappa_\gamma^{q_i}}{\Lambda} Q_{q_i} g_e \bar{t}'\sigma_{\mu\nu} q_i F^{\mu\nu} + \sum_{q_i=u,c,t} \frac{\kappa_Z^{q_i}}{2\Lambda} g_Z \bar{t}'\sigma_{\mu\nu} q_i Z^{\mu\nu} + \sum_{q_i=u,c,t} \frac{\kappa_g^{q_i}}{2\Lambda} g_s \bar{t}'\sigma_{\mu\nu}\lambda_a q_i G_a^{\mu\nu} + H.c.$$
$$\sum_{q_i=d,s,b} \frac{\kappa_\gamma^{q_i}}{\Lambda} Q_{q_i} g_e \bar{b}'\sigma_{\mu\nu} q_i F^{\mu\nu} + \sum_{q_i=d,s,b} \frac{\kappa_Z^{q_i}}{2\Lambda} g_Z \bar{b}'\sigma_{\mu\nu} q_i Z^{\mu\nu} + \sum_{q_i=d,s,b} \frac{\kappa_g^{q_i}}{2\Lambda} g_s \bar{b}'\sigma_{\mu\nu}\lambda_a q_i G_a^{\mu\nu} + H.c. \tag{5.1}$$

burada $F^{\mu\nu}$, $Z^{\mu\nu}$ ve $G_a^{\mu\nu}$ ayar bozonlarının alan tensörleri; $\sigma_{\mu\nu} = i\left(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu\right)/2$; λ_a Gell-Mann matrisleri; Q_q kuarkın (q) elektrik yükü; g_e, g_Z ve g_s sırasıyla, elektromanyetik, yüksüz zayıf ve güçlü bağlaşım sabitleridir. $g_Z = g_e/\cos\theta_W \sin\theta_W$ şeklindedir ve burada θ_W zayıf karışım açısıdır. κ_γ fotonlu anormal bağlaşım, κ_Z ise Z bozon için ve κ_g gluonlu anormal bağlaşımdır. Son olarak, Λ yeni etkileşmeler için bir ölçektir.

$Q' \to Vq$ FCNC bozunumları ele alındığında anormal bozunma genişliklerini hesaplamak için efektif Lagranjiyen kullanılmaktadır. Böylece g, γ ve Z aracılığıyla q kuarklarına bozunma genişlikleri şu şekilde yazılmaktadır.

$$\Gamma\left(Q' \to gq\right) = \frac{2}{3}\left(\frac{\kappa_g^q}{\Lambda}\right)^2 \alpha_s m_{Q'}^3 \lambda_0 \tag{5.2}$$

$$\Gamma\left(Q' \to \gamma q\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\kappa_\gamma^q}{\Lambda}\right)^2 \alpha_e m_q^2 m_{Q'}^3 \lambda_0 \tag{5.3}$$

$$\Gamma\left(Q' \to Zq\right) = \frac{1}{16}\left(\frac{\kappa_Z^q}{\Lambda}\right)^2 \frac{\alpha_e m_{Q'}^3}{\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \lambda_Z \sqrt{\lambda_r} \tag{5.4}$$

burada,

$$\lambda_0 = 1 - 3m_q^2/m_{Q'}^2 + 3m_q^4/m_{Q'}^4 - m_q^6/m_{Q'}^6 \tag{5.5}$$

$$\begin{aligned}\lambda_Z = {} & 2 - m_Z^2/m_{Q'}^2 - 4m_q^2/m_{Q'}^2 + 2m_q^4/m_{Q'}^4 \\ & - 6m_q m_Z^2/m_{Q'}^3 - m_Z^2 m_t^2/m_{Q'}^4 - m_Z^4/m_{Q'}^4\end{aligned} \tag{5.6}$$

şeklindedir.

Farklı kanallardaki anormal bozunma genişlikleri Λ^{-2} ile orantılıdır ve bunlar, $\kappa/\Lambda > 0{,}1$ TeV^{-1} olduğunda daha çok katkı vermeye başlarlar.

t' ve b' ağır kuarkların toplam bozunma genişlikleri ve dallanma oranları (%) çizelge 5.3 ve 5.4'te verilmiştir. Burada, dördüncü aile CKM matris elamanlarının büyüklükleri olarak (3.10), (3.11) ve (3.12)'deki değerler kullanılmıştır. Bu hesaplamalarda $\kappa/\Lambda = 1$ TeV^{-1} alınmıştır. Parantez içindeki değerler κ/Λ'nın 0,1 TeV^{-1} olduğu duruma karşılık gelmektedir. Bu hesaplamalar için yeni etkileşme köşelerini içeren model CompHEP'e (Pukhov vd. 1999, CompHEP Collab. 2004) dâhil edilmiştir.

Çizelge 5.3 t' kuarkın yüklü zayıf ve anormal etkileşmelerdeki bozunma genişlikleri ve dallanma oranları (%) ($\kappa/\Lambda = 1(0,1)\,\mathrm{TeV}^{-1}$)

$m_{t'}(GeV)$	500	600	700
W^+d	0,0091 (0,33)	0,0046 (0,16)	0,0042 (0,14)
W^+s	0,17 (6,1)	0,16 (5,4)	0,13 (4,3)
W^+b	1,6 (58)	1,8 (62)	1,9 (63)
$Zu(c)$	2,3 (0,82)	2,2 (0,74)	2,2 (0,73)
Zt	1,4 (0,51)	1,6 (0,55)	1,8 (0,59)
$\gamma u(c)$	0,75 (0,27)	0,72 (0,24)	0,71 (0,24)
γt	0,51 (0,18)	0,55 (0,19)	0,58 (0,19)
$gu(c)$	34 (12)	33 (11)	32 (11)
gt	23 (8,3)	25 (8,4)	26 (8,7)
$\Gamma_{top}(GeV)$	28,97 (0,80)	51,92 (1,55)	84,27 (2,53)

Çizelge 5.4 b' kuarkın yüklü zayıf ve anormal etkileşmelerdeki bozunma genişlikleri ve dallanma oranları (%) ($\kappa/\Lambda = 1(0,1)\,\mathrm{TeV}^{-1}$)

$m_{b'}(GeV)$	550	650	750
W^-u	0,033 (1,5)	0,025 (1)	0,022 (0,82)
W^-c	0,14 (6,3)	0,15 (5,9)	0,12 (4,7)
W^-t	1,1 (48)	1,4 (54)	1,5 (57)
$Zd(s,b)$	2,1 (0,93)	2,1 (0,83)	2,1 (0,79)
$\gamma d(s,b)$	0,17 (0,077)	0,17 (0,067)	0,17 (0,064)
$gd(s,b)$	31 (14)	31 (12)	31 (12)
$\Gamma_{top}(GeV)$	42,36 (0,94)	70,20 (1,77)	108,04 (2,86)

Yukarıdaki çizelgelerde $\kappa/\Lambda = 1(0,1)\,\mathrm{TeV}^{-1}$ değeri için $m_{t'} = 500\,\mathrm{GeV}$ ve $m_{b'} = 550$ GeV alındığında anormal bozunma kanallarında toplam dallanma oranının sırasıyla, %99,0 (%35,2) ve %99,8 (%45,0) olduğu görülmektedir.

Bu çalışmada ağır kuarkların tek ve çift üretimleri ile bunların bozunumları incelenmiştir. Anormal etkileşme parametrelerinin yeteri kadar küçük değerlerinde ($\kappa/\Lambda < 0,1\,\mathrm{TeV}^{-1}$) ağır kuarkların bozunma modları SM baskın olmaktadır. Bundan önceki bölümlerde yapılan hesaplamalarda bu durum göz önüne alınmıştır.

6. ANALİZ

Ağır kuarkların tek ve çift üretimleri için yapılan analizlerde sinyal ve arkaplan olay sayıları hesaplanmış, buna bağlı olarak istatistik önem (SS) değerleri elde edilmiştir. İlk olarak, pp çarpıştırıcısında üretilen ağır kuarkların q' (t', b') çift üretiminin analizinde $pp \to t'\bar{t}'X$ ve $pp \to b'\bar{b}'X$ süreçleri için $t'(\bar{t}') \to W^+b(W^-\bar{b})$, $b'(\bar{b}') \to W^-t(W^+\bar{t})$ geçişlerinin baskın olduğu varsayılmıştır. Böylelikle hem sinyal hem de arkaplan hesabı için $pp \to W^+bW^-\bar{b}X$ ve $pp \to W^-tW^+\bar{t}X$ süreçleri ele alınmıştır. Sinyal tesir kesitleri CompHEP (Pukhov vd. 1999, CompHEP Collab. 2004) programı ile hesaplanmış, CKM elemanları da Eilam'dan (2009) alınmıştır. Burada, kuarkların propagatör olduğu tüm diyagramlar, düşük katkı verdiklerinden, dışarlanmıştır. Arkaplan tesir kesiti hesabı ise CalcHEP (Pukhov vd. 1999) programıyla çok çekirdekli küme bilgisyarlarda yapılmıştır (HTE 2013). Arkaplan tesir kesitini azaltmak için son durumdaki $b(\bar{b})$ kuarka 10 GeV'lik P_T (enine momentum) cut'ı ve $W^+b(W^-\bar{b})$ çiftine $m_{Wb} > 400\,\text{GeV}$ olacak şekilde değişmez kütle cut'ı konulmuştur. Buna göre, $pp \to W^+bW^-\bar{b}X$ süreci için elde edilen sinyal tesir kesiti ve SS değerleri çizelge 6.1'deki gibidir. Aynı son durumu veren arkaplan tesir kesiti ise $2,58 \cdot 10^{-1}$ pb olarak hesaplanmıştır.

Çizelge 6.1 $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 100\,fb^{-1}$ ışınlıklı pp çarpıştırıcısında hesaplanan $(pp \to W^+bW^-\bar{b}X)$ sinyal tesir kesiti ve SS değerleri

$m_{t'}$ (GeV)	σ_S (pb)	$SS\,(N_S/\sqrt{N_B})$
500	$5,10 \cdot 10^{-2}$	6,1
600	$1,35 \cdot 10^{-2}$	1,6
700	$6,50 \cdot 10^{-3}$	0,8

Sinyal ve arkaplan olay sayıları aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$N_{S(B)} = \sigma_{S(B)} \varepsilon \left(BR\right) L_{\text{int}} \tag{6.1}$$

Burada, son durumdaki b jetleri için (b_j) b-etiketleme (b-tagging) verimi $\varepsilon = 0,5$ alınmıştır. Ayrıca BR, W'ların leptonik bozunduğu varsayılan kanaldaki dallanma oranı, L_{int} ise toplanmış ışınlıktır ve burada $100\,fb^{-1}$ olduğu varsayılmıştır.

Benzer şekilde, $pp \to W^- tW^+ \bar{t}X$ süreci için de elde edilen sinyal tesir kesiti ve SS değerleri çizelge 6.2'de verilmiştir. Burada da $W^- t(W^+ \bar{t})$ çiftine $m_{Wt} > 400\,\text{GeV}$ olacak şekilde değişmez kütle cut'ı konulmuştur. Aynı son durumu veren arkaplan tesir kesiti ise $1,00 \cdot 10^{-3}$ pb olarak hesaplanmıştır.

Çizelge 6.2 $\sqrt{s} = 14\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 100\,fb^{-1}$ ışınlıklı pp çarpıştırıcısında hesaplanan $(pp \to W^- tW^+ \bar{t}X)$ sinyal ve arkaplan tesir kesiti ve SS değerleri

$m_{b'}$ (GeV)	σ_S (pb)	$SS\,(N_S/\sqrt{N_B})$
550	$1,35 \cdot 10^{-2}$	10,1
650	$7,51 \cdot 10^{-3}$	5,6
750	$3,65 \cdot 10^{-3}$	2,7

Burada da olay sayısı hesabı için (6.1) denklemi kullanılmıştır. Son durumdaki $t(\bar{t})$ kuarkın $W^+ b(W^- \bar{b})$'ye geçtiği ve dört tane W'dan aynı işaretli ikisinin hadronik, aynı işaretli diğer ikisinin de leptonik bozunduğu varsayılmıştır.

İkinci olarak, $e^- e^+$ çarpıştırıcısında ağır kuarkların çift üretime katkısının analizi yapılmıştır. Z' modellerini analiz etmek için aşağıdaki gibi bir χ^2 fonksiyonu tanımlanır.

$$\chi^2 = \frac{\left(\sigma^{Z'} - \sigma^{\not Z'}\right)^2}{\sigma^{\not Z'} / \left(BR\varepsilon L_{\text{int}}\right)} \tag{6.2}$$

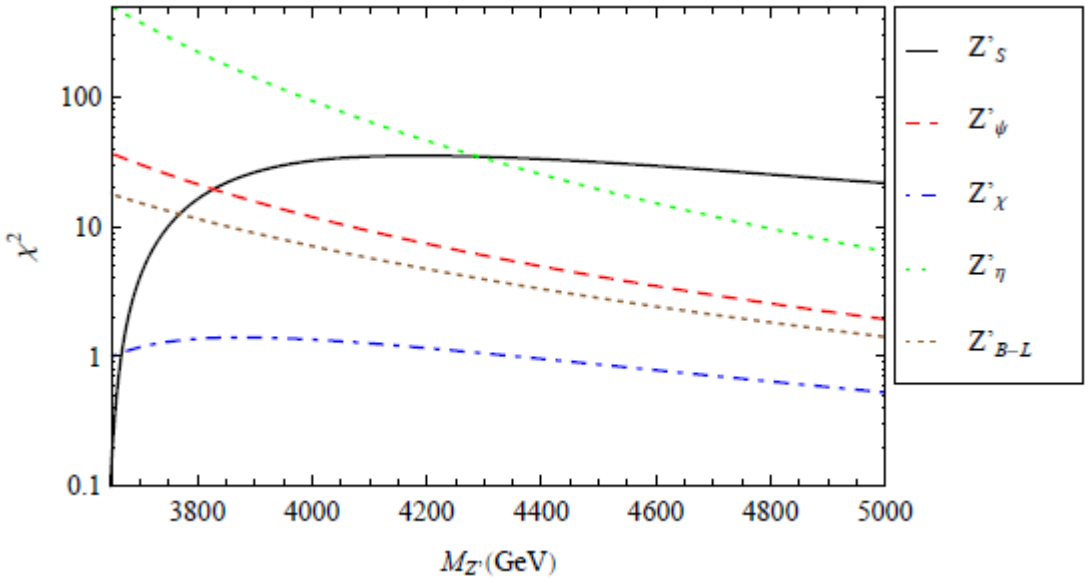
burada $\sigma^{Z'}$ ve $\sigma^{\not Z'}$ sırasıyla, Z' bozonunun katkıda bulunduğu ve bulunmadığı tesir kesitleridir. Toplanmış ışınlık CLIC için 3 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde $600\,fb^{-1}$

olarak alınmıştır. BR ve ε sırasıyla, düşünülen bozunma modunda dallanma oranı ve verime karşılık gelir.

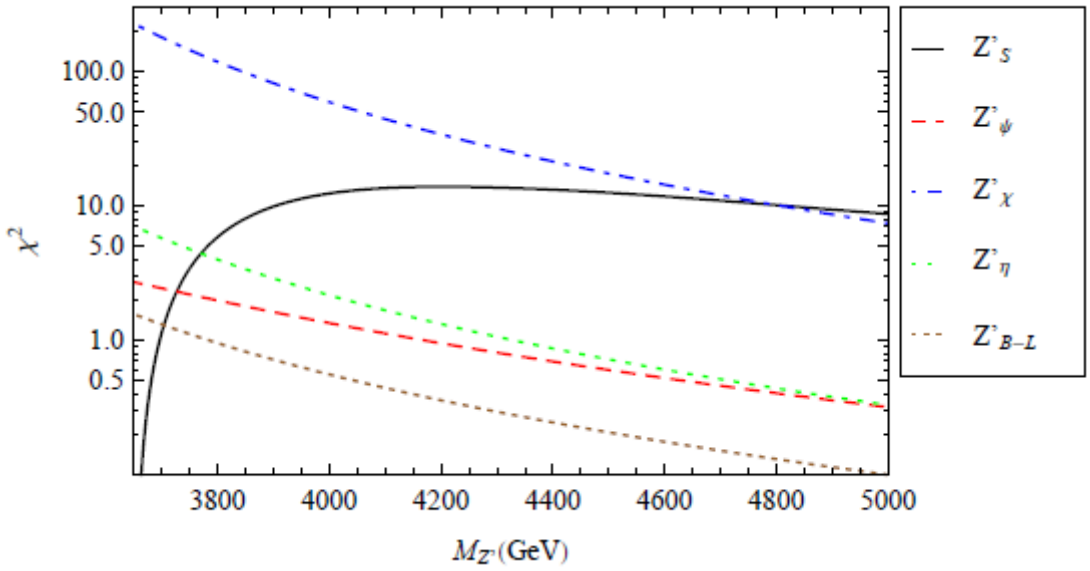
Ağır kuarkların çift üretimleri ve aşağıdaki gibi son duruma bozunumları hesaplanmıştır.

$t'\bar{t}' \to W^+bW^-\bar{b}$ ve $b'\bar{b}' \to W^-tW^+\bar{t} \to W^-W^+bW^+W^-\bar{b}$.

t' çift üretimi için W bozonlarından birinin leptonik, diğerinin hadronik bozunduğu varsayılmıştır. Böylece $l^{\pm} + 2b_{jet} + 2j + MET$ sinyali elde edilir. Şekil 6.1'de χ^2 dağılımının $M_{Z'}$'ne göre grafiği çizilmiştir. Burada $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$ ve $m_{t'} = 600\,\text{GeV}$ kütle değeri varsayılarak (3.11) eşitliğindeki CKM matris elemanlarının büyüklükleri kullanılmıştır. b' çift üretimi için aynı işaretli W bozonlarının leptonik, diğerlerinin hadronik bozunduğu varsayılmıştır. Böylelikle $2l^{\pm} + 2b_{jet} + 4j + MET$ sinyali elde edilir. Şekil 6.2, b' kuark çift üretimi için χ^2 dağılımının $M_{Z'}$'ne göre grafiğini göstermektedir.



Şekil 6.1 $\sqrt{s} = 3$ TeV'de t' çift üretim süreci için χ^2 dağılımının Z' kütlesine bağımlılığı



Şekil 6.2 $\sqrt{s}=3$ TeV'de b' çift üretim süreci için χ^2 dağılımının Z' kütlesine bağımlılığı

Ağır kuark $t'(b')$ çift üretimi için $\sqrt{s}=3\,\text{TeV}$ doğrusal çarpıştırıcı enerjisinde $M_{Z'}=3700-5000\,\text{GeV}$ kütle bölgesinde Z'_S modeli ayırt edilebilir. Bununla birlikte, diğer Z' modelleri daha küçük kütle bölgesinde (deneysel sınırlamaların üstünde) ayırt edilebilir. Özellikle, b' çift üretimi için Z'_χ modeli daha yüksek bir kütle limitine kadar sinyallerini verebilecektir.

3 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde ağır kuarkların çift üretimi için farklı Z' modellerinde sinyal olaylarının sayısı çizelge 6.3'te verilmiştir.

Çizelge 6.3 $\sqrt{s}=3\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}}=600\,fb^{-1}$ için sinyal (t',b') ve arkaplan olaylarının sayısı (parantez içindeki sayılar istatistik önemi belirtir)

Sinyal	Z'_S	Z'_ψ	Z'_χ	Z'_η	Z'_{B-L}	Arkaplan
$t'\bar{t}' \to l^+ + 2b_j + 2j + MET$	1582,8 (62,15)	293,6 (11,53)	494,2 (19,41)	854,3 (33,55)	450,8 (17,70)	$W^+bW^-\bar{b}$ 648,5
$b'\bar{b}' \to 2l^+ + 2b_j + 4j + MET$	206,0 (193,82)	34,9 (32,92)	32,3 (30,39)	16,2 (15,23)	14,8 (13,93)	$W^-tW^+\bar{t}$ 1,13

Burada b' kuarkın kütlesi 650 GeV alınmıştır ($m_{b'} - m_{t'} = 50\,\text{GeV}$). Sinyallere karşılık gelen arkaplan olaylarının sayısı, $600\,fb^{-1}$ için, bu çizelgenin son sütununda verilmiştir. Sinyal ve arkaplan olaylarının sayısı hesaplanırken, her bir sinyal kanalı için verilen dallanma oranları (*BR*) ve verim çarpanları (ε) hesaba katılmıştır. *b* kuarklarını içeren son durumda, $\varepsilon = 0,5$ olarak *b*-etiketleme (*b*-tagging) verimi alınmıştır. Ayrıca, ağır kuarklar (t' ve b') ile ilişkili Z' modelleri için $\sqrt{s} = 3\,\text{TeV}$'de istatistik önem değerleri $S/\sqrt{B}$ (burada S sinyal olay sayısı, B ise arkaplan olay sayısıdır) formülüyle hesaplanarak yukarıdaki çizelgede parantez içinde verilmiştir. Eğer dördüncü aile kuarkları düşünülen kütle bölgesi içinde var olursa, Z' modelleri doğrusal çarpıştırıcılarda büyük istatistik önem ile araştırılabilir.

Son olarak da ep çarpıştırıcısında b' tek üretiminin analizi ele alınmıştır. Arkaplanın üzerinde bir sinyal elde etmek için b''nün kütle ve bozunma genişliğine göre $\left|m_{b'} - m_{Wc}\right| < 10 - 20\,\text{GeV}$ şeklindeki değişmez kütle aralığındaki olayların sayısı hesaplanmıştır.

σ_S ve σ_B sırasıyla sinyal ve arkaplan tesir kesitleri olmak üzere, istatistik önem (SS) aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$SS = \sqrt{2L_{\text{int}}\left(BR\right)\varepsilon\left[\left(\sigma_S + \sigma_B\right)\ln\left(1 + \sigma_S/\sigma_B\right) - \sigma_S\right]} \tag{6.3}$$

Burada toplanmış ışınlık, $L_{\text{int}} = 10^5\,pb^{-1}$ alınmıştır. Son durumdaki *c* jeti için $\varepsilon = 0,3$ (*c*-etiketleme verimi) varsayılmıştır. *BR* ise dallanma oranı olup son durumdaki *W*'nun leptonik (e, μ) bozunumundan 0,22 olmaktadır. Çizelge 6.4 b' kuarkın istatistik sinyal önemi için sonuçları göstermektedir.

Çizelge 6.4 $\sqrt{s} = 1,4\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 10^5\, pb^{-1}$ ışınlıklı LHeC'te $e^- p \to W^- c\upsilon_e X$ ($e^+ p \to W^+ \overline{c}\overline{\upsilon_e} X$) süreci için sinyal ($\sigma_S$) ve arkaplan ($\sigma_B$) için toplam tesir kesiti ve istatistik önem (*SS*) değerleri

$m_{b'(\bar{b}')}$ (GeV)	σ_S (pb)	σ_B (pb)	*SS*
550	$7,14\cdot10^{-3}$ $(1,18\cdot10^{-3})$	$1,61\cdot10^{-4}$ $(1,62\cdot10^{-4})$	16,5 (4,7)
650	$2,48\cdot10^{-3}$ $(2,95\cdot10^{-4})$	$5,14\cdot10^{-5}$ $(5,13\cdot10^{-5})$	9,9 (2,2)
750	$9,07\cdot10^{-4}$ $(8,22\cdot10^{-5})$	$1,57\cdot10^{-5}$ $(1,55\cdot10^{-5})$	6,1 (1,1)

Yine hesaplamalarda gerekli olan $|V_{cb'}| \approx 0,116$ ve $|V_{ub'}| \approx 0,028$ (Hou vd. 2007) sayısal değerleri kullanılmıştır.

7. TARTIŞMA VE SONUÇ

Standart Modelin (SM) cevap bulamadığı soruları çözmek için önerilen SM ötesi modeller yüksek kütle merkezi enerjili çarpıştırıcılarda sınanmaktadır. Ancak bugüne kadar bu modellerden süpersimetri, ek boyutlar vb. ile ilgili herhangi bir ipucuna rastlanmamıştır. Günümüzde en yüksek kütle merkezi enerjisine (8 TeV) sahip olan CERN'deki LHC deneyi bu araştırmalar için veri toplamıştır. Ortaya atılan modellerle ilgili deneysel keşifler yapılamasa da bazı modellerle ilgili sınırlamalar rapor edilmiştir. Ağır kuarklar LHC'de çift üretime bakılarak doğrudan araştırılabilir. ATLAS kollaborasyonunun yaptığı araştırma iki lepton son durumunda SM'nin dördüncü ailesi yukarı tipli t' ve aşağı tipli b' kuark kütlelerine % 95 CL ile sınır getirmiştir. Toplanmış ışınlık $4,7\,fb^{-1}$ için t' kuarkın kütlesi 656 GeV'den büyük olmalıdır. Burada $t' \to W^{+}b$ (dallanma oranı (BR), % 100) olduğu varsayılmıştır (ATLAS Collab. 2013). b' kuarkın kütlesi ise 670 GeV'den büyük olmalıdır ($b' \to W^{-}t$ (BR=% 100) varsayılmıştır) (ATLAS CONF 2012). Bununla birlikte, CMS deneyi $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ ve $L_{\text{int}} = 4,9\,fb^{-1}$ toplanmış ışınlıkta t' ve b' kütlelerine sırasıyla 570 GeV ve 611 GeV alt limit getirmiştir (% 95 CL ile) (CMS Collab. 2012b, CMS Collab. 2012c). Burada ise ağır kuarklar için aynı işaretli iki lepton ve üç lepton olayları incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında yapılan hesaplamalar SM'nin dördüncü aile kuarkları için yukarıda sözü edilen kütle sınırlamaları dikkate alınarak yeni ağır kuarklar da farklı karışım ve dinamikler varsayılarak bu kuarkların kütleleri civarındaki kütleler için yapılmıştır. Hadron, lepton ve lepton-hadron çarpıştırıcılarındaki ağır kuark üretim tesir kesitleri elde edilmiş, bu kuarkların bozunma genişlikleri hesaplanmıştır. Bunun yanında, son durumda üretilen ağır kuarkların lepton çarpıştırıcılarındaki ileri-geri yön saçılma asimetrileri, γ ve Z bozona ek olarak bir Z' bozonun katkısıyla hesaplanmıştır. Ayrıca hadron çarpıştırıcılarında yukarı-tipli ağır kuarkın FCNC yoluyla da üretimi incelenmiştir. Yukarıda sözü edilen çarpıştırıcılarla ilgili sonuçlar sırasıyla aşağıdaki paragraflarda yorumlanmıştır.

Hadron çarpıştırıcısında, $t'\overline{t'}$ çift üretimi için lepton+2jet+2b$_{jet}$+MET son durumunda 700 GeV kütleye kadar bu parçacıkların algılanabileceği, $b'\overline{b'}$ çift üretiminde ise iki aynı işaretli lepton+4jet+2b$_{jet}$+MET son durumunda 750 GeV kütleye kadar uygun kinematik sınırlamalarla bu parçacıkların sinyallerinin algılanabileceği gösterilmiştir.

Doğrusal çarpıştrıcılarda (e^-e^+) araştırılan $q'\overline{q'}$ üretim tesir kesitleri ve ileri-geri yön saçılma asimetrisi SM ötesindeki yeni modellerin daha ileri testlerine izin verebilecektir. Buradaki çalışmada yapılan hesaplar ağır kuark modelleri için genel kapsamda bir şablon olarak düşünülebilir. Ağır kuark kütleleri $m_{t'} = 600\,\text{GeV}$ ve $m_{b'} = 650\,\text{GeV}$ alındığında CLIC bir yılda sırasıyla, 1582 ve 206 ağır kuark sinyal olay sayısı üretebilir. Bunun yanında, ileri-geri yön saçılma asimetrisinin ağır kuark değişmez kütlesine bağımlılığı araştırılmıştır. Böylelikle, CLIC'te t' ve b' için ileri-geri yön saçılma asimetrisi (Z' katkısı olmaksızın), sırasıyla 0,55 ve 0,60 olarak hesaplanmıştır. Bu asimetriler, Z' modelleri çerçevesinde Z' kütleleriyle etkilenebilir. Eğer Z'_{ψ} modeli gerçekse, $M_{q'\overline{q'}} = 2\,\text{TeV}$ değişmez kütlesi için t' ve b' kuarkları $A'_{FB} \simeq 0,4$ civarında bir ileri-geri yön saçılma asimetrisi üretebilir. χ^2 analizinin uygulanması için doğrusal çarpıştırıcı deneylerinde erişilebilecek Z' bozonu için bir kütle aralığı belirlenmiştir. Rezonanssız gözlenebilirler boyunca TeV ölçeğinin üzerindeki enerjili bir e^-e^+ çarpıştırıcısı SM ötesi sinyallerin algılanması için LHC'den daha yüksek bir erişime sahiptir (Brau vd. 2012). Z' modelleri, gözlenebilirler ve onların korelasyonu için farklı öngörüler vermektedir. Böylece, doğrusal çarpıştırıcılarda bu gözlenebilirler çalışılarak Z' modelleri ayırt edilebilir.

İzin verilen parametre uzayındaki b' tek üretimi için lepton-hadron çarpıştırıcısı (e^-p) olan LHeC'nin potansiyeli keşfedilmiştir. Eğer b' kuark SM'nin diğer aileleriyle büyük karışıma sahipse, büyük olay sayılarıyla LHeC'de tekli olarak üretilebilir. Yapılan hesaplamalara göre, 550, 650 ve 750 GeV kütleli b' kuarkı için $e^-p \to W^-c\upsilon_e X$ sürecinde SS (istatistik önem) değerleri 3'ten büyük olmaktadır.

KAYNAKLAR

Abramowicz, H., de Groot, J. G. H., Knobloch, J., May, J., Palazzi, P., Para, A., Ranjard, F., Rothberg, J., von Rüden, W., Schlatter and W. D. 1982. Z. Phys. C15, 19.

Aguilar-Saavedra, J. A. 2004. Acta Phys. Pol. B **35**, 2695.

ALEPH Collab. 2006. Phys. Rep. 427, 257.

Alwall, J., Frederix, R., Gerard, J. M., Giammanco, A., Herquet, M., Kalinin, S., Kou, E., Lemaitre, V. and Maltoni, F. 2007. Eur. Phys. J. C 49, 791.

Anonymous 2010. http://www.wolframcom., erişim tarihi: 18.02.2010.

Anonymous 2012. http://www.gnuplot.info/., erişim tarihi: 01.06.2012.

Anonymous 2013. jaxodraw.sourceforge.net., erişim tarihi: 14.03.2013.

Arhrib, A., Cheung, K., Chiang, C. W. and Yuan, T. C. 2006. Phys. Rev. D 73, 075015.

Arı, V., Çakır, O. and Çetinkaya, V. 2013. Phys. Rev. D 87, 035013.

Arık, E. vd. 1999. ATL-PHYS-98-125 (CERN).

Arik, E. Atağ, S., Aydin, Z. Z., Çelikel, A., Çiçek, Z., Çiftçi, A. K., Mailov, A., Sultansoy, S. and Üneş, G. 1998. Phys. Rev. D 58, 117701.

Assmann, R. W. *vd.* 2000. The CLIC Study Team, CERN-2000-008; CERN-2003-007; http://clic-meeting.web.cern.ch/clic-meeting/CLIC_Phy_Study_Website/ default.html.

Aşılar, E., Çavlan, E., Doğangün, O., Kefeli, S., Özcan, V. E. and Şahin, M. 2012. Eur. Phys. J. C 72: 1966; projects.hepforge.org/opucem/.

Atağ, S., Çelikel, A., Çiftçi, A. K., Sultansoy, S. and Yılmaz, Ö. O. 1996. Phys. Rev. D 54, 5745.

ATLAS Collab. 1999. CERN/LHCC/99-14/15.

ATLAS Collab. 2011. Phys. Lett. 107, 272002.

ATLAS Collab. 2012a. J. High Energy Phys. 11, 138.

ATLAS Collab. 2012b. Phys. Lett. B 716, 1-29.

ATLAS Collab. 2012c. Phys. Rev. D 86, 032003.

ATLAS Collab. 2013. Phys. Lett. B 718, 1284.

ATLAS CONF 2012. Atlas Collaboration, Report No. ATLAS-CONF-2012-130.

Aubin, C. vd. 2005. Phys. Rev. Lett. 94, 011601.

BABAR Collab. 2007. Phys. Rev. Lett. 98, 141801.

Babu, K. S., Kolda, C. and March-Russell, J. 1998. Phys. Rev. D 57, 6788.

Bailey, J. A. vd. 2009. Phys. Rev. D79, 054507.

Bardeen, W. A., Hill, C. T. and Lindner, M. 1990. Phys. Rev. D 41, 1647.

Basso, L. vd. 2009. JHEP 0910, 006.

Basso, L., Belyaev, A., Moretti, S. and Pruna, G. M. 2010. Nuovo Cim. C33N2, 171.

Bazarko, A. O. vd. 1995. Z. Phys. C65, 189.

Belle Collab. 2006. Phys. Rev. Lett. 97, 061804.

Belle Collab. 2010. Phys. Rev. Lett. 104, 021801.

Berger, E. L., Cao, Q. H., Chen, C. R. and Zhang, H. 2011. Phys. Rev. Lett. 106, 201801.

Bigi I. I. Y. vd. 1994. Int. J. Mod. Phys. A9, 2467.

Blucher, E. and Marciano, W. J. 2010. JP G 37, 075021 (PDG 2010).

Boyle, P. A., Jüttner, A., Kenway, R. D., Sachrajda, C. T., Sasaki, S., Soni, A., Tweedie, R. J. and Zanotti, J. M. 2008. Phys. Rev. Lett. 100, 141601.

Burdman, G. *vd.* 2007. J. High Energy Phys. 12, 086.

Brau, E. J., Godbole, R. M., Le Diberder, F. R., Thomson, M. A., Weerts, H., Weiglein, G., Wells, J. D. and Yamamoto, H. 2012. arXiv: hep-ex/1210.0202.

CDF ve D0 Collab. 2010. Phys. Rev. Lett. 104, 061802.

CDF ve D0 Collab. 2012. Phys. Rev. Lett.109, 071804.

CDF Collab. 2005. Phys. Rev. Lett. 95, 102002.

CDF Collab. 2006. Phys. Rev. Lett. 97, 242003.

CDF Collab. 2008. Phys. Rev. Lett. 101, 202001.

CDF Collab. 2009. Phys. Rev. Lett. 103, 092002.

CDF Collab. 2011a. Phys. Rev. Lett. 106, 121801.

CDF Collab. 2011b. Phys. Rev. D 83, 112003.

CDF Collab. 2012. Phys. Rev. Lett. 109, 111802.

Celikel, A., Çiftçi A. K. and Sultansoy, S. 1995. Phys. Lett. B 342, 257-261.

Cheung, K. vd. 2007. Phys. Lett. B 652, 285-291.

Ciftci, A. K., Çiftçi, R. and Sultansoy, S. 2005. Phys. Rev. D 72, 053006.

CLEO Collab. 2009a. Phys. Rev. D79, 052001.

CLEO Collab. 2009b. Phys. Rev. D80, 032005.

CLEO Collab. 2009c. Phys. Rev. D79, 052002.

CMS Collab. 2011. J. High Energy Phys. 05, 093.

CMS Collab. 2012a. Phys. Lett. B714, 158.

CMS Collab. 2012b. Phys. Lett. B 718, 307.

CMS Collab. 2012c. J. High Energy Phys. 05, 123.

CMS Collab. 2012d. Phys. Lett. B 716, 30-61.

CMS Collab. 2012e. Phys. Lett. B 710, 26.

CompHEP Collab. (E. Boos vd.) 2004. Nucl. Instrum. Meth. A 534, 250.

Çakır, O., Çakır, İ., Yıldız, H. and Mehdiyev, R. 2008. Eur. Phys. J. C 56: 537-543.

Çakır, İ., Yıldız, H., Çakır, O. and Ünel, G. 2009. Phys. Rev. D. 80, 095009.

Çakır, O., Şenol, A. and Taşçı, A.T. 2009. Europhys. Lett. 88, 11002.

Çakır, O. and Çetinkaya, V. 2010a. Modern Phys. Lett. A, 25, 30, 2571p.

Çakır, O., Çakır, İ., Şenol, A. and Taşçı, A.T. 2010b. Eur. Phys. J. C 70, 295.

D0 Collab. 2008. Phys. Rev. Lett. 100, 142002.

D0 Collab. 2009. Phys. Rev. Lett. 103, 092001.

D0 Collab. 2012. Phys. Rev. Lett. 109, 121802.

Dalgic, E. vd. 2006. Phys. Rev. D73, 074502.

Datta, A. 1993. Pramana 40, L503-L509.

Datta, A. and Raychaudhuri, S. 1994. Phys. Rev. D 49, 4762.

Deshpande, N. G. and Trampetic, J. 1989. Phys. Rev. D 40, 3773.

Deshpande, N. G. and Trampetic, J. 1990. Phys. Rev. D 41, 2926.

Dittmaier, S. vd. 2011. arXiv: hep-ph/1101.0593.

Djouadi, A., Moreau, G. and Richard, F. 2007. Nucl. Phys. B773, 43.

Djouadi, A., Moreau, G., Richard, F. and Singh, R. K. 2010. Phys. Rev. D 82, 071702.

Eilam, G. vd. 1987. Phys. Lett. B 193, 533.

Eilam, G., Melic, B. and Trampetic, J. 2009. Phys. Rev. D 80, 116003.

Elliott, T. and King, S. F. 1993. Z. Phys. C 58, 609.

Fernandez, J. L. A. vd. 2012. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 39, 075001, 630 p.

Follana, E., Davies, C. T. H., Lepage, G. P. and Shigemitsu, J. 2008. Phys. Rev. Lett. 100, 062002.

Fritzsch, H. 1987. Phys. Lett. B 184, 391.

Fritzsch, H. and Plankl, J. 1990. Phys. Lett. B 237, 451.

Fritzsch, H. 1992. Phys. Lett. B 289, 92-96.

Fritzsch, H. and Holtmannspotter, D. 1999. Phys. Lett. B 457, 186.

Geller, M., Bar-Shalom, S., Eilam, G. and Soni, A. 2012. Phys. Rev. D 86, 115008.

Gilman, F. J. vd. 2004. Phys. Lett. B592, 793.

Glashow, S. L. 1961. Nucl. Phys. 22, 579.

Griffiths, D. 1987. Introduction to Elementary Particles, 331p, John Wiley and Sons Inc., New York.

Gross, D. J. and Wilczek, F. 1973. Phys. Rev. Lett. 30, 1343.

Harari, H. vd. 1978. Phys. Lett. B78, 459-464.

Hardy, J. C. and Towner, I. S. 2009. Phys. Rev. C70, 055502.

Ho-Kim, Q. and Pham, X. 1998. Elementary Particles and Their Interactions, 305p, Springer-Verlag, Berlin.

Holdom, B. 1986. Phys. Rev. Lett. 57, 2496.

Holdom, B. 1987. Phys. Rev. Lett. 58, 177.

Hou, W. S. and Willey, R. S. 1987a. Phys. Rev. Lett. 58, 1608.

Hou, W. S., Soni, A. and Steger, H. 1987b. Phys. Rev. Lett. 59, 1521.

Hou, W. S., Willey, R. S. and Soni, A. 1988. Phys. Rev. Lett. 60, 2337.

Hou, W. S., Nagashima, M. and Soddu, A. 2007. Phys. Rev. D 76, 016004.

Hou, W. S. 2009. Chin. J. Phys. 47, 134.

HTE 2013. A.Ü. Hızlandırıcı Teknolojileri Enstitüsü, http://hte.ankara.edu.tr.

Hung, P. Q. 1998. Phys. Rev. Lett. 80, 3000.

ILC 2007. arXiv: physics.acc-ph/0712.1950.

Jarlskog, C. 1985. Phys. Rev. Lett. 55, 1039; Z. Phys. C 29, 491.

Kowalewski, R. and Mann, T. 2010. JP G 37, 075021 (PDG 2010).

Kribs, G. D., Plehn, T., Spannowsky, M. and Tait, T. M. P. 2007. Phys. Rev. D 76, 075016.

Laiho, J. vd. 2010. Phys. Rev. D81, 034503.

Langacker, P. and Luo, M. x. 1992. Phys. Rev. D 45, 278.

Langacker, P. And Plumacher, M. 2000. Phys. Rev. D 62, 013006.

LEP Working Group 2003. Phys. Lett. B 565, 61.

Leroux, K. and London, D. 2004. Phys. Lett. B 526, 97.

Nardi, E. 1993. Phys. Rev. D 48, 1240.

Neubert, M. 1994. Phys. Rev. D49, 3392; Phys. Rev. D49, 4623.

Novikov, V. A. vd. 2002. Phys. Lett. B. 529, 111.

Novikov, V. A., Rozanov, A. N. and Vysotsky, M. I. 2009. arXiv: hep-ph/0904.4570.

Özcan, V. E., Sultansoy, S. and Ünel, G. 2008. Eur. Phys. J. C 57: 621-626.

PDG Collab. 2010. JP G 37, 075021.

Peskin, M. E. and Takeuchi, T. 1992. Phys. Rev. D 46, 381.

Pich, A. 2007. arXiv: hep-ph/0705.4264v1.

Politzer, H. D. 1973. Phys. Rev. Lett. 30, 1346.

Politzer, H. D. 1974. Phys. Rep. 14C, 130.

Pukhov, A., Boos, E., Dubinin, M., Edneral, V., Ilyin, V., Kovalenko, D., Kryukov, A., Savrin, V., Shichanin, S. and Semenov, A. 1999. arXiv: hep-ph/9908288v2.

Pumplin, J., Stump, D. R., Huston, J., Lai, H. L., Nadolsky, P. M. and Tung, W. K. 2002. JHEP 0207, 012.

Rabinowitz, S. A. vd. 1993. Phys. Rev. Lett. 70, 134.

Salam, A. 1968. Reprinted in J. L. Rosner, New Particles. Selected Reprints, Stony Brook, Am. Ass. Of Physics Teachers (1981) 29.

Schneider, O. 2010. JP G 37, 075021 (PDG 2010).

Sultansoy, S. 2000. arXiv: hep-ph/0004271.

Şahin, İ. 2005. Polarize elektron-gama çarpışmasında üçlü ayar bozonu etkileşmeleri, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü.

The Belle Collab. 2008. Phys. Rev. Lett. 100:241801.

Vilain, P. vd. 1999. Eur. Phys. J. C11, 19.

Weinberg, S. 1967. Phys. Rev. Lett. 19, 1264.

Wolfenstein, L. 1983. Phys. Rev. Lett. 51, 1945.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Volkan ÇETİNKAYA

Doğum Yeri : İzmir

Doğum Tarihi : 13.02.1982

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Çimentaş Lisesi (1995-1998).

Lisans : Dumlupınar Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü (2000-2004).

Yüksek Lisans: Dumlupınar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı (2004-2007).

Çalıştığı Kurumlar: Dumlupınar Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü (Ağustos 2006-Ağustos 2008).

Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü (Ağustos 2008-).

Yayınları:

1) O. Çakır, **V. Çetinkaya**, Single Production of Fourth Family b' Quark at the Large Hadron electron Collider, Mod. Phys. Lett. A 25, 2571 (2010).
2) **LHeC Study Group Collaboration**, A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector, J. Phys. G39 (2012) 075001.
3) V. Arı, O. Çakır, **V. Çetinkaya**, Forward-Backward Asymmetries of Fourth Family Fermions Through the *Z*' Models at Linear Colliders, Phys. Rev. D 87, 035013 (2013).