

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FCC-pp ÇARPIŞTIRICISININ VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARI

ARAMA POTANSİYELİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Osman Emre DELİALIOĞLU

Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

NİSAN 2022



TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, alıntı yapılan kaynaklara eksiksiz atıf yapıldığını, referansların tam olarak belirtildiğini ve ayrıca bu tezin TOBB ETÜ Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Osman Emre Delialioğlu

İMZA



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

FCC-pp ÇARPIŞTIRICILARINDA VEKTÖR BENZERİ LEPTONLARIN ARANMA POTANSİYELİ

Osman Emre DELİALİOĞLU

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Mikro ve Nanoteknoloji Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Tarih: Nisan 2022

Elektrozayıf ve güçlü etkileşmeleri birleştiren Standart Model (SM), temel parçacıklar ve etkileşmeleri ile ilgili çok sayıda deneysel sonucu doğru olarak yorumlamaktadır. Öte yandan Standart Model temel parçacıkların özellikleriyle ilgili bazı önemli soruları yanıtızsız bırakır. Bu nedenle farklı Standart Model Ötesi modeller önerilmiştir. Bu modeller yeni parçacıkların ve etkileşmelerin varlığını öngörmektedir. Vektör benzeri kuarklar ve leptonlar önerilen parçacıklar arasında önemli bir yere sahiptir. Vektör benzeri kuarkların aranması ile ilgili ATLAS ve CMS deneylerinde detaylı çalışmalar yapılmakta iken, vektör benzeri leptonlar (VBL) için durum böyle değildir. Halbuki, parçacık fenomenolojisi açısından vektör benzeri kuarklar ve leptonlar aynı statüye sahiptir. Vektör benzeri kuarklar ve leptonları öngören iki kuvvetli argüman bulunmaktadır: Çeşni Demokrasisi ve iso-singlet kuarklar ile iso-doublet leptonların varlığını öngören E_6 Büyük Birleşim Kuramı'dır.

Bu tez kapsamında vektör benzeri leptonların proton-proton çarpıştırıcılarında aranması ele alınmıştır. Yüksek Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (HL-LHC: $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}, \mathcal{L}_{int} = 3 \text{ ab}^{-1}$), Yüksek Enerjili Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (HE-LHC: $\sqrt{s} = 27 \text{ TeV}, \mathcal{L}_{int} = 10 \text{ ab}^{-1}$) ve Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı proton-proton seçeneğinde (FCC-pp: $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}, \mathcal{L}_{int} = 20 \text{ ab}^{-1}$) VBL'lerin üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. Vektör benzeri leptonların olası bozunum kanalları irdelenmiştir. $pp \rightarrow E^+E^- + X \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-b\bar{b} + X$ süreci göz önüne alınarak dışarlama, gözleme ve keşif için kütle limitleri belirlenmiştir. Bu sürecin seçilmesinin nedenleri: i) son durumun nötrino içermemesi sayesinde kayıp enerjiden kaçınabilmek, ii) aynı aileye ait birden fazla lepton ikilisi (çoklu-lepton) görülmemesi sayesinde de kombinatorik probleminden kurtulmaktır. Bu nedenler ayrıca SM'den gelen ardalanın azalmasını sağlayıp analizin daha hassas sonuçlar vermesini de sağlamaktadır. Bu süreçte leptonlardan birisi Ze kanalına, diğeri He kanalına bozunmaktadır. Z ve H ise sırasıyla $\mu^+\mu^-$ ve $b\bar{b}$ 'ye bozunur. Karşılaştırma amaçlı FCC ile birlikte HL-LHC ve HE-LHC çarpıştırıcıları için de hesaplamalara yer verilmiştir.

HL-LHC'de iso-singlet vektör benzeri yüklü leptonlar 595 GeV kütle değerine kadar, iso-doublet vektör benzeri yüklü leptonlar 930 GeV kütle değerine kadar; HE-LHC'de iso-singlet VBL'ler 1100 GeV değerine kadar, iso-doublet VBL'ler 1700 GeV'e kadar gözlemlenirken FCC bu kütle değerlerini iso-singlet için 2575 GeV ve iso-doublet için 4200 GeV değerine çıkartır. Iso-singlet (iso-doublet) keşif değerleri HL-LHC'de 460 (770) GeV, HE-LHC'de 875 (1400) GeV ve FCC'de 1975 (3400) GeV'dir.

Anahtar Kelimeler: Standart model ötesi (BSM – Beyond Standart Model), Çarpıştırıcılar, Vektör benzeri leptonlar (VBL), Gelecek dairesel çarpıştırıcı (FCC - Future Circular Collider)

ABSTRACT

Master of Science

SEARCH POTENTIAL OF FCC-pp COLLIDER FOR VECTOR LIKE LEPTONS

Osman Emre DELIALIOGLU

TOBB University of Economics and Technology
Institute of Natural and Applied Sciences
Micro and Nanotechnology Science Programme

Supervisor: Prof. Dr. Saleh Sultansoy

Date: April 2022

Combining electroweak and strong interactions, the Standard Model (SM) correctly interprets many experimental results about elementary particles and their interactions. On the other hand, the Standard Model leaves some important questions about the properties of elementary particles unanswered. Therefore, different Beyond the Standard Model models have been proposed. These models predict the existence of novel particles and interactions. Vector-like quarks and leptons have an important place among the proposed particles. While detailed research is continuing in ATLAS and CMS experiments on the search for vector-like quarks, this is not the case for vector-like leptons (VLLs). However, vector-like quarks and leptons have the same status in terms of particle phenomenology. There are two strong arguments for vector-like quarks and leptons: the Flavor Democracy and the E6 Grand Unification Theory, which predicts the existence of iso-singlet quarks and iso-doublet leptons.

In this thesis, the search for vector-like leptons at proton-proton colliders is considered. The production cross-sections of the VLLs were calculated for High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC: $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}_{int} = 3 \text{ ab}^{-1}$), High Energy Large

Hadron Collider (HE-LHC: $\sqrt{s} = 27 \text{ TeV}, \mathcal{L}_{int} = 10 \text{ ab}^{-1}$) and Future Circular Collider pp option (FCC-pp: $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}, \mathcal{L}_{int} = 20 \text{ ab}^{-1}$) proton-proton colliders. Possible decay channels of vector-like leptons are discussed. Mass limits for exclusion, observation and discovery were determined considering the $pp \rightarrow E^+ E^- + X \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^- b \bar{b} + X$ process. The reasons for choosing this process are: i) to avert lost energy because the final state does not contain neutrinos, and ii) to get rid of the combinatorics problem by not seeing more than one pair of leptons belonging to the same family (multi-leptons). These reasons also reduce the background from the SM, allowing the analysis to give more precise results. In this process, one of the leptons decays into the Ze channel and the other into the He channel. Z and H decay to $\mu^+ \mu^-$ and $b \bar{b}$, respectively. Calculations for the HL-LHC and HE-LHC colliders are also included, along with the FCC for comparison.

HL-LHC can observe, iso-singlet vector-like charged leptons up to 595 GeV, and iso-doublet vector-like charged leptons up to 930 GeV. At the HE-LHC, iso-singlet VLLs can be observed up to 1100 GeV and iso-doublet VLLs up to 1700 GeV, while the FCC increases these mass values to 2575 GeV for iso-singlet and 4200 GeV for iso-doublet. Iso-singlet (iso-doublet) discovery values are 460 (770) GeV at the HL-LHC, 875 (1400) GeV at the HE-LHC, and 1975 (3400) GeV at the FCC.

Keywords: Beyond standard model (BSM), Colliders, Vector like leptons (VLLs), Future circular collider (FCC)

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren danışmanım Prof. Dr. Saleh Sultansoy'a, kıymetli tecrübelerinden faydalandığım Dr. Ahmet Nuri Akay'a, Yüksek Enerji Fiziği Laboratuvarı çalıőma arkadaşlarım Burak Dağlı, Feyza Başpehlivan ve Arif Öztürk'e teşekkür ederim. Destekleriyle her zaman yanımda olan aileme ve arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. Son olarak, yüksek lisans eğitimim boyunca burs sağladığı için TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne teşekkür ederim.



İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	v
ABSTRACT	vii
TEŞEKKÜR	ix
İÇİNDEKİLER	xi
ŞEKİL LİSTESİ	xiii
ÇİZELGE LİSTESİ	xv
KISALTMALAR	xvii
SEMBOL LİSTESİ	xix
RESİM LİSTESİ	xxi
1. GİRİŞ	1
1.1 Tezin Amacı	1
1.2 Literatür Araştırması	1
2. VEKTÖR BENZERİ LEPTONLAR	3
2.1 Teorik Çalışmalar	3
2.1.1 Standart model	3
2.1.2 Çeşni demokrasisi hipotezi	5
2.1.3 Dördüncü standart model ailesinin durumu	5
2.1.4 Iso-Singlet VBK.....	6
2.1.5 Iso-Singlet VBL	9
2.1.6 E_6 ve Iso-Doublet VBL	10
2.2 Etkileşme Lagranjyeni	11
2.3 Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları	13
2.3.1 En hafif nötr VBL N ise	13
2.3.2 En hafif yüklü VBL E ise.....	14
2.3.3 Iso-doublet: Eşit kütleler	15
2.3.4 Daha ağır yüklü lepton	16
2.3.5 Daha ağır nötr lepton.....	17
2.3.6 Uzun ömürlü VBL'ler	18
3. GELECEK DAİRESEL ÇARPIŞTIRICI (FCC)	21
4. VBL'LERİN pp ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ	23
4.1 Çift Üretim	23
4.2 Tek Üretim	26
5. ÖZEL BİR KANAL İÇİN GÖZLENME LİMİTLERİ	29
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	31
KAYNAKLAR	33
ÖZGEÇMİŞ	Hata! Yer işareti tanımlanmamış.



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Daha ağır yüklü lepton bozunumunun Feynman diyagramı.....	16
Şekil 2.2 : Daha ağır nötr leptonun bozunumunun Feynman diyagramı.	17
Şekil 2.3 : Iso-singlet yüklü leptonun bozunumu için dallanma oranları.	18
Şekil 2.4 : Iso-doublet yüklü leptonun bozunumu için dallanma oranları.	19
Şekil 4.1 : Yüklü VBL'lerin çift üretim Feynman diyagramı.....	23
Şekil 4.2 : Nötr VBL'lerin çift üretim Feynman diyagramı.....	23
Şekil 4.3 : Yüklü ve nötr VBL'lerin ortak üretim Feynman diyagramları.	24
Şekil 4.4 : Iso-singlet yüklü VBL çift oluşum tesir kesitleri.....	24
Şekil 4.5 : $\sqrt{s} = 13$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.....	24
Şekil 4.6 : $\sqrt{s} = 14$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.....	25
Şekil 4.7 : $\sqrt{s} = 27$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.....	25
Şekil 4.8 : $\sqrt{s} = 100$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.....	25
Şekil 4.9 : Proton Çarpıştırıcılarında VBL tek üretim Feynman diyagramları.....	26
Şekil 4.10 : BHÇ'de VBL tek üretim tesir kesitleri.....	27
Şekil 4.11 : FCC'de VBL tek üretim tesir kesitleri.....	27
Şekil 5.1 : Proton-proton çarpıştırıcısında seçilen sürecin Feynman diyagramı.....	29



ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 1.1 : Yüklü leptonların ve kuarkların kütle deseni.....	2
Çizelge 3.1 : Çarpıştırıcı Parametreleri.....	22
Çizelge 4.1 : $m_{E,N} = 500$ GeV'de VBL çift üretim için olay sayıları.....	26
Çizelge 5.1 : Iso-singlet yüklü VBL'lerin gözlemlenebilir kütle değerleri.....	30
Çizelge 5.2 : Iso-doublet yüklü VBL'lerin gözlemlenebilir kütle değerleri.....	30





KISALTMALAR

ATLAS	: A Toroidal LHC ApparatuS
BBK (GUT)	: Büyük Birleşim Kuramı (Grand Unified Theory)
BHÇ (LHC)	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider)
BSM	: Standart Model Ötesi (Beyond Standard Model)
BR	: Dallanma Oranı (Branching Ratio)
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CKM	: Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CMS	: Kompakt Müon Selenoidi (Compact Muon Solenoid)
CP	: Yük-Parite (Charge-Parity)
ÇD (FD)	: Çeşni Demokrasisi (Flavor Democracy)
EPPSU	: Avrupa Parçacık Fiziği Stratejisi (European Particle Physics Update)
FCC	: Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı (Future Circular Collider)
HE-LHC	: Yüksek Enerjili BHÇ (High Energy LHC)
HL-LHC	: Yüksek Işınlıklı BHÇ (High Luminosity LHC)
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
LEP	: Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
MSSM	: Minimal Süpersimetrik Standart Model
PDG	: Parçacık Veri Grubu
SM	: Standart Model
VBK (VLQ)	: Vektör Benzeri Kuarklar (Vector Like Quarks)
VBL (VLL)	: Vektör Benzeri Leptonlar (Vector Like Leptons)



SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler

Açıklama

c_W	Weinberg açısının kosinüsü
$c_{L,R}^{E,N}$	Karışım açısının kosinüsü
e	Elektrik yükü ($= g \sin \theta_W$)
$E^- (E^+)$	Yeni yüklü lepton
s_W	Weinberg açısının sinüsü
$s_{L,R}^{E,N}$	Karışım açısının sinüsü
v	Higgs Bozonu vakum beklenen değeri ($=\eta$)
X	Hadron
\sqrt{s}	Kütle merkezi enerjisi
\mathcal{L}_{int}	Toplanmış ışıklık
θ_W	Weinberg açısı (zayıf karışım açısı)
η	Higgs Bozonu vakum beklenen değeri ($=v$)
Γ	Bozunum genişliği
σ	Tesir kesiti



RESİM LİSTESİ

Sayfa

Resim 3.1 : Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı ile BHÇ şeması..... 21





1. GİRİŞ

1.1 Tezin Amacı

Tezin amacı 100 TeV kütle merkezi enerjisine sahip FCC-pp çarpıştırıcısında vektör benzeri leptonların çift üretimini inceleyerek bunların deneysel gözlemlenmesi ile ilgili öngörülerde bulunmaktır. Tezde elde edilecek sonuçlar çeşitli platformlarda sunulacaktır. Tezin hedefi vektör benzeri leptonların FCC fizik araştırma programında yer almasıdır.

1.2 Literatür Araştırması

BHÇ'deki ATLAS ve CMS deneylerinde Higgs bozonunun bulunmasıyla Standart Modelin temel elemanlarının doğrulanması tamamlanmıştır [1, 2]. Bununla birlikte, SM tarafından çözülmeyen birçok sorun vardır (örneğin, derleme makalelere [3, 4] ve buradaki referanslara bakınız). Bu tez kapsamında bunlardan en önemli iki tanesi: elektrozayıf kısımda SM fermiyonlarının kütle ve karışım desenleri [5] ve KRD kısmında renkli parçacıkların (kuarklar ve gluonlar) serbest halde gözlenmemesidir (Hapis Mekanizması) [6]. İlk problemin çözümünde önemli bir aşama Çeşni Demokrasisi Hipotezi tarafından sağlanabilir (derleme makale [7] ve buradaki referanslara bakınız). Bizim görüşümüze göre, Hapis Hipotezi, teorik olarak açıklanmak yerine (Kafes Ayar Teorisi [8] vb.) gelecekteki enerji ön cephesi lepton-hadron çarpıştırıcıları [9–15] tarafından açıklığa kavuşturulacaktır.

Çeşni Demokrasisi Hipotezi yarım asırlık bir geçmişe sahiptir (ayrıntılar için Bölüm 2.1'e bakınız). Üç SM ailesi durumunda Çeşni Demokrasisi, üst kuark kütlelerinin büyük değeri nedeniyle geçerliliğini kaybetmiştir. ÇD'yi SM çerçevesinde korumak için 1990'larda dördüncü SM ailesinin (SM4) varlığı önerildi. Bununla birlikte, tek Higgs ikilisine sahip minimal SM4, deneysel Higgs verileri tarafından geçersiz kılınmıştır. Öte yandan, Çeşni Demokrasisi ağır vektör benzeri kuarklar ve leptonların eklenmesiyle korunabilir. Bugün vektör benzeri kuarklar ATLAS ve CMS işbirlikleri tarafından kapsamlı bir şekilde araştırılmaktadır [16-21], ancak vektör benzeri

leptonlar için durum böyle değildir. Halbuki fenomenolojik bakımdan vektör-benzeri kuarklar ve vektör benzeri leptonlar aynı statüye sahiptir.

SM fermiyonlarının kütle ve karışım desenleri parçacık fiziğinde açıklığa kavuşturulması gereken en önemli konular arasındadır. CERN Courier'de yayınlanan yakın tarihli bir röportajda [5] Steven Weinberg tarafından bu nokta şöyle vurgulandı: “Eğer seçebilseydi, yaşamı boyunca çözülmesini istediği tek bir gizem sorulduğunda, Weinberg uzun süre düşünmesine gerek kalmadan: ‘*Kuark ve lepton kütlelerinin gözlenen desenini açıklayabilmek isterdim*’ cevabını verdi”. Weinberg'in ne demek istediği, SM yüklü leptonların ve kuarkların mevcut değerlerinin sunulduğu Çizelge 1.1'den anlaşılabilir. Üst kuark kütlelerinin elektrozayıf ölçekte olduğu görülmektedir, oysa kalan SM fermiyonlarının kütleleri çok daha küçüktür. Bu çalışmaya göre, Çeşni Demokrasisi (derleme makalelere [3, 4, 7, 22-24] ve buradaki referanslara bakınız) bu gizemi çözmek için önemli bir anahtar sağlayabilir.

Çizelge 1.1 : Yüklü leptonların ve kuarkların kütle deseni.

	Yüklü Leptonlar	Yukarı Tip Kuarklar	Aşağı Tip Kuarklar
1. Aile	0.5109989461(31) MeV	$2.16^{+0.49}_{-0.26}$ MeV	$4.67^{+0.48}_{-0.17}$ MeV
2. Aile	105.6583745(24) MeV	1.27 ± 0.02 GeV	93^{+11}_{-5} MeV
3. Aile	1776.86 ± 0.12 MeV	172.76 ± 0.30 GeV	$4.18^{+0.03}_{-0.02}$ GeV

Bu tezde, birinci nesil vektör benzeri leptonların gelecek dairesel çarpıştırıcısında aranması irdelenmiştir. 2. bölümde Çeşni Demokrasisi Hipotezinin temelleri ve vektör benzeri leptonlarla ilişkisi, iso-singlet ve iso-doublet VBL'ler için etkileşme lagranjyenleri ve bozunma kanalları sunulmaktadır. Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı ile ilgili bilgiler 3. bölümde verilmiştir. 4. bölümde VBL'lerin pp çarpıştırıcılarında üretim süreçleri irdelenmiştir ve ilgili tesir kesitleri elde edilmiştir. Bölüm 5 FCC'de çift üretilen birinci SM ailesi bağlantılı yüklü VBL'yi aramaya ayrılmıştır: $pp \rightarrow E^+E^- + X$ sürecinde $E \rightarrow eZ/eH$ kanalları $H \rightarrow bb$ ve $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ bozunumları ile birlikte ele alınarak gözlenme limitleri elde edilmiştir. Sonuç ve öneriler 6. bölümde verilmiştir.

2. VEKTÖR BENZERİ LEPTONLAR

2.1 Teorik Çalışmalar

2.1.1 Standart model

Bilindiği gibi Standart Model elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşmeleri birleştiren $SU_c(3) \times SU_w(2) \times U_Y(1)$ ayar teorisidir. 1. aile leptonları ve kuarkları $SU_w(2) \times U_Y(1)$ ayar grubuna göre aşağıdaki şekilde gruplanmıştır:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \nu_{eR}, e_R$$

2. ve 3. SM aile fermiyonları benzer şekilde temsil edilmektedir. Simetri bozunduktan sonra fermiyon alanları ψ_i için Lagranjiyen şu şekilde verilir [25]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left(i\partial^* - m_i - \frac{m_i H}{v} \right) \psi_i \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\ & - e \sum_i Q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu - \frac{g}{2\cos\theta_w} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu \end{aligned} \quad (2.1)$$

Burada g , $SU(2)$ 'nin, g' , $U(1)$ 'in etkileşme sabiti, $\theta_w \equiv \tan^{-1}(g/g')$ zayıf karışım açısı ve $e = g \sin\theta_w$ pozitronun elektrik yüküdür. Ayrıca,

$$A_\mu \equiv B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w, \quad (2.2)$$

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.3)$$

$$Z_\mu \equiv -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w, \quad (2.4)$$

sırasıyla foton alanı (γ) ile yüklü (W^\pm) ve nötr (Z) zayıf bozon alanlarıdır.

Minimal modelde çeşni köşegensel olan H ile ψ_i 'nin Yukawa etkileşimi (\mathcal{L}_F 'nin ilk terimi) $gm_i/2M_W$ 'dir. Elektrozayıf kısımda bozon kütleleri aşağıdaki gibidir (pertürbasyon kuramının en düşük mertebesi yani ağaç düzeyinde):

$$M_H = \lambda v, \quad (2.5)$$

$$M_W = \frac{gv}{2} = \frac{ev}{2\sin\theta_W}, \quad (2.6)$$

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} = \frac{ev}{2\sin\theta_W \cos\theta_W}, \quad (2.7)$$

$$M_Y = 0 \quad (2.8)$$

\mathcal{L}_F 'deki üçüncü terim elektromanyetik etkileşimleri (KED) ve sonuncu terim zayıf nötr-akımlı etkileşmeyi tanımlar. Vektör ve aksiyal-vektör bağlantıları:

$$g_V^i \equiv t_{3L}(i) - 2Q_i \sin^2 \theta_W, \quad (2.9)$$

$$g_A^i \equiv t_{3L}(i), \quad (2.10)$$

şeklindedir. Burada $t_{3L}(i)$, i fermiyonunun zayıf izospini (u_i ve ν_i için $+1/2$; d_i ve e_i için $-1/2$); Q_i ise e biriminde ψ_i 'nin yüküdür. Denklem (2.1)'deki ilk terim ayrıca fermiyon kütlelerini ve sağ-elli nötrinoların varlığında Dirac nötrino kütlelerini üretir.

Standart Model'in çözemediği problemler şu şekildedir:

Bilindiği üzere 3 aileli Standart Model parçacık fiziği ile ilgili süreçlerin neredeyse tümünü iyi bir şekilde açıklamaktadır. Öte yandan, SM'in çözemediği birçok problem mevcuttur. Bu problemlerin bir kısmı aşağıda listelenmiştir:

- Kuark ve lepton kütlelerinin desenini, CKM matris elemanlarını, karışım açılarını ve fazlarını ne belirler?
- Kuark-lepton aileleri neden tekrar ediyor? Doğada kaç aile vardır?
- Kuark-lepton simetrisinin kaynağı nedir? Sağ elli nötrino bileşenleri Doğa'da var mı?
- Sağ-Sol simetri bozunumunun kaynağı nedir? SM'de bu elle eklenir.

-Neden bu kadar çok rastgele parametre var? Üç aileli SM şunları içerir: 3 etkileşim sabiti α_s , α_{em} ve $\sin\theta_w$, 6 kuark kütlesi, 3 karışım açısı ve 1 faz, Higgs potansiyelinin 2 parametresi, 3 yüklü lepton kütlesi, 1 QCD vakum faz açısı, 3 nötrino kütlesi, 3 lepton karışım açısı, 1 faz.

Toplam 26 rastgele parametre bulunmaktadır.

- Neden bilinen tüm etkileşimler ayar simetrisi üzerine kuruludur?

- Standart Model'in kuark ve leptonları (aynı zamanda ayar ve Higgs bozonlarının bir parçası veya tamamı) temel parçacık mı yoksa bileşik parçacık mı? Üç SM ailesi 18 kuark, 6 lepton, 1 foton, 8 gluon, 3 kütleli Ara Vektör Bozonu, 1 Higgs Bozonu içerir, toplam 37 "temel parçacık" tan oluşur: üçüncü "Mendeleyev Tablosu"?

Hatırlatalım ki ikinci "Mendeleyev Tablosu" (Hadronlar, Sekiz Katlı Yol) kuark modeli ile sonuçlanmıştır.

- Renk yükü taşıyan parçacıkların "hapsedilmesinin" kaynağı nedir?

Bu problemlerin çözümü için Standart Model'in farklı genişletilmeleri önerilmiştir. Bu genişletilmelerin birçoğunda yeni lepton ve kuarkların varlığı öngörülmektedir.

2.1.2 Çeşni demokrasisi hipotezi

Üç aileli SM (SM3) çerçevesinde Çeşni Demokrasisi Hipotezi 1978'de önerildi [26]. Fakat bölüm 1.2'de belirtildiği gibi üç SM ailesi durumunda Çeşni Demokrasisi üst kuark kütlesinin büyük değeri nedeniyle geçersiz kılınmıştır ve SM çerçevesinde ÇD'yi korumak için dördüncü SM ailesinin (SM4) varlığı 1990'larda önerilmiştir [27-29]. Bununla birlikte, bir Higgs ikilisine sahip minimal SM4, deneysel Higgs verileri sonucunda geçersiz kılınmıştır. Öte yandan, Çeşni Demokrasisi ağır vektör benzeri kuarkların ve leptonların eklenmesiyle korunabilir [30]. Ek olarak, ÇD, MSSM ve preonik modellere uygulandığında önemli sonuçlara sahiptir [7].

2.1.3 Dördüncü standart model ailesinin durumu

Standart Modelin fermiyon ailelerinin sayısını sabitlemediği bilinmektedir. Bu sayının asimptotik özgürlüğü korumak için 9'dan küçük, CP bozunumunu sağlamak için 2'den fazla olması gerekir. Z bozunumuna ilişkin LEP verilerine göre, hafif nötrinolu kiral ailelerin sayısı ($m_\nu \ll m_Z$) 3'e eşittir, buna karşın ağır nötrinolu ($m_\nu > m_Z/2$) yeni aileler

yasak değildir. Dördüncü kiral aile otuz yıl önce geniş çapta tartışıldı (bkz. [31, 32]). Ancak LEP verilerinin yanlış yorumlanması nedeniyle konu gündemden düşürüldü.

Yirmi yıl sonra dördüncü SM ailesi (SM4) [33-35] üzerine 3 çalıştay düzenlendi (birinci ve üçüncü çalıştayların özeti için sırasıyla [36]'ya ve [37]'a bakınız). Ana motivasyon, nötrino dahil olmak üzere doğal olarak ağır dördüncü aile fermiyonlarını sağlayan Çeşni Demokrasisiydi [27–29] (MSSM ve E_6 Büyük Birleşim Kuramı'ndan [38-40] esinlenen SM'nin uzantısı dahil olmak üzere farklı modeller için Çeşni Demokrasisi Hipotezinin sonuçları [7] ve [41]'de ele alınmıştır). Ayrıca dördüncü aile: evrenin baryon asimetrisini açıklamaya imkan verir; ağır mezonların nadir bozulmalarında yeni fiziğin ortaya çıkan olası ipuçlarını açıklayabilir (bkz. [36] ve buradaki referanslar). SM4 fermiyonlarının farklı çarpıştırıcılarda doğrudan üretimine (anormal rezonant üretimi dahil) ilişkin fenomenolojik makaleler [42]'de değerlendirilmiştir ([42]'deki Çizelge VI ve VII'ye bakınız).

Bu konudaki çalışmalar, Higgs bozunumları ile ilgili BHÇ verilerinin yanlış yorumlanması nedeniyle neredeyse sona ermiştir. Bu verilerin bir Higgs ikilisi içeren minimal SM4'ü dışladığını, buna karşın genişletilmiş Higgs sektörü ile minimal olmayan SM4'e hala izin verildiği vurgulanmalıdır [43, 44]. Öte yandan, kısmi dalga üniterliği, dördüncü SM ailesi kuarklarının kütlelerine 700 GeV civarında bir üst sınır koyar [45]. Bu imkan u_4 çifti üretimi için arama üzerine ATLAS ve CMS verileri tarafından [46, 47] dışlanmıştır.

Minimal olmayan SM4, yakında BHÇ tarafından dışarlanacak olsa bile, genel kiral dördüncü aile (C4F) için durum böyle değildir. Bu nedenle, ATLAS ve CMS, kinematik sınırlara kadar C4F için aramaya devam etmelidir. Çift üretimi ile ilgili olarak, çarpıştırıcı erişim arayüzü [48] kullanılarak ATLAS alt sınırının yeniden ölçeklendirilmesi, BHÇ'nin 300 ve 3000 fb^{-1} toplanmış ışınıklarla M_{u_4} 'ü sırasıyla 1.6 ve 2.5 TeV'ye kadar kapsama fırsatı vereceğini göstermektedir. Olası anormal etkileşimler yoluyla u_4 'ün rezonans üretimi, ele alınan kütle bölgesini 6 TeV'ye kadar genişletebilir [49].

2.1.4 Iso-Singlet VBK

[3, 4, 7]'de bahsedildiği gibi, m_t ve m_b arasındaki büyük fark ($m_t \gg m_b$) E_6 BBK tarafından öngörülen iso-singlet aşağı tip kuarkların varlığıyla açıklanabilir. Standart

Model'in kuark kısmına iso-singlet aşağı tip D kuarkı eklenir öte yandan t kuark elektrozayıf skalada olduğundan yukarı tip bir kuark eklenmez burada amaç başlangıçta yüksek olarak belirlenen b kuarkın kütlesini düşürmektir ve kuark kısmı şu şekilde gösterilir:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, D_L, D_R$$

Tam Çeşni Demokrasisi durumunda, yukarı tip kuarkların kütle matrisi:

$$\begin{array}{cccc} & u_R & c_R & t_R \\ u_L & a\eta & a\eta & a\eta \\ c_L & a\eta & a\eta & a\eta \\ t_L & a\eta & a\eta & a\eta \end{array} \quad (2.11)$$

ve aşağı tip kuarkların kütle matrisi:

$$\begin{array}{cccc} & d_R & s_R & b_R & D_R \\ d_L & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\ s_L & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\ b_L & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\ D_L & M & M & M & M \end{array} \quad (2.12)$$

burada M ($M \gg \eta \cong 245$ GeV Higgs alanının vakum beklenen değeri) iso-singlet kuarkın kütlesini tanımlayan yeni fizik ölçeğidir. (2.11) ve (2.12) matrisinin köşegenleştirilmesi; $D = P^{-1}AP$ formunda bir D matrisi elde edilerek bulunur, (2.11) için:

$$P = \begin{pmatrix} -1 & -1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}, P^{-1} = \begin{pmatrix} -1/3 & 2/3 & -1/3 \\ -1/3 & -1/3 & 2/3 \\ 1/3 & 1/3 & 1/3 \end{pmatrix}$$

buradan D matrisi;

$$\begin{array}{ccc} & u_R & c_R & t_R \\ u_L & 0 & 0 & 0 \\ c_L & 0 & 0 & 0 \\ t_L & 0 & 0 & 3a\eta \end{array}$$

benzer işlem (2.12) için de gerçekleştirilir ve yukarı tip kuarklar için $m_u = m_c = 0$ ve $m_t = 3a\eta$, aşağı tip kuarklar için $m_d = m_b = m_s = 0$ ve $m_D = 3a\eta + M = m_t + M$ ile sonuçlanır.

b kuarkın kütleini elde etmek için, matris (2.12)'den küçük bir sapma söz konusudur, örneğin;

$$\begin{array}{ccccc}
 & d_R & s_R & b_R & D_R \\
 d_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 s_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 b_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 D_L & (1 - \beta_b)M & (1 - \beta_b)M & (1 - \beta_b)M & M
 \end{array}$$

Bu aşamada, sayısal hesaplamalar için $\alpha_b = \beta_b \ll 1$ varsayılmıştır. d ve s kuarkları kütleli iken, α_b ve m_D için aşağıdaki ifadeler elde edilir;

$$\alpha_b = \frac{(m_t + M)m_b}{2m_t M} \quad (2.13)$$

$$m_D \approx M + m_t - m_b \quad (2.14)$$

yani, $M = 2 \text{ TeV}$ alınırsa $\alpha_b \approx 1.31 \times 10^{-2}$ ve $m_D \approx 2169 \text{ GeV}$ olur. u ve d kuarkların kütleleri çok küçük olduğu için bu durumda onlar hakkında yorum yapılmamıştır. s ve c kuarklarının kütleleri de tam demokraside küçük sapmalar ile elde edilebilir. c kuarkın kütleini belirlemek için, yukarı kuarkların kütle matrisinin aşağıdaki modifikasyonu ele alınır:

$$\begin{array}{ccccc}
 & u_R & c_R & t_R & \\
 u_L & a\eta & a\eta & a\eta & \\
 c_L & a\eta & a\eta & a\eta & \\
 t_L & a\eta & a\eta & (1 + \alpha_c)a\eta &
 \end{array} \quad (2.15)$$

u kuark kütleli kalırken α_c için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\alpha_c = \frac{9m_c}{2m_t} = 3.3 \times 10^{-2}$$

s kuark kütleini elde etmek için, (2.15)'ün aşağıdaki modifikasyonu ele alınır:

$$\begin{array}{ccccc}
 & d_R & s_R & b_R & D_R \\
 d_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 s_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 b_L & a\eta & a\eta & (1 + \alpha_s)a\eta & (1 - \alpha_b)a\eta \\
 D_R & (1 - \beta_b)M & (1 - \beta_b)M & (1 - \beta_b)M & M
 \end{array}$$

$M = 2000 \text{ GeV}$, $\alpha_b = \beta_b = 1.32 \times 10^{-2}$ ve $\alpha_s = 2.48 \times 10^{-4}$ için;

$$m_D = 2168 \text{ GeV}, m_b = 4.18 \text{ GeV}, m_s = 95.2 \text{ MeV}$$

elde edilir.

Aşağı tip iso-singlet kuark, CKM matrisinin ilk satırındaki 4σ tutarsızlığını açıklamaya imkan verir ([50]'ye ve buradaki referanslara bakınız).

E_6 iso-singlet kuarkların BHÇ'de aranması [51-54]'de önerildi. PDG'ye göre [25]; CMS verisinden $BR(D \rightarrow Zb) = 1$ için $m_D > 1130 \text{ GeV}$, ATLAS verisinden $BR(D \rightarrow Wt) = 1$ için $m_D > 1350 \text{ GeV}$ 'dir.

2.1.5 Iso-Singlet VBL

b kuark kütesine benzer şekilde küçük değerli τ leptonun kütesini elde etmek için Standart Model'in lepton kısmına bir iso-singlet yüklü lepton çifti eklenir ve şu hale dönüşür;

$$\left(\begin{array}{c} e_L \\ \nu_{eL} \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \mu_L \\ \nu_{\mu L} \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \tau_L \\ \nu_{\tau L} \end{array} \right), e_R, \nu_{eR}, \mu_R, \nu_{\mu R}, \tau_R, \nu_{\tau R}, E_L, E_R$$

Yukarı kuarkların sağ elli bileşenlerinin (lepton-kuark simetrisine göre) karşılıkları olduğundan, sağ-elli nötrinoların SM'ye dahil edilmesi gerektiğini vurgulayalım. Nötrino salınımlarının gözlenmesi bu ifadeyi doğrular.

τ -leptonun kütesi, yüklü lepton kütle matrisinin aşağıdaki modifikasyonu ile üretilir:

$$\begin{array}{ccccc} & e_R & \mu_R & \tau_R & E_R \\ e_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\ \mu_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\ \tau_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\ E_L & (1 - \beta_\tau)M & (1 - \beta_\tau)M & (1 - \beta_\tau)M & M \end{array} \quad (2.16)$$

Bu durumda sayısal hesaplamalar için $\alpha_\tau = \beta_\tau \ll 1$ varsayılmıştır. Elektron ve müon kütesiz iken α_τ ve m_E için aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$\alpha_\tau = \frac{(m_t + M)m_\tau}{2m_t M} \quad (2.17)$$

$$m_E \approx M + m_t - m_\tau \quad (2.18)$$

yani $M = 1 \text{ TeV}$ için $\alpha_\tau \approx 6.02 \times 10^{-3}$ ve $m_E \approx 1171 \text{ GeV}$ 'dir.

Müon kütlelerinin elde edilmesi için (2.16)'e aşağıdaki modifikasyon ele alınır:

$$\begin{array}{ccccc}
& e_R & \mu_R & \tau_R & E_R \\
e_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\
\mu_L & a\eta & a\eta & a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\
\tau_L & a\eta & a\eta & (1 + \alpha_\mu)a\eta & (1 - \alpha_\tau)a\eta \\
E_L & (1 - \beta_\tau)M & (1 - \beta_\tau)M & (1 - \beta_\tau)M & M
\end{array}$$

Eğer $M = 2000$ GeV, $\alpha_\tau = \beta_\tau = 5.58 \times 10^{-3}$ ve $\alpha_\mu = 2.73 \times 10^{-4}$ alınırsa bu matristen $m_E = 2171$ GeV, $m_\tau = 1.777$ GeV, $m_\mu = 104.7$ MeV ve $m_e = 0$ değerleri elde edilir.

SM nötrinoları için sıfır olan kütleler, iso-singlet vektör benzeri ağır nötr lepton N_L ve N_R 'nin tanıtılmasıyla sağlanabilir. İlgili kütle matrisi:

$$\begin{array}{ccccc}
& \nu_{eR} & \nu_{\mu R} & \nu_{\tau R} & N_R \\
\nu_{eL} & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\
\nu_{\mu L} & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\
\nu_{\tau L} & a\eta & a\eta & a\eta & a\eta \\
N_L & M & M & M & M
\end{array}$$

biçimindedir. Bu matrisin köşegenleştirilmesi $m(\nu_e) = m(\nu_\mu) = m(\nu_\tau) = 0$ ve $m_N = M + m_\tau$ sonucunu verir.

Iso-doublet durumunda kütle matrisleri transpoz olanlarıyla yer değiştirmelidir. Elde edilen lepton kütle değerlerinde bir değişim olmayacaktır.

2.1.6 E₆ ve Iso-Doublet VBL

E₆ BBK tarafından öngörülen modelin birinci aile fermiyon kısmı şu $SU_c(3) \times SU_w(2) \times U_Y(1)$ yapısını oluşturur:

$$\left(\begin{array}{c} u_L \\ d_L \end{array} \right), u_R, d_R, D_L, D_R, \left(\begin{array}{c} \nu_{eL} \\ e_L \end{array} \right), \nu_{eR}, e_R, \left(\begin{array}{c} N_{eL} \\ E_L \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} N_{eR} \\ E_R \end{array} \right), \mathcal{N}_e$$

İkinci ve üçüncü aile fermiyonları için benzer bir durum söz konusudur. Bu nedenle, SM'in kuark sektörü, üç yeni iso-singlet aşağı tip kuarkın eklenmesiyle genişletilir. Lepton sektöründe ise, üç yeni yüklü lepton, üç yeni nötr Dirac leptonu ve üç nötr Majorana leptonu eklenir. Bundan sonra, yeni leptonların ilgili SM karşılıklarına bozunacağı anlamına gelen, aileler arası karışımların baskın olduğu varsayılmaktadır.

BHÇ'de E₆ iso-singlet kuarkların aranması on beş yıl önce [51-55] önerildi.

2.2 Etkileşme Lagranjyeni

Birinci SM ailesi leptonlarının ve bağlantılı vektör benzeri leptonların Ara Vektör Bozonları ile etkileşme lagranjyenleri aşağıda verilmiştir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{SM} = & eA_\mu \bar{E} \gamma^\mu E - \frac{g}{2\sqrt{2}} [W_\mu^- \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + W_\mu^+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e] \\ & - \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\frac{1}{2} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + \bar{e} \gamma^\mu (-\frac{1}{2} + 2s_W^2 + \frac{1}{2} \gamma^5) e] \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\mathcal{L}_{int}^{isosinglet} = eA_\mu \bar{E} \gamma^\mu E - \frac{2gs_W^2}{2c_W} Z_\mu \bar{E} \gamma^\mu E \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{isodoublet} = & eA_\mu \bar{E} \gamma^\mu E - \frac{g}{\sqrt{2}} [W_\mu^- \bar{E} \gamma^\mu N + W_\mu^+ \bar{N} \gamma^\mu E] \\ & - \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{N} \gamma^\mu N + \bar{E} \gamma^\mu (-1 + 2s_W^2) E] \end{aligned} \quad (2.21)$$

Sol-elli fermiyonların n-plet, sağ-ellilerin ise m-plet oluşturduğu en genel durum [56]'da irdelenmiştir.

(2.19)-(2.21) denklemlerinde SM ve yeni leptonların karışımları ihmal edilmiştir. Karışımları dahil etmek için bu denklemlerdeki leptonları e_0, ν_0, N_0, E_0 ile gösterilmelidir. Bunların kütle öz durumları ile bağlantıları aşağıdaki ifadelerde verilmiştir:

$$\begin{aligned} e_L^0 &= c_L^E e_L + s_L^E E_L, & e_R^0 &= c_R^E e_R + s_R^E E_R \\ E_L^0 &= -s_L^E e_L + c_L^E E_L, & E_R^0 &= -s_R^E e_R + c_R^E E_R \\ \nu_L^0 &= c_L^N \nu_L + s_L^N N_L, & \nu_R^0 &= c_R^N \nu_R + s_R^N N_R \\ N_L^0 &= -s_L^N \nu_L + c_L^N N_L, & N_R^0 &= -s_R^N \nu_R + c_R^N N_R \end{aligned}$$

Karışım dahil edilmiş lagranjyenler iso-singlet durumu için a)'da ve iso-doublet durumu için b)'de aşağıda verilmiştir. $\gamma^\pm = \gamma^\mu (1 \pm \gamma^5)$ alınmıştır.

a) Iso-Singlet

$$\mathcal{L}_{isosinglet}^A = eA_\mu \bar{e} \gamma^\mu e + eA_\mu \bar{E} \gamma^\mu E$$

$$\mathcal{L}_{isosinglet}^W = -\frac{g}{2\sqrt{2}} [W_\mu^- (c_L^E c_L^N \bar{e} \gamma^- \nu + c_L^E s_L^N \bar{e} \gamma^- N + s_L^E c_L^N \bar{E} \gamma^- \nu + s_L^E s_L^N \bar{E} \gamma^- N) \\ + W_\mu^+ (c_L^E c_L^N \bar{\nu} \gamma^- e + c_L^E s_L^N \bar{N} \gamma^- e + s_L^E c_L^N \bar{\nu} \gamma^- E + s_L^E s_L^N \bar{N} \gamma^- E)]$$

$$\mathcal{L}_{isosinglet}^Z = -\frac{g}{4c_w} Z_\mu [(-c_L^E c_L^E + 2s_w^2) \bar{e} \gamma^- e - c_L^E s_L^E \bar{e} \gamma^- E - c_L^E s_L^E \bar{E} \gamma^- e \\ + (-s_L^E s_L^E + 2s_w^2) \bar{E} \gamma^- E + 2s_w^2 \bar{e} \gamma^+ e + 2s_w^2 \bar{E} \gamma^+ E + c_L^N c_L^N \bar{\nu} \gamma^- \nu \\ + c_L^N s_L^N \bar{\nu} \gamma^- N + s_L^N c_L^N \bar{N} \gamma^- \nu + s_L^N s_L^N \bar{N} \gamma^- N]$$

$$\mathcal{L}_{isosinglet}^H = \frac{1}{\eta} c_L^E c_L^E m_e \bar{e} e H + \frac{1}{2\eta} c_L^E s_L^E \bar{e} [(1 - \gamma^5) m_e + (1 + \gamma^5) m_E] E H \\ + \frac{1}{2\eta} c_L^E s_L^E \bar{E} [(1 - \gamma^5) m_E + (1 + \gamma^5) m_e] e H + \frac{1}{\eta} s_L^E s_L^E m_E \bar{E} E H \\ + \frac{1}{\eta} c_L^N c_L^N m_\nu \bar{\nu} \nu H + \frac{1}{2\eta} c_L^N s_L^N \bar{\nu} [(1 - \gamma^5) m_\nu + (1 + \gamma^5) m_N] N H \\ + \frac{1}{2\eta} c_L^N s_L^N \bar{N} [(1 - \gamma^5) m_N + (1 + \gamma^5) m_\nu] \nu H + \frac{1}{\eta} s_L^N s_L^N m_N \bar{N} N H$$

b) Iso-Doublet

$$\mathcal{L}_{isodoublet}^A = e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e + e A_\mu \bar{E} \gamma^\mu E$$

$$\mathcal{L}_{isodoublet}^W = -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^- ((c_L^E c_L^N + s_L^E s_L^N) \bar{e} \gamma^- \nu + (c_L^E s_L^N - c_L^N s_L^E) \bar{e} \gamma^- N \\ + (c_L^N s_L^E - c_L^E s_L^N) \bar{E} \gamma^- \nu + (s_L^E s_L^N + c_L^E c_L^N) \bar{E} \gamma^- N + s_R^E s_R^N \bar{e} \gamma^+ \nu \\ - c_R^N s_R^E \bar{e} \gamma^+ N - c_R^E s_R^N \bar{E} \gamma^+ \nu + c_R^E c_R^N \bar{E} \gamma^+ N) \\ - \frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ ((c_L^E c_L^N + s_L^E s_L^N) \bar{\nu} \gamma^- e + (c_L^N s_L^E - c_L^E s_L^N) \bar{\nu} \gamma^- E \\ + (c_L^E s_L^N - c_L^N s_L^E) \bar{N} \gamma^- e + (c_L^E c_L^N + s_L^E s_L^N) \bar{N} \gamma^- E + s_R^N s_R^E \bar{\nu} \gamma^+ e \\ - c_R^E s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ E - c_R^N s_R^E \bar{N} \gamma^+ e + c_R^N c_R^E \bar{N} \gamma^+ E)$$

$$\mathcal{L}_{isodoublet}^Z = -\frac{g}{4c_w} Z_\mu [(-1 + 2s_w^2) \bar{e} \gamma^- e + (-1 + 2s_w^2) \bar{E} \gamma^- E \\ + (-s_R^E s_R^E + 2s_w^2) \bar{e} \gamma^+ e + c_R^E s_R^E \bar{e} \gamma^+ E + c_R^E s_R^E \bar{E} \gamma^+ e \\ + (-c_R^E c_R^E + 2s_w^2) \bar{E} \gamma^+ E + \bar{\nu} \gamma^- \nu + \bar{N} \gamma^- N + s_R^N s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ \nu \\ - c_R^N s_R^N \bar{\nu} \gamma^+ N - c_R^N s_R^N \bar{N} \gamma^+ \nu + c_R^N c_R^N \bar{N} \gamma^+ N]$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{isodoublet}^H &= \frac{1}{\eta} c_R^E c_R^E m_e \bar{e} e H + \frac{1}{2\eta} c_R^E s_R^E \bar{e} [(1 - \gamma^5) m_E + (1 + \gamma^5) m_e] E H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_R^E s_R^E \bar{E} [(1 - \gamma^5) m_e + (1 + \gamma^5) m_E] e H + \frac{1}{\eta} s_R^E s_R^E m_E \bar{E} E H \\
&+ \frac{1}{\eta} c_R^N c_R^N m_\nu \bar{\nu} \nu H + \frac{1}{2\eta} c_R^N s_R^N \bar{\nu} [(1 - \gamma^5) m_N + (1 + \gamma^5) m_\nu] N H \\
&+ \frac{1}{2\eta} c_R^N s_R^N \bar{N} [(1 - \gamma^5) m_\nu + (1 + \gamma^5) m_N] \nu H + \frac{1}{\eta} s_R^N s_R^N m_N \bar{N} N H
\end{aligned}$$

2.3 Vektör Benzeri Leptonların Bozunumları

VBL'lerin bozunum desenleri, yüklü ve nötr VBL'ler arası karışım açıları ve kütle ilişkisine bağlıdır. Bu bölümde olası farklı bozunum durumları incelenmiştir. Bozunum genişlikleri lagranjiyenlerin ilgili terimleri kullanılarak hesaplanmıştır.

2.3.1 En hafif nötr VBL N ise

Eğer N en hafif vektör benzeri lepton ise, sadece birinci SM ailesi leptonları ile olan karışımlar sayesinde bozunur: $N \rightarrow W^+ e$, $N \rightarrow Z \nu$, $N \rightarrow H \nu$. Bu bölümde $a_N = g^2 M_N^2 / 2m_W^2$ ve $r_X^N = M_X^2 / M_N^2$ ($X = W, Z, H$) notasyonu kullanılmıştır.

a) Iso-singlet Durumu

Bu durum için bozunum genişlikleri aşağıda verilmiştir:

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ e) = \frac{M_N}{32\pi} a_N (c_L^E)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_W^N)^2 (1 + 2r_W^N) \quad (2.22)$$

$$\Gamma(N \rightarrow Z \nu) = \frac{M_N}{64\pi} a_N (c_L^N)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_Z^N)^2 (1 + 2r_Z^N) \quad (2.23)$$

$$\Gamma(N \rightarrow H \nu) = \frac{M_N}{64\pi} a_N (c_L^N)^2 (s_L^N)^2 (1 - r_H^N)^2 \quad (2.24)$$

$M_N \gg m_{W,Z}$ için dallanma oranları $BR(N \rightarrow W^+ e) = 0.5$ ve $BR(N \rightarrow Z \nu) = BR(N \rightarrow H \nu) = 0.25$ olur.

b) Iso-doublet Durumu

Iso-doublet N bozunumları için ilgili formüller aşağıdaki şekildedir:

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ e) = \frac{M_N}{32\pi} a_N [(c_L^N s_L^E - c_L^E s_L^N)^2 + (c_R^N)^2 (s_R^E)^2] (1 - r_W^N)^2 (1 + 2r_W^N) \quad (2.25)$$

$$\Gamma(N \rightarrow Z\nu) = \frac{M_N}{64\pi} a_N (c_R^N)^2 (s_R^N)^2 (1 - r_Z^N)^2 (1 + 2r_Z^N) \quad (2.26)$$

$$\Gamma(N \rightarrow H\nu) = \frac{M_N}{64\pi} a_N (c_R^N)^2 (s_R^N)^2 (1 - r_H^N)^2 \quad (2.27)$$

$M_N \gg m_{W,Z}$ durumunda eğer $s_L^E = s_L^N$ ve $s_R^E = s_R^N$ olursa dallanma oranları $BR(N \rightarrow W^- e) = 0.5$ ve $BR(N \rightarrow Z\nu) = BR(N \rightarrow H\nu) = 0.25$ olur.

2.3.2 En hafif yüklü VBL E ise

Eğer E en hafif yüklü vektör benzeri lepton ise, yalnızca birinci SM ailesi ile olan karışımları vasıtasıyla bozunur: $E^- \rightarrow W^- \nu$, $E^- \rightarrow Z e^-$ ve $E^- \rightarrow H e^-$. Burada $a_E = g^2 M_E^2 / 2m_W^2$ ve $r_X^E = M_X^2 / M_E^2$ ($X = W, Z, H$) gösterimi kullanılmıştır.

a) Iso-singlet Durumu

Bu durum için hesaplanmış bozunum genişlikleri aşağıda verilmiştir:

$$\Gamma(E^- \rightarrow W^- \nu) = \frac{M_E}{32\pi} a_E (c_L^N)^2 (s_L^E)^2 (1 - r_W^E)^2 (1 + 2r_W^E) \quad (2.28)$$

$$\Gamma(E^- \rightarrow Z e^-) = \frac{M_E}{64\pi} a_E (c_L^E)^2 (s_L^E)^2 (1 - r_Z^E)^2 (1 + 2r_Z^E) \quad (2.29)$$

$$\Gamma(E^- \rightarrow H e^-) = \frac{M_E}{64\pi} a_E (c_L^E)^2 (s_L^E)^2 (1 - r_H^E)^2 \quad (2.30)$$

$M_E \gg m_{W,Z}$ için dallanma oranları $BR(E^- \rightarrow W^- \nu) = 0.5$ ve $BR(E^- \rightarrow Z e^-) = BR(E^- \rightarrow H e^-) = 0.25$ olur.

b) Iso-doublet Durumu

Iso-doublet E için bozunum genişliği formülleri aşağıda verilmiştir:

$$\Gamma(E^- \rightarrow W^- \nu) = \frac{M_E}{32\pi} a_E [(c_L^N s_L^E - c_L^E s_L^N)^2 + (c_R^E)^2 (s_R^N)^2] (1 - r_W^E)^2 (1 + \dots 2r_W^E) \quad (2.31)$$

$$\Gamma(E^- \rightarrow Z e^-) = \frac{M_E}{64\pi} a_E (c_R^E)^2 (s_R^E)^2 (1 - r_Z^E)^2 (1 + 2r_Z^E) \quad (2.32)$$

$$\Gamma(E^- \rightarrow H e^-) = \frac{M_E}{64\pi} a_E (c_R^E)^2 (s_R^E)^2 (1 - r_H^E)^2 \quad (2.33)$$

$M_E \gg m_{W,Z}$ durumunda eğer $s_L^E = s_L^N$ ve $s_R^E = s_R^N$ olursa dallanma oranları $BR(E^- \rightarrow W^- \nu) = 0.5$ ve $BR(E^- \rightarrow Z e^-) = BR(E^- \rightarrow H e^-) = 0.25$ olur.

2.3.3 Iso-doublet: Eşit kütleler

Eğer sadece tek vektör benzeri doublet varsa bu durum doğal kabul edilebilir. Aslında, E_6 modelinde olduğu gibi her ailenin kendi vektör benzeri eşlerinin olması daha doğaldır. Tek vektör benzeri dublet durumunda bile, SM leptonları kütle kazandıklarında yüklü ve nötr yeni leptonların kütleleri birbirinden farklı olacaktır. Eğer $M_E = M_N$ ise 2.3.1 ve 2.3.2'deki formüller geçerlidir.

Üçüncü SM ailesinin vektör benzeri eşlerinin üretimi [57,58]'de ele alınmıştır. Denklem (2.22)-(2.24) ve denklem (2.25)-(2.27)'de verilen formüller ile [57]'daki VBL bozunum genişliği formüllerinin karşılaştırması aşağıda yer almaktadır.

a) Iso-singlet durumunda

[57]'da nötr iso-singlet leptonların bozunumları dahil edilmemiştir. Bu da (2.22)-(2.24) denklemlerinde $s_L^N = 0$ 'a karşılık gelmektedir. Büyük olasılıkla, [57]'nin yazarları, nötrinoların sağ-elli bileşenlerin olmadığını varsaymıştır (bu nedenle, iso-singlet nötr vektör benzeri leptonlar mevcut değildir). Ancak, üst kuarkların sağ-elli bileşenlerinin olması ve nötrino salınımlarının gözlenmesi nedeniyle sağ-elli nötrinolar SM'e dahil edilmelidir.

Yüklü VBL'ler ele alındığında e ile τ , E ile τ' , N ile ν ' değişimi yapıp $\epsilon = \frac{g}{\sqrt{2} M_W} (s_L^E)$ alınır (2.28)-(2.30) denklemleri [57]'daki karşılıkları ile örtüşmektedir.

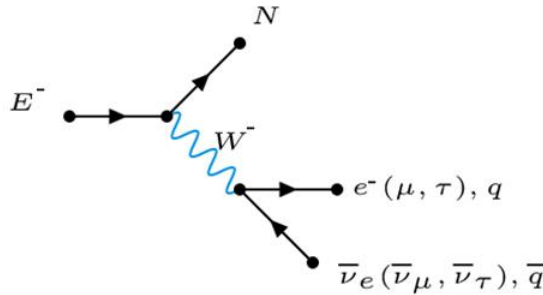
b) Iso-doublet durumunda

Eğer $s_R^N = 0$ olursa (2.25)-(2.27) denklemleri, nötr akım bozunumları için sıfır bozunum genişliğinin bulunduğu [57]'daki ilgili denklemlerle örtüşmektedir. Yüklü akım bozunumlarının örtüşmesi için $s_L^N = 0$ eklenmelidir.

Yüklü VBL bozunumlarında eğer $s_L^E = s_L^N = s_R^N = 0$ ise W kanalı ile bozunum sıfır olur. Ancak, üç karışım için de sıfır varsayımı doğal değildir. Eğer $\epsilon = \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{M_E}{M_W} (s_R^E)$ olursa Z ve H'a bozunum denklemleri [57] ile örtüşür.

2.3.4 Daha ağır yüklü lepton

Bu durumda yeni bozunum kanalları eklenir. Yani, eğer $M_E > M_N + m_W$ ise $E^- \rightarrow W^- N$ ve $M_N < M_E < M_N + m_W$ ise Şekil 2.1 gerçekleşir:



Şekil 2.1 : Daha ağır yüklü lepton bozunumunun Feynman diyagramı.

Bozunum genişlikleri $(s_L^N s_L^E)^2$ ile orantılı olduğundan iso-singlet durumda bu kanallar ihmal edilebilir. Iso-doublet durum ele alındığında eğer $M_E > M_N + m_W$ ise bastırılmamış bozunum kanalı $E^- \rightarrow W^- N$ baskın olur ve ilgili bozunum genişliği şu şekilde verilir:

$$\Gamma(E^- \rightarrow W^- N) = \frac{M_E}{32\pi} a_E [(1 - r_N^E - r_W^E)^2 - 4r_N^E r_W^E]^{1/2} [(1 - r_N^E)^2 + (1 + \dots r_N^E - 6\sqrt{r_N^E}) r_W^E - 2(r_W^E)^2] \quad (2.34)$$

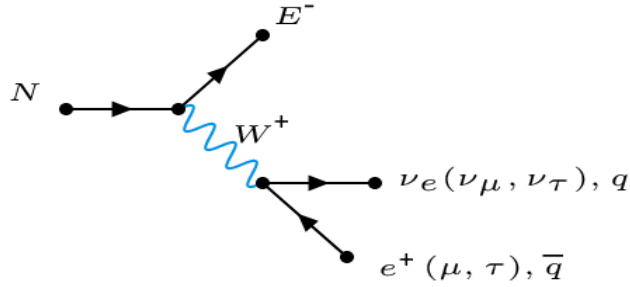
burada karışım açılarının kareleri ile orantılı terimler ihmal edilmiştir. Eğer $M_N < M_E < M_N + m_W$ olursa durum daha karmaşık hale gelir ve ayrıca ele alınması gerekir. Burada incelenen durumda N en hafif VBL olduğu için, bozunumları denklem (2.22)-(2.27)'deki gibi olacaktır.

Eğer $6\sqrt{r_N^E}$ terimi dışlanırsa denklem (2.34) dördüncü kiral ailenin (SM4) yüklü leptonunun bozunum genişliğine dönüşür. Bu terim yüklü VBL'nin bozunum

genişliğini ciddi şekilde azaltır. Örneğin, N ve E kütleleri sırasıyla 500 ve 600 GeV alınır, bozunum genişlikleri VBL durumunda 0.42 GeV, SM4 durumunda 1.50 GeV olacaktır.

2.3.5 Daha ağır nötr lepton

2.3.4'e benzer şekilde yeni bozunum kanalları eklenir: $M_N > M_E + m_W$ ise $N \rightarrow W^+ E^-$ ve $M_E < M_N < M_E + m_W$ ise Şekil 2.2 gerçekleşir:



Şekil 2.2 : Daha ağır nötr leptonun bozunumunun Feynman diyagramı.

Iso-singlet durumda bu kanalların bozunum genişliklerinin $(s_L^N s_L^E)^2$ ile orantılı olması nedeniyle ihmal edilebilir. Iso-doublet durumda $M_N > M_E + m_W$ ise bastırılmamış $N \rightarrow W^+ E^-$ bozunum modu baskın olur ve ilgili bozunum genişliği aşağıdaki gibi olur:

$$\Gamma(N \rightarrow W^+ E^-) = \frac{M_N}{32\pi} a_N [(1 - r_E^N - r_W^N)^2 - 4r_E^N r_W^N]^{1/2} [(1 - r_E^N)^2 + \dots (1 + r_E^N - 6\sqrt{r_E^N}) r_W^N - 2(r_W^N)^2] \quad (2.35)$$

burada karışım açılarının karesi ile orantılı terimler ihmal edilmiştir.

$M_E < M_N < M_E + m_W$ için durum daha karmaşık hale gelmektedir ve ayrıca incelenmelidir. Burada bakılan durumda E en hafif VBL olduğu için bozunumları denklem (2.28)-(2.33)'deki gibi olacaktır.

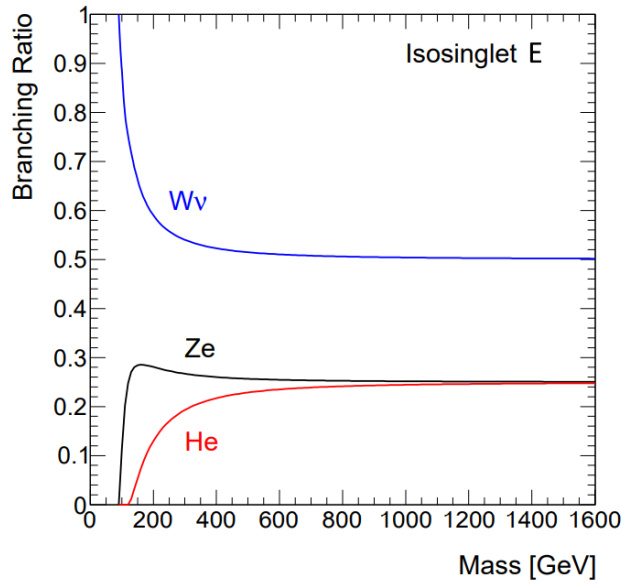
$6\sqrt{r_E^N}$ terimi dışlandığında denklem (2.35), SM4 nötr leptonun bozunum genişliğine dönüşür. Bu terim aslında nötr VBL'lerin bozunum genişliğini düşürür. Örneğin N ve E kütleleri sırasıyla 600 ve 500 GeV alındığında bozunum genişlikleri VBL durumunda 0.42 GeV, SM4 durumunda 1.50 GeV olacaktır.

2.3.6 Uzun ömürlü VBL'ler

Eğer karışım açıları çok küçük olursa en hafif VBL'ler algıç içerisinde bozunabilir (hatta algıçı terkedebilir). Örneğin, $M_N = 500$ GeV ve $s_L^N = 2 \times 10^{-8}$ ise ilgili yol uzunluğu (path length) yaklaşık olarak 3 m'dir. Nötr VBL'ler algıçı terkederse kaybedilirler, buna karşılık yüklü VBL'ler algıçta hala görülecektir.

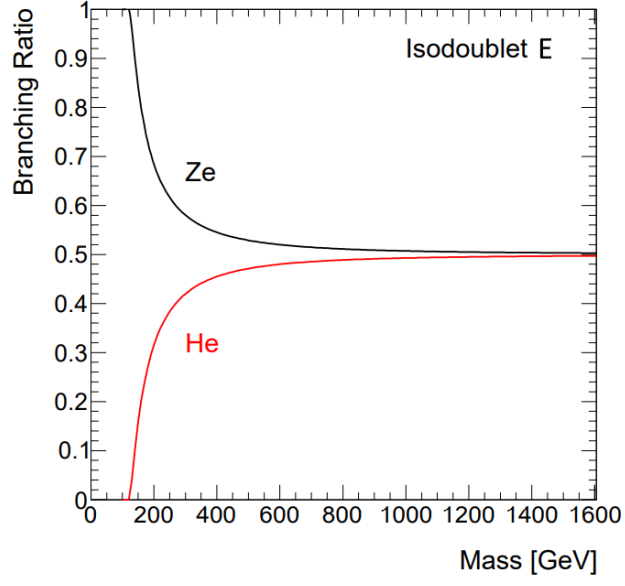
Yarı-kararlı yüklü VBL'ler müon-katalizörlü füzyona [59] benzer şekilde VBL-katalizörlü füzyonun gerçekleştirilmesine imkan sağlayabilir. Bu imkan, pek olası gözükme de, daha detaylı araştırılmalıdır. Buna benzer bir durum çift yüklü skaler parçacık katalizörlü nükleer füzyon için yakın zamanda yapılmış bir çalışmada ele alınmıştır [60].

Yüklü iso-singlet VBL'lerin bozunum dallanma oranları Şekil 2.3'te gösterilmiştir. Burada $m_E \leq m_N$ durumu ele alınmış ve denklem (2.28)-(2.30) formülleri kullanılmıştır.



Şekil 2.3 : Iso-singlet yüklü leptonun bozunumu için dallanma oranları.

Yüklü iso-doublet VBL'ler için durum daha karmaşıktır. Örneğin, $s_L^E = s_L^N = s_R^N = 0$ olduğunda $BR(E \rightarrow W\nu)$ sıfırlanır ve $m_E \leq m_N$ durumunda denklem (2.31)-(2.33)'deki formüllere göre Şekil 2.4 elde edilir.



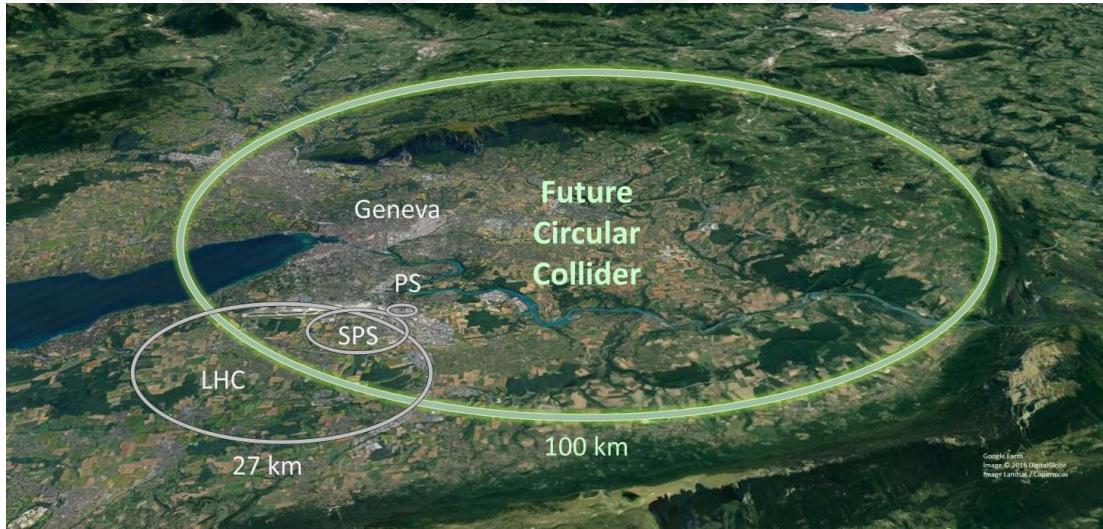
Şekil 2.4 : Iso-doublet yüklü leptonun bozunumu için dallanma oranları.

Eğer $s_R^E = 0$ ise Ze ve He bozunumları sıfırlanır ve $BR(E \rightarrow W\nu) = 1$ olur.



3. GELECEK DAİRESEL ÇARPIŞTIRICI (FCC)

Avrupa Parçacık Fiziği Stratejisi'nin (EPPSU) 2013 güncellemesine yanıt olarak, CERN'in ev sahipliğinde dünya çapında bir uluslararası işbirliği olarak Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı (FCC) çalışması başlatıldı. FCC projesi, bir enerji ön cephesi hadron çarpıştırıcısını (FCC-hh), en yüksek ışınlıklı yüksek enerjili bir lepton çarpıştırıcısını (FCC-ee), ilgili 100 km'lik tünel altyapısını (Resim 3.1), bu iki çarpıştırıcının fizik imkanlarını ve FCC-hh teknolojisine dayalı bir yüksek enerjili BHÇ'yi (HE-LHC) [61] kapsıyordu.



Resim 3.1 : Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı ile BHÇ şeması.

FCC-hh için fizikteki keşif imkanları, hızlandırıcı tasarımı, performans erişimi, aşamalı hareket planı, altında yatan teknolojileri, inşaat mühendisliğini ve teknik altyapıyı tartışan ve olası bir uygulama taslağının yer aldığı belge [62]'de verilmiştir. BHÇ, yüksek ışınlıklı BHÇ (HL-LHC) [63], yeni teknolojiler ve yeni yaklaşımlar içeren bileşenleri bir araya getiren FCC-hh tasarımı, enerji ön cephesini önemli ölçüde 100 TeV'e genişletmeyi hedefliyor. Eşi görülmemiş kütle merkezi çarpışma enerjisi, FCC-hh'yi, yeni fiziğe ve keşiflere karşı doğrudan büyük hassasiyet sunarak, Standart Model Ötesi Fiziği (BSM) keşfetmek için benzersiz bir araç haline gelecektir. Bu tezde

HL-LHC, HE-LHC ve FCC-pp çarpıştırıcılarının kütle merkezi enerjileri ve çalışmaları sürece elde edilecek toplanmış ışınlık değerleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1 : Çarpıştırıcı Parametreleri.

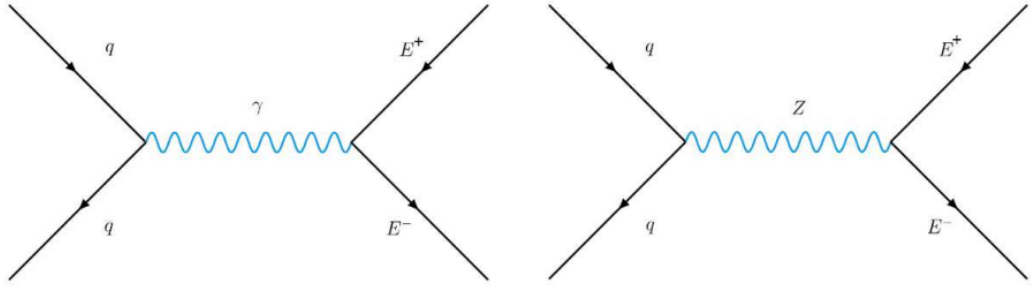
Çarpıştırıcı	Kütle Merkezi Enerjisi [TeV]	Toplanmış Işınlık [ab^{-1}]
HL-LHC	14	3
HE-LHC	27	10
FCC	100	20

4. VBL'LERİN pp ÇARPIŞTIRICILARINDA ÜRETİMİ

Bu bölümde VBL'lerin HL-LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}_{int} = 3 \text{ ab}^{-1}$), HE-LHC ($\sqrt{s} = 27 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ ab}^{-1}$) ve FCC ($\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$, $\mathcal{L}_{int} = 20 \text{ ab}^{-1}$) proton-proton çarpıştırıcılarında çift ve tek üretim tesir kesitleri Bölüm 2.2'de elde edilen lagranjiyenler CompHEP olay üreticisine [64,65] eklenerek hesaplanmıştır.

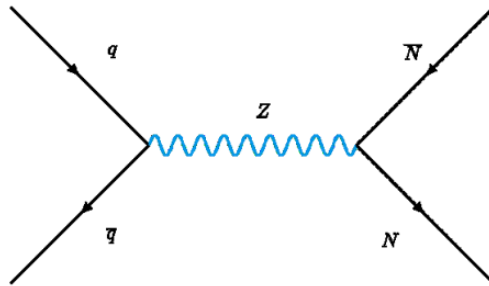
4.1 Çift Üretim

Proton çarpıştırıcılarında yüklü iso-singlet ve iso-doublet leptonlar Şekil 4.1'deki Feynman diyagramları aracılığıyla çift üretilirler:



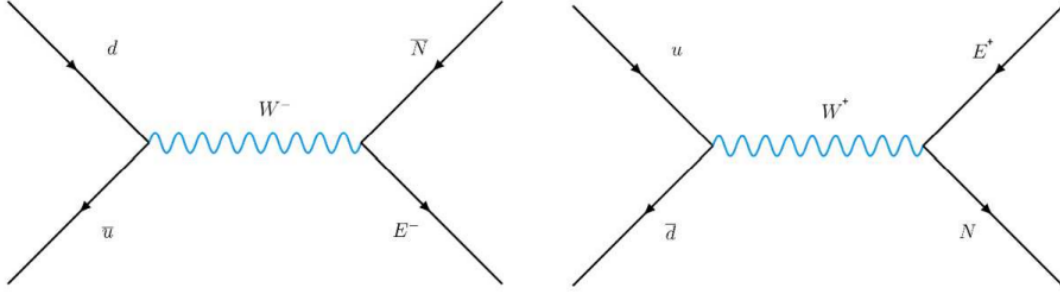
Şekil 4.1 : Yüklü VBL'lerin çift üretim Feynman diyagramı.

Nötr VBL'ler için ise, isosinglet durumda çift üretim $(s_{L,R}^N)^4$ faktörü tarafından güçlü bir şekilde bastırılmıştır. Iso-doublet durumda Feynman diyagramı Şekil 4.2'de verilmiştir:



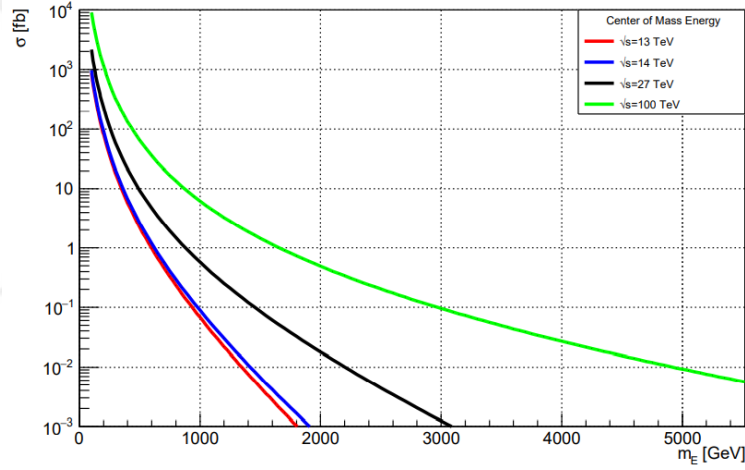
Şekil 4.2 : Nötr VBL'lerin çift üretim Feynman diyagramı.

Iso-doublet durumda ayrıca yüklü ve nötr VBL'lerin bu diyagramlar aracılığıyla ortak üretimi, Şekil 4.3'deki Feynman diyagramları söz konusudur:

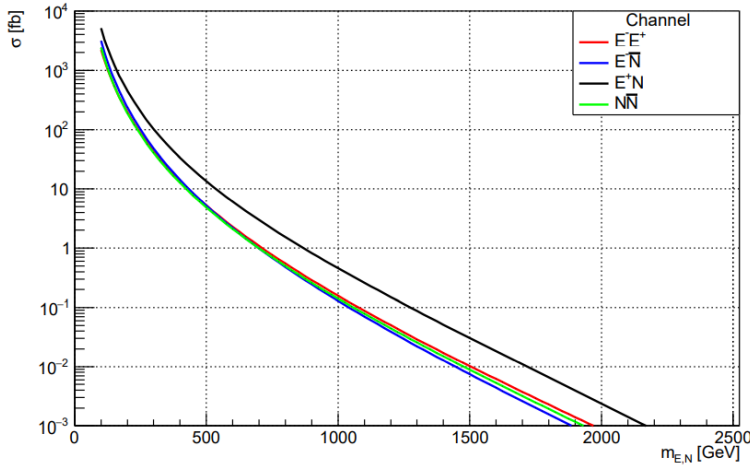


Şekil 4.3 : Yüklü ve nötr VBL'lerin ortak üretim Feynman diyagramları.

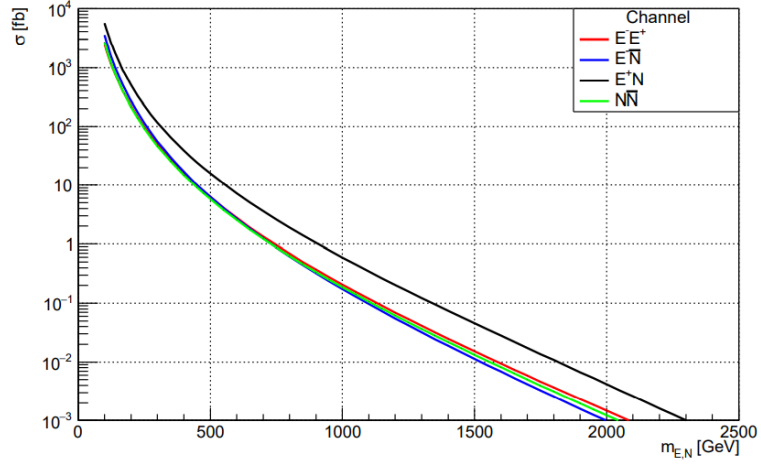
VBL'lerin LHC, HL-LHC, HE-LHC ve FCC'de çift üretim tesir kesitleri sırasıyla iso-singlet için Şekil 4.4'te, iso-doublet için Şekil 4.5-4.8'de gösterilmiştir:



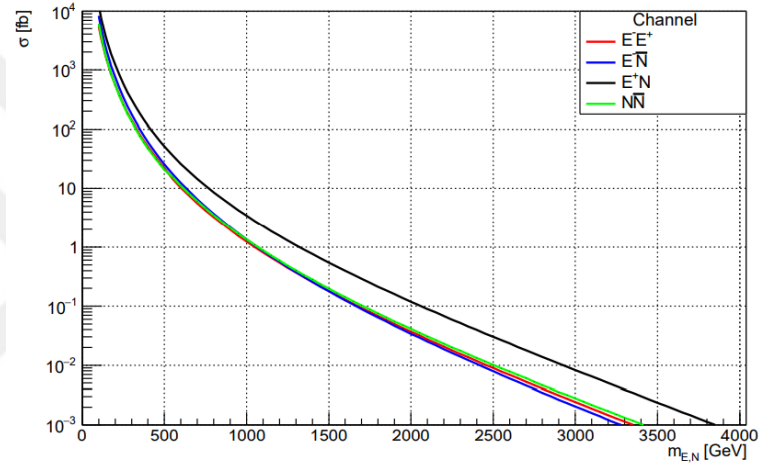
Şekil 4.4 : Iso-singlet yüklü VBL çift oluşum tesir kesitleri.



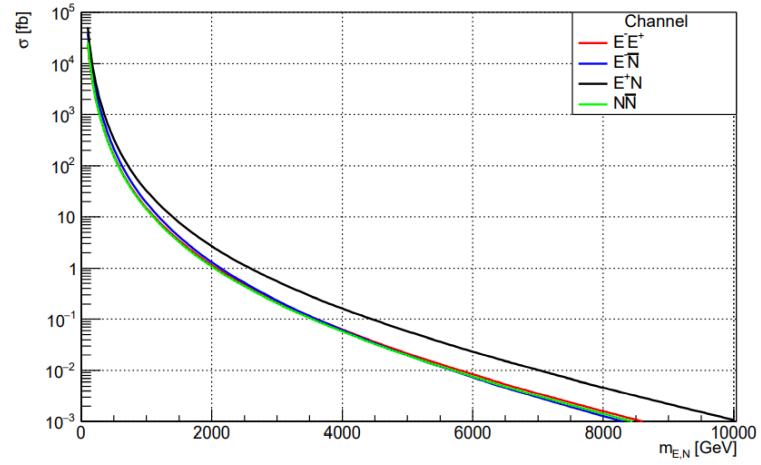
Şekil 4.5 : $\sqrt{s} = 13$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.6 : $\sqrt{s} = 14$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.7 : $\sqrt{s} = 27$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.8 : $\sqrt{s} = 100$ TeV için VBL çift üretim tesir kesitleri.

$M_E = M_N = 500$ GeV durumunda çift üretim için olay sayıları Çizelge 4.1 'de verilmiştir [66].

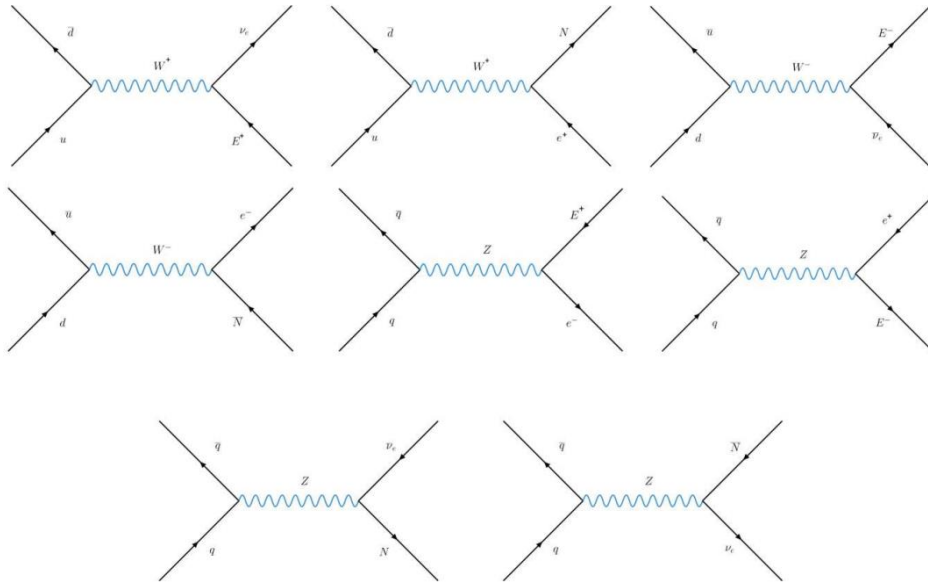
Çizelge 4.1 : $m_{E,N} = 500$ GeV’de VBL çift üretim için sinyal olay sayıları.

	E^+E^-		$N\bar{N}$	E^+N	$E^-\bar{N}$
	Iso-singlet	Iso-doublet	Iso-doublet	Iso-doublet	Iso-doublet
HL-LHC	9100	21500	19900	54400	21800
HE-LHC	97300	231000	217000	532000	267000
FCC	1110000	2710000	2600000	5710000	3710000

Iso-singlet durumunda $N\bar{N}$ çift üretimi $(s_L^N)^4$ ile orantılı olduğundan ihmal edilebilir düzeydedir. Benzer durum E^+N ve $E^-\bar{N}$ için de geçerlidir.

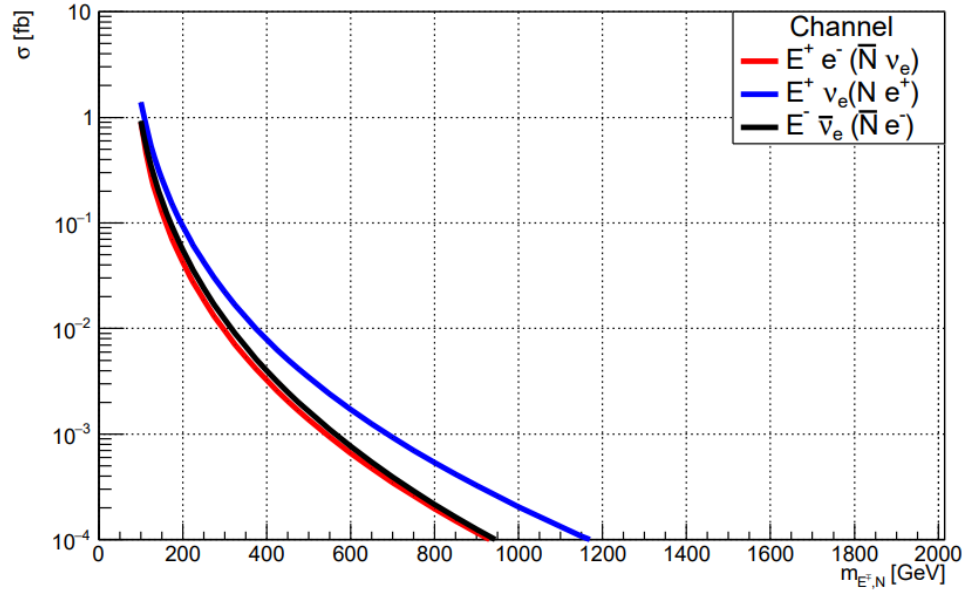
4.2 Tek Üretim

VBL’lerin proton çarpıştırıcılarındaki tek üretimi için Feynman diyagramları Şekil 4.9’da verilmiştir:

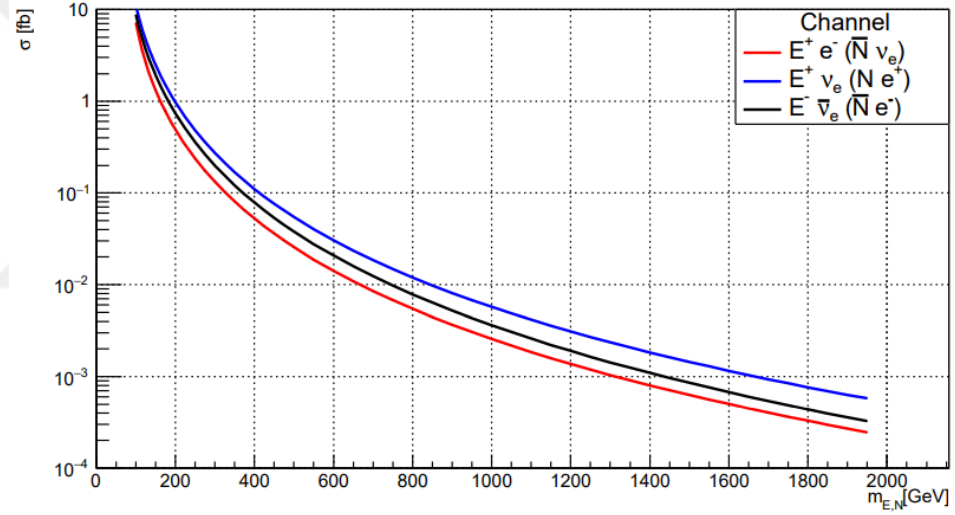


Şekil 4.9 : Proton çarpıştırıcılarında VBL tek üretim Feynman diyagramları.

LHC ve FCC’de VBL’lerin tek üretim tesir kesitleri sırasıyla Şekil 4.10 ve 4.11’de gösterilmiştir.



Şekil 4.10 : BHC’de VBL tek üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.11 : FCC’de VBL tek üretim tesir kesitleri.

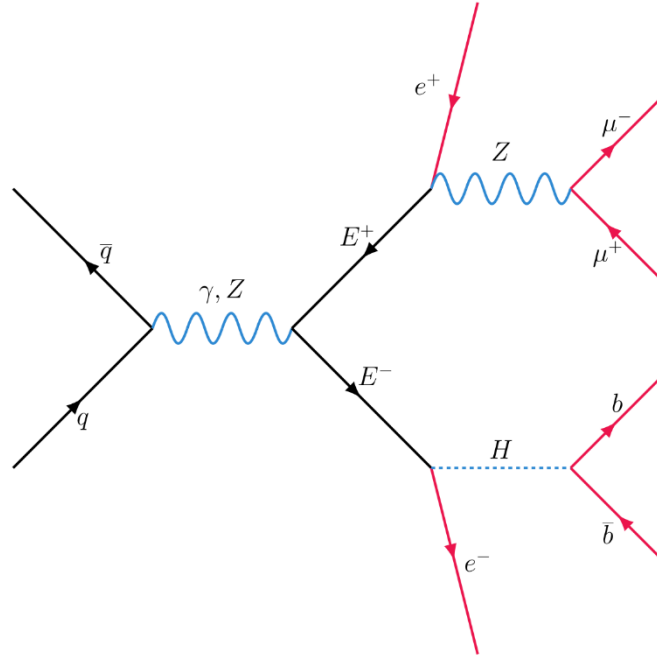
Karışım açıları için eşit değerler varsayıldığından iso-singlet ve iso-doublet VBL tesir kesitleri eşittir. Üretim tesir kesitleri $(s_L^E)^2$, $(s_L^N)^2$, $(s_R^E)^2$ ve $(s_R^N)^2$ faktörleri tarafından bastırılmıştır. Bu nedenle, proton çarpışmalarında çift üretim daha avantajlıdır. Örneğin, HL-LHC’de $\sigma(pp \rightarrow E^+e^-) = 1.46 \times 10^{-3} fb$ ’dir; bu iso-doublet (iso-singlet) durumunda E^+E^- çift üretimi için 21500 (9100) olaya kıyasla $\mathcal{L}^{int} = 3 ab^{-1}$ ’de 4 olaya karşılık gelir.



5. ÖZEL BİR KANAL İÇİN GÖZLENME LİMİTLERİ

Genel durumda yeni yüklü lepton için 3 bozunum kanalı $W\nu$, Ze ve He ; bu bozonlar için ise birçok bozunum kanalı bulunmaktadır. Bu kısımda seçilen özel kanal, ağır yüklü leptonlardan birinin Ze kanalına, ötekinin He kanalına bozunumu ve bu bozunumları takiben $H \rightarrow b\bar{b}$ ve $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ bozunumlarını içeren süreçtir. Bu bozunma zinciri, kayıp enerji, çoklu lepton kombinasyonları vb. ile bağlantılı karmaşıklıklardan kaçınma fırsatı verir.

İlgili sürecin Feynman diyagramı Şekil 5.1’de verilmiştir.



Şekil 5.1 : Proton-proton çarpıştırıcısında seçilen sürecin Feynman diyagramı.

Sürecin tesir kesiti ifadesi ise şu şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-b\bar{b} + X) \\ = \sigma(pp \rightarrow E^+E^- + X) * 2 * BR(E \rightarrow He) * BR(E \rightarrow Ze) \\ * BR(H \rightarrow b\bar{b}) * BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) \end{aligned}$$

PDG'ye göre $BR(H \rightarrow b\bar{b}) = 0.58$ ve $BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = 3.36 \times 10^{-2}$ 'dir. $BR(E \rightarrow He)$ ve $BR(E \rightarrow Ze)$ değerleri ise Şekil 2.3 ve 2.4'te sunulmuştur. BHÇ, HE-LHC ve FCC-pp için $pp \rightarrow E^+E^- + X$ sürecinin tesir kesitlerinin E'nin kütesine bağlı değişimleri Şekil 4.4-4.8'te gösterilmiştir.

Keşif için 25, gözleme için 9 ve dışlama için 4 olay sayısı kullanılarak proton-proton çarpıştırıcılarında E^+E^- çift üretimde erişilebilir kütle değerleri tespit edilip Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2'de verilmiştir. Çizelge 5.1 ve 5.2'deki sonuçlar sadece istatistiksel hata baz alınarak elde edilmiştir, sistematik hatayı da dahil etmek için ilgili sürecin benzetiminin yapılarak sinyal-ardalan analizine bakılması gerekmektedir. Sadece keşif için yapılmış hesaplamalar [67]'de yer almaktadır. Çizelge 5.1 ve 5.2'deki keşif değerleri ile [67]'in keşif değerleri arasındaki fark ise orada $s_{L,R}^E = 0.04$, burada $s_{L,R}^E = 0.01$ değeri kullanılmasından kaynaklanmaktadır. [67]'deki keşif değerleri parantez içerisinde verilmiştir. Hassas elektrozayıf verilerin analizinden karışım açıları için elde edilen üst sınır 0.04'tür [68].

Çizelge 5.1 : Iso-singlet yüklü VBL'lerin gözlemlenebilir kütle değerleri.

Çarpıştırıcı	HL-LHC	HE-LHC	FCC
Işınlık [fb^{-1}]	3000	10000	20000
Dışlama	705	1320	3125
Gözleme	595	1100	2575
Keşif	460 (460)	875(910)	1975 (2025)

Çizelge 5.2 : Iso-doublet yüklü VBL'lerin gözlemlenebilir kütle değerleri.

Çarpıştırıcı	HL-LHC	HE-LHC	FCC
Işınlık [fb^{-1}]	3000	10000	20000
Dışlama	1070	1950	5075
Gözleme	930	1700	4200
Keşif	770 (775)	1400 (1530)	3400 (3650)

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Fenomenoloji bakış açısından vektör benzeri leptonlar, vektör benzeri kuarklarla aynı derecede önemlidir, VBL ve VBK'ların her ikisinin de varlığını destekleyen kuvvetli fenomenolojik argümanlar vardır. Bu argümanlardan birisi olan Çeşni Demokrasisi Hipotezi, SM fermiyonlarının kütle ve karışım desenlerinin gizemini çözmeye anahtar rol oynamaktadır ve iso-singlet kuarklar ile vektör benzeri yüklü leptonların varlığını öngörmektedir. Öte yandan E_6 BBK da iso-singlet VBK ve iso-doublet VBL'leri içermektedir. Bu nedenle ATLAS ve CMS grupları vektör benzeri nötr ve yüklü leptonların aranmasına en az vektör benzeri kuarklar kadar ağırlık vermelidir. Ayrıca VBL'lerin aranmasına gelecek çarpıştırıcı programlarında da yer verilmelidir.

Bu tez çalışmasında 1.1'de belirtildiği gibi 100 TeV kütle merkezi enerjisine sahip FCC-pp çarpıştırıcısında vektör benzeri leptonların çift üretimini inceleyerek bunların deneysel gözlemlenmesi ile ilgili öngörülerde bulunması amaçlanmıştır. Kuramsal olarak vektör benzeri leptonların etkileşme lagranjyenleri türetilmiş, daha sonra proton-proton çarpıştırıcılarında VBL üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. Tek üretim için tesir kesiti değerlerinin düşük olması VBL'lerin tek üretimde analizinin etkili bir sonuç vermeyeceğini göstermektedir. Bu nedenle çift üretim için özel bir süreç belirlenmiş ve olası dışlama gözleme ve keşif limitleri istatistiksel hata ile hesaplanmıştır.

Belirlenen süreçte leptonlardan birisi Ze kanalına, diğeri He kanalına bozunmaktadır. Z ve H ise sırasıyla $\mu^+\mu^-$ ve $b\bar{b}$ 'ye bozunur. Karşılaştırma amaçlı FCC ile birlikte HL-LHC ve HE-LHC çarpıştırıcıları için de hesaplamalara yer verilmiştir. Örneğin, HL-LHC'de; iso-singlet vektör benzeri yüklü leptonlar 460 GeV kütle değerine kadar, iso-doublet vektör benzeri yüklü leptonlar 770 GeV kütle değerine kadar keşfedilebilirken FCC bu kütle değerlerini iso-singlet için 1975 GeV'e ve iso-doublet için 3400 GeV değerine çıkartır. Çizelge 5.1 ve 5.2'de yer alan kütle değerleri ön tahminler niteliğindedir, daha gerçekçi değerler için sinyal-ardalan analizi yapılarak detaylı

benzetimler gerçekleştirilmelidir. İlgili çalışmaların devamı doktora aşamasında ele alınacaktır.



KAYNAKLAR

- [1] **Aad, G. ve diğ.**, (2012). Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012.
- [2] **Chatrchyan, S. ve diğ.**, (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012.
- [3] **Sultansoy, S.**, (1998). Four ways to TeV scale. *Turkish Journal of Physics*, 22(7):575–594, 1998.
- [4] **Sultansoy, S.**, (1997). Four remarks on physics at LHC, invited talk at ATLAS week, url: <http://inspirehep.net/record/971257>, May 1997.
- [5] **Chalmers, M.**, (2017). Model physicist, CERN courier, 13 October 2017, url: <http://cerncourier.com/cws/article/cern/70138>, 2017.
- [6] **De Rújula, A.**, (2017). Archeology and evolution of QCD, In *EPJ Web of Conferences*, volume 137, page 01007. EDP Sciences, 2017.
- [7] **Sultansoy, S.**, (2007). Flavor democracy in particle physics, In *AIP Conference Proceedings*, volume 899, pages 49–52. American Institute of Physics, 2007.
- [8] **Greensite, J.**, (2003). The confinement problem in lattice gauge theory, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 51(1):1–83, 2003.
- [9] **Cetin, S. A., Sultansoy, S., and Ünel, G.**, (2013). Why QCD explorer stage of the LHeC should have high (est) priority, *arXiv preprint arXiv:1305.5572*, 2013.
- [10] **Abelleira Fernandez, J. L. ve diğ.**, (2012) A large hadron electron collider at CERN report on the physics and design concepts for machine and detector, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 39(7):075001, 2012.
- [11] **Akay, A. N., Karadeniz, H., and Sultansoy, S.**, (2010). Review of linac–ring-type collider proposals, *International Journal of Modern Physics A*, 25(24):4589–4602, 2010.

- [12] **Acar, Y. C., Akay, A. N., Beser, S., Canbay, A. C., Karadeniz, H., Kaya, U., Oner, B. B., and Sultansoy, S.,** (2017). Future circular collider based lepton–hadron and photon–hadron colliders: Luminosity and physics, *Nucl. Instrum. Meth. A*, 871:47–53, 2017.
- [13] **Canbay, A. C., Kaya, U., Ketenoglu, B., Oner, B. B., and Sultansoy, S.,** (2017). Spcc based energy frontier lepton-proton colliders: luminosity and physics, *Advances in High Energy Physics*, 2017, 2017.
- [14] **Kaya, U., Ketenoglu, B., and Sultansoy, S.,** (2018). The LHeC project: e-Ring revisited, *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi*, 13:173 – 178, 2018.
- [15] **Kaya, U., Ketenoglu, B., Sultansoy, S., and Zimmermann, F.,** (2019). Main parameters of hl-lhc and he-lhc based mu-p colliders, *arXiv preprint arXiv:1905.05564*, 2019.
- [16] **Aad, G. ve diğ.,** (2012). “Search for Pair Production of a New b' Quark that Decays into a Z Boson and a Bottom Quark with the ATLAS Detector”, In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (7 Aug. 2012), p. 071801. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.071801.
- [17] **Aad, G. ve diğ.,** (2015). “Search for pair production of a new heavy quark that decays into a W boson and a light quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS detector”, In: *Physical Review D* 92.11 (Dec. 2015). issn: 1550-2368. doi: 10.1103/physrevd.92.112007.
- [18] **Aboud, M. ve diğ.,** (2018). “Combination of the Searches for Pair-Produced Vectorlike Partners of the Third-Generation Quarks at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS Detector”, In: *Phys. Rev. Lett.* 121 (21 Nov. 2018), p. 211801. doi: 10.1103/PhysRevLett.121.211801.
- [19] **Sirunyan, A. M. ve diğ.,** (2017). “Search for single production of vector-like quarks decaying to a Z boson and a top or a bottom quark in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ”, In: *Journal of High Energy Physics* 2017.5 (May 2017). issn: 1029-8479. doi: 10.1007/jhep05(2017)029. url: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05\(2017\)029](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP05(2017)029).
- [20] **Sirunyan, A. M. ve diğ.,** (2019). “Search for single production of vector-like quarks decaying to a top quark and a W boson in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ”, In: *The European Physical Journal C* 79.2 (Jan. 2019). issn: 1434-6052. doi: 10.1140/epjc/s10052-019-6556-3. url: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6556-3>.

- [21] **Sirunyan, A. M. ve diğ.**, (2019). “Search for pair production of vectorlike quarks in the fully hadronic final state”, In: *Physical Review D* 100.7 (Oct. 2019). issn: 2470-0029. doi: 10.1103/physrevd.100.072001. url: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.100.072001>.
- [22] **Arik, E. ve diğ.**, (2003). Turkish comments on ”future perspectives in HEP”, *arXiv preprint hep-ph/0302012*, 2003.
- [23] **Sultansoy, S.**, (2012). The fourth generation, linac-ring type colliders, preons and so on, *arXiv preprint arXiv:1208.3127*, 2012.
- [24] **Sultansoy, S.**, (2019). Energy frontier lepton-hadron colliders, vector-like quarks and leptons, preons and so on, *arXiv preprint arXiv:1901.00309*, 2019.
- [25] **Zyla, P. A., ve diğ. (Particle Data Group)**, (2020). Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8), 08 2020. 083C01.
- [26] **Harari, H., Haut, H., and Weyers, J.**, (1978). Quark masses and cabibbo angles, *Physics Letters B*, 78(4):459–461, 1978.
- [27] **Fritzsch, H.**, (1992). Light neutrinos, nonuniversality of the leptonic weak interaction and a fourth massive generation, *Physics Letters B*, 289(1):92–96, 1992.
- [28] **Datta, A.**, (1993). Flavour democracy calls for the fourth generation, *Pramana*, 40(6):L503–L509, 1993.
- [29] **Çelikel, A., Çiftçi, A. K., and Sultansoy, S.**, (1995). A search for the fourth SM family, *Physics Letters B*, 342(1):257–261, 1995.
- [30] **Kaya, U., and Sultansoy, S.**, (2018). Mass Pattern of the SM Fermions: Flavor Democracy Revisited, *arXiv preprint arXiv:1801.03927*, 2018.
- [31] **Cline, D., Soni, A.**, (1987). Proceedings of the first international symposium on the fourthfamily of quarks and leptons. Annals of the New York Academy of Sciences; 518., Feb. 1987.
- [32] **Cline, D., Soni, A.**, (1989). Proceedings of the second international symposium on the fourthfamily of quarks and leptons. Annals of the New York Academy of Sciences; 578., Feb. 1989.
- [33] Beyond the 3SM generation at the LHC era Workshop. [Document on homepage].; CERN, Geneva, Switzerland. url: <http://indico.cern.ch/event/33285>, Sep. 2008.

- [34] Second Workshop on Beyond 3 Generation Standard Model New Fermions at the Crossroads of Tevatron and LHC. [Document on homepage]. Taipei, Taiwan. url: <http://indico.cern.ch/event/68036>, Jan. 2010.
- [35] Third Workshop on Beyond 3 Generation Standard Model Under the light of the initial LHC results. [Document on homepage]. 2011 October 23-25; Istanbul, Turkey. url: <https://indico.cern.ch/event/150154>, Oct. 2011.
- [36] **Holdom, B., Hou, W. S., Hurth, T., Mangano, M. L., Sultansoy, S., and Ünel, G.**, (2009). Four statements about the fourth generation, *PMC Physics A*, 3(1):1–12, 2009.
- [37] **Cetin, S. A., Hou, W. S., Özcan, V. E., Rozanov, A. N., and Sultansoy, S.**, (2011). Status of the fourth generation-a brief summary of b3sm-iii workshop in four parts, *arXiv preprint arXiv:1112.2907*, 2011.
- [38] **Gursey, F., Ramond, P., and Sikivie, P.**, (1976). “A Universal Gauge Theory Model Based on E6”, In: *Phys. Lett. B* 60 (1976), pp. 177–180. doi: 10.1016/0370-2693(76)90417-2.
- [39] **Gursey, F., and Serdaroglu, M.**, (1981). “E6 Gauge Field Theory Model Revisited”, In: *Nuovo Cim. A* 65 (1981), p. 337. doi: 10.1007/BF02827439.
- [40] **Hewett, J.L., Rizzo, T.G.**, (1989). “Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models”, In: *Phys. Rept.* 183 (1989), p. 193. doi: 10.1016/0370-1573(89)90071-9.
- [41] **Sultansoy, S.**, (2000). Why the four sm families, *arXiv preprint hep-ph/0004271*, 2000.
- [42] **Sahin, M., Sultansoy, S., and Turkoz, S.**, (2011). Search for the fourth standard model family, *Phys. Rev. D*, 83:054022, Mar 2011.
- [43] **Bar-Shalom, S., Geller, M., Nandi, S., and Soni, A.**, (2013). Two higgs doublets, a 4th generation and a 125 gev higgs: a review, *Advances in High Energy Physics*, 2013, 2013.
- [44] **Banerjee, S., Frank, M., and Rai, S. K.**, (2014). Higgs data confronts sequential fourth generation fermions in the higgs triplet model, *Physical Review D*, 89(7):075005, 2014.
- [45] **Chanowitz, M. S., Furman, M. A., and Hinchliffe, I.**, (1979). Weak interactions of ultra heavy fermions (ii), *Nuclear Physics B*, 153:402–430, 1979.

- [46] **Beck, H. P., ve diğ. (ATLAS Collaboration)**, (2018). Search for production of vector-like quark pairs and of four top quarks in the lepton-plus-jets final state in pp collisions at $s = 8$ TeV with the ATLAS detector, *Journal of High Energy Physics*, 8(8):105, 2015.
- [47] **Sirunyan, A. M. ve diğ.**, (2018). Search for pair production of vector-like quarks in the $bW\bar{b}W$ channel from proton–proton collisions at $s = 13$ TeV, *Physics Letters B*, 779:82–106, 2018.
- [48] **Salam, G., Weiler, A.**, The Collider Reach (β). url: <http://collider-reach.web.cern.ch/>.
- [49] **Beser, S., Kaya, U., Oner, B.B., and Sultansoy, S.**, (2016). Possible discovery channel for fourth chiral family up-quark at the LHC, *arXiv preprint arXiv:1607.07623*, 2016.
- [50] **Belfatto, B., and Bereziani, Z.**, (2021). Are the CKM anomalies induced by vector-like quarks? limits from flavor changing and standard model precision tests, *arXiv preprint arXiv:2103.05549*, 2021.
- [51] **Mehdiyev, R., Sultansoy, S., Ünel, G., and Yilmaz, M.**, (2007). Prospects to search for e6 isosinglet quarks in ATLAS, *The European Physical Journal C*, 49(2):613–622, 2007.
- [52] **Sultansoy, S., and Unel, G.**, (2008). The e6 inspired isosinglet quark and the Higgs boson, *Physics Letters B*, 669(1):39–45, 2008.
- [53] **Mehdiyev, R., Siodmok, A., Sultansoy, S., and Ünel, G.**, (2008). Down type isosinglet quarks in ATLAS, *The European Physical Journal C*, 54(3):507–516, 2008.
- [54] **Aguilar-Saavedra, J. A.**, (2009). Identifying top partners at LHC, *Journal of High Energy Physics*, 2009(11):030, 2009.
- [55] **Sultansoy, S., Yilmaz, M., and Ünel, G.**, (2006). The single production of the lightest E6 isosinglet quark at the LHC. Tech. rep. Geneva: CERN, Aug. 2006. url: <http://cds.cern.ch/record/978632>.
- [56] **Sultanov, S. F.**, (1985). Heavy leptons and quarks in models of electroweak interactions with extended gauge symmetry, PhD Thesis, IHEP (Protivno, Moscow Region) 1985.
- [57] **Kumar, N., and Martin, S. P.**, (2015). “Vectorlike leptons at the Large Hadron Collider”, In: *Physical Review D* 92.11 (Dec. 2015). issn: 1550-2368. doi: 10.1103/physrevd.92.115018.

- [58] **Bhattiprolu, P. N., and Martin, S. P.**, (2019). Prospects for vectorlike leptons at future proton-proton colliders, *Physical Review D*, 100(1):015033, 2019.
- [59] **Iiyoshi, A. ve diğ.**, (2019). “Muon catalyzed fusion, present and future”. In: *AIP Conference Proceedings* 2179.1 (2019), p. 020010. doi: 10.1063/1.5135483.
- [60] **Akhmedov, E.**, (2021). Nuclear fusion catalyzed by doubly charged scalars: Implications for energy production. 2021, *arXiv: 2109.13960 [hep-ph]*.
- [61] **Zimmermann, F. ve diğ.**, (2018). HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: *Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4*. Future Circular Collider. Tech. rep. Geneva: CERN, Dec. 2018. doi: 10.1140/epjst/e2019-900088-6.
- [62] **Abada, A. ve diğ.**, (2019). “FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3”. English, In: *European Physical Journal: Special Topics* 228.4 (2019), pp. 755–1107. issn: 1951-6355. doi: 10.1140/epjst/e2019-900087-0.
- [63] **Apollinari, G. ve diğ.**, (2017). “Chapter 1: High Luminosity Large Hadron Collider HL-LHC. High Luminosity Large Hadron Collider HL-LHC”, In: *CERN Yellow Report* (May 2017). 21 pages, chapter in High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) : Preliminary Design Report, 1–19. 21 p. doi: 10.5170/CERN-2015-005.1. arXiv: 1705.08830. url: <https://cds.cern.ch/record/2120673>.

- [64] **Boos, E. ve diğ.**, (2004). “CompHEP 4.4—automatic computations from Lagrangians to events”, In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 534.1-2 (Nov. 2004), pp. 250–259. issn: 0168-9002. doi: 10.1016/j.nima.2004.07.096.
- [65] **Pukhov, A. ve diğ.**, (2000). CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User’s manual for version 33. 2000. *arXiv: hep-ph/9908288 [hep-ph]*.
- [66] **Baspehlivan, F., Dagli, B., Delialioğlu, O.E., and Sultansoy, S.**, (2022). Why should we search for vector-like leptons?, *arXiv: 2201.08251 [hep-ph]*.
- [67] **Acar, A.O., Delialioğlu, O.E., and Sultansoy, S.**, (2021). A search for the first generation charged vector-like leptons at future colliders. 2021. *arXiv: 2103.08222 [hep-ph]*.
- [68] **Del Aguila, F., De Blas, J., and Perez-Victoria, M.**, (2008). Effects of new leptons in electroweak precision data, *Physical Review D*, 78(1):013010, 2008.