



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



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**R-PARİTE'Yİ İHLAL EDEN SKALER LEPTON
ETKİLEŞMELERİNİN GELECEĞİN DAİRESEL
ÇARPIŞTIRICISINDA ARAŞTIRILMASI**

Yunus Emre OKYAYLI

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Sehban KARTAL**

Haziran, 2018

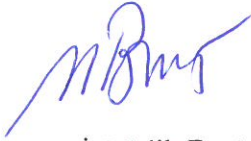
İSTANBUL

Bu çalışma, 19.06.2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



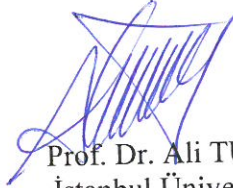
Prof. Dr. Sehban KARTAL(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi




Prof. Dr. İ. Melih Bostan
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Saleh SULTANSOY
TOBB ETU
Mühendislik Fakültesi



Prof. Dr. Ali TUTAY
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN
Uşak Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi



20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

ÖNSÖZ

Lisans ve yüksek lisans öğrenimim boyunca desteğini ve tecrübelerini esirgemeyen her zaman yanımda olacağını bildiğim çok değerli danışman öğretmenim Prof. Dr. Sehban KARTAL'a çok teşekkür ederim.

Tez çalışmalarım boyunca geçtiğim her aşamada imzası bulunan, bana her türlü desteği ve zamanını verip öğrendiğim birçok şeyi ona borçlu olduğum değerli öğretmenim Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN'e çok minnettarım.

Tez yazarken her sorunumda yanımda olan ve laboratuvarlarını paylaşan değerli öğretmenlerim Doç.Dr. Ayberk YILMAZ ve Doç.Dr. Olcay BÖLÜKBAŞI YALÇINKAYA'ya teşekkür ederim.

Lise hayatım boyunca bilim insanı olmamda en büyük katkılardan birine sahip olan, önderim, değerli fizik öğretmenim ve dostum Ozan Oğuz YILDIRIM'a çok teşekkür ederim.

Yardım ve destekleriyle her zaman yanımda olan, tezi baştan sona birlikte okuyup düzelttiğim çok değerli arkadaşım Alican ÇATALYÜREK'e ve tez aşaması boyunca beni çalışmaya teşvik eden değerli kız arkadaşım Dicle ATILMIŞ'a çok teşekkür ederim.

Tüm eğitimim boyunca maddi manevi yanımda olan, destekleri sayesinde bugünlere geldiğim ve beni hiç yalnız bırakmayan çok kıymetli annem Figen, babam Levent, kardeşim Yiğitalp, dayım Hakan ve değerli eşi Setenay'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak; doğduğumdan beri yanımda olan, her şeyi ona borçlu olduğum ve hakkını ödeyemeyeceğimi bildiğim çok kıymetli anneannem Hüsniye Nedred ÖZGÖZ'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Haziran 2018

Yunus Emre OKYAYLI

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ.....	ix
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	x
ÖZET	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	2
2.1.STANDART MODEL	2
2.1.1. Temel Kuvvetler ve Özellikleri	2
2.1.2. Temel Parçacıklar	3
2.1.3. Nötrinolar	6
2.1.4. Higgs Düzenegi ve Higgs Bozonu	9
2.1.5. Simetriler ve Korunum Yasaları.....	11
2.1.6. Standart Model'in Yanıtlayamadığı Sorular	13
2.2. SÜPERSİMETRİ	14
2.2.1. Minimal Süpersimetrik Model (MSSM)	16
2.2.2. Süpersimetrinin Getireceği Çözümler	18
2.3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (BHÇ)	21
2.3.1. ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) Dedektörü.....	22
2.3.2. CMS (Compact Muon Solenoid) Dedektörü	23
2.4. KİNEMATİK DEĞİŞKENLER VE HIZLANDIRICI PARAMETRELERİ	24
2.4.1. Enine Kütle ve Hızlılık	24
2.4.2. Sözde Hızlılık	26
2.4.3. Işınlılık ve Tesir Kesiti	27
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	29
3.1.GELECEĞİN DAİRESEL ÇARPIŞTIRICISI.....	29
3.2.MİNİMAL SÜPERSİMETRİK MODELDE R-PARİTE İHLALİ.....	32
3.2.1.Sleptonlar için R-parity İhlali	35

3.2.1.1. Sleptonların Üretim ve Bozunmaları	37
3.2.1.2. Snötrinoların Üretim ve Bozunmaları	38
3.3. KULLANILAN BENZETİM PROGRAMLARI	38
3.3.1. CompHEP	38
3.3.2. Madgraph	39
4. BULGULAR	40
4.1. TAU SNÖTRİNOLARININ R-PARİTE İHLALİ İLE GELECEĞİN DAİRESEL ÇARPIŞTIRICISIN'DA ÜRETİMİ	40
4.1.1. Tau Snötrinosunun ν_τ Bozunum Genişliği	40
4.1.2. Tau Snötrinosunun Numerik Tesir Kesiti Hesabı	41
4.2. GDC'DE ÜRETİLEN TAU SNÖTRİNOSU İÇİN SİNYAL FON ANALİZİ	42
4.2.1. Elektron(Pozitron) ve Müon(anti-müon) için Dağılım Grafikleri	43
4.2.2. İstatiksel Önem	48
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	51
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	55

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil 2.1: Trityumun beta bozunum grafiği.	8
Şekil 2.2: 125 GeV kütlesi yakınlarında SM Higgs bozonunun ana dallanma oranları.	10
Şekil 2.3: Bağlaşım sabitlerinin SM ve MSSM modellerindeki evrimi.....	20
Şekil 2.4: Yaklaşık 7000 ton ATLAS dedektörünün üzerindeki alt dedektör parçaları.	22
Şekil 2.5: CMS dedektörünün içyapısı.....	23
Şekil 2.6: Açığa bağlı sözde hızlılık grafikleri.....	27
Şekil 3.1: Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı için 100 km şematik tünel gösterimi.....	29
Şekil 3.2: Çeşitli hızlandırıcıların ışınlılık ve kütle-merkezi enerjisi kıyaslaması.....	30
Şekil 3.3: R-parite ihlali ve skuark etkileşimiyle $p \rightarrow e + \pi^0$ bozunumu.....	35
Şekil 3.4: R-Parite ihlali ile rezonans μ^+ üretimi.....	37
Şekil 3.5: μ^+ için en olası imza.....	37
Şekil 3.6: R-Parite ihlali ile rezonans ν_τ üretimi.....	38
Şekil 3.7: $\tilde{\nu}_\tau$ için en olası imza.	38
Şekil 4.1: Tau snötrinosunun pozitron ve müona bozunumunun feynman diyagramı.	40
Şekil 4.2: Tau snötrinosunun kütleyle bağlı $e^-(e^+)$ ve $\mu^-(\mu^+)$ bozunum genişliği grafiği	41
Şekil 4.3: Tau snötrinosu için kütleyle bağlı tesir kesiti grafiği.....	42
Şekil 4.4: Elektron için enine momentum grafiği.	44
Şekil 4.5: Anti-müon için enine momentum grafiği.	44
Şekil 4.6: Elektron için eta grafiği.	45
Şekil 4.7: Anti-müon için eta grafiği.....	45
Şekil 4.8: Pozitron için enine momentum grafiği.	46
Şekil 4.9: Müon için enine momentum grafiği.	46

Şekil 4.10: Pozitron için eta grafiği.....	47
Şekil 4.11: Müon için eta grafiği.....	47
Şekil 4.12: İnvaryant kütle grafiği.	48
Şekil 4.13: GDÇ faz 1 ve faz 2 için istatistiksel önem grafiği.....	49



TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1: Doğadaki temel kuvvetler.	2
Tablo 2.2: Doğadaki lepton aileleri.	4
Tablo 2.3: Doğadaki kuark aileleri.	4
Tablo 2.4: Doğadaki bozonlar.	6
Tablo 2.5: 125 GeV kütleyle sahip SM Higgs bozonunun dallanma oranları.	11
Tablo 2.6: Simetriler ve karşılık geldiği korunum yasaları.	12
Tablo 2.7: MSSM’de bozonlar ve fermiyonlar.....	16
Tablo 2.8: MSSM içindeki kiral süperçoklular.	17
Tablo 2.9: MSSM içindeki ayar süperçokluları.....	17
Tablo 2.10: Standart Model parçacıkları ile MSSM süpereşleri.	18
Tablo 2.11: Demet momentumuna karşılık gelen hızlilik değerleri.	25
Tablo 2.12: Örnek hızlandırıcılar, tipleri ve ışınlılıkları.....	28
Tablo 3.1: GDÇ’nin diğer çarpıştırıcılarla birlikte parametreleri.....	31
Tablo 3.2: GDÇ-pp için faz 1 ve faz 2 ışınlılık değerleri.	32
Tablo 3.3: Bazı temel parçacıkların R-parite sayıları.	34
Tablo 3.4: Sfermionların RPV ile s-kanalı rezonans üretimi.	34
Tablo 3.5: Sleptonların \bar{R}_p operatörü $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k$ ve $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ ile direk bozunumu.	36
Tablo 4.1: GDÇ’de ışınlılığa göre değişen TeV biriminde kütle limitleri.	50

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
μ^-	: Müon
μ^+	: Anti-Müon
τ^-	: Tau
τ^+	: Anti-Tau
ν_e	: Elektron Nötrinosu
$\bar{\nu}_e$: Anti-Elektron Nötrinosu
ν_μ	: Müon Nötrinosu
$\bar{\nu}_\mu$: Anti-Müon Nötrinosu
ν_τ	: Tau Nötrinosu
$\bar{\nu}_\tau$: Anti-Tau Nötrinosu
u	: Yukarı Kuark
d	: Aşağı Kuark
c	: Tılsımlı Kuark
b	: Alt Kuark
t	: Üst Kuark
s	: Acayip Kuark
γ	: Foton
g	: Gluon
W	: W Bozonu
Z^0	: Z Bozonu
H	: Higgs Bozonu
\bar{u}	: Anti-yukarı Kuark
\bar{d}	: Anti-aşağı Kuark
\bar{c}	: Anti-tılsımlı Kuark
\bar{b}	: Anti-alt Kuark
\bar{t}	: Anti-üst Kuark
\bar{s}	: Anti-acayip Kuark

$\tilde{\nu}_\tau$: Tau Snötrinosu
W_{MSSM}	: MSSM Süperpotansiyeli
θ_W	: Weinberg Açısı
$SU_c(3)$: Güçlü Etkileşme Ayar Grubu
$U_\gamma(1)$: Elektromanyetik Etkileşme Ayar Grubu
$SU_L(2)$: Zayıf Etkileşme Ayar Grubu
p^+	: Proton
\bar{p}	: Anti-proton
n^0	: Nötron
l^+l^-	: Dilepton
Γ	: Bozunum Oranı
σ	: Tesir Kesiti
η	: Eta
ϕ	: Azimutal Açısı
\mathcal{L}	: Işınlılık
π^0	: Pion
\mathcal{L}_{int}	: Toplam Işınlılık
λ	: Bağlaşım Sabiti
P_T	: Enine Momentum
$\sigma_x\sigma_y$: Çarpışma Alanı
f	: Frekans

Kısaltmalar	Açıklama
--------------------	-----------------

BHÇ	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CKM	: Cabibbo- Kobayashi- Maskawa
EHS	: En hafif süpersimetrik parçacık
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
GDC	: Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı
GWS	: Glashow-Weinberg-Salam
GUT	: Büyük Birleşim Teorisi
HCAL	: Hadronik Kalorimetre
KED	: Kuantum Elektrodinamiği

KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
MSSM	: Minimal Süpersimetrik Standart Model
MCAL	: Müon Kalorimetre
RPV	: R-Parite İhlali
SPPS	: Süper Proton Proton Çarpıştırıcısı
SU	: Özel Üniter Grup
SMÖ	: Standart Model Ötesi
SM	: Standart Model
SUSY	: Süpersimetri
YI-BHÇ	: Yüksek Işınlılıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı



ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

R-PARİTE'Yİ İHLAL EDEN SKALER LEPTON ETKİLEŞMELERİNİN GELECEĞİN DAİRESEL ÇARPIŞTIRICISINDA ARAŞTIRILMASI

Yunus Emre OKYAYLI

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Sehban KARTAL

Bu tez çalışmasında, tau snötrino'nun R-parite'yi ihlal eden etkileşmeler yoluyla GDÇ-pp çarpıştırıcısında rezonans üretimi incelenmiştir. Skaler tau snötrino sinyali $d\bar{d} \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ süreci göz önüne alınarak incelenmiştir. Tau snötrino bozunma oranı ve tesir kesiti değerleri GDÇ-pp için elde edilmiştir. Sinyal ve arka plan analizleri yapılmıştır. Sonuçlarımıza göre, $L_{\text{int}} = 17500 \text{ fb}^{-1}$ ışıklık değeri için tau snötrinosu 28.78 TeV kütle değerine kadar FCC-pp de keşif edilebilecektir.

Haziran 2018, 69 sayfa.

Anahtar kelimeler: Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı, R-parite ihlali, Skaler tau nötrinosu

SUMMARY

M.Sc. THESIS

SEARCH FOR R-PARITY VIOLATION INTERACTIONS OF SCALAR LEPTONS AT FUTURE CIRCULAR COLLIDER

Yunus Emre OKYAYLI

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Sehban KARTAL

In this work, resonant production of tau sneutrino at the FCC-pp via RPV interaction has been investigated. Scalar tau neutrino signal considered through subprocess $d\bar{d} \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm \mu^\mp$. Decay rate and cross section values are calculated at the FCC-pp for scalar tau neutrino. Signal and background analyses have been performed. As a result of our calculation tau sneutrino will be discovered up to 28.78 TeV mass value with $L_{int} = 17500 fb^{-1}$ at the FCC-pp.

June 2018, 69. pages.

Keywords: Future Circular Collider, R-parity violation, Scalar tau neutrino

1. GİRİŞ

Standart Model, günümüzde doğayı açıklayabilen en başarılı model olmasına rağmen doğada gözlenen birçok olayı açıklayamaz. Bu yüzden Standart Model ötesi olarak adlandırdığımız birçok teori inşa edilmiş ve edilmektedir. Bölüm 2.1 Standart Model'in özellikle bu tezi ilgilendiren kısımlarıyla bir özet halinde sunulmuştur. Bu tez kapsamında ilgilendiğimiz Standart Model Ötesi (SMÖ) kuram Süpersimetrik Standart Model olup, Bölüm 2.2'de bu teori ile ilgili bilgilere yer ayrılmıştır.

Günümüz parçacık hızlandırıcı ve dedektör sistemlerinin enerjileri getirdikleri sınırlamalar haricinde SMÖ teoriyi açıklama için yeterli olmamakla birlikte çalışma sürelerini doldurmaktadırlar. Geleceğin Dairesel Hızlandırıcısı (GDC) 100 TeV'lik bir kütle merkezi enerjisine sahip olacağı için SMÖ modeller için eşsiz imkânlar sunacaktır.

Süpersimetrik modeller arasında en tutarlı modellerden biri olan MSSM içinde R-parite adı verilen bir simetri türü vardır. R-parite ihlal eden Skaler Lepton süreçlerinin ve bağlaşımlarının Monte Carlo benzetimi kullanılarak çeşitli simülasyon programları aracılığıyla GDC'de incelenmesi bu tezin asıl konusudur.

Süpersimetri araştırmalarında Baryon ve Lepton sayılarının korunmadığı süreçler özellikle dikkat çekici zenginliktedir. Yüklü leptonları içeren son durumlara sahip olan Lepton çeşnisi ihlali süreçleri, düşük Standart Model arka planlarına sahip olacağı için temiz bir yeni fizik adayı olacaktır. Bu kapsamda R-pariteyi kıran etkileşmeler yoluyla Skaler Leptonların TeV enerjili çarpıştırıcıların dedektörlerinde görülmesi, olası süpersimetrik olaylarda Baryon ve Lepton sayılarının korunmaması anlamına gelmektedir.

Bu tezde $d\bar{d} \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ süreci ve bu süreç için SM'den gelen arka plan katkıları incelenmektedir. Arka plan katkılarımızı azaltmak amacıyla birçok kesme değeri uygulanmış ve sonuç olarak istatistik önem grafiğimiz verilmiştir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1.STANDART MODEL

Standart Model (SM) günümüzde bilinen tüm temel parçacıkları ve kütle çekim kuvveti dışındaki kuvvetleri başarıyla açıklayabilen bir modeldir. Gücünü ve teorik başarısını, Einstein tarafından keşfedilip matematiksel olarak aydınlatılan özel görelilik teorisi ve bu teoriyle uyumlu çalışan kuantum mekaniğinin bir bileşimi olan kuantum alanlar teorisinden almaktadır. SM'nin en ikna edici model olmasının sebebi bugüne kadar yapılmış deneylerde çok defa sınanması ve bu sayede doğayı başarıyla tasvir eden en güvenilir model olmasında yatmaktadır.

2.1.1. Temel Kuvvetler ve Özellikleri

Doğada davranışını sınıflandırdığımız dört adet temel kuvvet vardır. SM, kütle çekim kuvveti dışında, elektromanyetik kuvvet, zayıf kuvvet ve güçlü kuvveti içerir.

Tablo 2.1: Doğadaki temel kuvvetler.

	Güçlü Kuvvet	Elektromanyetik	Zayıf Kuvvet	Kütle Çekim
Teori	Renk Dinamiği	Elektrodinamik	Çeşni Dinamiği	Genel Görelilik
Simetri Grubu	$SU_c(3)$	$U_\gamma(1)$	$SU_L(2)$	-----
Menzili	$< 10^{-15} m$	∞	$< 10^{-17} m$	∞
Aracı Parçacık	Gluon	Foton	$W-, W+, Z$	Graviton
Görelî Şiddet	1	10^{-2}	10^{-13}	10^{-38}
Bağlaşım Sabiti	1	1/137	10^{-6}	10^{-39}

Kütle çekim kuvveti modeli Einstein tarafından geliştirilmiştir. Genel Görelilik Teorisi adı verilen geometrik bir modelle açıklanır. Aracı parçacığı henüz keşfedilmemiş teorik bir parçacık olan Graviton'dur ve spini 2 dir. Kütle çekim kuvvetinin etkileşim sabiti ve şiddeti diğer tüm kuvvetlerden oldukça küçüktür. Bu boyut farkı Tablo 2.1'de görüldüğü üzere çok büyüktür. Örneğin güçlü etkileşme aynı mesafede kütle çekim kuvvetinden 10^{38} kat daha

büyükür. Kütle çekim kuvvetinin diğer kuvvetlere göre bu kadar küçük olması, SM'nin açıklayamadığı en önemli sorunlardan biridir.

Elektromanyetik kuvvet, kütle çekim kuvveti gibi menzili sonsuz büyüklükte olan bir kuvvettir. Simetri grubu $U_\gamma(1)$ ayar grubu ile temsil edilir. Aracı parçacığı kütsesiz ve spini 1 olan yüksüz fotondur. Göreli şiddeti, kütle çekim kuvvetinden çok daha büyük olmasına rağmen genel olarak yaşadığımız ortamın elektriksel olarak nötr olmasından dolayı bu kuvvetin etkisini kütle çekim kuvvetine göre hemen hemen hiç hissetmeyiz. Bu kuvvetin bağlaşım sabiti düşük enerjilerde ince yapı sabitinin aldığı değer olan $1/137$ 'ye eşittir. Elektromanyetik kuvvetin SM'de yer alan ve adı Elektrodinamik olan bu başarılı modeli Feynman, Schwinger ve Tomonoga tarafından geliştirilmiştir.

Şiddeti en büyük olan kuvvet güçlü kuvvettir bunun yanında zayıf kuvvetten daha uzun menzile sahiptir. Etkinliğini ise en çok çekirdek yarıçapı kadar küçük ortamlarda gösterir. Güçlü kuvvetin aracı parçacığı gluondur. Gluonun elektrik yükü yoktur fakat renk yüküne sahiptir. Gluonlar renk yükü taşıdıklarından dolayı birbirleri ile de etkileşebilir hatta gluon topakları oluşturabilirler. Güçlü kuvvet $SU_c(3)$ ayar grubu ile temsil edilir ve yalnızca renk yüküne sahip parçacıkları etkiler. Leptonlar ise renk yükü taşımadıklarından dolayı bu kuvvetten etkilenmezler.

Zayıf kuvvetin parçacıklar üzerinde ki en önemli etkisi kuark ve lepton aileleri arasında çeşni değişimine izin vermesidir. Nötrinolar renk yükü taşımadıklarından güçlü kuvvetten etkilenmezler fakat zayıf kuvvetten etkilenirler. Aynı zamanda bir çekirdek bozunmasından ve leptonların çekirdekle etkileşmesinden de bu kuvvet sorumludur. Zayıf kuvvetin aracı yüklü parçacıkları W^- , W^+ bozonları ile yüksüz bir parçacık olan Z bozonudur. W bozonlarının kütsesi bir protondan yaklaşık 80, Z bozonunun kütsesi ise bir protondan yaklaşık 90 kat büyüktür. Bu sebeple etkili olduğu mesafe $\sim 10^{-17}$ m civarındadır ve güçlü kuvvetin etkili olduğu uzaklıktan daha küçüktür.

2.1.2. Temel Parçacıklar

SM'ye göre bütün temel parçacıklar üç çeşit parçacıktan oluşmuş olup bunlar Leptonlar, Kuarklar ve Aracı parçacıklardır. Bu parçacıklar kendi aralarında sınıflandırıldığında Leptonlar ve Kuarklar üç aile ile temsil edilirler. Bu ailelerden birincisi elektron (e) ve elektron nötrinosu (ν_e) olarak iki adet lepton ile yukarı (u) ve aşağı (d) kuark isminde iki adet kuarka sahiptir. İkinci aile ise müon(μ) ve müon nötrinosu(ν_μ) olarak iki adet lepton ile tılsım (c) ve acayip (s) kuark isminde iki adet kuarka sahiptir. Üçüncü aile ise tau(τ) ve onun nötrinosu tau nötrinosu(ν_τ) olarak

iki adet lepton ile üst (t) ve alt (b) kuarktan meydana gelmektedir. SM temel parçacıkları toplam olarak 6 adet lepton ve 6 adet kuark ile bunların her birinin antiparçacıklarından oluşmaktadır. Bu parçacıkların antiparçacıklardan tek farkı ise yüklerinin zıt işaretlisi olmasıdır.

Tablo 2.2: Doğadaki lepton aileleri.

	1.Aile	2.Aile	3.Aile
Parçacık	(e, ν_e)	(μ , ν_μ)	(τ , ν_τ)
Yük(e)	(-1, 0)	(-1, 0)	(-1, 0)
Kütle(MeV/c ²)	(~0.510, < 225x10 ⁻⁶)	(~105.6, < 0.17)	(~1776.8, < 18.2)
Yarı Ömrü	(>6.6x10 ²² yıl, ∞)	(~2.19x10 ⁻⁶ s, ∞)	(290x10 ⁻¹⁵ s, ∞)

Tablo 2.3: Doğadaki kuark aileleri.

	1.Aile	2.Aile	3.Aile
Parçacık	(u, d)	(c, s)	(t, b)
Yük(e)	(+ $\frac{2}{3}$, - $\frac{1}{3}$)	(+ $\frac{2}{3}$, - $\frac{1}{3}$)	(+ $\frac{2}{3}$, - $\frac{1}{3}$)

Kuarkların ve leptonların içyapısı olmadığı kabul edilir. Kuarklar, renk yükleri olduğu için güçlü kuvvetten etkilendikleri gibi diğer üç kuvvetten de etkilenirler. Kırmızı(k), mavi(m) ve yeşil(y) olmak üzere üç çeşit renk yükü vardır. Kuantum Renk Dinamiği'nde (KRD) herhangi bir kuark durumunu parçacığın yalnızca momentum ve spin durumu ile belirtemeyiz. Aynı zamanda kuarka yükünü veren üç elemanlı bir sütun vektörünü de belirtmemiz gerekir. Kuarkların arasındaki kuvvetten sorumlu olan gluonlar bir renk ve bir antirenk yükünü birlikte taşır. Bu durumdan dolayı 9 adet gluon olduğu düşünülebilir fakat bir sonraki paragrafta anlatılan KRD teorisi SU(3) simetrisine sahip olduğu için bu dokuz durumdan biri renk

teklisi(renk değişmezi) olacaktır. Bu dokuz durumdan biri olan renk skalerini dokuzuncu durum olarak $|9\rangle = (k\bar{k} + m\bar{m} + y\bar{y})/\sqrt{3}$ şeklinde gösterebiliriz. Renk teklisi olan bu gluon doğada mevcut ise foton gibi her yerde olan bir bozon olarak bulunması gereklidir fakat doğada böyle bir parçacık yoktur. Bu görüngü aynı zamanda renk sekizlisi olan diğer durumlarında neden serbest parçacık gibi davranmadıklarını da açıklar[3].

Kuarklar fermiyonlardır ve Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar. Bu yüzden de rneğin $\Delta^{++}(uuu)$ şeklinde kuark yapısına sahip bir baryon durumu tanımlayabilmek için u kuarklarının bilinen kuantum sayılarının yanında yeni bir kuantum sayısına ihtiyaç vardır (Pauli prensibi). Bu ihtiyaı karşılamak için kuantum renk sayıları(kırmızı, mavi ve yeşil) kullanılır. Leptonlar renk yükü taşımadıklarından dolayı güçlü etkileşim yapamazlar. Her kuark üçlü bir renk temsili ile gösterilir. Buna $SU_c(3)$ deriz. $SU_c(3)$ grubunun olağanüstü bir özelliği de $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ ve $\bar{3} \otimes 3 = 8 \oplus 1$ özelliklerine sahip olmasıdır. Birinci kuralın anlamı  hafif kuark eşnisinden bir adet onlu, bir adet tekli ve iki sekizli oluşturabileceğimizdir. Üç adet kuarkla bağlı durumda olan ve tekli temsillerle gösterilen baryonlar(qqq) tamamen antisimetriktir. Mezonlar($q\bar{q}$) ise Pauli prensibinin de gerektirdiği üzere tekli temsilleri tamamen simetriktir. Bütün hadronların renk yükleri saklanmıştır ve onları renksiz gözlememiz. Bu serbest kuarkların olamayacağının teorik bir açıklaması olarak gösterilebilir.

Renk yüklerine bir kanıt $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ bozunumundan gelir. $|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle$ şeklinde iki kuark bağlı durumunun bir karışımı olarak gösterilir. Renk yüklerini kattıktan sonra bozunma oranını teorik olarak hesapladığımızda ulaştığımız sonucu $\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)=7.58$ eV olarak buluruz. Bu değer $\Gamma_{exp}(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)=7.74 \mp 0.50$ eV deneysel değerine çok yakındır. Eğer renk yükleri kavramını kullanmazsak bu değere yaklaşamayız. Bir diğer kanıtta e^-e^+ çift yok olma sürecinden gelir. Renk yükü kavramı kuarkların yapısını açıklamak için kullanılırken tepeden inmez ve sağlam kanıtları vardır[7].

Kuark hapsinden dolayı serbest kuarkların olmaması herhangi bir kuarkı tek başına analiz edemememize ve kütlelerinin tam olarak bilemememize yol açar. Bu yüzden kuark kütleleri dolaylı olarak saçılma deneylerinden elde edilir.

Tablo 2.4: Doğadaki bozonlar.

Parçacık →	Foton(γ)	Gluon(g)	Z Bozonu	W^+, W^-	Higgs(H)
Yük(e)	0	0	0	(1,-1)	0
Kütle(GeV/c^2)	0	0	~ 91.1	~ 80.3	~ 125
Spin	1	1	1	1	0

SM’de açıklanan kuvvet menzillerinin aldığı değerler ayar bozonlarının kütleleri ile açıklanabilir. Elektromanyetik alanın taşıyıcısı olan fotonun kütlesi olmadığı için bu kuvvet sonsuz menzile sahiptir. W^\pm ve Z bozonlarının kütlesi sırasıyla 80.385 ± 0.015 GeV ve 91.1876 ± 0.0021 GeV olduğundan zayıf kuvvetin menzili yaklaşık olarak 10^{-17} m dir[1].

SM parçacık sınıflandırması bununla kalmayıp aynı zamanda spinleri yarım tam sayılı olan ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan fermiyonlar ile spinleri tam sayı olup Bose-Einstein istatistiğine uyan bozonlar olarak da sınıflandırılırlar. Leptonlar ve kuarklara spinleri kesirli olduğundan Fermiyon adı verilirken, kuvvet taşıyıcıları olan fotonlar, gluonlar, W^- , W^+ , Z parçacıklarına da spinleri tam sayı olduğundan bozon adı verilir. Aynı zamanda foton, gluon, W^\pm ve Z bozonları spin bir parçacıklardır ve özel olarak ayar bozonları da denir.

2.1.3. Nötrinolar

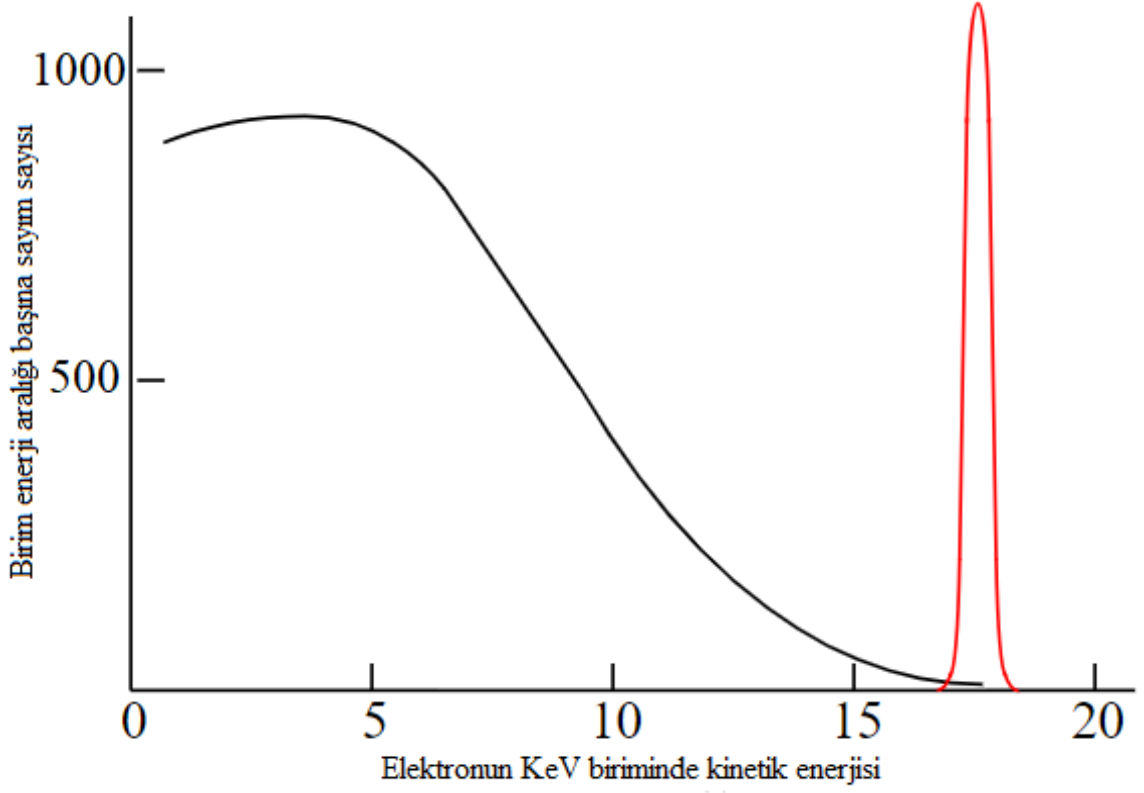
1934 yılında Fermi tarafından yazılan Beta ışınları hakkında ki makalede Pauli’nin “Arasanızda deneysel olarak bulamayacağınıza iddiaya girerim” dediği nötrino fikri ciddiye alınmıştır. O tarihlerde yeni keşfedilmiş bir parçacık olan nötronun kendiliğinden protona bozularak bir elektron ve bir nötrino çıkartacağı fikri teorik olarak gösterilmeye çalışılmıştır. Başlangıçta bu modelde düşünülen nötrino parçacığı kütsüz ve yüksüzdür. Anderson’ın Sis Odası’nda keşfettiği pozitron(pozitif yüklü elektron) parçacığından başka antiparçacık o tarihlerde bilinmediği için deneysel olarak bu nötrino parçacığının keşfine giden yollarda aşırı zordu (Fermi tarafından düşünülen süreç $n^0 \rightarrow e^- p^+ \nu^0$). Önde gelen genç kuramcılar olan Bethe ve Peierls tarafından 1934 yılında yayınlanan makalede nötrinolar ile madde arasında ki etkileşim gösterilmiştir. Bu makaleye göre nötrino gözlemlenmenin o zamanın şartları altında uygulamada mümkün olamayacağı iddia edilmiştir. Yaptıkları hesaplamalara göre nötrinoları herhangi bir

kalınlıktaki kurşun levha ile durdurmanın mümkün olamayacağını ve bu parçacıkların Dünya'yı sisin içinden geçen bir kurşun misali delip geçebileceğini savunmuşlardır[4,12].

İki cisim bozunması olan $A \rightarrow B + e$ bozunmasını incelediğimizde; A çekirdeği, B parçacığı ve elektrona bozunur. A çekirdeğini durgun kabul edersek bozunum ürünleri olan B ve e parçacıkları momentumlarının büyüklükleri momentum korunumu yasasından eşit ve zıt yönlü olmak zorundadır. Bu bozunum için enerji korunumu uyguladığımızda (2.1) denklemini elde ederiz. Elde ettiğimiz denklemde önemli olan nokta E enerjisinin sabit olduğu ve yalnızca üç adet kütleyle bağlı olduğudur.

$$E = \left(\frac{M_A^2 - M_B^2 + M_e^2}{2M_A} \right) c^2 \quad (2.1)$$

Şekil 2.1'de görülen trityumun bozunum (${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He$) spektrumunu veren deneysel grafikte görüleceği üzere (2.1) denklemindeki gibi sabit bir elektron enerjisi düşünülemez[33]. Bu grafikten çıkarılan sonuç bize henüz gözlemlenmemiş bir parçacık olduğunu ve bu parçacığında kaybolan enerjiden sorumlu olduğunu söyler. Bu parçacığı teorik olarak ilk öngören Pauli ve bu parçacıkla ilgili beta bozunum teorisini yazıp adını Nötrino olarak koyan kişide Fermi'dir.



Şekil 2.1: Trityumun beta bozunum grafiği.



Nötrinolar ışık yılı uzaklıkta kurşun levhaları dahi delip geçebilirler. Yıldızlarda veya atmosferde gerçekleşen kozmik ışın olaylarında üretilen ve dünyaya gelen nötrinoları keşfetmek nükleer santrallerin yanında nötrino keşfetmekten çok daha zor ve şans gerektirir. 1950'lerde bunu bilen iki araştırmacı Cowan ve Reines, Carolina'da bulunan Savannah Nehri nükleer reaktöründeki büyük bir su tankında (2.3) denkleminde gösterilen ters beta bozunumunu gözlemlemeyi başarmışlardır. Bu tepkimede gözlemlenen nötrino aslında bir antinötrinodur[28].

$$\bar{\nu} + n \rightarrow p^+ + e^+ \quad (2.4)$$

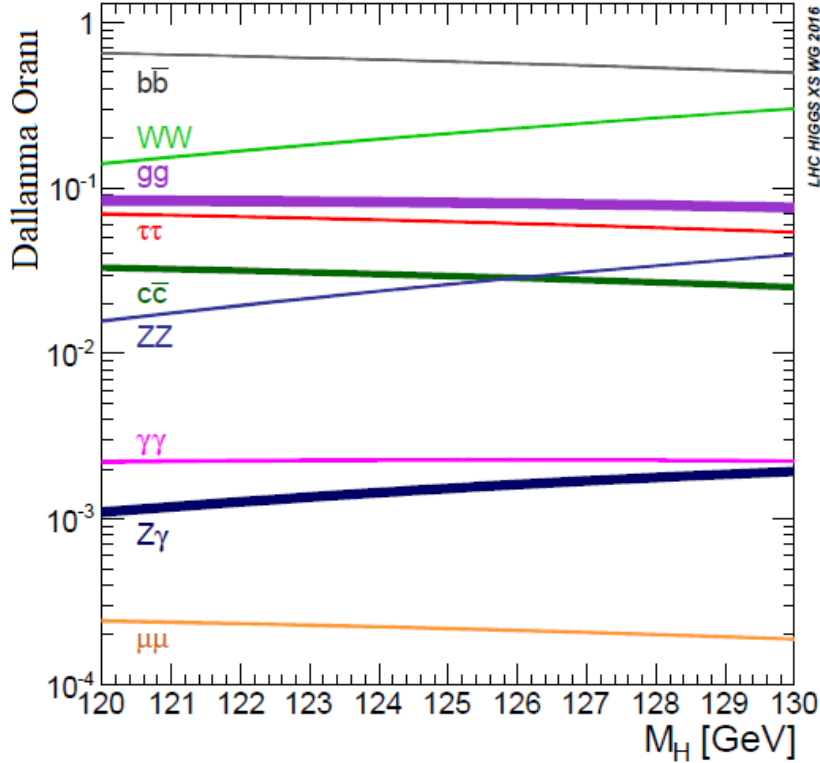
Davis (2.4) ile gösterilen tepkimeyi incelediğinde böyle bir tepkimenin gerçekleşmediğini bulup nötrino ile antinötrinin farklı parçacıklar olduğunu öngördü. 1953 yılında Konopinski ve Mahmoud [34] “Evrensel Fermi Etkileşimi” adında bir makale yazmışlar ve bu makalede (2.4) denkleminin gerçekleşip gerçekleşmeyeceğiyle ilgili teorik bir yol bulmuşlardır. Bugün biz bu yola lepton sayısı korunumu diyoruz. Bu yasaya göre antileptonların lepton sayısı $L = -1$, leptonların lepton sayısı ise $L = 1$ dir. 1968 yılında Ray Davis güneşten gelen nötrinoları keşfetmek amacıyla kozmik ışınlardan korunmak için yer altında kurduğu büyük bir tank içinde klor atomları ile nötrino gözlemlemeye çalışmıştır. Deney sonucunda tahmin edilen nötrinolardan üç kat daha düşük nötrino akısı gözlemlenmiştir. Aynı yıllarda Pontecorvo güneşten gelen bu nötrinoların neden tahmin edilenden düşük olduğunu K^0/\bar{K}^0 salınımlarına benzer şekilde “Mezonyum ve Antimezonyum” adını verdiği makalesinde açıklamıştır[35]. Güneşten gelen nötrinolar için “Nötrino Astronomisi ve Lepton Yüğü” adındaki makalesiyle bir çözüm üreterek bizim bugün modern parçacık fiziğinde nötrino salınımı dediğimiz kavramını açıklamıştır[36]. Günümüzde, elektron nötrinosu ν_e , müon nötrinosu ν_μ ve tau nötrinosu ν_τ olmak üzere üç adet nötrinin varlığı deneysel olarak kanıtlanmıştır. Parçacık fiziğinde geçerli iki model nötrinoların antiparçacıkları olan antinötrinolar ile farklı olduğu görüşünü savunan Dirac nötrinoları modeli ve nötrinoların antiparçacıkları olan antinötrinolar ile aynı olduğu görüşünü savunan Majorana nötrinoları modelidir[3]. Bu iki model deneysel olarak Gran Sasso Laboratuvarında kurulmuş olan CUORE deneyinde araştırılmaktadır.

2.1.4. Higgs Düzenegi ve Higgs Bozonu

SM’de temel parçacıklara kütesini veren Higgs düzenegi adında bir model vardır. Bildiğimiz madde kütesinin çoğunluğu Einstein’ın keşfettiği ünlü $E = mc^2$ denklemi ile açıklanabilir. Bu kütle çekirdek içinde yer alan kuarkların birbirleri ile olan güçlü etkileşimlerinden kaynaklı ortaya çıkan enerjinin sonucudur. Fakat Higgs modeli olmadan leptonlar, kuarklar ve zayıf ayar bozonları kütle kazanamazlar. Kütesi olmayan bir elektronda, atoma bağlanamayacağı için sıradan maddeyi(karanlık madde değil) oluşturamaz. Higgs düzenegine göre her yerde var olan bir Higgs alanı vardır ve bu alanla etkileşen temel parçacıklar kütle kazanırlar. Zayıf kuvveti hisseden bütün parçacıklar örneğin zayıf ayar bozonları, kuarklar, Higgs bozonunun kendisi ve leptonlar bu alanla etkileşip kütle kazanırlar. En ağır parçacıklar bu alanla en çok etkileşimde

bulunan, en hafif parçacıklar ise bu alanla en az etkileşimde bulunan parçacıklardır. Higgs bozonunun bu modeldeki işlevi temel parçacıklara kütle kazandırmak değildir. Kütle kazandıran Higgs alanıdır ve bu alan yeterli enerjiyle tıpkı zayıf etkileşen parçacıklar nasıl kütle kazanıyorlarsa Higgs bozonuna da o şekilde kütle kazandırır[22].

4 Temmuz 2012'de CERN'in Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndaki ATLAS ve CMS deneyleri tarafından kütlesi 125 GeV civarında olan yeni bir parçacık keşfedildiği duyuruldu. Her iki deney de bağımsız olarak 5 sigma istatistik güvenirliliğe sahiptir ve bu parçacığın SM tarafından öngörülen Higgs parçacığı ile tutarlı olduğu anlaşılmıştır. SM'de önerildiği gibi Higgs bozonu, Brout-Englert-Higgs mekanizmasının en basit göstergesidir. 8 Ekim 2013 yılında ise François Englert ve Peter Higgs'e atom altı parçacıkların kütesinin kökeni hakkında yaptıkları katkıdan ve son zamanlarda BHC ATLAS ve CMS deneylerinde bulunan Higgs parçacığının teorik keşfinden dolayı fizik Nobel ödülü verilmiştir.



Şekil 2.2: 125 GeV kütlesi yakınlarında SM Higgs bozonunun ana dallanma oranları.

Şekil 2.2 ile gösterilen çizgiler Higgs bozonunun ana dallanma oranlarını göstermektedir (teorik belirsizlikler bantlar ile gösterilmiştir)[23,24]. Higgs bozonunun baskın bozunma kanalları

$H \rightarrow b\bar{b}$ ve $H \rightarrow W\bar{W}$ dur. Daha nadir bozunmalar ise sırasıyla $H \rightarrow gg$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow c\bar{c}$ ve $H \rightarrow ZZ$ kanallarını takip eder. Bunların yanı sıra çok daha az oranla $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ ve $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ kanallarıyla da bozunur[1,25,26].

Tablo 2.5: 125 GeV kütleyle sahip SM Higgs bozonunun dallanma oranları.

Bozunma Kanalı	Dallanma Oranı	Görelî Belirsizlik
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.27×10^{-3}	+5.0%, -4.9%
$H \rightarrow ZZ$	2.62×10^{-2}	+4.3%, -4.1%
$H \rightarrow W\bar{W}$	2.14×10^{-1}	+4.3%, -4.2%
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	+5.7%, -5.7%
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.84×10^{-1}	+3.2%, -3.3%
$H \rightarrow \gamma Z$	1.53×10^{-3}	+9.0%, -8.9%
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.18×10^{-4}	+6.0%, -5.9%

125 GeV SM Higgs bozonunun toplam genişliği $\Gamma_H = 4.07 \times 10^{-3} \text{ GeV}$ ve görelî belirsizliği $\pm 4.0\%$ değerindedir. SM Higgs bozonunun teorik belirsizlikleri ile en önemli bozunma kanalları, higgs bozonu kütlesi m_H 'nin aldığı değerlerle Tablo 2.5 ve Şekil 2.2'de gösterilmiştir[1,25,27].

2.1.5. Simetriler ve Korunum Yasaları

Noether teoreminden yola çıkarak modellerimizin içinde bulduğumuz simetrilerin fiziksel bir niceliğin korunumu anlamına geldiğini söyleriz. Ya da tam tersi olarak her korunum yasası içinde bir simetri barındırır deriz (Simetriler \leftrightarrow Korunum Yasaları). Parçacık fiziğinin en önemli simetrilerinden biri olan zamanda öteleme simetrisi, fizikte enerjinin korunumu anlamına gelir. Enerjinin korunumu düşüncesi bugüne kadar temel bir ilke olarak kalmış ve deneylerle sınanmış bir gerçekliktir. Parçacık Fiziğinin Standart Modeli esas olarak bu

korunum yasalarının doğayı tasvir ederken kusursuz çalışmasından dolayı başarıya ulaşmış bir modeldir[2,3].

Tablo 2.6: Simetriler ve karşılık geldiği korunum yasaları.

Simetriler	Karşılık Gelen Korunum Yasası
Zamanda Öteleme	Enerji
Uzayda Öteleme	Momentum
Ayar Dönüşümü	Yük
Dönme	Açısal Momentum

Grup teorisi, fizikte simetrileri bir kurala oturtulmasını ve incelenmesini sağlar. Örneğin tüm elemanların sıra değiştirebilir olduğu Abel (değişmeli) gruplarına bir örnek; zamandaki ve uzaydaki ötelemelerdir. Bunun anlamı zamanda veya uzayda ötelenen bir cisim için uygulanacak herhangi bir işlem sırası değişse bile aynı sonucu vereceğidir. Bunun bir zıt örneğini üç boyutlu dünyada dönmeler için verebiliriz. Üç boyutta dönmeler Abelyen değildir ve dönme işleminde sıra değiştiğinde aynı sonucu vermeyebilirler. Grupların diğer özelliklerinden biri de sonlu veya sonsuz olabilmeleridir. Aynı zamanda en az bir parametre veya daha fazla sürekli parametreye sahip olan yani kesikli olmayan sürekli gruplar olduğu gibi elemanları yalnızca belli değerler alabilen kesikli gruplar da vardır. Tüm bu özelliklere sahip matematiksel grupların Standart Model ve Standart Model Ötesi teorilerde fiziksel karşılıkları vardır.

SM, $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_\gamma(1)$ simetri grubuna uyacak şekilde ayar kuramları ile tanımlanır. Birinci simetri grubu abelyen yani sıra değişimsiz ve renk yükü korunumuna denk düşen simetridir. İkinci simetri grubu zayıf izospinden kaynaklıdır. Sol elli parçacıklar SU(2) çiftleri sağ elli parçacıklar ise SU(2) teklileri olarak temsil edilirler. Ayar alanları yalnızca sol elli fermiyonlar ile etkileşirler. Üçüncü simetri grubu $U_\gamma(1)$ ise abelyen bir simetri grubudur ve koruduğu nicelik zayıf hiperyüktür. Elektrozayıf modelin simetri grubu $SU_L(2) \otimes U_\gamma(1)$,

güçlü kuvvetin simetri grubu ise $SU_c(3)$ olmaktadır. Sağ eli fermiyonlar bu modelde $SU_L(2) \otimes U_\gamma(1)$ grubu altında tekli, sol eli fermiyonlar ise çiftler halinde dönüşürler.

2.1.6. Standart Model'in Yanıtlamadığı Sorular

SM, fiziğin en başarılı modeli olmasına rağmen açıklayamadığı birçok sorun vardır. Bu sorunları listelersek;

- SM, Glashow-Weinberg-Salam(GWS) modeli ile birleşen elektrozayıf modelin (elektromanyetik kuvvetle zayıf kuvvetin birleşimi) içinde bulunan Weinberg açısı adında ki θ_W (karışım açısı) parametresini, Cabibbo- Kobayashi- Maskava (CKM) matrisindeki üç açıyı ve bir fazdan oluşan parametreyi kendi içinden çıkartamaz bu nedenle deneysel sonuçlara ihtiyaç duyar.
- SM, aile sayısının neden minimum 3 adet olduğunu ve kuark ailelerinin karışmasını açıklayamadığı gibi zayıf etkileşimle lepton ailelerinin karışmamasını da açıklayamaz. Aynı zamanda bu aileler arasında ki kütle farkını ve değerlerini de açıklayamaz.
- SM, kütleçekim kuvvetini hala temel kuvvetler içerisinde gösterememektedir ve ek modellere ihtiyaç duymadan diğer üç kuvveti de yüksek enerjilerde birleştirememektedir.
- SM, W^- , W^+ , Z^0 bozonlarını açıklamak için Higgs alanına ihtiyaç duyar. Bu bozonların kütlesi SM içinde öngörülse bile Higgs modeline ihtiyaç duymadan açıklanamamaktadır. SM kendi içinden Higgs mekanizmasını ihtiyaç duyulduğu şekliyle çıkartamaz ve Higgs parçacığının kütlesinin renormalizasyonda kuadratik olarak ıraksamasına çözüm bulamamaktadır.
- SM, evrende gözlenemeyen ve evrendeki maddenin ortalama %95'ine denk düşen karanlık madde için herhangi bir aday parçacığı yoktur ve açıklayamaz.
- SM, parçacıklar ve antiparçacıkların, evrenin başlarında simetrik bir şekilde başlayıp daha sonra nasıl simetriyi bozduklarını açıklayamaz. SM, sıradan maddenin antimaddeye olan baskınlığını açıklayabilecek modele sahip değildir.
- SM, bağlaşım(çiftlenim) sabitlerinin aldıkları değerleri açıklayamaz.
- SM, nötrino osilasyonu hakkında tatmin edici bir modele sahip değildir. Nötrinolara kütle katan yaklaşımların hiçbiri SM içinde açıklığa kavuşturulamamaktadır[3,5,6].

2.2. SÜPERSİMETRİ

Standart Model'in olağanüstü başarısına rağmen doğanın temel yapıtaşlarını anlamaktan ve açıklamaktan bir hayli uzağız. Standart Model'i oluşturan unsurlar neden varlar? Bu parametreler ve sabitler nasıl belirlenir? Evren'in çeyreğini oluşturan karanlık madde nedir? Karanlık madde için astronomiden gelen pek çok kanıt varken henüz parçacık fiziğinin SM'si bu soruya cevap verememiştir. Bu problemlerle ilgili ipuçları, açıklanamayan olayların gözlemlerinden gelebilir fakat şu an için yapılan deneyler ve sonuçları SM'nin öngörleriyle uyuşmaktadır.

Parçacık Fiziğinin nasıl ilerlemesi gerektiği üzerine somut bir rehber bulunmuyor olsa da Standart Model şimdiye kadar araştırılan uzunluk ve enerji ölçekleri için etkili bir teori olduğunu göstermiştir. Fakat aynı zamanda daha kısa ve yüksek enerjili bir ölçek için doğanın daha temel bir tanımının mevcut olması varsayımını da içinde barındırır.

SM'nin Süpersimetri adı verilen bir uzantısı böyle yüksek ölçekler için bir fizik adayıdır. Bu uzantıda SM parçacıkları spinleri yarım birim değişik olan ama bunun haricinde aynı kuantum sayılarına sahip parçacıklar ile sayısını artırır. Süpersimetrik Standart Model yalnızca karanlık madde parçacığı için bir doğal açıklama sunmaz aynı zamanda Standart Modelin açıklayamadığı Higgs Bozonu'nun kütesinin doğallık problemini de açıklar. Doğallık problemi yaklaşık 125 GeV'de gözlenen Higgs bozonu kütesindeki uyuşmazlıktır. Standart Model'de Higgs Alanı'nın yüksek enerji ölçeklerinde kütle kazanmasını durduracak bir mekanizma yoktur. Süpersimetrik Standart Model belirli bir modelin ayrıntılarından bağımsız olarak böyle bir modele sahiptir. Süpersimetri'nin bahsedilen özelliklerinden başka onu üstün yapan birçok özellik olduğundan Süpersimetri, Standart Model ötesi fizikte en fazla araştırma yapılan konulardan biridir[1,8].

1973-74 yıllarında Wess ve Zumino mezonlarla baryonları tanımlamak için dört boyutlu renormalize edilebilir süpersimetrik alan teorilerini yazdılar ve süpersimetrik standart modelin temellerinin geliştirilmiş bir biçimini ortaya koymuşlardır[9-11].

Süpersimetrik dönüşüm bozonik bir durumu fermiyonik bir duruma, fermiyonik bir durumu da bozonik bir duruma çeviren dönüşümdür. Bu dönüşümü gerçekleştiren Q operatörü anti-komute eden bir spinör olmalıdır.

$$Q|Bozon\rangle = |Fermiyon\rangle, \quad Q|Fermiyon\rangle = |Bozon\rangle. \quad (2.5)$$

Spinörler kompleks objeler olduklarından, Q operatörünün hermitsel eşleniği olan Q^\dagger operatöründe simetri üreticidir. Q ve Q^\dagger fermiyonik operatörler olduklarından $\frac{1}{2}$ spin açısai momentumu taşırlar. Süpersimetrimin bir uzay-zaman simetrisi olduğu açıktır.

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu, \quad (2.6)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0, \quad (2.7)$$

$$[P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0. \quad (2.8)$$

P^μ uzay-zaman dönüşümleri için dört momentum üretici olmak üzere yukarıdaki denklemlerle gösterilen anti-komütasyon ve komütasyon ilişkilerini sağlamak zorundadır. (2.6) denkleminde gösterilen anti-komütasyon ilişkisi Q üretici ile arka arkaya yapılan iki SUSİ dönüşümünün uzay-zaman dönüşümü vereceğini gösterir. Buradan yola çıkarak yaptığımız işlem $[Q]^2$ boyutunda olduğundan P^μ enerji-momentum ifadesinin karekökünün Q boyutunda olacağını görürüz. Bu karekök işleminde sonucunda yeni ekstra bir boyut ortaya çıkacaktır. Böylece uzay-zaman genişletilerek süperuzay adını alır[40-42].

Süpersimetrik kuramlarda tekli parçacık durumları, süpersimetri cebirinin indirgenemez temsilleri biçiminde süperçoklularla ifade edilirler. Her süperçoklu hem fermiyon hem de bozon durumları içerir ve bu durumlara süpereş adı verilir. Süpersimetri üreticileri olan Q, Q^\dagger ayar dönüşümlerinin üreticileri ile sıra değiştirebilirler. Bu sayede aynı süperçokluya sahip parçacıklar aynı ayar grubuyla temsil edildikleri gibi aynı elektrik yüküne, zayıf izospine ve renk yükü serbestlik derecesine sahiptirler. Her süperçoklu eşit sayıda fermiyon ve bozon serbestlik derecesine sahiptir[40,42].

Tablo 2.7: MSSM’de bozonlar ve fermiyonlar.

Bozonlar	Fermiyonlar
Ayar alanları	Ayarino
Higgs	Higgsino
Skuark	Kuark
Slepton	Lepton

Tablo 2.7’de gösterilen bozonlar ve fermiyonlar ile maddeyi algılayış biçimimiz değişmiş olur. Böylece yeni madde ve ışınım biçimleri ortaya koymuş oluruz[40].

2.2.1. Minimal Süpersimetrik Model (MSSM)

Süpersimetri, parçacıklar içerisinde adı gibi tam bir simetri sağlamaz ve SM parçacıkları ile aynı kütlede süpereşlere rastlanmadığı için bir şekilde simetri kırılır. Simetrimin kırılmasından dolayı ortaya çıkan parçacık ve etkileşim sayısı anormal boyutlara ulaşır. MSSM en az sayıda süpersimetrik parçacık ve en az sayıda yeni etkileşim ortaya çıkaran gerçekçi bir süpersimetrik model olduğu düşünülmektedir.

$$W_{MSSM} = y_u^{ij} \bar{u}_i Q_j H_u - y_d^{ij} \bar{d}_i Q_j H_d - y_e^{ij} \bar{e}_i L_j H_d + \mu H_u H_d \quad (2.9)$$

MSSM süperpotansiyeli (2.9) denklemi ile verilir. $H_u, H_d, Q, L, \bar{u}, \bar{d}, \bar{e}$ Tablo 2.8’de ki kiral süperçoklulara karşılık gelen kiral süperalanlardır. y_u, y_d, y_e ise Yukawa bağlaşımlarına karşılık gelen boyutsuz 3x3 matrislerdir. Üstü çizgili olan ifadeler antiparçacıkları simgelemektedir. Notasyon olarak alt indisler olan i, j ve k aile indislerini göstermektedir. (2.9) denklemini daha sade göstermek amacıyla renk yüklerini ve zayıf izospini belirtecek indisler konmamıştır. Tablo 2.8’de görüleceği gibi renk yüküne ve zayıf izospine ait grupların değerleri verilmiştir. μ ifadesi SM Higgs bozonundan farklı olarak MSSM Higgs bozonu kütesine karşılık gelmektedir. Bu ifade $H_u^* H_u$ veya $H_d^* H_d$ terimleri süperpotansiyel denkleminde yasaklandığı için tektir. Hem H_u hem de H_d terimlerinin ikisinde tüm lepton ve kuarklara kütle kazandırmak için gereklidir.

Tablo 2.8’de yer alan spin-0 alanlar kompleks skalerdir. Spin-1/2 alanlar da Weyl fermionların sol elli iki bileşenidir[42]. $Y = 1/2$ olan Higgs kiral süperçoklusu, yükü $+2/3$ olan (u,c,t) kuarklarına kütle kazandırırken; $Y = -1/2$ olan Higgs kiral süperçoklusu ise yükü $-1/3$ olan (d,s,b) kuarklarına kütle kazandırır.

Tablo 2.8: MSSM içindeki kiral süperçoklular.

İsim		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Skuark, kuark (x3 aile)	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(3, 2, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^+	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^+	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
Slepton, lepton (x3 aile)	L	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^+	$(1, 1, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$

Tablo 2.9: MSSM içindeki ayar süperçokluları.

İsim	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Gluino, gluon	\bar{g}	g	$(8, 1, 0)$
Wino, W bozon	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(1, 3, 0)$
Bino, B bozon	\bar{B}^0	B^0	$(1, 1, 0)$

Tablo 2.10: Standart Model Parçacıkları ile MSSM süpereşleri.

Parçacık	Spin		Süper Eş	Spin	
Kuark	q	$\frac{1}{2}$	Skuark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	0
Lepton	l^\pm	$\frac{1}{2}$	Slepton	$\tilde{l}_L^\pm, \tilde{l}_R^\pm$	0
Nötrino	ν	$\frac{1}{2}$	Snötrino	$\tilde{\nu}_L, \tilde{\nu}_R$	0
Gluon	g	1	Gluino	\tilde{g}	$\frac{1}{2}$
Foton	γ	1	Fotino	$\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$
Z^0 bozon	Z^0	1	Zino	\tilde{Z}	$\frac{1}{2}$
Higgs	H	0	Higgsino	$\begin{cases} \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0 \\ \tilde{H}^\pm \end{cases}$	$\frac{1}{2}$
W bozon	W^\pm	1	Wino	\tilde{W}^\pm	$\frac{1}{2}$
			Nötralino	$\tilde{X}_1^0, \tilde{X}_2^0, \tilde{X}_3^0, \tilde{X}_4^0$	$\frac{1}{2}$
			Yükino	$\tilde{X}_1^\pm, \tilde{X}_2^\pm$	$\frac{1}{2}$

Elektrozayıf simetri kırılımı yüzünden higgsinolar ve ayaşınolar birbirleri ile karışır. Nötral higgsinolar ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$) nötral ayaşınolar (\tilde{B}, \tilde{W}^0) ile karışıp nötralinoları oluştururlar. Yüklü higgsinolar ($\tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm$) ve winolar (\tilde{W}^+, \tilde{W}^-) karışıp yükleri ± 1 iki kütle öz durumuna sahip yüklinoları oluştururlar.

Vektör ayaş bozonlarının fermiyonik süpereşlerine ayaşino denir. Bunlar bir vektör bozonu ve bir kütlelessiz Weyl spinörü içerir. Elektrozayıf ayaş simetrisi $SU(2)_L, U(1)_Y$ spin 1 ayaş

bozonları olan W^- , W^0 , W^+ ve B^0 bozonları ile ilişkilidir. Bu parçacıkların spin $\frac{1}{2}$ süpereşleri wino ve bino adlarında \tilde{W}^- , \tilde{W}^0 , \tilde{W}^+ ve \tilde{B}^0 simgeleriyle gösterilir. Elektrozayıf simetri kırılımı sonrasında W^0 ve B^0 ayar öz durumları Z^0 ve γ öz durumlarıyla karışırlar ve kütle kazanırlar. Bunun sonucunda \tilde{W}^0 ve \tilde{B}^0 bozonlarının ayar karışımları zino(\tilde{Z}^0) ve fotino($\tilde{\gamma}$) adını alır. Renk dinamiğinin aracı parçacığı olan gluonun süpereşine de gluino(\tilde{g}) denir. Tablo 2.9 MSSM ayar süperçoklulularını gösterir. Tablo 2.10 ise detaylı bir MSSM parçacık spektrumunu göstermektedir.

Kütleçekim kuvvetinin aracı parçacığı olan graviton henüz daha keşfedilmemiştir. SM'nin daha henüz keşfedilmemiş teorik bir parçacığı olarak ele alınabilir. SUSY'de bulunan gravitonun süpereşi olan gravitino birçok süpersimetrik modelde karanlık madde adayı ve en düşük kütleli süpereştir.

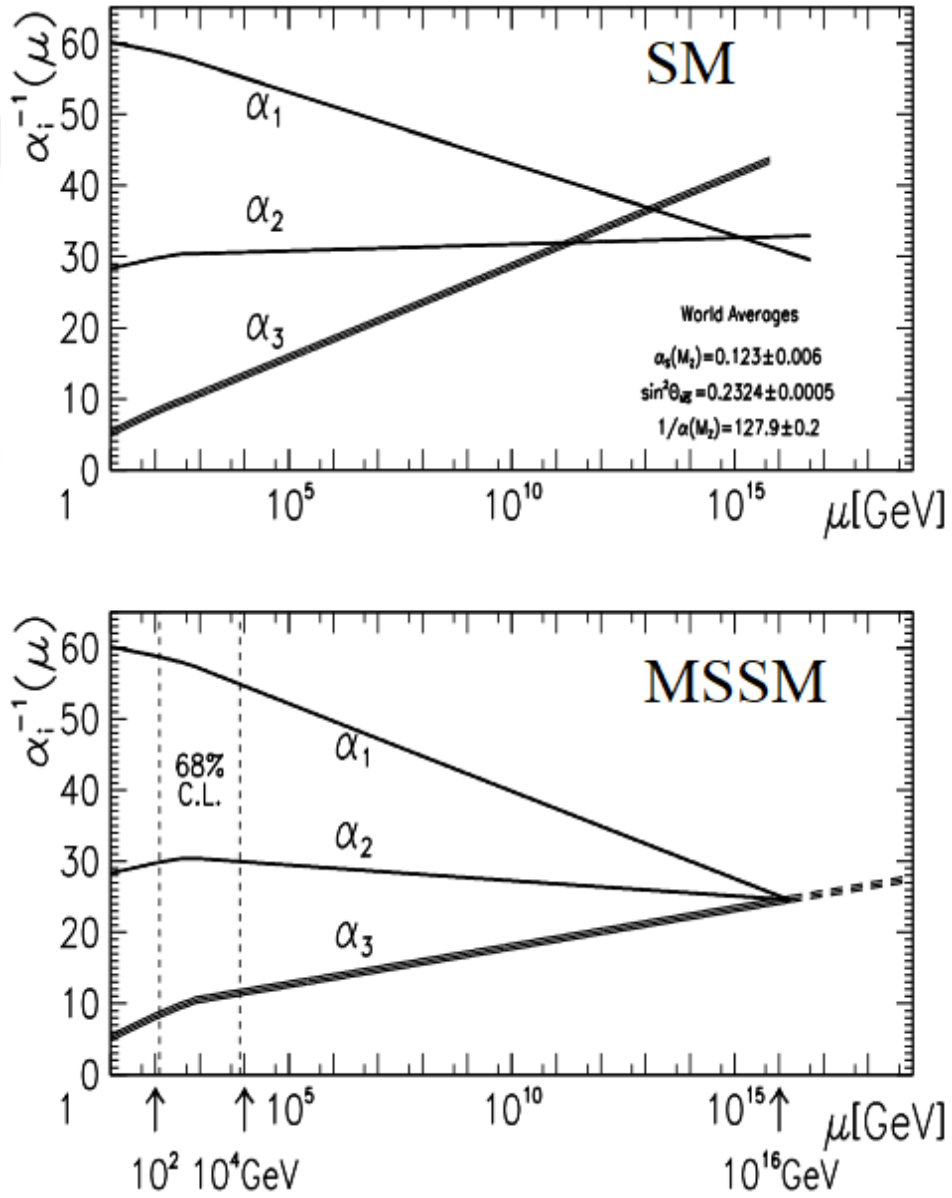
2.2.2. Süpersimetrimin Getireceği Çözümler

Bölüm 2.1.6'da SM'nin yanıtlayamadığı sorunlar açıkça yazılmıştır. Bu bölümde SUSY'nin bu sorunlara nasıl çözümler bulduğu açıklanacaktır. SM hiyerarşi problemi olarak adlandırılan çok ciddi bir probleme sahiptir. Bu problem SM'nin kendi içinde çözülemez ve SM ötesi modellere ihtiyaç duyar. Bu problem özetle SM temel parçacıklar olan kuarklar ve leptonların etkileşmelerinin $10^{-17}m$ civarında görünümünü sunması olarak açıklanabilir. Fakat fizikte bildiğimiz Planck ölçeği $10^{-34} m$ civarındadır. SM bu kadar fark olan ölçek sıralamasını tam olarak açıklayamadığı gibi ölçeğin neden $10^{-17}m$ de bittiğini de açıklayamaz. Dolayısıyla birbirinden bu kadar uzak olan ölçeklerle tutarlı bir model düşünülemez. SUSY fermiyonları ve bozonları birleştirerek ölçekleri bir araya getirir. Aynı zamanda bu modele kütle çekimi teorileri eklenebilir ve çeşitli süpersimetrik modellerde kütleçekimi kuvveti de Planck ölçeğinde diğer kuvvetlerle birlikte eşitlenebilir[6].

Aşağıda Şekil 2.3'de gösterilen ilk grafik SM'de üç bağlaşım sabitinin evrimi sonucu birleşmemesini göstermektedir. Altta gösterilen grafik ise SUSY kütlelerinin 1 TeV civarında olmasıyla üç bağlaşım sabitinin mükemmel bir şekilde birleşeceğini göstermektedir[29].

Süpersimetri, SM'nin açıklayamadığı karanlık madde kavramına en hafif süpereş (EHS) karanlık madde adayı ile çözüm getirir. SUSY, EHS adında bir parçacık öngörür ve özellikle R-parite korunmayan SUSY modellerinde bu karanlık madde için en iyi adaydır. Bu

süpersimetrik modellerde en hafif süperes başka SM parçacıklarına bozunmaz dolayısıyla bizim şu an göremediğimiz enerji ölçeklerinde var olabilir. Geleceğin çarpıştırıcıları ve dedektör sistemlerinde bu parçacığın araştırmaları için kayıp enerji ve momentum kavramı çok önemlidir. Eğer böyle EHS var ise deney sonuçlarında bildiğimiz madde ile etkileşmediğinden çok büyük bir kayıp enerji çıkışı gözlemlenecek ve bu tarz sinyallerde karanlık madde adayları için büyük araştırma sonuçları beklenilmesi iyimser bir tahmin olmayacaktır.



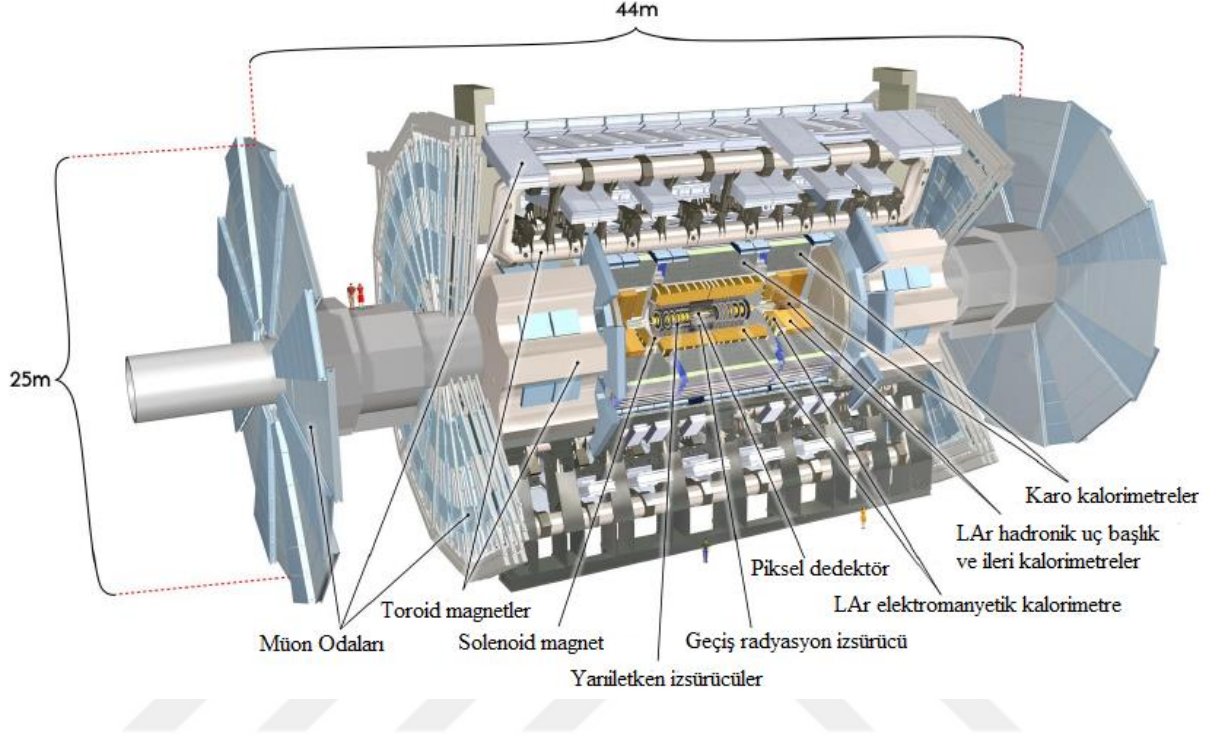
Şekil 2.3: Bağlaşım sabitlerinin SM ve MSSM modellerindeki evrimi.

Şimdiye kadar SUSY modellerin içerisinde henüz gözlenmemiş olan proton bozunmalarından, evrenin parçacık anti-parçacık simetri kırınımına kadar birçok olgu teorik olarak açıklanmıştır. SUSY modelleriyle SM'de olası çözümü bulunmayan çok sayıda problem çözülmüş ve yeni yaklaşımlar getirilmiştir. Bunlardan biri de sicim kuramlarının çoğunun gerekli bir koşul olup olmadığını henüz tam olarak bilinmese de süpersimetrik modellere ihtiyaç duymasındır. Kuramlar süpersimetrik ise birçok teorik zorluk aşılmaktadır. Bu sebeple teorik açıdan da SUSY önemli bir ilham kaynağıdır.

2.3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (BHÇ)

BHÇ şuan için dünyanın en büyük hadron çarpıştırıcısı olup çevresi 27 km olan ve yerin yaklaşık 100 m altında bulunan dairesel bir hızlandırıcıdır. BHÇ üzerinde dört büyük deney sistemi mevcuttur. Bunlar ATLAS, CMS, ALICE ve LHCb olmak üzere her biri ayrı amaçlarla kurulmuştur. ATLAS ile CMS, SM'nin öngörülerini test etmek, elektro-zayıf simetri kırınımını araştırmak, Higgs bozonu hakkında daha fazla bilgi edinmek, SUSY, karanlık madde ve SM ötesi teorileri araştırmak amacıyla kurulmuş dedektör sistemleridir. ALICE büyük patlamadan sonraki evrenin ilk andaki koşullarını araştırmak amacıyla kurulmuştur. Özellikle evrenin başlangıç koşullarını, maddenin kuark-gluon plazması halini detaylıca araştırmaktadır. LHCb ise temel olarak B mezon sektöründe CP kırınımını etkilerine bakarak madde-antimadde simetri bozunumunu araştırmaktadır.

2.3.1. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) Dedektörü



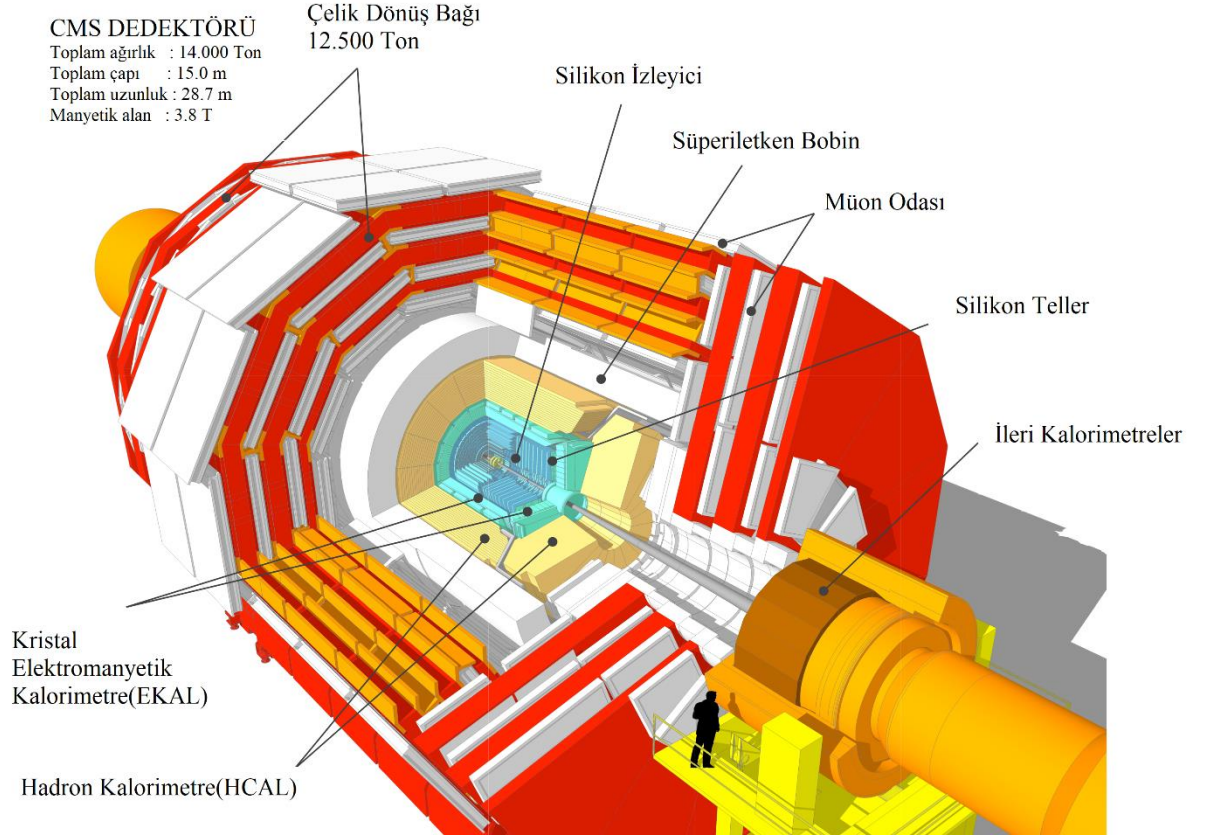
Şekil 2.4: Yaklaşık 7000 ton ATLAS dedektörünün üzerindeki alt dedektör parçaları.

Günümüzde yapılan tüm büyük dedektörler aynı bir soğan gibi üst üste gelecek şekilde tasarlanmışlardır. BHC’de bulunan dedektörlerde aynı bakış açısıyla yapılmışlardır. ATLAS dedektörünün içten dışa takip eden Şekil 2.4’de görüleceği üzere dört önemli alt dedektör vardır. Bu dedektörler kendi altlarında piksel dedektörler gibi başka alt yapılara ayrılırlar. Bunlardan ilki iz takip edici dedektördür. İz takip edici dedektörlerde yüklü parçacıklar iz bırakırken foton gibi yüksüz parçacıklar hiç iz bırakmadan geçerler. Bu dedektörü takip eden elektromanyetik kalorimetredir. Elektromanyetik kalorimetrelerin(EKAL) amacı elektronlar, pozitronlar ve fotonlar tarafından taşınan enerjiyi ölçmektir. Bu kalorimetreye giren elektronlar ortamdaki kurşunun atom çekirdekleri ile elektromanyetik etkileşme yaparlar ve frenleme ışınımıyla fotonlar üretirler. Bu şekilde üretilen fotonlar ve yüklü parçacıklardan elektromanyetik bir sağanak oluşur. Bu sağanak kristal içerisinde ışıdamalar meydana getirir ve fotodedektörler ile dedekte edilirler. EKAL’ı hadronik kalorimetre (HKAL) takip eder. Bu kalorimetre proton-proton çarpışmasından sonra ortaya çıkan hadronları ölçer. HKAL’da

sağanak oluşumu elektromanyetik kalorimetreye kıyasla daha karmaşıktır ama ECAL’da üretilen fotonlar ve elektronlar bu kalorimetredeki sinyale katkıda bulunmazlar. HKAL’ı müon kalorimetresi (MKAL) takip eder. Müonların tesir kesiti diğer parçacıklara göre daha küçük olduğundan MKAL en dış çeperde yer alır. Yükü elektronla aynı olmasına rağmen kütlesi elektrondan yaklaşık 200 kat büyük olduğu için EKAL’da görülemez ve soğurulamaz[30].

2.3.2. CMS (Compact Muon Solenoid) Dedektörü

CMS dedektörü Şekil 2.5’de gösterildiği gibi silindirik bir soğansı yapıya benzer. İçten dışa tıpkı ATLAS dedektöründe olduğu gibi kalorimetrelere sahiptir. CMS son olarak müonu doğrudan ölçmek için tasarlanmıştır. Büyük CMS magnetleri sayesinde müonların momentumları iz takip edici cihazlarla ve müon odasıyla süperiletken bobinin içinde-dışında ölçüm gerçekleştirilebilir.



Şekil 2.5: CMS dedektörünün içyapısı.

2.4. KİNEMATİK DEĞİŞKENLER VE HIZLANDIRICI PARAMETRELERİ

Hızlandırıcı fiziğinde sıkça kullanılan üç değişken vardır. Bunlar enine kütle, hızlılık ve sözde hızlılıktır.

2.4.1. Enine Kütle ve Hızlılık

Bir parçacığın durgun kütlesi M olmak üzere enerji, momentum ve kütle ilişkisi şu şekilde verilir:

$$E^2 = p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + p_z^2 c^2 + M^2 c^4 \quad (2.10)$$

Demet eksenini z ekseni alalım. Böylece Lorentz daralması olgusunu z ekseni için gözlemleriz. Matematiksel olarak ifade edersek;

$$ct' = \gamma(ct - \beta z) \quad (2.11)$$

$$x' = x, y' = y, z' = \gamma(z - \beta ct) \quad (2.12)$$

Bundan dolayı 4 momentum bileşenleri bu şekilde dönüşürler:

$$\frac{E'}{c} = \gamma\left(\frac{E}{c} - \beta p_z\right) \quad (2.13)$$

$$p'_x = p_x, p'_y = p_y, p'_z = \gamma\left(p_z - \beta \frac{E}{c}\right) \quad (2.14)$$

Parçacığın momentumunun x ve y bileşenleri ile durgun kütlesi, z eksenine paralel olan Lorentz daralmasından etkilenmezler. Bu değerlerin toplanması ile M_T enine kütle tanımlarız.

$$M_T^2 c^4 = P_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + M^2 c^4 \quad (2.15)$$

Bir parçacık çarpıştırıcısında çarpışan parçacıkların momentumları her zaman eşit ve zıt yönlü olmayabilirler aynı zamanda demetlerin yönleri ortak olarak z eksene paralel ve biraz altındadır. Bu durumda kütle merkezi çerçevesi z ekseninden hafif saparak hız kazanır. Eğer laboratuvar çerçevesinde çalışırsak bu çerçeveye göre $v_z = \beta c$ miktarında hız kazanırız.

Enine kütle yanında hızlılık adını verdiğimiz boyutsuz bir nicelik daha vardır. Bu boyutsuz nicelik eksi veya artı olabilir. Bir parçacık için hızlılık tanımını aşağıdaki gibi yaparız:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z c}{E-p_z c} \right) = \ln \left(\frac{E+p_z c}{\sqrt{E-p_z c} \sqrt{E+p_z c}} \right) y = \ln \left(\frac{E+p_z c}{\sqrt{E^2-p_z^2 c^2}} \right) = \ln \left(\frac{E+p_z c}{M_T c^2} \right) \quad (2.16)$$

Bu değişkeni kullanmamızın sebebi çarpışmaların bir hayli yüksek enerjide olması ve bundan dolayı da rölativistik bir parçacık topluluğu ile ilgilenmemizdir. Bu parçacıklar XY düzlemine dik bir yönde hareket ederler. Eğer p_z momentumu küçük ise $\log 1 = 0$ olduğu için hızlılık 0 değerine yaklaşacaktır.

Tablo 2.11: Demet momentumuna karşılık gelen hızlılık değerleri.

Demet Momentumu(GeV/c)	Demet Hızlığı ~
100	5.36
158	5.81
2750	8.86
3500	8.92
7000	9.61

$\tanh \theta = (e^\theta - e^{-\theta}) / (e^\theta + e^{-\theta})$ olduğundan hızlılığı şu şekilde yazabiliriz:

$$y = \tanh^{-1} \left(\tanh \left(\ln \left(\frac{E+p_z c}{M_T c^2} \right) \right) \right) \quad (2.17)$$

İşlemler yapılıp düzenlendiğinde tanımını en yalın şu şekilde verilebilir:

$$y = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z c}{E} \right) \quad (2.18)$$

Hızlılık z eksenine paralel Lorentz dönüşümü altında şu şekilde dönüşür:

$$y' = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z c}{E-p_z c} + \ln \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \quad (2.19)$$

$$y' = y + \ln \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \quad (2.20)$$

Bu denklem daha basit haliyle aşağıdaki gibi de gösterilebilir:

$$\ln \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = -\tanh^{-1}\beta, y' = y - \tanh^{-1}\beta \quad (2.21)$$

$$y'_1 - y'_2 = (y_1 - \tanh^{-1}\beta - (y_2 - \tanh^{-1}\beta)) = y_1 - y_2 \quad (2.22)$$

Görüldüğü gibi iki parçacığın hızlılığı arasında ki fark demet eksenini boyunca Lorentz dönüşümü altında değişmez kalmaktadır. Hızlılık, hızlandırıcı fiziğinde bu sebepten çok önemli bir yer tutar. Hızlılık kavramı genellikle parçacığın yayıldığı ϕ azimutal açısı ile eşlenir bu yüzden parçacığın yayılma açısı koordinatları (y, ϕ) çifti ile verilir.

2.4.2. Sözde Hızlılık

Hızlılık kavramının en önemli problemi yüksek hızlı parçacıkların ölçümlerinin zor olmasından kaynaklanır. Hızlılık hesabı için hem momentum hem de enerji hesabı gerektiğinden yüksek relativistik parçacıkların toplam vektör momentumunu elde etmek çok zordur. Bunu hesaplamanın daha kolay bir yolu da sözde-hızlılık kavramında yatar. Öncelikle y (hızlılık) tanımımıza dönersek:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z c}{E-p_z c} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}} + p_z c}{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{\frac{1}{2}} - p_z c} \right) \quad (2.23)$$

Yüksek hızlı parçacıklar için $pc \gg mc^2$ olacağından yola çıkarsak uygun bir binom açılımı ile hızlılığı şu şekilde gösterebiliriz:

$$y \cong \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \frac{p_z}{p} + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots}{1 - \frac{p_z}{p} + \frac{m^2 c^4}{2p^2 c^2} + \dots} \right) \quad (2.24)$$

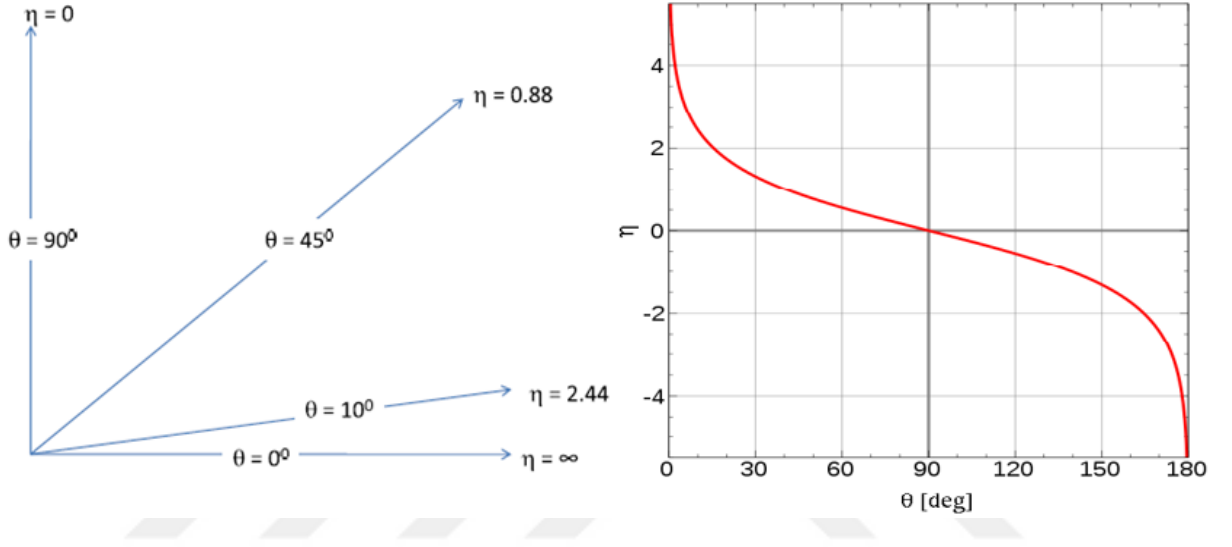
$$y \cong \eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \theta = 2 \arctan(e^{-\eta}) \quad (2.25)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{|p| + p_L}{|p| - p_L} \right) = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_L}{|p|} \right) \quad (2.26)$$

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta \phi)^2}, \Delta R \equiv \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} \quad (2.27)$$

Hızlılık kavramını kullanarak parçacıklar arasında ayırım yapabileceğimiz açısal bir ölçüm değeri elde edebiliriz. Çoğu zaman hızlılık yerine sözde-hızlılık yazılabilir. $\Delta \phi$ azimutal açının farkıdır ve XY düzleminde ölçüldüğü için Lorentz dönüşümü altında değişmez kalan bir büyüklüktür. Aynı şekilde ΔR büyüklüğü de demet hattı yönündeki bir Lorentz değişmezidir.

Bu büyüklük, müonları ve elektronları tanımlarken çok önemlidir. Elektronlar kalorimetredeki karakteristik enerji birikimlerine göre tanımlanırlar. Kalorimetrenin elektromanyetik bölümünde biriken enerjinin oranı ve demet yönünün etrafında yarıçapı $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = \varphi$ olan bir koni içerisinde ki enine parçacık sağanağı görünüşü dikkate alınır (φ azimutal açıdır). Ek olarak bir parçacığın izi kalorimetrede enerji birikimine ve momentuma işaret etmeli ve tutarlı olmalıdır.



Şekil 2.6: Açıya bağlı sözde hızlık grafikleri.

2.4.3. Işınlılık ve Tesir Kesiti

Bir çarpıştırıcının ışınlılığını \mathcal{L} ile tanımlarız. Verilen bir süreçte etkileşim sayısı çarpıştırıcının çalışma süresi üzerinden integrali alınan ışınlılığın çarpımı ile elde edilebilir.

$$N = \sigma \int \mathcal{L}(t) dt \quad (2.28)$$

\mathcal{L} ışınlılık ($s^{-1}cm^{-2}$), N ise saniye başına toplam etkileşim sayısı ve σ ise tesir kesitidir.

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.29)$$

n_1, n_2 iki demetin ayrı ayrı parçacık sayısı, f verilen bir çarpışma noktasında çarpışan demet frekansı ve $4\pi\sigma_x\sigma_y$ ise demetin çarpışma alanını verir.

Tablo 2.12’de elektron-pozitron, proton-antiproton ve proton-proton çarpıştırıcıları için kütle merkezi enerjisiyle birlikte ışınllık gösterilmektedir

Tablo 2.12: Örnek hızlandırıcılar, tipleri ve ışınllıkları.

Çarpıştırıcı	Laboratuvar	Tipi	Tarihler	$\sqrt{s}(GeV)$	Işınllık($cm^{-2}s^{-1}$)
LEP	CERN	e^+e^-	1989-2000	90-209	10^{32}
HERA	DESY	e^+p/e^-p	1992-2007	320	8×10^{31}
Tevatron	Fermilab	$p\bar{p}$	1987-2012	1960	4×10^{32}
BHÇ	CERN	pp	2009-	14000	10^{34}
GDC-hh	CERN	pp	2037-?	100000	3×10^{35}

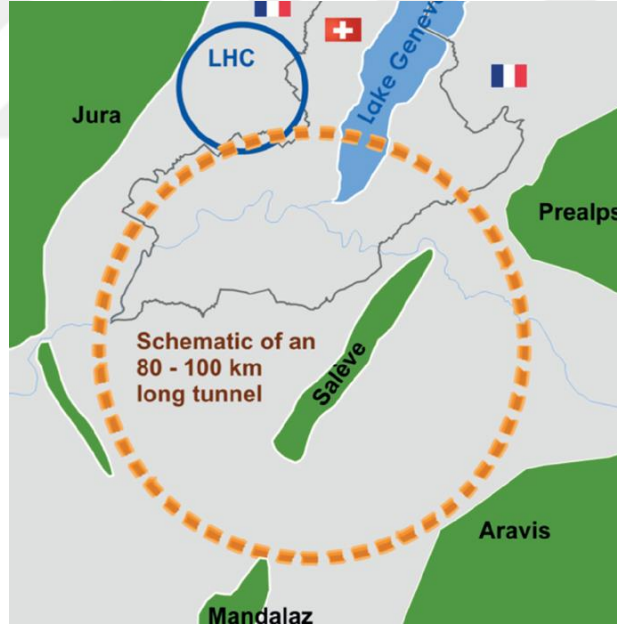
$$\sigma = \sigma_{ref} \frac{N}{N_{ref}} \quad (2.30)$$

Tesir kesiti bir etkileşmenin kuantum mekaniksel olasılığını veren bir ölçümdür. Tesir kesiti için çoğu zaman çarpışan demetlerin parametreleri için isabetli değerler elde edemeyebiliriz. Bu yüzden basit bir denklem olan (2.30) çoğunlukla kullanılır. Bu denkleme göre referans aldığımız bir σ_{ref} tesir kesiti ile N_{ref} referans aldığımız olay sayısının oranını gözlemlediğimiz N olay sayısı ile çarparsak σ tesir kesitini verecektir. Arka plan fon analizi ve dedektör algılama verimliliği düzeltmeleri ile doğru tesir kesiti değerini elde ederiz[18].

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1.GELECEĞİN DAİRESEL ÇARPIŞTIRICISI

Dairesel hadron çarpıştırıcıları keşif makineleri olarak bilinirler. Ulaştıkları demet enerjisi yalnızca iki parametreye bağlı olarak belirlenebilir. Bunlardan birincisi dipol manyetik alanı ikincisi ise çarpıştırıcının çevresidir. Bu sebeple yeni çarpıştırıcılar eskilerine göre daha büyük ve daha güçlü magnetler kullanılarak inşa edilirler. Örneğin Chicago yakınlarındaki eski keşif makinesi olan Tevatron süper iletken magnet teknolojisine ve 4.2 T dipol alanına sahip 6.3 km çevreye sahip bir hadron çarpıştırıcısıdır. Daha sonra kurulan BHÇ 8.3 T dipol alana sahip 26.7 km çevresinde bir tünele inşa edilmiştir. Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı("GDÇ-hh" hadron versiyonu) ise 100 TeV enerjiye çıkmak için 100 km bir halkada 16 Tesla dipol magnetlere ihtiyaç duymaktadır. Süper proton-proton çarpıştırıcısı (SppC) olarak adlandırılan benzer bir 100 km'lik çarpıştırıcıda Çin'de yapılmaya çalışılmaktadır.



Şekil 3.1: Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı için 100 km şematik tünel gösterimi.

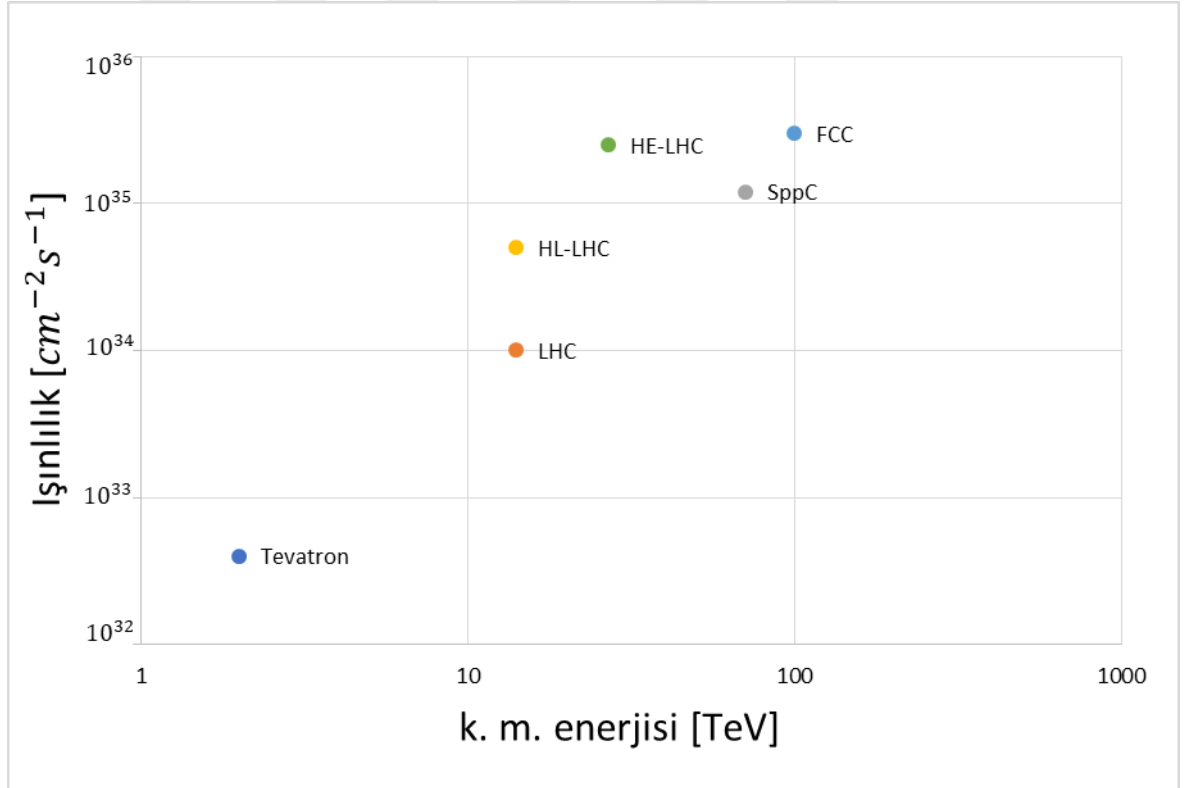
BHÇ'nin ışınlılığını arttırmak için hâlihazırda bir proje bulunmaktadır. Bu yeni çarpıştırıcı YI-BHÇ (Yüksek Işınlılıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı), BHÇ'nin ışınlılığı güncellenmiş yeni sürümü olacaktır. GDÇ-hh ise geleceğin dairesele çarpıştırıcısı olarak diğer tüm hızlandırıcılardan yüksek ışınlılık ve kütle merkezi enerjisine sahip olacaktır[14].

Hadron çarpıştırıcılarında kütle merkezi enerjisi maksimum manyetik alan (B) ve bükülme yarıçapının (ρ) çarpımını ile doğru orantılıdır:

$$E_{k.m} \propto \rho B. \quad (3.1)$$

(3.1) denklemini sayesinde GDÇ'nin kütle merkezi enerjisini BHÇ ile kıyaslayarak basit bir şekilde elde edebiliriz. BHÇ kütle merkezi enerjisini 14 TeV, dipol manyetik alanını 8.3 Tesla ve çevresinin de 26.7 km olduğunu biliyoruz. Bu durumda GDÇ için dipol manyetik alan 16 Tesla ve çevresini de yaklaşık 100 km bir çember alırsak (3.2) ile 100 TeV elde ederiz.

$$\frac{14 \text{ TeV}}{E_{k.m}} = \frac{26.7 \text{ km} \times 8.3 \text{ T}}{100 \text{ km} \times 16 \text{ T}}, E_{k.m} \sim 100 \text{ TeV} \quad (3.2)$$



Şekil 3.2: Çeşitli hızlandırıcıların ışınlılık ve kütle-merkezi enerjisi kıyaslaması.

Tablo 3.1: GDÇ'nin diğer çarpıştırıcılarla birlikte parametreleri.

Parametre	GDÇ-hh	SppC	(HE)BHÇ	(YI)BHÇ	BHÇ	
K. M. Enerji [TeV]	100	75	27	14	14	
Dipole Alanı[T]	16	12	16	8.3	8.3	
Çevresi[km]	97.8	100	26.7	26.7	26.7	
IP Beta Fonksiyonu[m]	1.1	0.3	0.71	0.25	0.15	0.55
Işınlılık[$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	5	30	10	28	5	1
Çarpışma Başına Olay	170	1000	300	800	135	27
DemetBaşına Parçacık[10^{11}]	1	1.5	2.2	2.2	1.15	
Demet Aralığı[ns]	25	25	25	25	25	
Demet Akımı[A]	0.5	0.77	1.12	1.12	0.58	

Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı (GDÇ) şu anda ömrünün sonuna yaklaşan BHÇ keşif makinesinin araştırmalarını devam ettirmek ve genişletmek amacı ile geliştirilmektedir. GDÇ'nin temel amacı parçacıkları çarpıştırırken enerji ve yoğunluk sınırlarını büyük ölçüde ileri götürmektir. CERN tarafından ev sahipliği yapılan ve şu ana kadar (Mayıs 2018) dünyanın her tarafından 70'den fazla enstitü tarafından destek olunan bir projedir. GDÇ için düşünülen 3 farklı çarpıştırıcı tipi; BHÇ'ye benzer hadron(proton-proton ve ağır iyon) çarpıştırıcısı, elektron-pozitron çarpıştırıcısı ve proton-elektron çarpıştırıcısıdır. GDÇ hızlandırıcı merkezi, BHÇ ve YI-BHÇ'den sonraki en büyük araştırma tesisi olacaktır ve 2035 yılı civarında veri alımına başlanması öngörülmektedir[14-17].

Tablo 3.2: GDÇ-pp için faz 1 ve faz 2 ışınllık değerleri.

Parametreler	Faz 1	Faz 2
Işınllık [$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	5.1	29
Yıl Başına Toplam Işınllık (fb^{-1})	≥ 250	≥ 1000

Tablo 3.2 GDÇ için faz 1 ve faz 2 ışınllık değerlerini içermektedir[13]. Bu değerlerden görüleceği üzere faz 1 aşaması $250 fb^{-1}$ değerinde bir ışınllığa sahip olacaktır. 10 yıllık bir çalışma süreci ardından toplam ışınllık $\geq 2500 fb^{-1}$ değerinde olacaktır. 15 senelik bir faz 2 çalışma süreci ardında toplam ışınllık değeride $\geq 15000 fb^{-1}$ olacaktır. 25 sene sonunda toplam ışınllık değeri $17500 fb^{-1}$ olacaktır.

3.2.MİNİMAL SÜPERSİMETRİK MODELDE R-PARİTE İHLALİ

En popüler MSSM sürümünde adı R-paritesi (madde paritesi) olan yeni bir simetri vardır. Bu evrende varlığını bildiğimiz karanlık madde olarak da tanımlayabileceğimiz en hafif kararlı süpereşe sahip bir modeldir. MSSM'nin bu ilave özelliği sayesinde BHÇ gibi hızlandırıcılar süpersimetri araştırmaları için kayıp enerji son durumları içeren R-paritesi korunan durumlara odaklandılar. Fakat şimdiye dek bu deneysel amaçlar süpersimetri için herhangi bir delil bulamadığı gibi süpereşlerin kütle sınırlarını da rahatsız edici derecede yüksek değerlere taşımıştır.

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}L_iL_j\bar{e}_k + \lambda'^{ijk}L_iQ_j\bar{d}_k + \mu^iL_iH_u \quad (3.3)$$

$$W_{\Delta B=1} = \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\bar{u}_i\bar{d}_j\bar{d}_k \quad (3.4)$$

Aile indisleri $i=1,2,3$ şeklinde gösterilmiştir. Kiral süperçoklular Q_i için $B = +\frac{1}{3}$; $\bar{u}_i\bar{d}_i$ için $B = -\frac{1}{3}$ ve diğerleri için $B = 0$ baryon sayılarına sahiptirler. Lepton sayıları ise L_i için $L = +1$, \bar{e}_i için $L = -1$ ve diğerleri için $L = 0$ olmaktadır. Bundan dolayı (3.3) formülünde toplam lepton sayısı değişimi $\Delta L = 1$, (3.4) formülünde ki toplam baryon sayısı değişimi de $\Delta B = 1$ olur. Bu ise SM'nin öngördüğü $\Delta L = 0$ ve $\Delta B = 0$ farklarını ihlal etmiş olur. B ve L

korunumlarının ihlali doğada gözlemlenmemiştir bu yüzden λ bağlaşımları çok küçük olmak zorundadırlar.

R-parite diğer adı ile madde simetrisi olarak bilinen $R_P = (-1)^{2S+3(B-L)}$ formülü ile tanımlanan MSSM modelinde yaygın olarak korunan bir kuantum sayısıdır. S, parçacıkların spini, B, baryon sayıları ve L ise lepton sayısıdır. Bütün SM parçacıklarının $R = 1$, bütün süperleşlerin ise $R = -1$ dir. Tablo 3.3'de SM ve MSSM modellerinde kuark, lepton ve süperleşleri için R_P hesabı mevcuttur. MSSM modelinde R-paritesini korunur bir nicelik olarak tanımlarsak EHS aşağıdaki özelliklere sahip olacaktır;

- En hafif süpersimetrik parçacık (EHS) kesinlikle bozunmayacak ve kararlı kalacaktır.
- EHS harici diğer bütün süperparçacıklar EHS parçacığına eninde sonunda bozunacaktırlar ve bu olay büyük olasılıkla birçok kademede de gerçekleşebilecektir. Sparçacıklar çarpıştırıcı deneylerinde çiftler halinde üretilecektir.
- Eğer en hafif sparçacık elektriksel olarak nötr ise sıradan madde ile yalnızca zayıf etkileşecek ve baryonik olmayan karanlık madde için iyi bir aday olacaktır.
- Hızlandırıcıda üretilen sparçacıkların R-parite durumu tek olur. Bunun sebebi herhangi bir sparçacığın bozunması durumunda ortaya çıkacak olan EHS parçacığının son durumunun R-parite değerinin -1 olmasından kaynaklıdır.
- Sparçacıklar ve parçacıklar arasında bir karışım tanımlanamaz.

Eğer modelimizde R-parite korunmaz ise EHS aşağıdaki özelliklere sahip olacaktır;

- EHS parçacığı kararlı olmayıp SM'de tanımladığımız parçacıklara bozunacaktır. Sparçacıklar en azından bir dilepton (l^+l^-) yayımlar. Bu ise EHS'nin karanlık madde adayı olmayacağını düşündürür. Çünkü karanlık madde adayının bozunmaması gereklidir.
- Sparçacıklar yalnızca çiftler halinde değil aynı zamanda tekli hallerde ve rezonanslar yardımıyla da üretilbilirler.
- Sparçacıklar bozunum ürünü olarak tek ve çift R-parite durumlarına sahip olabilirler.
- Parçacıklar ve sparçacıklar arasında karışım olabilir.

Tablo 3.3: Bazı temel parçacıkların R-parite sayıları.

Alan	B	L	S	3B + 3L + 2S	R_p
Kuark	1/3	0	1/2	2	1
Skuark	1/3	0	0	1	-1
Lepton	0	1	1/2	2	1
Slepton	0	1	0	1	-1

Bugüne kadar hiçbir parçacık hızlandırıcısı ve dedektörü SUSY parçacıklarından birini gözlemleyememiştir. Bu sebeple R-parite korunmayan süreçleri ele almamız bize daha fazla son durum verecektir. Bundan dolayı ortaya çıkan süreçlerin nedeni dolaylı yollardan SUSY modelinden kaynaklı olabilir.

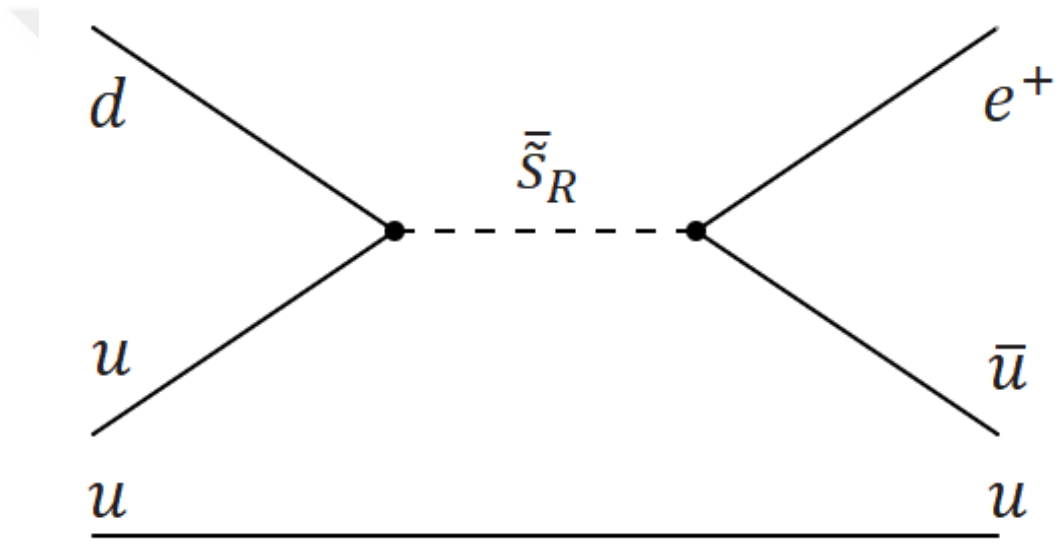
Tablo 3.4’de her sınıftan çarpıştırıcı tipine göre farklı R-parite kırılma bağlaşımları tarafından izin verilen rezonans üretim mekanizması görülmektedir[40].

Tablo 3.4: Sfermionların RPV ile s-kanalı rezonans üretimi.

Çarpıştırıcı	Bağlaşım	Sfermion	Süreç
e^+e^-	λ_{1j1}	$\tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$	$l_1^+ l_1^- \rightarrow \tilde{\nu}_j$ $j = 2,3$
ep	λ'_{1jk}	$\tilde{d}_R, \tilde{s}_R, \tilde{b}_R$ $\tilde{u}_L, \tilde{c}_L, \tilde{t}_L$	$l_1^- u_j \rightarrow \tilde{d}_{kR}$ $l_1^+ d_k \rightarrow \tilde{u}_{jL}$ $j = 1,2$
$p\bar{p}$	λ'_{ijk}	$\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$ $\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$	$d_k \bar{d}_j \rightarrow \tilde{\nu}_i$ $u_j \bar{d}_k \rightarrow \tilde{l}_{iL}$ $j = 1,2$
	λ''_{ijk}	$\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$ $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$	$\bar{u}_i \bar{d}_j \rightarrow \tilde{d}_k$ $j \neq k$ $\bar{d}_j \bar{d}_k \rightarrow \tilde{u}_i$ $j \neq k$

Eğer R-parite korunumu ihlal edilirse proton da er geç bozunan bir parçacık olması gerekir. Japonya’da kurulmuş bir nötrino gözlemevi olan Süper-Kamiokande deneyinde proton kaynağı olarak su kullanılarak protonun bozunumu incelenmiştir. Varılan sonuçlara göre $p \rightarrow e^+ \pi^0$ bozunumu için proton ömrü $> 1.6 \times 10^{33}$ yıl ve $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ bozunumu için $> 4.7 \times 10^{32}$ yıl olmaktadır. Bu da alışık olduğumuz birimlerden yola çıkarsak evrenin yaşından yaklaşık 20 kat daha uzun bir süreye denk gelmektedir[19,20].

Şekil 3.3 örneği $\Delta B = 1$ ve $\Delta L = 1$ olarak alındığında protonun R-parite ihlaliyle nasıl bozunabileceğinin bir örneğidir[40].



Şekil 3.3: R-parite ihlali ve skuark etkileşimiyle $p \rightarrow e^+ \pi^0$ bozunumu.

3.2.1. Sleptonlar için R-parity ihlali

Skaler leptonlar için RPV etkileşmelerinin Lagranjyeni (3.5) denklemi ile verilir:

$$\mathcal{L}_{L_i L_j E_k^c} = -\frac{1}{2} \lambda_{ijk} \left(\tilde{\nu}_{iL} \bar{l}_{kR} l_{jL} + \tilde{l}_{jL} \bar{l}_{kR} \nu_{iL} + \tilde{l}_{kR}^* \bar{\nu}_{iR}^c l_{jL} - (i \leftrightarrow j) \right) + \text{h. c} \quad (3.5)$$

$$\mathcal{L}_{L_i Q_j D_k^c} = -\lambda'_{ijk} \left(\tilde{\nu}_{iL} \bar{d}_{kR} d_{jL} + \tilde{d}_{jL} \bar{d}_{kR} \nu_{iL} + \tilde{d}_{kR}^* \bar{\nu}_{iR}^c d_{jL} - \tilde{l}_{iL} \bar{d}_{kR} u_{jL} - \tilde{u}_{jL} \bar{d}_{kR} l_{iL} - \tilde{d}_{kR}^* \bar{l}_{iR}^c u_{jL} \right) + \text{h. c} \quad (3.6)$$

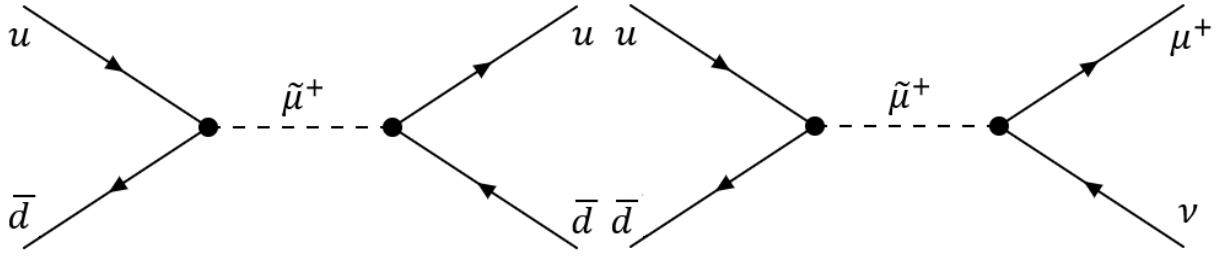
L ve Q sırasıyla leptonların ve kuarkların $SU(2)$ grubuna karşılık gelen çiftli süperalanlarını; l ve d sırasıyla lepton ve aşağı kuarkların $SU(2)$ tekli süperalanlarını; R (right-sağ) ve L (left-sol) indisleri sırasıyla sağ ve sol elli fermiyonların süpereşlerine denk düşen bağımsız skaler alanları ayırmak için kullanılan kiralite indislerini; üst simge c yük eşlenik alanları, üst simge * ise kompleks eşlenik alanları; $\tilde{\nu}$ ve \tilde{l} ise sırasıyla snötrinoları ve yüklü sleptonları; λ ve λ' Yukawa çiftlenimlerini ve i, j, k indisleri fermiyon ailelerini temsil etmektedir.

$LL\bar{E}$ ve LQD bağlaşımları sfermionların \bar{R}_p süpersimetri ihlali operatörüyle direk bozunmasına izin verirler. Tablo 3.5'de görüleceği üzere sleptonlar sırasıyla leptonlar ve skuarklar olmak üzere iki standart fermiyona bozunuyorlar[32].

Tablo 3.5: Sleptonların \bar{R}_p operatörü $\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k$ ve $\lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k$ ile direk bozunumu.

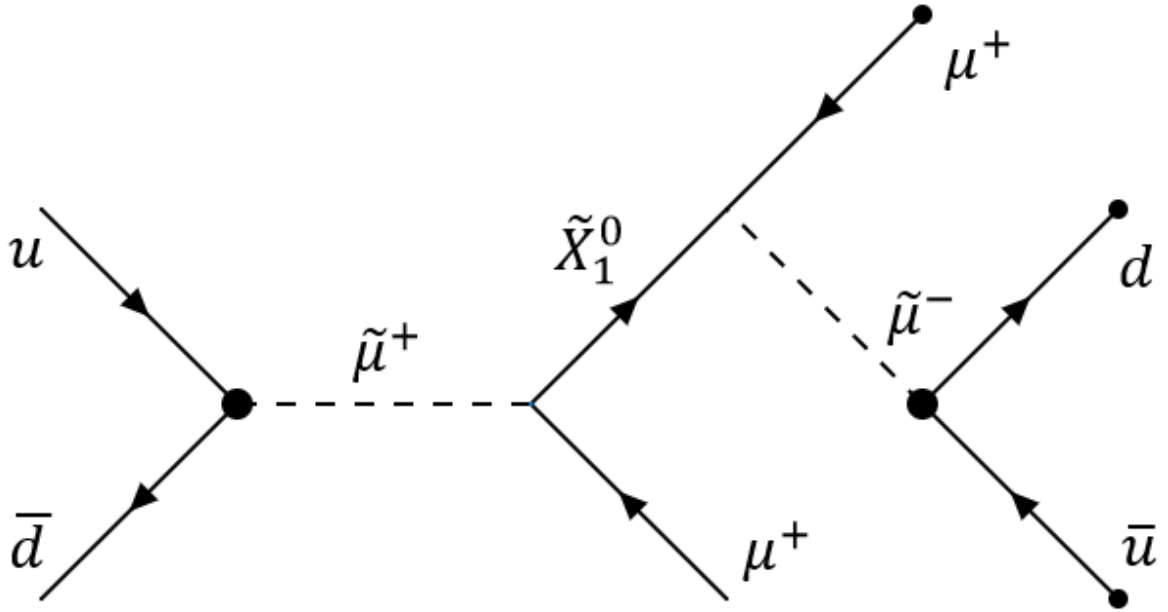
Süpersimetrik parçacıklar	Bağlaşımlar	
	λ_{ijk}	λ'_{ijk}
$\tilde{\nu}_{i,L}$	$l_{j,L}^+ l_{k,R}^-$	$d_{j,L} d_{k,R}$
$\tilde{l}_{i,L}$	$\bar{\nu}_{j,L} l_{k,R}^-$	$\bar{u}_{j,L} d_{k,R}$
$\tilde{\nu}_{j,L}$	$l_{i,L}^+ l_{k,R}^-$	
$\tilde{l}_{j,L}$	$\bar{\nu}_{i,L} l_{k,R}^-$	
$\tilde{l}_{k,R}$	$\nu_{i,L} l_{j,L}^- , l_{i,L}^- \nu_{j,L}$	

3.2.1.1. Sleptonların üretim ve bozunmaları



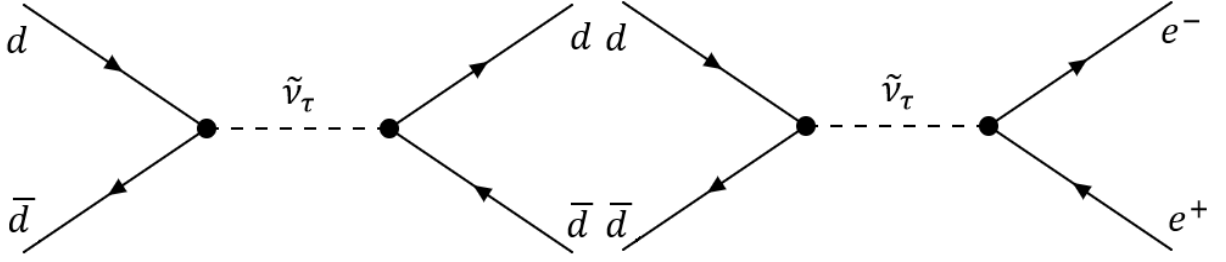
Şekil 3.4: R-Parite ihlali ile rezonans $\tilde{\mu}^+$ üretimi.

$\tilde{\mu}^+$ skaler olduğundan son durum W'^{++} ile benzer olacaktır fakat son durum parçacıkları farklı dağılımlarda olur. Şekil 3.4 ve Şekil 3.5'te ki siyah noktalar RPV köşelerine denk gelmektedir.



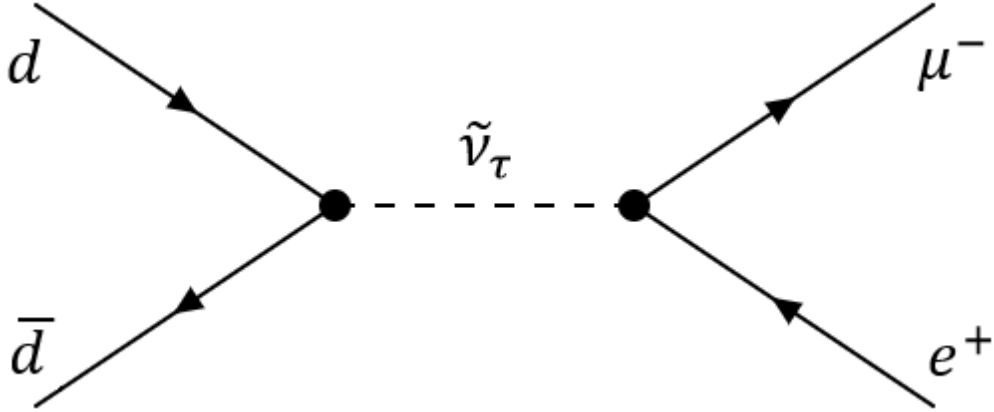
Şekil 3.5: $\tilde{\mu}^+$ için en olası imza.

3.2.1.2. Snötrinoların üretim ve bozunmaları



Şekil 3.6: R-Parite ihlali ile rezonans $\tilde{\nu}_\tau$ üretimi.

Son durum Z' ile benzerdir fakat $\bar{\nu}\nu$ ve $u\bar{u}$ son durumları bulunmamaktadır. Aynı zamanda Z' farklıdır çünkü son durumların farklı dağılımları vardır.



Şekil 3.7: $\tilde{\nu}_\tau$ için en olası imza.

3.3.KULLANILAN BENZETİM PROGRAMLARI

3.3.1. CompHEP

CompHEP, parçacık fiziğinde parçacıkların bozunmalarını ve çarpışma sonuçlarını otomatik bir şekilde hesaplayan paket programdır. Parçacıkların dallanma oranlarını, Feynman diyagramlarını ve ağaç seviyesinde tesir kesiti hesabını yapabilen bir yazılımdır. CompHEP yazılımı iki kısım içerir bunlardan biri sembolik ve diğeri sayısal kısımdır. Sembolik kısım, C programlama dili ile yazılmıştır. Kendi içinde Kuantum Elektrodinamiği, Standart Model ve

birçok kurama ait parçacık dosyasına ve kütüphanesine sahiptir. Kullanıcının inceleyeceği teoriye göre (SUSY, GUT vb.) parçacık özellikleri de oluşturabilir ve bunu CompHEP dosyası olarak girebiliriz. İçinde bulunan dört ayrı tip dosya türü ile parçacıklar tanımlanabilir, etkileşim köşeleri yazılabilir, bu hesaplara ait değişkenler, sabitler girilebilir ve parçacıkların kütleleriyle karışım açılarını modelimize göre belirleyebiliriz[43].

3.3.2. Madgraph

Madgraph, CompHEP gibi ağaç seviyesinde tesir kesiti hesabı yapabilen, olay üreten ve matris elemanı hesaplayabilen bir parçacık benzetimi programıdır. İçinde parçacık ve algıçlara ait kartlar bulunur. Bu kartlarda yapacağımız değişiklikler ile hızlı bir şekilde örnek benzetim yapabiliriz. Bahsedilen kartların içinde algıç, hızlandırıcı parametreleri hatta Standart Model ötesi çalışmalarda kullanabileceğimiz etkileşim köşelerini dahi tanımlayabiliriz. CompHEP gibi grafik ara yüzü yoktur ve işlemlerin tamamına yakını terminal ekranından yapılır. Sonuçlarını HTML formatında verir. Yeni model girilmesi CompHEP'e göre daha zordur[31].

Bu tez kapsamında tesir kesit, gürültü ve fon analizi hesapları Madgraph'ta, parçacıklarının bozunum genişliğini hesaplama işi de CompHEP programında yapılmıştır.

4. BULGULAR

4.1. TAU SNÖTRİNOLARININ R-PARİTE İHLALİ İLE GELECEĞİN DAİRESEL ÇARPIŞTIRICISIN'DA ÜRETİMİ

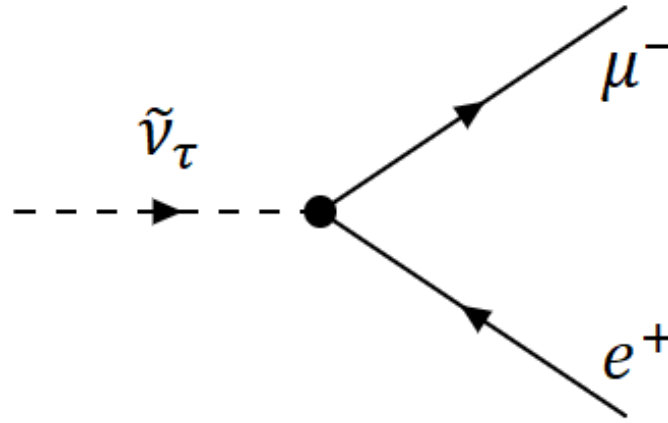
4.1.1. Tau snötrinosunun $\tilde{\nu}_\tau$ bozunum genişliği

Ele aldığımız MSSM modelinde inceleyeceğimiz parçacık skaler tau nötrinosudur ($\tilde{\nu}_\tau$). Tau snötrinosu RPV aracılığıyla aşağıdaki süreçlerle bozunabilir:

$$\tilde{\nu}_\tau \rightarrow l^+ l^- \quad (4.1)$$

$$\tilde{\nu}_\tau \rightarrow q \bar{q} \quad (4.2)$$

(4.1) süreci tau skaler nötrinosunun bir lepton ve bir antileptona bozunduğu, (4.2) süreci ise tau snötrinosunun bir kuark ve bir anti-kuarka bozunduğu süreçtir.



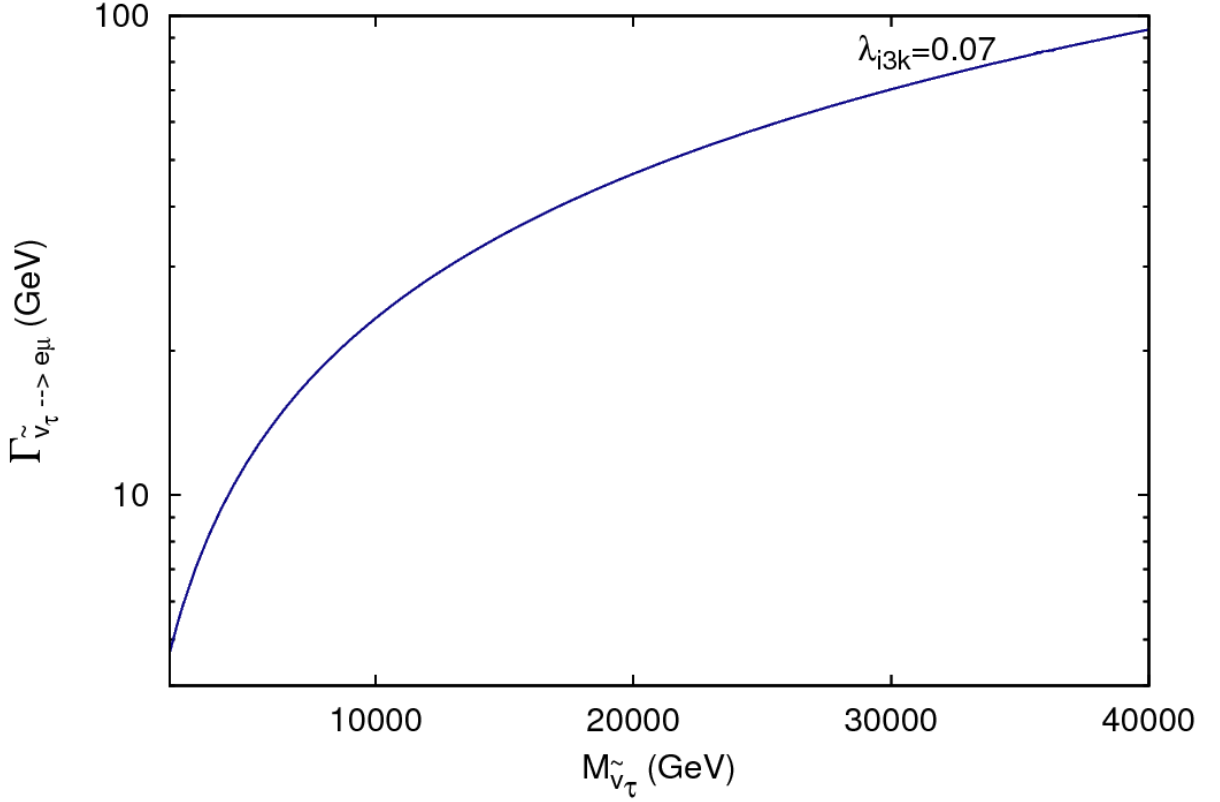
Şekil 4.1: Tau snötrinosunun pozitron ve müona bozunumunun feynman diyagramı.

GDC’de p-p çarpışmalarında R-parite ihlali ile (4.3) ve (4.4) süreçleri önem kazanırlar. İlk süreç son durumda bir pozitron ve müon, ikinci süreç ise son durumunda bir anti-müon ve elektron içerir.

$$p p \rightarrow \tilde{\nu}_\tau X \rightarrow e^+ \mu^- X \quad (4.3)$$

$$p p \rightarrow \tilde{\nu}_\tau X \rightarrow \mu^+ e^- X \quad (4.4)$$

Bu süreç ATLAS ve CMS dedektörlerinde analiz edilmiştir. ATLAS $\lambda'_{311} = 0.11$, $\lambda_{312} = 0.07$ ve $\lambda_{321} = 0.07$ bağlaşımlarını kullanarak $\sqrt{s} = 8$ (13) TeV ve $\mathcal{L}_{int} = 20$ (3.2) fb^{-1} de $m_{\tilde{\nu}_\tau} = 2$ (2.3) TeV sınırını elde etmiştir. λ_{312} ve λ_{321} bağlaşımları $e^+\mu^-$ ve $e^-\mu^+$ son durumlarına denk düşerler[37-39].



Şekil 4.2: Tau snötrinosunun kütleyle bağlı $e^-(e^+)$ ve $\mu^-(\mu^+)$ bozunum genişliği grafiği.

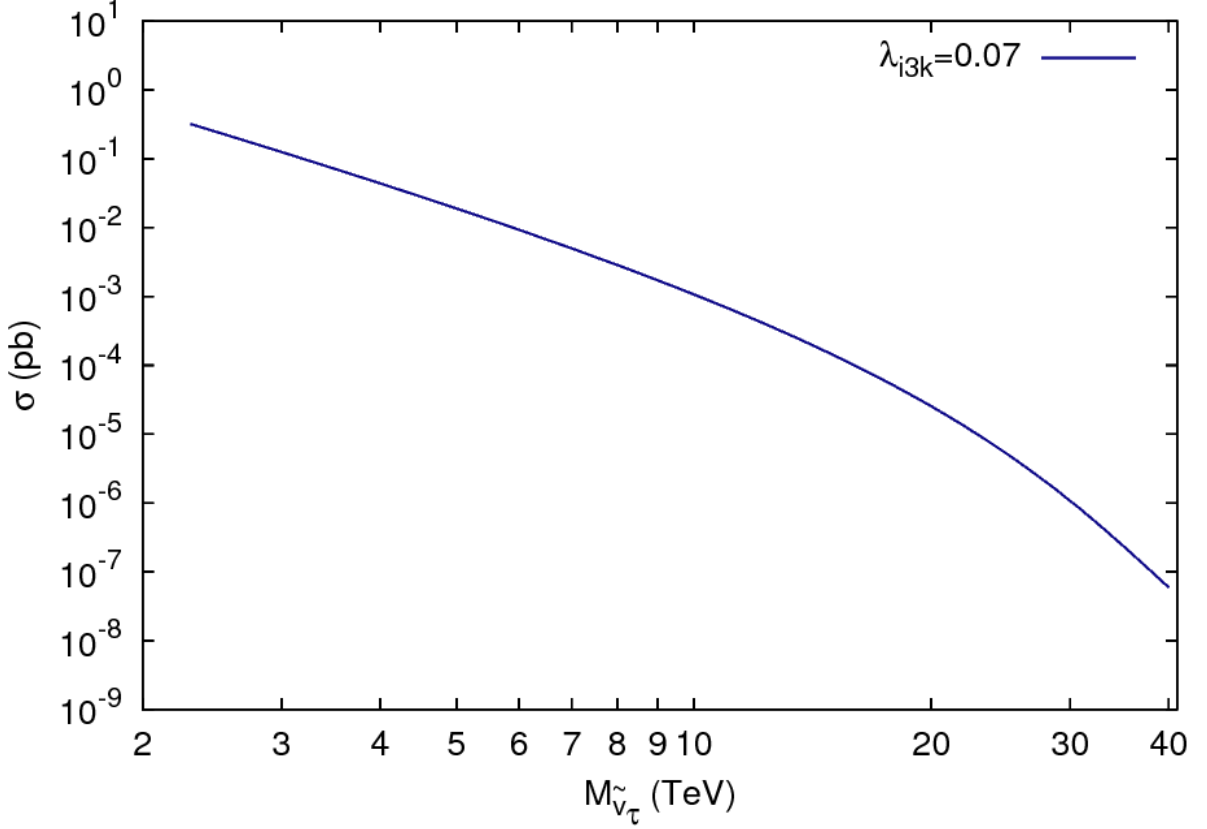
CompHEP benzetim programında MSSM RPV modelimiz eklendikten sonra kütleyle bağlı $\tilde{\nu}_\tau$ bozunum genişliği $\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm\mu^\mp$ süreci için $\lambda_{132} = \lambda_{231} = 0.07$ alınarak elde edilmiş ve Şekil 4.2 grafiği çizilmiştir. Grafiğimiz ATLAS deneyinin $\tilde{\nu}_\tau$ için getirdiği kütle sınırı olan 2.3 TeV değerinden başlamakta ve 40 TeV'de sonlanmaktadır.

4.1.2. Tau snötrinosunun numerik tesir kesiti hesabı

Madgraph ve CTEQ6L1 kuark dağılım fonksiyonu kullanılarak tau snötrinosu için çeşitli tesir kesiti değerleri hesaplanmıştır ve tesir kesiti kütle grafiği Şekil 4.3'de verilmiştir[44]. Şekil

4.3'de görüldüğü üzere yeterli büyüklükteki tesir kesiti değerlerinde yüksek kütleli tau snötrinosu($\tilde{\nu}_\tau$) araştırılabilir.

$$pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau X \rightarrow \mu^\pm e^\mp X \quad (4.5)$$



Şekil 4.3: Tau snötrinosu için kütleyle bağlı tesir kesiti grafiği.

4.2. GDÇ'DE ÜRETİLEN TAU SNÖTRİNO SÜREÇLERİ İÇİN SİNYAL FON ANALİZİ

Sinyal sürecimiz $pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau X \rightarrow \mu^\pm e^\mp X$ olmaktadır. Tau snötrinosu bağlantılı süreçler için arka plan fonları iki kategoriye ayrılabilir. Bunlardan birincisi indirgenemez arka plan süreçleri ikincisi ise indirgenebilir arka plan süreçleridir. İndirgenemez arka plan süreçleri son durumda $t\bar{t}$, tekli top kuark ve çift bozon üretim süreçleriyle (WW, WZ, ZZ) ortaya çıkan farklı çeşnilere sahip leptonlardır. İkincisi jetler lepton olarak yanlış yapılandırıldığı durumda veriye dayalı tekniklerin kullanılmasını gerekir. Bu yüzden indirgenebilir arka planlar ortaya çıkar. İndirgenebilir arka plan süreçleri ise $W/Z + \gamma$, $W/Z + \text{jetler}$ ve çoklu-jet süreçleridir. Jetlerin elektron (pozitron), müon (anti-müon) olarak yanlış yapılandırma oranı 10^{-4} gibi çok küçük değerler mertebesinde olduğu için indirgenemez süreçler yanında bu süreçler ihmal

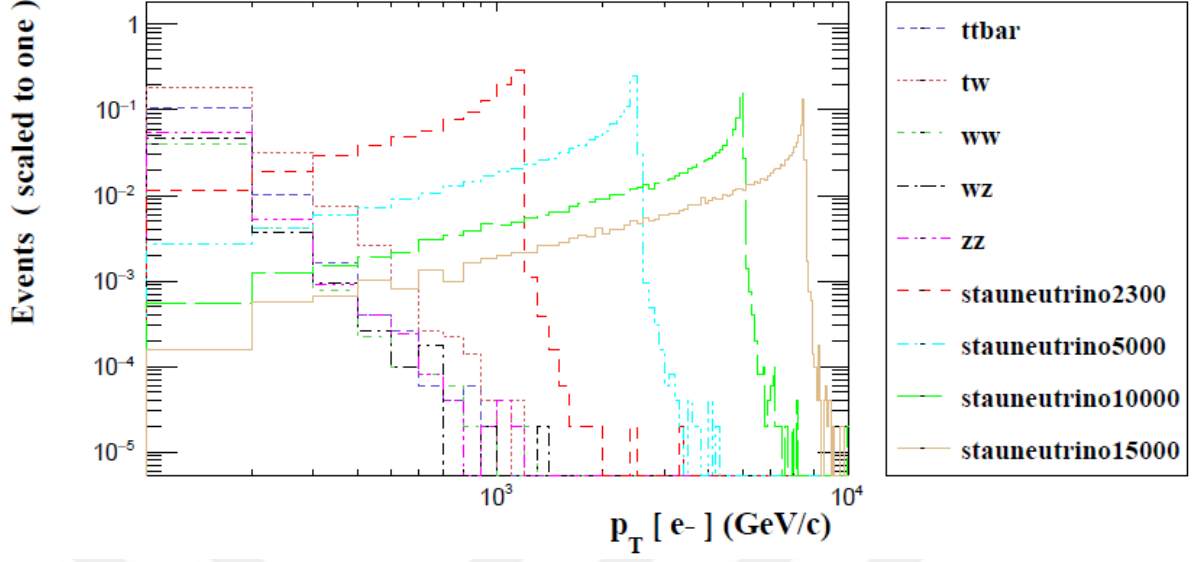
edilebilir[15]. İndirgenemez arka plana en baskın katkı $t\bar{t}$ ve çift bozon üretiminden gelir. İndirgenebilir arka plana en büyük katkı ise çoklu jet süreçlerinden ve $W + \text{jet}$ süreçlerinden gelir. Az önce bahsettiğimiz gibi jetlerin lepton gibi algılanma oranı ve fotonun lepton gibi algılanma oranı çok küçüktür. İndirgenebilir arka plan süreçleri ($W/Z + \gamma$, $W/Z + \text{jetler}$ ve çoklu-jet) indirgenemez arka plan süreçlerine göre çok daha küçük tesir kesiti değerlerine sahip olacağı için indirgenebilir fon süreçlerinin katkısı bu tez çalışmasında ihmal edilmiştir.

4.2.1. Elektron(Pozitron) ve müon(anti-müon) için dağılım grafikleri

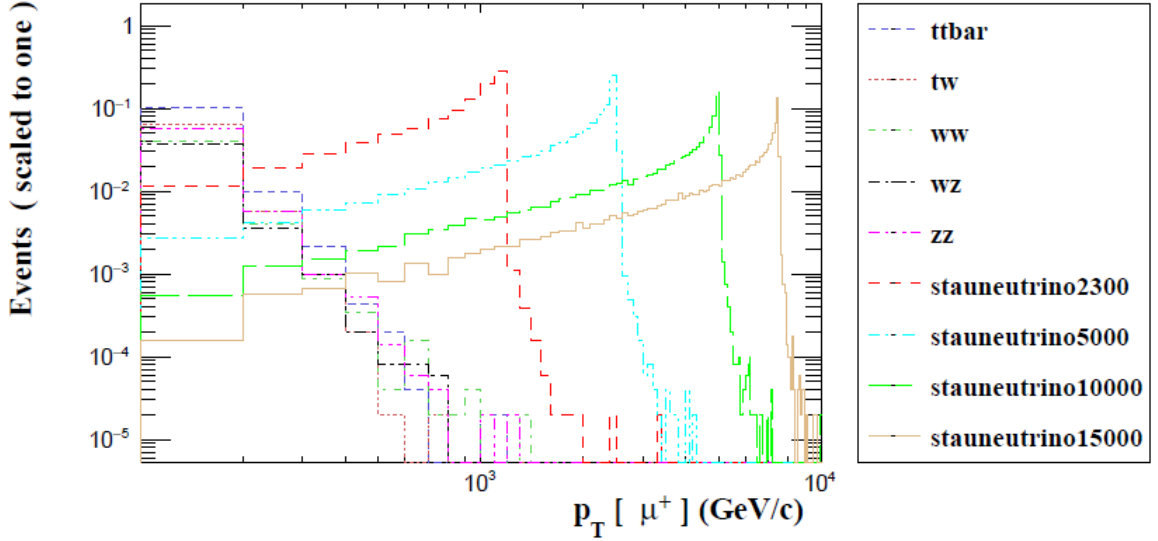
$\bar{\nu}_\tau$ sinyalini açığa çıkarmak ve arka planı azaltmak için kullandığımız kesme değerleri, bütün müon (anti-müon) ve elektron (pozitron) son durumları için $P_T > 1000 \text{ GeV}$ ve $|\eta| \leq 2.5$ olarak alınmıştır. Sinyal hesabı için kullandığımız bağlaşım değerleri $\lambda_{132} = \lambda_{231} = 0.07$ alınmıştır. Aynı zamanda e^\pm ve μ^\pm birbirlerinden ayırt edilmeleri için yani dedektörümüzün elektronu müon veya müonu elektron olarak algılamasını engellemek için ΔR kesme değeri 0.4 alınmıştır.

Hem sinyal sürecimiz hem de arka plan süreçlerimize tau snötrino kütlelerine $\pm 1000 \text{ GeV}$ kütle aralığında kesme değeri uygulanmıştır. Bu kesme değeri sayesinde sinyal sürecimiz zarar görmemiş ve arka plandan gelen katkılar büyük ölçüde azaltılmıştır.

Şekil 4.4 ve 4.5 sırasıyla elektronun ve anti-müonun enine momentum grafiğini göstermektedir. Grafiklerden görüleceği üzere elektron ve anti-müon için uygulanacak 1000 GeV kesme değeriyle sinyalimizin üzerini örtecek $t\bar{t}$, W^-W^+ , tW , WZ ve ZZ son durumlarından gelecek katkılarının büyük kısmı çıkarabilir. $\tilde{\nu}_\tau$ kütlesi arttıkça bu süreçlerden gelen katkılarda ihmal edilecek kadar küçülmektedir.

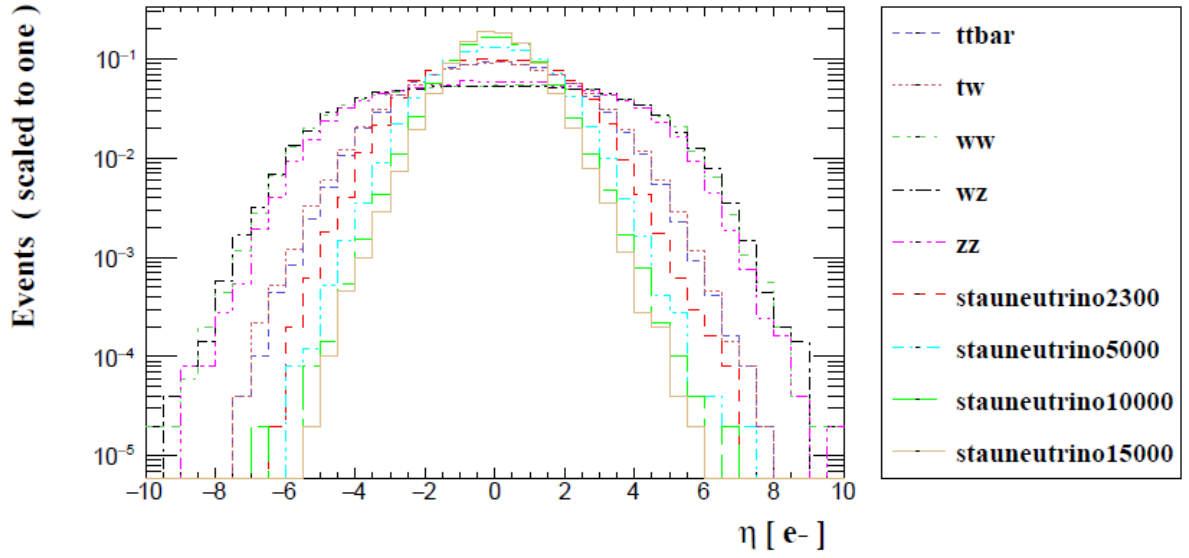


Şekil 4.4: Elektron için enine momentum grafiği.

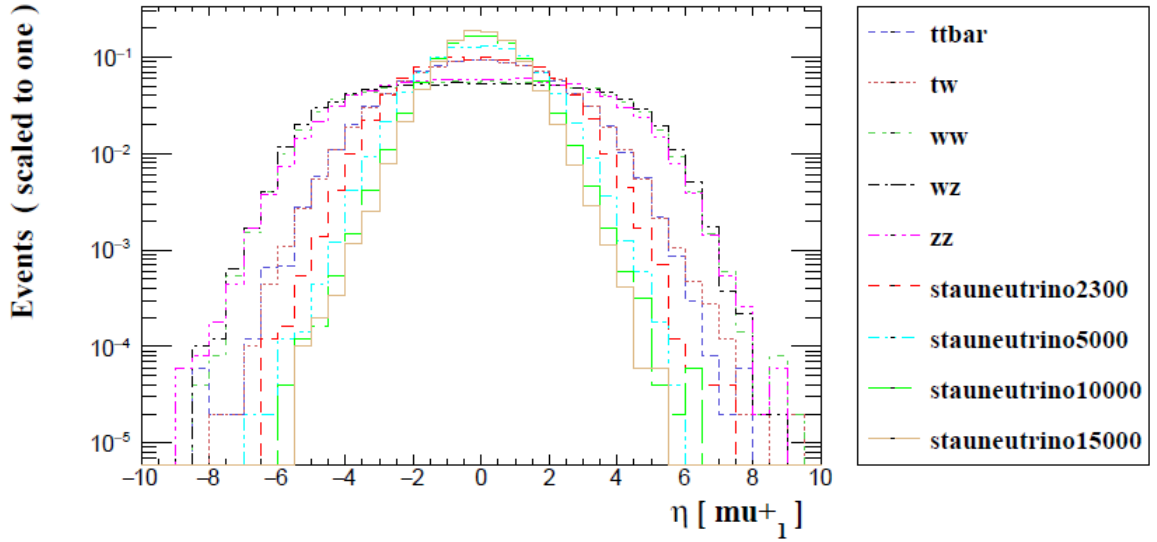


Şekil 4.5: Anti-müon için enine momentum grafiği.

Şekil 4.6 ve 4.7 sırasıyla elektronun ve anti-müonun eta dağılım grafiğini göstermektedir. Grafiklerden görüleceği üzere elektron ve anti-müon için -2.5 ile 2.5 arasında uygulanacak bir eta kesmesi sayesinde sinyalimizi örtecek $t\bar{t}$, W^-W^+ , tW , WZ ve ZZ son durumlarından gelecek katkılarının çoğunu çıkarabiliriz.

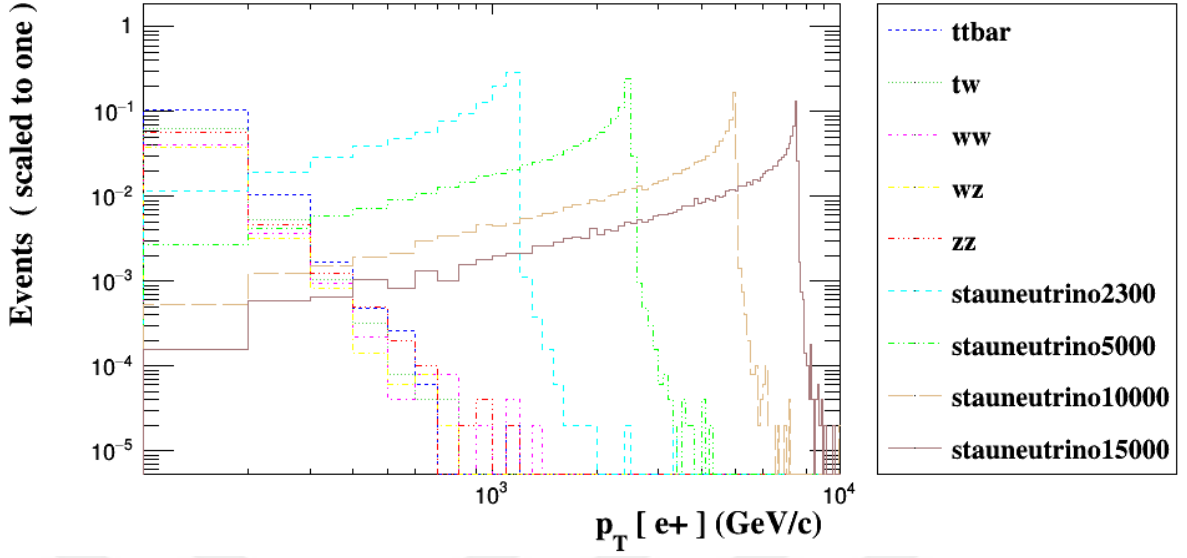


Şekil 4.6: Elektron için eta grafiği.

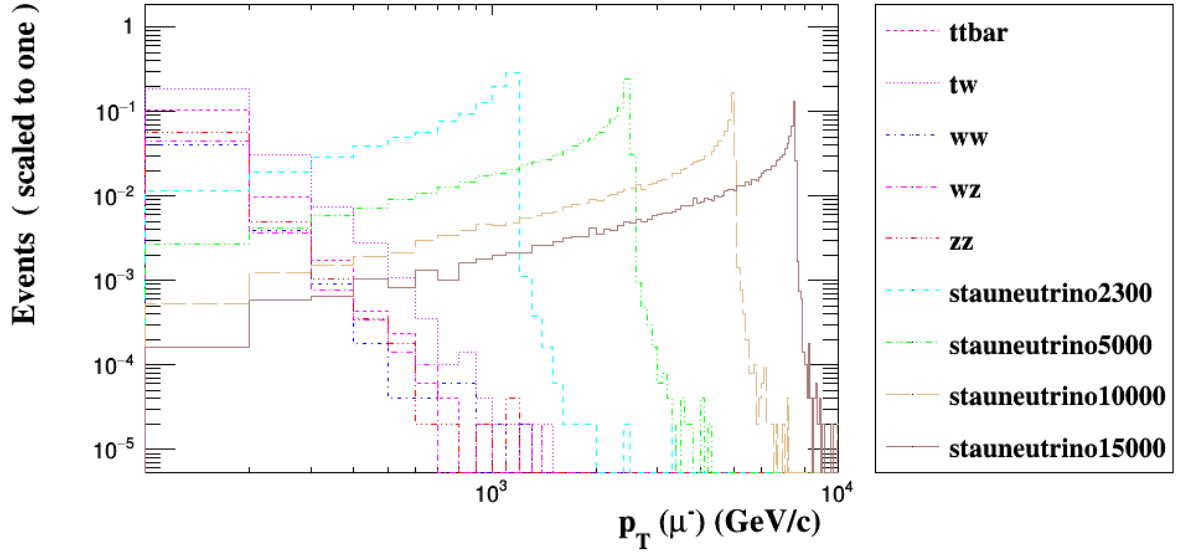


Şekil 4.7: Anti-müon için eta grafiği.

Şekil 4.8 ve 4.9 sırasıyla pozitronun ve müonun enine momentum grafiğini göstermektedir. Grafiklerden görüleceği üzere pozitron ve müon için uygulanacak 1000 GeV kesme değeriyle sinyalimizi örtecek $t\bar{t}$, W^-W^+ , tW , WZ ve ZZ son durumlarından gelecek katkılarının çoğunu çıkarabilir. $\tilde{\nu}_\tau$ kütlesi arttıkça bu süreçlerden gelen katılarda ihmal edilecek kadar küçülmektedir.

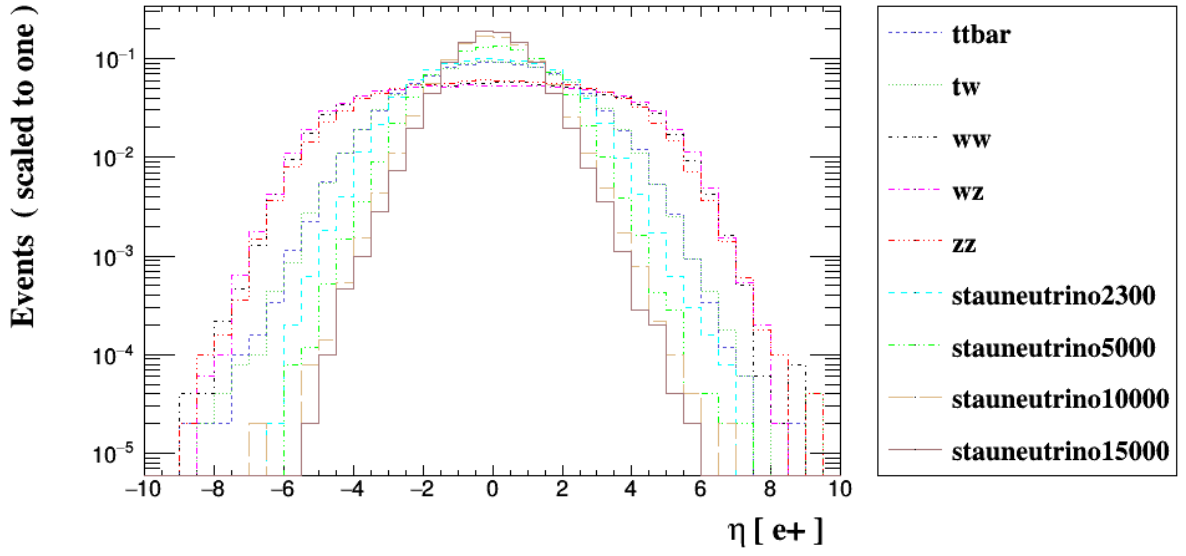


Şekil 4.8: Pozitron için enine momentum grafiği.

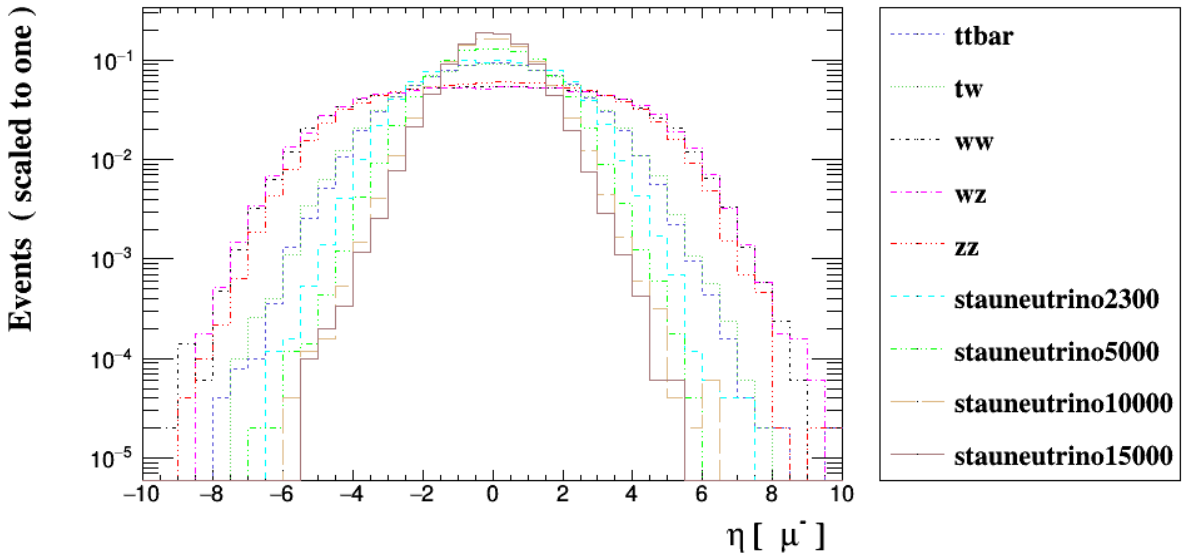


Şekil 4.9: Müon için enine momentum grafiği.

Şekil 4.10 ve 4.11 sırasıyla pozitronun ve müonun eta dağılım grafiğini göstermektedir. Grafiklerden görüleceği üzere pozitron ve müon için -2.5 ve 2.5 aralığında uygulanacak bir eta kesmesi sayesinde sinyelimizi örtecek $t\bar{t}$, W^-W^+ , tW , WZ ve ZZ son durumlarından gelecek katkılarının çoğu çıkartılabilir.

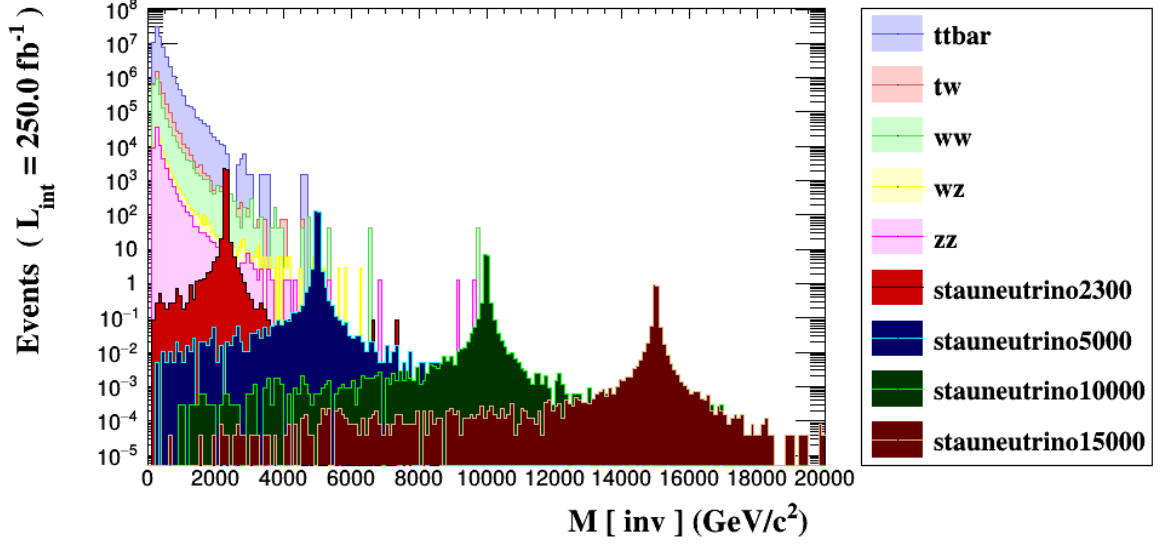


Şekil 4.10: Pozitron için eta grafiği.



Şekil 4.11: Müon için eta grafiği.

Şekil 4.12'den görüleceği üzere $\tilde{\nu}_\tau$ parçacığının kütlesi arttıkça sinyalin zirve değerlerinin SM son durumlarından daha iyi bir şekilde ayırt edilebileceği görülmektedir.



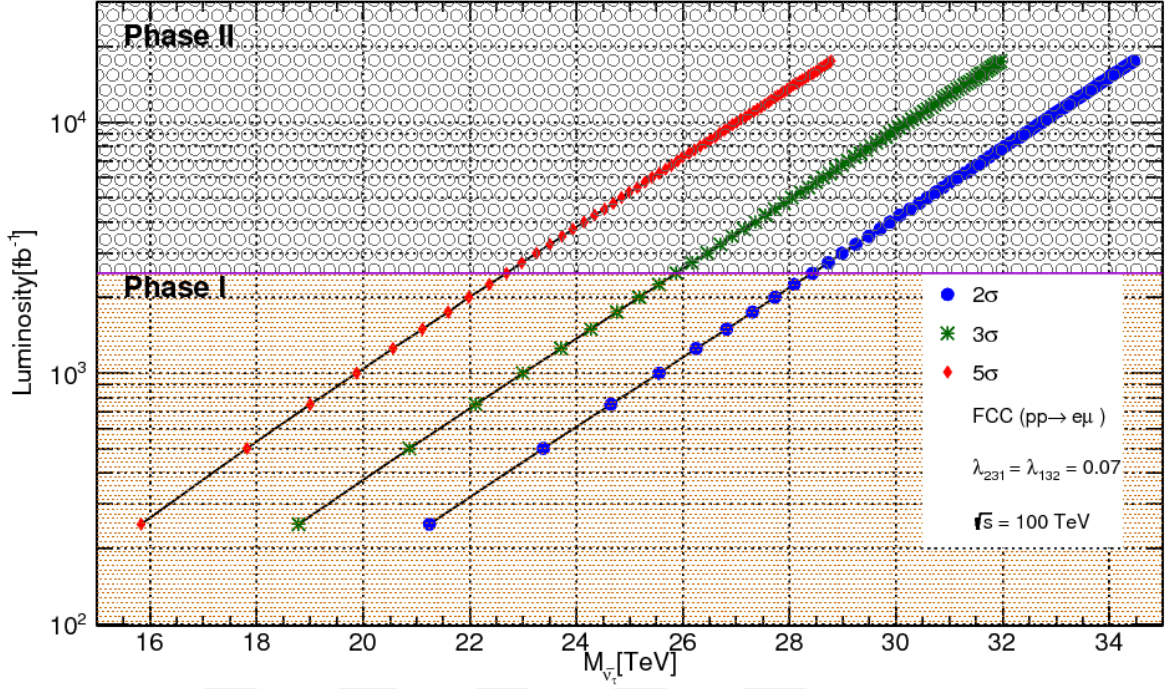
Şekil 4.12: İnvaryant kütle grafiği.

4.2.2. İstatiksel Önem

Son durumdaki parçacıkların dağılım grafikleri 4.2.1 de verilmiştir. Bu grafiklerden yararlanılarak elde edilen kesme değerleri ve GDÇ'nin faz 1, faz 2 ışınlılık değerleri ve denklem (4.6) kullanılarak Şekil 4.13 elde edilmiştir.

$$S = \frac{\sigma_s}{\sqrt{\sigma_s + \sigma_B}} \sqrt{L_{int}} \quad (4.6)$$

σ_s ve σ_B sırasıyla sinyal ve arka plan tesir kesitlerini temsil ederler. L_{int} ise GDÇ'nin toplam ışınlılığını temsil eder.



Şekil 4.13: GDC faz 1 ve faz 2 için istatistiksel önem grafiği.

Şekil 4.13 GDC'nin faz 1 ve faz 2 ışınllık değerleri için tau snötrinosu kütesine bağlı olarak gösterilen istatistiksel önem grafiğidir. GDC faz 1 aşamasında 10 yıl 250 fb^{-1} ışınllık parametresi ile çalıştıktan sonra toplam ışınllığı $\mathcal{L}_{int} = 2500 \text{ fb}^{-1}$, faz 2 aşamasında 15 yıl 1000 fb^{-1} ışınllıkta çalıştıktan sonra ise toplam ışınllığı $L_{int} = 17500 \text{ fb}^{-1}$ olacaktır.

Tablo 4.1'de 250 fb^{-1} , 2500 fb^{-1} ve 17500 fb^{-1} değerleri için 5σ (keşif), 3σ (gözlem) ve 2σ (dışarlama) kütle limitleri verilmiştir. 17500 fb^{-1} toplam ışınllık değeri için 28.78 TeV kütle değerine kadar tau snötrinosu GDC'de keşfedilebilecektir. 31.954 TeV kütleyle kadar gözlemlenebilecek ve 34.461 TeV kütle değerine kadar ise dışarlanabilecektir.

Tablo 4.1: GDÇ'de ışınllığa göre değişen TeV biriminde kütle limitleri.

$\mathcal{L}_{int} (fb^{-1})$	5σ	3σ	2σ
250	15.831	18.788	21.238
2500	22.689	25.871	28.429
17500	28.78	31.954	34.461



5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışması, Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı'nda tau snötrinosunun R-parite kırınımına neden olan etkileşmelerine bakılarak rezonans üretimini içermektedir. R-parite kırınımına neden olan etkileşimler aracılığıyla tau snötrinosu rezonansta üretilip, yine R-parite kırınımına neden olan etkileşimler aracılığıyla $e^{\pm} \mu^{\mp}$ son durumuna bozunumu incelenmiştir. Yapılan hesaplamalar sonucunda Tablo 4.1 de ki değerler elde edilmiştir. Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı'nda tau snötrino $250 fb^{-1}$ toplam ışınllık değeri için 15.831 TeV kütle değerine kadar keşif, 18.788 TeV kütle değerine kadar gözlem ve 21.238 TeV kütle değerine kadar dışarlanabilecektir. $2500 fb^{-1}$ toplam ışınllık değeri için 22.689 TeV kütle değerine kadar keşif, 25.871 TeV kütle değerine kadar gözlem ve 28.429 TeV kütle değerine kadar dışarlanabilecektir. $17500 fb^{-1}$ toplam ışınllık değeri için 28.78 TeV kütle değerine kadar keşif, 31.954 TeV kütle değerine kadar gözlem ve 34.461 TeV kütle değerine kadar dışarlanabilecektir.

Elde edilen bu kütle limitlerinin Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın ATLAS dedektöründe elde ettiği 2.3 TeV dışarlama limitinden çok daha büyük değerlerde olduğu görülmektedir. Eğer Büyük Hadron Çarpıştırıcısının kütle merkezi enerjisi tau snötrinoyu keşfetmede yeterli olmazsa, Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı'nın tau snötrinosu için bir keşif ya da gözlem makinesi olacağı görülmektedir.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın ATLAS dedektöründe R-parite kırınımı içeren etkileşmeler aracılığıyla tau snötrinosunun kütlesine 2.3 TeV bir limit getirilmiştir ($\lambda'_{311} = 0.11$, $\lambda_{312} = 0.07$ ve $\lambda_{321} = 0.07$). Yaptığımız çalışmanın sonucunda Geleceğin Dairesel Çarpıştırıcısı'nda bu limitin çok daha büyük kütle değerlerine kadar çıkarılabileceği gösterilmiştir. Tau snötrinosu için yapılan hesaplamalar diğer skaler nötrino türleri içinde geçerlidir.

KAYNAKLAR

- [1]. Patrignani, C. ve diğ., (Particle Data Group), 2016, *Chin. Phys. C*, 40, 100001.
- [2]. Wilczek, F., 2016, *A Beautiful Question: Finding Nature's Deep Design*, Penguin Books, ISBN: 9780143109365.
- [3]. Griffiths, D., 2008, *Introduction to elementary particles*, Wiley-VCH, New York, ISBN: 9783527406012.
- [4]. Bethe, H. A. ve Peierls, R. E., 1934, The Neutrino, *Nature* 133, No. 3362, p.532.
- [5]. Williams, W., 1991, *Nuclear and Particle Physics (Oxford Science Publications)*, Clarendon Press, New York, ISBN: 9780198520467.
- [6]. Kane, G., 2001, *Supersymmetry: Unveiling The Ultimate Laws Of Nature*, Basic Books, New York, ISBN: 9780738204895.
- [7]. Fayyazuddin, Riazuddina, 2011, *A Modern Introduction To Particle Physics*, World Scientific Publishing Company, Singapore, ISBN: 9789814338837.
- [8]. Iiyama, Y., 2017, *Search for Supersymmetry in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with a Photon, Lepton, and Missing Transverse Energy*, Springer, Berlin, ISBN: 9783319586601.
- [9]. Wess, J., ve Zumino, B., 1974, A lagrangian model invariant under supergauge transformations, *Physics Letters B*, 49, 52.
- [10]. Wess, J., ve Zumino, B., 1974, Supergauge transformations in four dimensions, *Nuclear Physics B*, 70, 39.
- [11]. Wess, J., ve Zumino, B., 1974, Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics, *Nuclear Physics B*, 78, 1.
- [12]. Close, F., 2012, *Neutrino*, Clarendon Press, New York, ISBN: 9780199695997.
- [13]. Benedikt, M., Schulte, D., Zimmermann, F., 2015, Optimizing integrated luminosity of future hadron colliders, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 18, 101002.
- [14]. Benedikt, M. ve Zimmermann, F, 2018, Proton Colliders at the Energy Frontier, *Nucl.Instrum.Meth.*, arXiv:1803.09723 [physics.acc-ph].
- [15]. Alvarez, E. ve diğ., 2017, Four tops for LHC, *Nuclear Physics B* 915, 19–43.
- [16]. Cern, 2018, *FCC-hh design study*, <https://fcc.web.cern.ch/Pages/fcc-hh.aspx>, [Ziyaret tarihi: 22 Nisan 2018].

- [17]. Cern Courier, 2016, *The Tevatron legacy: a luminosity story*, <http://cerncourier.com/cws/article/cern/64678>, [Ziyaret tarihi: 22 Nisan 2018].
- [18]. Thomson, M., 2013, *Modern Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge ISBN: 9781107034266.
- [19]. Batzing, P. ve Raklev, A, 2015, *Supersymmetry Lecture notes for FYS5190/FYS9190*, <http://www.uio.no/studier/emner/matnat/fys/FYS5190/h15/resurser/notes.pdf>, [Ziyaret tarihi: 15 Nisan 2018].
- [20]. Shiozawa ve diğ., 1998, Search for Proton Decay via $p \rightarrow e + \pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3319.
- [21]. Kartal S., Bölükbaşı Yalçinkaya O., Yilmaz A., Özdemir K., Sultansoy S. , Şahin M., Resonant Production of Scalar Leptons via RPV Couplings at the FCC, *FCC Week 2017*, 29 Mayıs - 2 Haziran 2017 Berlin, Almanya, 268-268.
- [22]. Randall, L., 2013, *Higgs Discovery*, Echo Press, Melbourne, ISBN : 9780062300478.
- [23]. Dittmaier, S. ve diğ., [LHC Higgs Cross Section Working Group], *CERN-2011-002*, arXiv:1101.0593 [hep-ph] (2011).
- [24]. Dittmaier, S. ve diğ., [LHC Higgs Cross Section Working Group], *CERN-2012-002*, arXiv:1201.3084 [hep-ph] (2012).
- [25]. Heinemeyer, S. ve diğ., [LHC Higgs Cross Section Working Group], *CERN-2013-004*, arXiv:1307.1347 [hep-ph] (2013).
- [26]. De Florian, D. ve diğ., [LHC Higgs Cross Section Working Group], *CERN-2017-002*, arXiv:1610.07922[hep-ph] (2016).
- [27]. Denner ve diğ., 2011, Standard model Higgs-boson branching ratios with uncertainties, *Eur. Phys. J. C71*, 1753.
- [28]. Cowan, ve diğ., 1956, *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*, *Science* 124, 103.
- [29]. De Boer, W., 2001, Grand Unified Theories and Supersymmetry in Particle Physics and Cosmology, arXiv:hep-ph, 9402266.
- [30]. ATLAS Collaboration, 2008, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* 3, S08003.
- [31]. Alwall, J., ve diğ., 2014, The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, arXiv:hep-ph, 1405.0301.
- [32]. Barbier ve diğ., 2005, R-parity violating supersymmetry, *Phys. Rep.* 420, 1.
- [33]. Lewis, G. ve Wheatley, G., 1970, *Neutrinos*, Wykeham publications, ISBN: 9780851091402.

- [34]. Konopinski, J. ve Mahmoud, H. M., 1953, *Phys. Rev.* 92, 1045 -15.
- [35]. Pontecorvo, B., 1957, *Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)* 33, 549-551.
- [36]. Gribov V., ve Pontecorvo B., 1969, Neutrino astronomy and lepton charge, *Phys. Lett. B*, 28, 7, 443-530.
- [37]. Aad ve diğ., (ATLAS Collaboration), 2015, Search for a Heavy Neutral Particle Decaying to $e\mu$, $e\tau$, or $\mu\tau$ in $p p$ Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector, *Phys.Rev.Lett.*, 115, 031801.
- [38]. Aad ve diğ., (ATLAS Collaboration), 2016, Search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 13$ TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector, *Eur. Phys. J. C* 76, 259.
- [39]. CMS Collaboration, 2015, Search for Lepton Flavour Violating Decays of Heavy Resonances and Quantum Black Holes to electron/muon Pairs in pp Collisions at a centre of mass energy of 8 TeV, *CMS PAS EXO-13-002*.
- [40]. Binetruy, P., 2006, *Supersymmetry: Theory, Experiment and Cosmology*, Oxford University Press, New York, ISBN: 9780198509547.
- [41]. Kuday, S., 2012, *Büyük Hadron Çarpıştırıcısında Üçüncü Aile Sfermiyonlarının Üretimi*, Doktora, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [42]. Martin, S.P., 2006, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph, 9709356.
- [43]. Pukhov, A. ve diğ., 2000, CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space, arXiv:hep-ph, 9908288.
- [44]. Pumplin, J. ve diğ., 2002, New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, arXiv:hep-ph/0201195.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Yunus Emre OKYAYLI
Doğum Yeri	Kadıköy
Doğum Tarihi	21.02.1994
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	5453136293
E-Posta Adresi	yunusokyayli@gmail.com
Web Adresi	yunusemreokyayli.com



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	14.07.2015

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik
Programı	Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği