

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MİNİMAL OLMAYAN SÜPERSİMETRİK MODELDE
SKALER NÖTRİNO FENOMENOLOJİSİ

Hakkı Can YÜREKLİ

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA
2024

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

MİNİMAL OLMAYAN SÜPERSİMETRİK MODELDE SKALER NÖTRİNO FENOMENOLOJİSİ

Hakkı Can YÜREKLİ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Levent SELBUZ

Bu çalışmada, $U(1)'$ genişletilmiş süpersimetrik bir modelde skaler nötrinoların fenomenolojik bir analizi gerçekleştirilmiştir. MSSM'nin, Dirac tipi nötrino kütleleri içeren $U(1)'$ genişletilmiş formu seçilmiştir. Modelin snötrino kütle spektrumu ve spektrumun SUSY parametrelerine olan bağımlılığı, mevcut deney sonuçları ve kalıntı yoğunluğu kısıtlamalarıyla tutarlı, bir dizi kıyaslama noktası için analiz edilmiştir. Ardından, hem sol elli hem de sağ elli skaler nötrinoların hadron çarpıştırıcısındaki üretim ve bozunum kanalları incelenmiştir.

Şubat 2024, 90 sayfa

Anahtar Kelimeler: Süpersimetri, skaler nötrino, nötralino, chargino, LSP

ABSTRACT

MSc Thesis

SCALAR NEUTRINO PHENOMENOLOGY IN NON MINIMAL SUPERSYMMETRIC MODEL

Hakkı Can YÜREKLİ

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

Supervisor: Assoc. Prof. Levent SELBUZ

In this work a phenomenological analysis of the scalar neutrinos in a $U(1)'$ extended supersymmetric model is performed. We choose a $U(1)'$ extended form of the MSSM that contains Dirac-type neutrino masses. We have analyzed the sneutrino mass spectrum of the model and its SUSY parameter dependence for a set of benchmark points consistent with the current experimental results and relic density constraints. We then study the decay and production channels of both left-handed and right-handed scalar neutrinos at the hadron collider.

February 2024, 90 pages

Key Words: Supersymmetry, scalar neutrino, neutralino, chargino, LSP

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca her zaman ilgi ve yardımlarını gördüğüm, bana karşı her daim sabırla ve sevgiyle yaklaşan, bilgi birikimiyle ufkumu genişleten tez hocam sayın Doç. Dr. Levent SELBUZ'a en derin saygılarımla teşekkür ederim.

Hakkı Can YÜREKLİ
Ankara, Şubat 2024



İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI

ETİK.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR	iv
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL.....	5
2.1 Model'in Tarihsel Gelişimi ve Teorik Temelleri.....	5
2.2 Standart Model.....	9
2.3 Standart Model'in Yapısı	12
2.3.1 Higgs potansiyeli ve elektrozayıf simetri kırılması	14
2.3.2 Weinberg açısı ve elektrozayıf teorideki rolü	15
2.4 Standart Model'in Eksikleri.....	15
3. MSSM.....	19
3.1 MSSM'nin Yapısı	21
3.1.1 Süperpotansiyel ve süpersimetrik etkileşimler	24
3.1.2 Süpersimetri kırılması ve MSSM'deki rolü.....	25
3.1.3 MSSM'de ayar simetrisi kırılması ve higgs sektörü	26
3.1.4 Kütle matrisleri	29
3.1.4.1 Chargino ve nötralino kütle matrisleri	30
3.1.4.2 Skaler nötrino kütle matrisleri	31
3.1.4.3 Yüklü slepton ve skuark kütle matrisleri	32
3.2 MSSM'nin Sınırları.....	34
4. SECLUDED UMSSM	37
4.1 Secluded Sektör U(1)'-MSSM	39
4.1.1 Secluded UMSSM Lagrangianı	44
4.2.2 Snötrino kütle matrisleri	48
4.2.3 Secluded UMSSM Nötralino ve chargino sektörleri.....	50

5. NÜMERİK ANALİZ	54
5.1 Deneysel Sınırlar	55
5.2 Secluded UMSSM Senaryoları için Kütle Spektrumu	58
5.3 Snötrinoların Üretim ve Bozunum Süreçleri.....	68
6. TARTIŞMA ve SONUÇ	78
KAYNAKLAR	82
EK 1 Z' Bozonu	87
EK 2 Üç Senaryonun Nötralino Karışım Durumları.....	89
ÖZGEÇMİŞ.....	90



SİMGELER DİZİNİ

$m_{\tilde{\chi}_i^0}$	Nötralino Kütleleri
$m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$	Chargino Kütleleri
$m_{\tilde{\nu}_{LR}}$	Snötrino Kütleleri
$v_{u,d}$	Higgs Alanının Yüksüz Bileşenlerinin Vakum Beklenen Değeri
θ_W	Weinberg Açısı
σ	Tesir Kesiti
A_{vi}	Üçlü Bağlanma Terimleri
M_{N_j}	Sağ elli Snötrinolar İçin Yumuşak Kütle Parametreleri
M_{L_i}	Sol elli Snötrinolar İçin Yumuşak Kütler Parametreleri
$\tilde{\nu}_{eR}$	Sağ Elli Elektron Snötrinosu
$\tilde{\nu}_{eL}$	Sol Elli Elektron Snötrinosu
M_{EW}	Elektrozayıf Ölçek
M_P	Planck Ölçeği
D_μ	Kovaryant türev

Kısaltmalar

MSSM	Minimal Süpersimetrik Standart Model
KM	Karanlık Madde
LHC	Large Hadron Collider
LSP	En Hafif Süpersimetrik Parçacık
SUSY	Süpersimetri
SM	Standart Model
Snötrino	Skaler Nötrino
RD	Karanlık Madde Kalıntı Yoğunluğu (Relic Density)
Secluded UMSSM	Secluded Sektör U(1)'-MSSM
BR	Dallanma Oranı
QED	Kuantum Elektrodinamiği
QCD	Kuantum Renk Dinamiği
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
BSM	Standart Model Ötesi
REWSB	Işımsal Elektrozayıf Simetri Kırılması
RGE	Renormalizasyon Grup Denklemleri

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 5.1 Senaryo 3 için karanlık madde kalını yoğunluğunun, karanlık madde adayı sağ elli elektron snötrininin ($\tilde{\nu}_{eR}$) kütlelerine göre değişimi. Yeşil bant, deneysel olarak izinli bölgeyi göstermektedir.....	61
Şekil 5.2 elektron snötrino kütlelerinin g_Y' parametresine göre değişimi.....	63
Şekil 5.3 elektron snötrino kütlelerinin μ_{eff} parametresine göre değişimi.....	64
Şekil 5.4 elektron snötrino kütlelerinin qQ' parametresine göre değişimi.....	66
Şekil 5.5 Senaryo 3, sağ elli elektron snötrino kütlelerinin, $\tan\beta$ parametrelerine bağlı değişimi	67
Şekil 5.6 Secluded-U(1)' modelinde skaler nötrinoların üretimi için Feynman diyagramları H_i , $i = 1, \dots, 6$, CP-çift fiziksel Higgs bozonlarıdır	69
Şekil 5.7 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, g_Y' parametresine bağlı olarak değişimi	73
Şekil 5.8 Senaryo 3 için $\tilde{\nu}_{eL}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumunun, g_Y' parametresine bağlı olarak değişimi	74
Şekil 5.9 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, μ_{eff} parametresine bağlı olarak değişimi	75
Şekil 5.10 Senaryo 2 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, μ_{eff} parametresine bağlı olarak değişimi	76
Şekil 5.11 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$, Senaryo 2 için $\tilde{\nu}_{eR}$ ve Senaryo 3 $\tilde{\nu}_{eL}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, qQ' parametresine bağlı olarak değişimi	77

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Standart Model'de lepton ve kuarkların ailelere göre kuantum sayıları	10
Çizelge 3.1 Süpersimetrik modellerde kiral ve ayar süpermultipletlerin kuantum sayıları ve sınıflandırması	22
Çizelge 4.1 Modelin kuantum ayar sayıları	40
Çizelge 4.2 Modelin kuantum ayar sayıları	43
Çizelge 5.1 3 senaryo için model parametreleri	59
Çizelge 5.2 3 senaryo için kütle değerleri GeV cinsinden	60
Çizelge 5.3 Karanlık madde yoğunluk değerlerinin senaryolara göre karşılaştırılması ve deneysel sınır aralığı ile uyumu	61
Çizelge 5.4 Farklı senaryolar ve enerji seviyeleri için elektron snötrino çarpışma tesir kesitlerinin karşılaştırması	69

1. GİRİŞ

Yang-Mills teorisi üzerine inşa edilen Standart Model (SM), yarım asırdan fazla bir çabanın sonucu olarak, bilinen dört temel etkileşimden ikisini - elektromanyetik kuvvet ve zayıf kuvvet - başarıyla bütünleştiren bir kuramdır. Modelin başarısı, Yang-Mills teorilerinin sağladığı kritik

yapısal ve kavramsal temellere ek, elde edilen başarılı deney sonuçları ve de Higgs bozonunun 2012 yılında LHC'deki keşfiyle zirveye ulaşmıştır. Bu model evrensel etkileşimlerin birleşik bir çerçevede anlaşılmasına olanak sağlamıştır. Ancak Standart Model; şu anki formuyla, belirli fenomenleri açıklamada yetersiz kalır, birtakım problemler içerir ve eksikleri vardır. Parçacık fiziğindeki en derin bulmacalardan biri, hiyerarşi problemidir. Bu problem, zayıf kuvvetin gücünü karakterize eden elektrozayıf ölçek ($M_{EW} \approx 100 \text{ GeV}$) ve Planck ölçeği ($M_P = (8\pi G_N)^{-1/2} \approx 2.4 \times 10^{18} \text{ GeV}$) arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Planck ölçeği, kütleçekim kuvvetinin gücüyle ilişkilendirilir ve bu iki ölçek arasındaki büyük fark, Standart Model parametrelerinin doğal olmayan derecede hassas şekillerde ayarlanmasını gerektirir. Standart Model'in bir diğer önemli problemi, genel görelilik çerçevesinde açıklanan kütleçekim kuvvetinin modelle tam uyumlu hale getirilememesidir. Ek olarak; gözlemler, evrenin kütle-enerji içeriğinin büyük bir çoğunluğunun, radyasyon ve yerçekimi etkileri tarafından dedekte edilebilen Karanlık Madde (KM) ve evrenin genişlemesinden sorumlu olduğu öne sürülen Karanlık Enerji tarafından oluştuğunu göstermektedir, ancak Standart Model çerçevesi içerisinde bu durumun geçerli bir açıklaması yoktur. Standart Model'in içerdiği sınırlamalar gerekçesiyle açıklanamayan bir başka fenomen ise madde ve anti-madde miktarı arasındaki dengesizliktir. Model belirli sınırlamalar çerçevesinde CP simetrisi ihlaline izin vermesine rağmen; gözlenen durum, bu asimetrinin SM'nin öngördüğü miktarın üzerinde kalmaktadır. Son olarak; nötrinoların kütleli olduğunu gösteren nötrino osilasyonları, SM çerçevesinde açıklaması zor bir olgudur.

Süpersimetri (SUSY), Standart Model'in karşılaştığı sorunlara nahif çözümler sunan bir teori olarak, Standart Model Ötesi (BSM) modeller arasında öne çıkmaktadır. Standart Model'de, temel parçacıklar Higgs skaler alanıyla etkileşimleri aracılığıyla kütle

kazanırlar ve bu etkileşimin gücü parçacığın kütlesini belirler. Higgs skaler alanının kuantizasyonu sonucu oluşan Higgs bozonu, Higgs skaler alanının diğer parçacıklarla etkileşimleri sebebiyle - kuantum alan teorisinin doğası gereği - pertürbatif katkılardan kaynaklanan döngü diagramlarından ışımsal düzeltmeler alırlar ve bu durum, Higgs bozonunun kütlesinde büyük ölçüde kararsızlığa sebep olur, zira bu düzeltmeler Higgs skaler alanına bağlanan her parçacığın katkısını içerirler. Bu olgu, hiyerarşi probleminin bir sonucudur. Katkıların sistematik bir şekilde iptali için bozonlar ve fermiyonlar arasında bir simetri olduğu öne sürülebilir böylece ağır bir fermiyonun katkıları, kimi çok ağır bozonların iki döngü katkıları ile iptal edilerek Higgs kütle teriminde kararlılık sağlanabilir. Bu şekilde fermiyonlar ve bozonlar arasında, 'süpersimetri' adında bir simetri olduğu varsayımıyla; bu süpersimetri dönüşümlerini üreten, spin açısal momentumu 1/2, fermiyonik spinörler olan operatörler aracılığıyla hiyerarşi problemine çözüm sunulmuş olur (Martin 1997).

Standart Model'in, SUSY tipi genişletilmesi sonucu ortaya çıkan farklı süpersimetrik modeller vardır. En az süperalan içerecek şekilde yapılan süpersimetrik genişletme, MSSM (Minimal Süpersimetrik Standart Model), hiyerarşi problemini ele alır. Üstelik, MSSM, Büyük Birleşim Teorisi (GUT) ölçeğinde ayar kuplajlarını birleştirmenin heyecan verici ihtimalini sunar. En hafif süpersimetrik parçacığın (LSP) karanlık madde adayı olarak dahil edilmesiyle, parçacık fiziği ile kozmoloji arasında bir bağlantı sunar. Alternatif olarak, secluded sektör $U(1)'$ -MSSM (secluded UMSSM) gibi Standart Model genişlemeleri; MSSM'nin özelliklerini taşımasının yanında, modelin ayar yapısı ve modele eklenmiş sağ elli skaler nötrinolar sayesinde, nötrino kütleleri ve osilasyonları gibi diğer temel sorunlara da çözümler sunar ve kütleçekimiyle olan etkileşimleri, Standart Model ile genel görelilik arasındaki uyumsuzluğu giderme potansiyeline sahiptir (Frank vd. 2021). Daha esnek KM senaryoları sunarak, MSSM'nin sınırlamalarının ötesine geçmeyi vaat eder. Özellikle, $U(1)'$ simetrisinin kırılmasından sorumlu olan ve genellikle singlet bir Higgs alanı olarak modellenen yeni bir alanın (S) eklenmesi, modelin Higgs ve nötralino sektörlerini zenginleştirir. Yalnızca $U(1)'$ simetrisiyle genişletilen MSSM, UMSSM'de sadece bir tane singlet süperalanı (S) ve $U(1)'$ ayar simetrisine karşılık gelen ayar bozonu (Z') barındırır. S alanının vakum beklenen değeri (VEV); MSSM'de, Higgs alanlarının karışım terimi olarak bilinen μ problemine farklı bir

özüm sunar. Ek olarak, $U(1)'$ simetrisi, süperpotansiyelde yeni terimlerin eklenmesine izin vererek, modelin nötrino kütle ve karanlık madde gibi konularda daha geniş bir açıklama kapasitesine sahip olmasını sağlar. Bu yeni terimler, nötrinolar için Majorana ve Dirac kütle terimlerinin yanı sıra, süpersimetrik modelin KM adaylarını da etkileyebilir. Modeldeki Z' bozonunun varlığı, modelin önemli yönlerinden biridir. Z' bozonu, yüksek enerji parçacık deneylerinde araştırılan önemli bir BSM olgusudur. Secluded UMSSM ise modelinin içerdiği S_1 , S_2 ve S_3 singlet süperalanları sayesinde bu ek ayar bozonunun kütle elektrozaıf sektörden ayrıştırılmış olur ve skaler nötrinoların kütlelerini doğrudan etkileyen, S singlet süperalanı tarafından dinamik olarak üretilen μ teriminin, istenen ölçekte ayarlanması sağlamak gibi önemli etkiler yaratır.

Bu tez kapsamında süpersimetrik parçacık fiziğinin ileri bir modellemesi olan secluded UMSSM üzerine yoğunlaşmaktadır. Çalışmanın merkezinde, secluded UMSSM içerisinde yer alan sağ elli ve sol elli skaler nötrinoların fenomenolojik özelliklerinin bir incelemesi yapılacaktır. Bu bağlamda secluded UMSSM'nin skaler nötrino kütle spektrumu, mevcut deneysel veriler ve kalıntı yoğunluğu kısıtlamaları göz önüne alınarak incelenecektir. Tez, buna ek olarak, secluded UMSSM modelinin sağ elli ve sol elli skaler nötrinoların bozunma ve üretim mekanizmalarının analizini içermektedir. Tezin odak noktası, secluded UMSSM çerçevesinde, elektrozaıf ölçek ve ağır bir bozonun oluşturulması arasındaki potansiyel çelişkinin, üç ek singlet alanın dahil edilmesiyle çözümlendiğı skaler nötrino sektörlerinin detaylı bir analizidir. Bu analiz, özellikle Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tarafından belirlenen çarpıştırıcı sınırlamaları dikkate alarak gerçekleştirilmiştir. Bu sınırlamalara uygun senaryolar oluşturularak, snötrino parçacıklarının kütle spektrumları belirlenmiş, bunların bozunum ve üretim süreçleri hesaplanmıştır. Parçacıkların kütlelerinin, bozunum kanallarının ve dallanma oranlarının model parametrelerine bağıllığı nümerik yöntemlerle incelenmiştir.

Bu tez çalışmasının içeriğı şu şekildedir: Bölüm 2 Standart Model'e ayrılmıştır, Bölüm 3 MSSM'nin teorik temellerini ayrıntılandırmaktadır. Bu temel bilgiler yardımıyla, secluded UMSSM'nin teorik yapısı, süperpotansiyeli ve süpersimetrik etkileşimleri, özellikle süpersimetri kırılmasının ve Higgs sektörünün ayar simetrisi kırılması gibi konuları kapsamlı bir şekilde incelenerek devam etmektedir. Bölüm 5, Nümerik analiz

bölümü, secluded UMSSM parametrelerinin snötrino kütleleri üzerindeki etkileri, potansiyel bozunma kanalları ve zincir bozunumları gibi deneysel sınırlar ile teorik hesaplamalar ele alınmıştır. Bu bölüm, çalışmanın ana bulgularını ve secluded UMSSM'nin bu genişletilmiş çerçevedeki önemini vurgulamaktadır. Sonuç bölümünde ise mevcut hesaplamalar sonucunda elde edilen sonuçlar analiz edilmiştir.



2. STANDART MODEL

Standart Model, onlarca yıl süren teorik çalışmaların ve deneysel doğrulamaların birikimi sonucunda, temel parçacıkların etkileşimlerini en temel seviyede açıklamak için geliştirilmiş bir teoridir. Buna ek olarak, varlığını öngördüğü temel parçacıkların keşfedilmesiyle parçacık fiziği alanında vazgeçilmez bir yere sahip olmuştur. Bu parçacıklar arasında çeşitli leptonlar, kuarklar ve ayar bozonlarının yanı sıra özellikle Higgs bozonunun 2012’de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı’nda keşfi Standart Model’in deneysel doğruluğunun en önemli kanıtlarından biri olmuştur. Modelin tahminleri yüksek doğrulukla deneysel sonuçlarla uyumlu olmuştur. Bu onu modern fizikteki en başarılı teorilerden biri yapmıştır.

Bahsedilen tüm başarılarına rağmen SM bir takım eksikler içermektedir. Parçacık fiziğinin son teorisi olmadığına dair kanıtlar vardır ve SM ötesi arayışlar devam etmektedir. Bu bölümde ilk olarak SM’nin tarihsel gelişiminden, matematiksel yapısından bahsedilecek ve sonrasında SM’nin eksiklerinden bahsedilecektir.

2.1 Model’in Tarihsel Gelişimi ve Teorik Temelleri

Temel parçacıkların davranışlarının tanımlanması ve geçerli bir teorinin geliştirilmesi adına, kuantum elektrodinamiği 1940’lara kadar önemli bir yere sahip olmuştur. Kuantum elektrodinamiği (QED), Julian Schwinger, Richard Feynman ve Sin Itiro gibi fizikçiler tarafından geliştirilmiş ve atomaltı dünyanın anlaşılmasında devrim yaratan bir teori olarak ortaya çıkmıştır. QED’nin en büyük başarılarından biri atomaltı parçacıkların elektromanyetik etkileşimlerini yüksek doğrulukla hesaplayabilmesidir. Bu teori parçacık fiziğindeki birçok hesaplamalara açıklık ve anlaşılabilirlik getirmiştir (Feynman 1949). Ardından teorik olarak yapılan hesaplamalarda karşılaşılan sonsuzluklar, çeşitli anomaliler ve renormalizasyon sorunları gibi problemler; elde edilen yanlış deney verileri, fizikçileri farklı teoriler geliştirmeye yönlendirmiştir. Bu zorluklardan bir tanesi; elektronlar, nötronlar, protonlar ve nötrinolar gibi fermiyonlar arasındaki zayıf nükleer etkileşimleri açıklamak amacıyla geliştirilen Fermi’nin 'Dört Fermiyon Etkileşim Teorisi'nde ortaya çıkmıştır. Diğer zorluk ise protonlar ve nötronlar gibi hadron adı

verilen parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklamak amacıyla geliştirilen 'Kuvvetli Etkileşimler' adı verilen teoride ortaya çıkmıştır. Fermi'nin 'Dört Fermiyon Etkileşim Teorisi', daha ileri pertürbasyon seviyelerine geçiş yapıldığında, çözülmemeyen sonsuzluklarla karşılaşılmaktaydı. Öte yandan 'Güçlü Etkileşimlerin' teorisinde renormalizasyon yapılabilmesine rağmen, güçlü etkileşimlerin yoğun doğası (örneğin, elektromanyetik etkileşime göre yaklaşık 100 kat daha güçlü olması ve 1 femtometre civarında etkili olması) nedeniyle pertürbasyon yöntemleri etkili olmamakta ve bu nedenle pratik hesaplamalar için uygun görünmemekteydi. Buna ek olarak 'Zayıf Etkileşimlerin' teorisi, mevcut deneysel verilere uyumlu hale getirilmişti,

Bahsedilen sorunların giderilmesi için ve geçerli tahminlerde bulunmak amacıyla, fizikçiler öncelikle simetri prensiplerini incelemeye başladılar. Simetriler, fizikte incelenmesi karmaşık olan sistemler hakkında bilgi edinmeyi sağlayan güçlü bir araçtır. En temel düzeyde bir simetri, bir işlem uyguladıktan sonra sistemin değişmezliğidir (Weinberg 2000). Buna ek olarak; bir sürekli simetri varsa, o simetriye karşılık gelen bir niceliğin korunumu ortaya çıkar. Standart Model geliştirilirken simetri prensiplerinin anlaşılmasında büyük bir engel vardı, birçok simetri prensibi bilinmesine rağmen bunların büyük bir kısmı sadece yaklaşık olarak geçerliydi. Bu simetrilere biri ilk olarak 1932 yılında Heisenberg tarafından önerilen; proton ve nötronlar gibi diğer baryonların ve pionların benzer özelliklerine sahip olduğunu öne süren izospin simetrisidir (Breit vd. 1936). Bir diğer simetri ise başlangıçtan itibaren etkileşimler tarafından ihlal edildiği bilinen, garip kuark sayısının değişimine bağlı olan acayıpilik korunumudur (Gell-Mann 1953). Bunlara ek olarak bir başka simetri ise uzay ve zamanın simetrisi olan P (uzayda yansıma) ve PT (parite ve zaman tersinirliği) korunumudur. Bu simetriler, zayıf etkileşimler tarafından ihlal edilir (Lee ve Yang 1956). 1964 yılında, bir sistemdeki parçacıkların yük eşlenikliği ve parite değişimine karşı simetrik olduğunu ifade eden CP korunumu, yaklaşık bir şekilde bulundu (Christenson vd. 1964). 1960'larda keşfedilen, baryonların sınıflandırılması için kullanılan bir simetri kavramı olan Sekiz-katlı Yol'un $SU(3)$ simetrisi, güçlü etkileşimler için bile tam doğrulukla uyuşmamış ve geçersiz bir yaklaşım olarak kalmıştır (Ne'eman, 1961).

Yaklaşık olarak bilinen simetrilerle yeterli bilgi elde edilemeyeceğinden ve bu simetrilerin teorilere nasıl etki edeceği bilinmediği için temel parçacıkların etkileşimlerini açıklamak daha önemli fikirlere ihtiyaç duyuyordu. Bunun sonucunda, bugün kullanılan teorilerin temelini oluşturan ve değerinin anlaşılması uzun süren üç önemli fikir ortaya çıkmıştır. Bunlardan ilki 1964'te Gell-Mann ve Zweig tarafından, hadronların kuarklardan ve anti-kuarklardan oluştuğu fikridir (Zweig 1964). Kuark Modeli olarak adlandırılan bu model hadronların artan parçacık sayısının anlam kazanmasını sağladı. Bu model, daha sonraki yıllarda deneylerle doğrulandı (Niculescu vd. 2000). İkinci fikir ise 1950'lerde Yang ve Mills tarafından öne sürülen ayar veya yerel simetri fikridir. Ayar simetrileri bir simetriden ziyade teorinin açıklanmasında ortaya çıkan bir gereklilik olarak tanımlanır. Bu gereklilik, global bir simetriyi yerel bir simetriye dönüştürdüğümüzde ortaya çıkar¹. Yang ve Mills, elektrodinamiğin $U(1)$ grubu yerine, izospin korunumu olan $SU(2)$ grubu üzerine kurulu bir ayar teorisi oluşturdular. Bu teoride simetri, etkileşimlerin biçimini belirliyordu (Yang ve Mills 1954). Ancak Yang-Mills teorisinin zayıf veya güçlü etkileşim teorilerine uygulanmasının önünde kütle engeli bulunuyordu çünkü ayar simetrisi, ayar bozonlarının herhangi kütleyle sahip olmasını yasaklar. Teorilere kütle teriminin sonradan eklenmesi ise teorileri daha az öngörülebilir hale getirecektir. Daha sonra yapılan çalışmalarla sonradan eklenen kütle ile ayar teorisinin renormalize edilemez olduğu anlaşılmıştır (Salam 1962). Üçüncü fikir, kendiliğinden simetri kırılması fikridir. Bu fikir Lagrangiana ait olan bir simetrinin, vakum durumunun simetrisi olmayabileceği düşüncesiyle ortaya çıkmıştır (Susskind 1979).

1960'lı yıllarında, bu gelişmelerin birbirleriyle olan daha modern ilişkisi anlaşılmaya başlandı. 1967 yılında Weinberg ve Salam tarafından birbirinden bağımsız şekilde elektrozayıf teoriyi geliştirdi (Weinberg 1967). Bu teori, zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin tek bir teorik çerçeve altında birleştirilmesini sağlayarak parçacık fiziğinde önemli bir ilerleme kaydetti. Weinberg'in çalışması, bu yeni teorinin temelini oluşturdu ve sonradan Standart Model'in gelişimine önemli katkılar sağladı. Elektrozayıf teori, zayıf

¹ Ayar simetrisi, sistemin uzay-zamanın her noktasında belirli bir dönüşüme karşı değişmez olmasını ifade eder. Buna karşılık, global simetri, sistemin uzay-zamanın tüm noktalarında aynı anda yapılan dönüşümlere karşı değişmez olmasını ifade eder.

etkileşimlerin ve elektromanyetizmanın daha derin bir birleşimini sağlayarak, parçacık fiziğindeki anlayışımızı önemli ölçüde genişletti.

Lepton sayısı korunumu, leptonların etkileşimleri sırasında lepton sayısının korunduğu bir prensiptir, bu da güçlü etkileşimlerin lepton sayısını değiştirmemesi ve leptonların bir türden diğerine dönüşümünü sağlamadığı anlamına gelir, ancak elektrozayıf etkileşimler, farklı lepton türleri arasındaki dönüşümlere izin verebilir ve böylece lepton sayısını değiştirebilir. Lepton sayısı korunumunun olmaması, lepton dönüşümlerinin daha serbestçe gerçekleşmesine ve parçacıkların davranışlarını önemli ölçüde etkilemesine neden olabilir. Elektrozayıf teori, bu etkileşimleri W ve Z olarak adlandırılan yüklü ve nötr kütleli ayar bozonları ve foton aracılığıyla açıklar (de Vries vd. 2019). Bu ayar bozonlarının fermiyonlarla ve birbirleriyle etkileşimleri, ayar simetrisi tarafından belirlenmiştir. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisinin kendiliğinden kırılması hem elektrozayıf etkileşimin taşıyıcısı parçacıklara hem de fermiyonlara kütle kazandırır. Eğer teoride tek tip skaler alan olacağı varsayımında bulunulursa, W ve Z bozonlarının kütlelerini ve bunların bağlanma katsayılarını tek bir bilinmeyen açı terimiyle hesaplamaya imkan vardır. Aynı sonuç birkaç skaler alan çifti kullanıldığında da geçerlidir (Bernstein 1974). $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar simetrisi kendiliğinden kırıldığında; $SU(2)$ ayar simetrisinin iki jeneratörü² W^+ ve W^- bozonlarına kütle kazandırır, $SU(2) \times U(1)$ ayar simetri kırılmasının kalan jeneratörü³ Z bozonuna kütle kazandırır (Bu jeneratör hem $SU(2)_L$ 'den hem de $U(1)_Y$ 'dan katkı alır) ve bu alanlarla ilişkilendirilen üç Goldstone bozonunu ortadan kaldırır. Bunun sonucunda laboratuvarda gözlenebilen, kütlesi bilinmeyen büyük bir nötr skaler parçacık kalır, bu parçacıklar Goldstone bozonlarından ayırt edilebilmesi için Higgs bozonu olarak adlandırılmıştır (Mannheim 2019). Süpersimetri teorilerinde ise birden fazla Higgs dubleti olduğunda, bu parçacıkların bazıları yüklü olabilir. 3. ve 4. bölümde bölümlerde bu durum ele alınacaktır (Gunion ve Haber 1986).

² $SU(2)$ simetrisinin üç jeneratörü (T_1, T_2, T_3), zayıf izospin simetrisinin farklı yönlerini temsil eder.

³ $U(1)$ ayar simetrisinin zayıf hiperyük (Y) jeneratörü olarak tanımlanır ve bu, elektromanyetik etkileşimleri tanımlar. Z bozonu için jeneratör $= T_3 + Y$ 'dir. Jeneratör_Z $= T_3 \otimes \mathbb{I} + \mathbb{I} \otimes Y$.

Elektrozayıf teori renormalize bir teori olarak geliştirilmiş ancak kendiliğinden simetri kırılmasıyla birlikte ortaya çıkan pertürbatif gelişme sonucu teoride renormalizasyonun korunup korunmadığı merak konusu olmuştur. Renormalize edilebilir bir teoride sonsuzluklar fiziksel niceliklerle ilişkilendirilebilir böylece teori fiziksel olarak anlamlı hale gelir (Matthews ve Salam 1954). Bugünün perspektifinden bakıldığında, teorinin yeterince düşük enerjide mükemmel çalıştığını ve birkaç ek serbest parametre eklenerek kuantum düzeltmelerinin hesaplanmasına imkan verdiğini düşünebiliriz. Bu tür teorilerde genişleme parametresi ve belirli bir enerjide belirli bir düzeye kadar çalışıldığı sürece sonlu sayıda kuplaj sabitine ihtiyaç duyulur böylece kuplaj parametreleri tüm sonsuzlukları absorbe edebilir (Fradkin ve Tseytlin 1985). Ancak bu tür teoriler, kaçınılmaz olarak karakteristik kütle üzerindeki enerjilerde tahmin gücünü zayıflatır. Elektrozayıf teorinin renormalize edilebilmesinin önemi, sonsuzlukların renormalizasyon tekniği ile ortadan kaldırılabileceğinin yanı sıra teorinin zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri çok daha yüksek enerjilerde ve belki de Planck ölçeğine kadar açıklama potansiyeline sahip olmasıdır. Elektrozayıf teorinin renormalize edilebilir olduğu gösterildikten sonra deney sonuçları ciddiye alınmaya başlanmıştır ('t Hooft 1971). Son olarak tau leptonu ve buna karşılık gelen nötrino ile aşağı ve yukarı kuarklarının ve W , Z ara vektör bozonlarının keşfiyle SM tam olarak geliştirilmiştir (Gaillard vd. 1999).

2.2 Standart Model

Standart Model, elektromanyetik ve zayıf nükleer kuvvetlerin teorik birleşimiyle başlar ve Higgs mekanizması ile güçlü nükleer kuvvetin eklenmesiyle genişler. SM, UV ıraksamalardan arındırılmış, renormalize bir teori olarak parçacık fiziğinin temelini oluşturur (Hollik 1995). Bu model, atomaltı parçacıkların özelliklerini ve davranışlarını anlamak için temel bir çerçeve sunar. Parçacıklar, spinlerine göre fermiyonlar ve bozonlar olarak sınıflandırılır. Fermiyonlar arasında, elektron ve pozitron gibi leptonlar, izospin bileşenlerine ve elektrik yüklerine göre ayrılır. Standart Model'de, fermiyonlar (kuarklar ve leptonlar) $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar gruplarının temel temsillerinde yer alır. Ayar bozonları (gluonlar, W ve Z bozonları, ve foton) ise ilgili grupların adjoint temsillerinde yer alır (Trayling ve Baylis 2004).

Standart Model içerisinde, leptonlar ve kuarklar gibi temel parçacıklar, izospin bileşenleri ve elektrik yüklerine göre çizelge 2.1’de gösterildiği gibi sınıflandırılabilirler. İzospin bileşenleri, parçacıkların zayıf kuvvet altındaki davranışlarını belirleyen bir özelliktir. Örneğin, sol elli leptonlar (elektron, müon ve tau) zayıf izospin değeri $-1/2$ 'ye sahipken, sağ elli leptonların zayıf izospin değeri 0'dır. Bu durum, zayıf kuvvetin kiral doğası ile ilişkilidir ve zayıf etkileşimlerin yalnızca sol elli fermiyonlarla ve sağ elli anti-fermionlarla etkileşime girdiği anlamına gelir.

Çizelge 2.1 Standart Model'de lepton ve kuarkların ailelere göre kuantum sayıları

	I. Aile	II. Aile	III. Aile	I_3	Y	Q
Leptonlar	$L_{e_L} = \begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix}$	$L_{\mu_L} = \begin{pmatrix} \nu_{\mu_L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$L_{\tau_L} = \begin{pmatrix} \nu_{\tau_L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$+1/2$ $-1/2$	-1 -1	0 -1
	e^+_R	μ^+_R	τ^+_R	0	2	1
Kuarklar	$Q_{1L} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$Q_{2L} = \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$	$2/3$ $-1/3$
	$\bar{u}_R$	$\bar{c}_R$	$\bar{t}_R$	0	$-4/3$	$-2/3$
	$\bar{d}_R$	$\bar{s}_R$	$\bar{b}_R$	0	$2/3$	$+1/3$

Leptonlar, elektrik yüklerine göre iki ana kategoriye ayrılır: nötrinolar ve yüklü leptonlar. Nötrinolar (elektron nötrinosu, müon nötrinosu, tau nötrinosu), zayıf izospinleri $1/2$ olan ve elektrik yükü taşımayan temel parçacıklardır. Yüklü leptonlar ise (elektron, müon, tau), zayıf izospinleri $-1/2$ olan ve elektrik yükü taşıyan temel parçacıklardır. Standart Model'de sağ elli nötrinolar bulunmamakta, bu da nötrinoların kütleleri ve zayıf etkileşimleri hakkındaki soruları beraberinde getirmektedir (Bilenky 2015). Kuarklar, SM'nin diğer temel bileşenleridir ve onlar da elektrik yüklerine göre sınıflandırılır. Yukarı tip kuarklar ($+2/3$ e yüküne sahip) ve aşağı tip kuarklar ($-1/3$ e yüküne sahip). Kuarklar ayrıca üç renk durumuna sahiptir; bu renkler kırmızı, mavi ve yeşil olarak adlandırılır. Kuarkların güçlü kuvvet etkileşimleri, renk durumlarının birbirleriyle etkileşiminden kaynaklanır. Bu etkileşimler, gluonlar aracılığıyla gerçekleşir ve kuarkların bir araya gelerek hadronlar (örneğin protonlar ve nötronlar) oluşturmasını sağlar.

Bu teorelin ayar bozonları, Standart Model'deki kuvvetlerin taşıyıcılarıdır ve farklı etkileşimlere aracılık ederler. Standart Model'de dört farklı ayar bozonu bulunur:

- i) Fotonlar, elektrik yüklü parçacıklar arasındaki elektromanyetik etkileşimlerin taşıyıcılarıdır, kütesiz oldukları için elektromanyetik kuvvet sonsuz menzilli bir kuvvettir (Choi vd. 2022).
- ii) $W^{\pm}$ bozonları: Zayıf nükleer kuvvetin taşıyıcılarıdır. W^{+} ve W^{-} bozonları, beta bozunumu gibi nükleer zayıf etkileşimlere aracılık ederler ve kütleli parçacıklardır ($M_W \approx 80.379 \text{ GeV}$) ve sonsuz menzilli değildirler.
- iii) Z bozonu: Zayıf nükleer kuvvetin diğer bir taşıyıcısıdır, nötrino saçılımı gibi nötr nötrino etkileşimlerine aracılık ederler, kütleli bir parçacıktır ($M_Z \approx 91.1876 \text{ GeV}$) ve sonsuz menzilli değildir.
- iv) Gluonlar (g): Renk yükü taşıyan parçacıklar arasındaki güçlü nükleer kuvvetin taşıyıcılarıdır, kuarklar ve diğer renk yüklü parçacıklar arasındaki güçlü etkileşimlere aracılık ederler.

Farklı renk yüklerini taşıyan sekiz farklı gluon türü vardır. $W^{\pm}$ ve Z bozonları ve $SU(2)_L$ grubu ile ilişkili olan ayar bozonlarıdır ayrıca bu ayar bozonları $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ gruplarının bir kombinasyonuna dayalı bir simetriye sahiptir. Bu simetri, zayıf kuvvetin orijinal halinde hem sol hem de sağ elli fermiyonlarla etkileşime girmesine izin verir, bu da kiral simetri olarak bilinir. Burada, $SU(2)_L$, sol elli fermiyonların çiftler halinde dönüştüğü zayıf izospin simetrisini ifade eder ve $U(1)_Y$, zayıf hiperyük simetrisidir. L alt simgesi, zayıf etkileşimlerin öncelikle sol elli parçacıkları içerdiğini, yani kiralliğini gösterir.

Standart Model'de, güçlü kuvvetin dinamikleri, kuantum renk dinamiği (QCD) ile açıklanır. QCD, kuarkların ve gluonların etkileşimlerini yöneten bir teoridir ve elektrozayıf teoriyle bağımsız bir alan oluşturur. QCD'nin temel özellikleri arasında, renk yüklerinin korunması ve kuarkların renk değişimleri sırasında gluonlar aracılığıyla etkileşime girmeleri yer alır. Bu etkileşimler, kuarkların renk yüklerinin daima "renksiz" bir durumda birleşmesini gerektirir, bu da hadronların oluşumunu açıklar (Brooks vd. 2014).

2.3 Standart Model'in Yapısı

Standart Model, parçacık fiziğinin temel kuvvetlerini ve temel parçacıkları tanımlayan bir kuantum alan teorisidir ve özel matematiksel simetri gruplarına dayanır. Bu gruplar temel etkileşimleri ve parçacıkların davranışlarını yöneten kuralları belirler. $SU(3)_C$, güçlü etkileşimi belirler burada "C" renk yükünü temsil eder. Bu grup kuarkların ve gluonların renk yükleriyle ilişkili dinamiklerini tanımlar. Bu teoride, kuarklar $SU(3)_C$ grubunun temel temsilleri olarak davranır ve üç renk yükü taşırlar. Gluonlar ise $SU(3)_C$ 'nin sekiz boyutlu adjoint temsildir ve renk yüklerini taşıyan ayar bozonlarıdır. QCD'nin özelliği olan renk sınırlaması kuarkların daima renk yükü nötr olan hadronlar içinde sınırlanmış halde bulunmasını gerektirir. Zayıf etkileşim $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ gruplarının elektrozayıf teorisi tarafından yönetilir. $SU(2)_L$ sol el zayıf izospin simetrisini temsil eder ve "L" parçacıkların sol eliyle ilgili olduğunu belirtir. $W^\pm$ ve Z bozonları bu simetriye ait ayar bozonlarıdır. $U(1)_Y$ zayıf hiperyük simetrisini temsil eder ve "Y", hiperyükle ilişkilidir. Bu grup elektromanyetik etkileşimle de bağlantılıdır. Elektrozayıf simetri kırılması, Higgs mekanizması ile gerçekleşir. Bunun sonucunda $W^\pm$ ve Z bozonları kütle kazanırlar ve elektromanyetik ile zayıf kuvvetler ayrılmış olur. Elektromanyetik etkileşim $U(1)_{EM}$ grubuyla tanımlanır. Elektrozayıf teoride, elektromanyetik kuvvet, zayıf izospin $SU(2)_L$ ve zayıf hiperyük $U(1)_Y$ 'nin tensör çarpımından türetilen bir simetri olan $U(1)_{EM}$ grubundan ortaya çıkar. Standart Model Lagrangian yoğunluğu $\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}$ biçiminde terimlere ayrılabilir ve en genel olarak

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu) \psi_f \\ & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) + \mathcal{L}_{Yukawa} \end{aligned} \quad (2.1)$$

biçiminde ifade edilir. Bu Lagrangian SM içindeki temel etkileşimleri tarif eder. Güçlü kuvvet $G_{\mu\nu}^a$ terimiyle temsil edilir ve

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.2)$$

biçimindedir. Bu terim güçlü kuvvetin alan şiddet tensörüdür ve gluon alanlarını ifade eder. Burada g_s güçlü etkileşimin bağlaşım sabitidir ve kuarklar ile gluonlar arasındaki etkileşimin şiddetini belirler, f^{abc} ise $SU(3)_C$ grubunun yapı sabitidir ve gluonların etkileşimlerini tanımlar⁴. A_μ^a (a renk indisi) ise gluon alan vektörünü temsil eder; gluonların kendi kendileriyle etkileşimlerini ve renk yüklerini nasıl taşıdıklarını matematiksel olarak ifade eder. Bu özellik QCD'nin diğer ayar teorilerinden farklılaştığı noktadır (Baglio vd. 2020). Lagrangianda zayıf kuvveti $W_{\mu\nu}^i$ terimi temsil eder ve

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.3)$$

ifadesiyle verilir. Bu terim SM'nin elektrozayıf kısmında yer alan zayıf etkileşimleri yöneten bozonların alan şiddet tensörüdür ve $SU(2)_L$ ayar grubunun elektrozayıf teorisindeki bileşenidir. g , $SU(2)_L$ simetri grubunun ayar teorisindeki bağlaşım sabitidir. W_μ^i ise ($i = 1, 2, 3$) zayıf etkileşimi taşıyan W bozonlarının ayar alanını ifade eder ve $SU(2)_L$ 'nin üç jeneratörü W_μ^1 , W_μ^2 alanları elektrik yükü taşıyan W^+ ve W^- bozonlarının doğrusal kombinasyonlarından oluşur⁵. W_μ^3 alanı ise elektrozayıf simetri kırılması sonrasında Z bozonu ve fotonun oluşumunda rol alır. Hiperyük alanı $B_{\mu\nu}$ tensörü ile temsil edilir ve

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.4)$$

biçiminde verilir, burada B_μ dört potansiyel bileşenini temsil eder. $\sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu) \psi_f$ terimi fermiyon türleri için matematiksel ifadedir. Burada ψ_f fermiyon alanlarıdır. Higgs alanı $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ ifadesiyle verilir. Burada

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T^a - ig'YB_\mu \quad (2.5)$$

⁴ Eğer T^a $SU(3)$ cebirinin bir jeneratörü ise $[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$ biçimindedir.

⁵ Bu kombinasyon: $W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)$, $W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2)$ biçimindedir.

kovaryant türevdir. $V(\Phi)$ ifadesi ise Higgs potansiyelini göstermektedir. g' , $U(1)_Y$ simetri grubunun ayar teorisindeki bağlaşım sabitidir. Fermiyonlar, Standart Model'de kütlelerini Yukawa etkileşimleri yoluyla kazanırlar. Bu etkileşimler fermiyon alanları ile Higgs alanı arasında gerçekleşir. Yukawa terimleri Lagrangianda aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_f y_f (\bar{\psi}_{fL} \Phi \psi_{fR} + \bar{\psi}_{fR} \Phi^\dagger \psi_{fL}) \quad (2.6)$$

Burada y_f fermiyon türüne özgü Yukawa katsayısıdır, ψ_{fL} ve ψ_{fR} ise sol elli ve sağ elli fermiyon alanlarını ifade eder. Higgs alanı (Φ) elektrozayıf simetri kırıldığında vakum beklenen değeri alır ve fermiyonlara kütle kazandırır.

2.3.1 Higgs potansiyeli ve elektrozayıf simetri kırılması

Higgs potansiyeli $V(\Phi)$, Higgs alanının kendisini içeren ve simetri kırılmasını tetikleyen bir terimdir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$V(\Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.1)$$

Burada μ^2 ve λ potansiyelin parametreleridir. Eğer $\mu^2 > 0$ ve $\lambda < 0$ ise potansiyelin en düşük noktası $\Phi = 0$ olur ve Higgs alan herhangi bir VEV kazanmaz, bu durumda elektrozayıf simetri kırılmaz ve W ve Z bozonları kütesiz kalır. Eğer $\mu^2 < 0$ ve $\lambda > 0$ ise Higgs alanı sıfır olmayan bir VEV kazanır ve elektrozayıf simetri kırılması için gerekli şartlar sağlanır. Higgs alanının vakum beklenen değeri kazanması, W ve Z bozonlarına kütle kazandırır. Elektrozayıf Lagrangian yoğunluğu, simetri kırılmadan önce

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır. Bu Lagrangian, Higgs potansiyelini ve Higgs alanının diğer alanlarla etkileşimlerini içerir. Higgs mekanizması ile bu alan sıfır olmayan bir VEV değeri alır ve

W ve Z bozonlarına kütle kazandırır. Higgs mekanizmasından sonra, W ve Z bozonlarının kütleleri

$$M_W = \frac{1}{2} g v \quad M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v \quad (2.3)$$

biçiminde ifade edilir. burada g ve g' , sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ için bağlaşım sabitleridir ve v Higgs alanının vakum beklenen değeridir.

2.3.2 Weinberg açısı ve elektrozayıf teorideki rolü

Weinberg açısı (θ_W), zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin ayrılmasının temelini oluşturur ve bu kuvvetlerin düşük enerjilerde nasıl farklı davrandığını açıklar. Bu açı $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ simetri gruplarının ayar bozonları olan W ve B bozonlarının, foton ve Z bozonuna nasıl karıştığını gösterir. W_μ^3 bozonu ve B bozonunun bu karışımı, Z bozonunu ve fotonu oluşturur. Bu ilişki şu şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W \end{aligned} \quad (2.1)$$

Burada Z_μ , Z bozonunu ve A_μ fotonu temsil eder, W_μ^3 ve B_μ , sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar alanlarıdır. θ_W değeri Z bozonunun çeşitli parçacıklarla etkileşimleri ve elektrozayıf süreçlerin incelenmesiyle deneysel olarak belirlenir ve Standart Model'in elektrozayıf kısmının temel bir parametresidir ve zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin ayrılmasını matematiksel olarak tanımlar ayrıca Standart Model'in ötesindeki fizik arayışlarında da önemli bir yere sahiptir (Faessler 2015).

2.4 Standart Model'in Eksikleri

Nötrino Fiziği ve nötrino osilasyonları, Standart Model'in anlaşılmasında ve onun sınırlamalarının keşfedilmesinde kritik öneme sahiptir. Standart Model'de nötrinolar kütsüz parçacıklar olarak kabul edilirdi. Bu, nötrinoların çok hafif olmasından ve kütlelerinin doğrudan ölçülmesinin zor olmasından kaynaklanıyordu ancak yapılan deneysel

alışmalar, ntrınoların küçük de olsa bir kütleye sahip olduğunu gösterdi. Nötrino osilasyonları, ntrınoların bir türden diğerine dönüőebilmesi fenomenidir. Örneğin, bir elektron nötrinosu, müon nötrinosuna veya tau nötrinosuna dönüőebilir. Bu dönüşümler, ntrınolar uzayda hareket ederken gözlemlenir. Nötrino osilasyonlarının keşfi, ntrınoların kütlesiz olamayacağını gösterir, çünkü kütlesiz parçacıkların bu tür bir osilasyona uğraması mümkün değildir. Bu süreç, ntrınoların birbirlerine karıőtıėı kuantum mekaniği sürecidir ve ntrınoların üç farklı kütlenin kuantum süperpozisyonları olarak var olabileceğini gösterir (Aghanim vd. 2020). Bu sperpozisyonlar, ntrınoların zamanla bir türden diğerine geçiş yapmasına olanak tanır. Nötrino osilasyonlarının gözlemlenmesi, Standart Model'in bazı yönlerinin yeniden değerlendirilmesini gerektirir. Modelin ilk formülasyonunda ntrınoların kütlesiz olduğu varsayılıyordu, ancak nötrino osilasyonları, onların kk de olsa bir kütleye sahip olduğunu gösterir. Bu durum, Standart Model'in ötesine işaret eder ve parçacık fiziği teorilerinin bu yeni bilgileri içerecek şekilde genişletilmesini gerektirir (Gribov ve Pontecorvo 1969).

Nötrino kütlesi ve osilasyonları, karanlık madde ve evrenin genişlemesi gibi kozmolojik fenomenlerin anlaşılmasında da önemli rol oynayabilir ayrıca bu fenomen, ntrınoların ve diğer temel parçacıkların daha derinlemesine incelenmesi için yeni yollar açar ve temel fizik yasalarının daha kapsamlı bir şekilde anlaşılmasına katkıda bulunur (Bilenky vd., 1999). Evrenin gözlemlenen yapısının büyük bir bölümü, kütle etkileşimi dışında etkileşim göstermeyen ve Standart Model'in kapsamı dışında kalan gizemli bir madde türü olan 'karanlık madde' ile oluőmaktadır. Astronomik veriler, evrenin bu görünmez bileőenlerle dolu olduğunu işaret eder. Ayrıca, evrenin geniőlemesinin hızlanmasına neden olan ve 'karanlık enerji' olarak adlandırılan başka bir fenomen, Standart Model'in sınırlarını daha da belirginleőtirir. Bu iki gözlem, Standart Model'in kozmolojik düzeyde tam bir açıklama sunmadığını ve potansiyel olarak yeni parçacıkların varlığını gerektirdiğini ortaya koymaktadır (Brax ve Martin 2007).

Evrendeki madde ve antimaddenin miktarı arasındaki asimetri, Standart Model ile tam olarak açıklanamaz. Bu asimetri, evrenin nasıl var olduğunu anlamak için kritik önem taőır (Canetti vd. 2012). Standart Model, kütleçekimini içermez ve genel görelilik ile uyumsuzdur. Kuantum kütleçekimiyle ilgili bir teori, Standart Model'in bu temel kuvveti

de kapsayacak şekilde genişletilmesini gerektirir (Chamseddine vd. 2007). Temel parçacıkların kütledeki büyük farklılıklar, Standart Model'de açıklanamayan bir hiyerarşi problemi yaratır. Bu problem, temel kuvvetler ve parçacıklar arasındaki ilişkileri yeniden düşünmeyi gerektirir (Babu vd. 2008). Standart Model temel parçacıkların etkileşimleri en temel düzeyde açıklayan teoridir. Maddenin yapı taşının kuarklardan ve leptonlardan meydana geldiğini belirtir. Kuvvet dinamiği ve ayar teorileri için matematiksel bir çerçeve oluşturur. Bununla birlikte simetri kırılmasının dinamikleri tam olarak bilinmemektedir. Bu nedenle Standart Model'in TeV düzeyinde enerji skalalarında tahmin gücünün azaldığı düşünülmektedir. Standart Model şu anda bilinen olayları başarılı bir şekilde açıklamaktadır ancak daha yüksek enerji seviyesindeki olguları açıklamak için genişletilmesi gerekmektedir (Davoudiasl vd. 2005).

Bu ve benzeri gözlemler ve sorunlar, Standart Model'in çok başarılı olmasına rağmen temel fizik yasalarının tam bir açıklamasını sunmadığını ve yeni teorilere ihtiyaç duyulduğunu veya modelin geliştirilmesi gerektiğini gösterir. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), Standart Model'e süpersimetri ilkesini ekleyerek, temel parçacıkların süpereşleri olarak bilinen yeni parçacıkların varlığını önermektedir. Süpersimetri, fermiyonlar ve bozonlar arasında bir simetri kurarak, her fermiyona bir bozon süper ortağı ve her bozona bir fermiyon süper ortağı atar. Bu yeni parçacıklar, Standart Model'in bazı temel sorunlarına çözüm sunabilir. Örneğin, karanlık madde adayı olarak düşünülen nötralino gibi süpersimetrik parçacıklar, evrenin görünmeyen yüzünü açıklayabilir. MSSM, Standart Model'in hiyerarşi problemine de bir çözüm sunar. Hiyerarşi problemi, Higgs bozonunun kütlelerinin neden doğal olarak çok büyük olmadığını açıklamakta zorlanır. Süpersimetri, fermiyon ve bozon döngülerinin Higgs bozonunun kütlelerine olan katkılarını dengeler ve böylece bu problemi belirli ölçülerde çözebilir. MSSM, elektrozayıf simetri kırılmasını daha doğal bir şekilde ele alır ve bu süreçte ortaya çıkan yeni fenomenlere de ışık tutabilir (Ellis vd. 1991).

Bu incelemenin ardından, tezin bir sonraki bölümünde Minimal Süpersimetrik Standart Model ele alınacaktır ve süpersimetri kavramının temel prensipleri, MSSM'nin Standart Model'e nasıl bir genişleme sağladığı ve bu genişlemenin fiziksel sonuçları detaylı bir şekilde incelenecektir. Süpersimetrik parçacıkların özellikleri, teorik motivasyonları ve

bu yeni parçacıkların mevcut deneysel araştırmalarla nasıl ilişkilendirilebileceği üzerinde durulacaktır. Buna ek olarak MSSM'nin Standart Model'in çözemediği bazı temel sorunlara nasıl çözümler sunabileceği, özellikle de hiyerarşi problemi, karanlık madde ve elektrozayıf simetri kırılmasının daha doğal bir açıklaması gibi konular detaylandırılacaktır. MSSM'nin ve MSSM'nin genişletilmiş versiyonlarının; Standart Model'in ötesine geçişteki rolü ve parçacık fiziğinin geleceğindeki potansiyel etkisi, bu tezin temel odak noktalarından biri olacaktır.



3. MSSM

Süpersimetri, temel parçacıkların evreninde fermiyonlar ve bozonlar arasında süpersimetri adında bir simetri olduğu varsayımıyla, parçacık fiziğinin anlaşılmasında yeni bir boyut sunar. Süpersimetri, bir bozonik durumu fermiyonik bir duruma ya da bir fermiyonik durumu bir bozonik duruma dönüştüren bir simetri türüdür ($Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle$, $Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle$). Bunun sonucu olarak bu dönüşümü yapan operatörler (Q ve $Q^\dagger$), $1/2$ spin açısai momentum taşıyan fermiyonik spinörler olmalıdır. $1/2$ spin açısai momentum taşıyan fermiyonik operatörlerin varlığı, süpersimetri simetrisinin sadece parçacık türleri arasında değil, aynı zamanda bu parçacıkların uzay-zaman içindeki dönüşümlerini ve etkileşimlerini kapsayan bir simetri olması gerektiğini gösterir. Standart Model gibi gerçekçi teoriler, kiral fermiyonları içerir ve bu durum parite ihlal eden etkileşimlerin olasılığını doğurur zira fermiyonların sol eli ve sağ eli bileşenleri, ayar grupları altında - $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, ve $U(1)_Y$ - farklı dönüşürler (Wess ve Zumino 1974). Bu çerçevede; süpermultipler, SUSY teorilerinin tek parçacık durumlarını tanımlayan SUSY cebirinin indirgenemez temsilleri olarak ortaya çıkar ve her süpermultipler, süpereşler olarak isimlenedirelen ve birbirleriyle derin bir simetri paylaşan fermiyon ve bozon durumlarını içerirler. Buna ek olarak, Süpersimetri üreticileri, ayar dönüşümlerinin üreticileriyle sıra değiştirebilir. Bu nedenle aynı süpermultipler içindeki parçacıklar, ayar grubunun aynı temsiliinde olmalıdır ve bu da onların aynı elektrik yüklerine, zayıf izospinlere ve renk serbestlik derecelerine sahip olmaları gerektiği anlamına gelir. Bu olgu, Standart Model gibi kiral fermiyonları içeren teorilerin gözlenen ayrımının, süpersimetri yardımıyla birleştirici bir yapıda bulunmasını sağlar (Fayet 1977, 1979, 1984, 1996).

Her süpermultipler, eşit sayıda fermiyon ve bozon serbestlik derecelerini içerir. Süpersimetrik teorilerde bir süpermultiplerin içerebileceği en basit yapılar, temel parçacık tipleri ve onların süpereşlerinin çeşitliliğini açığa çıkarır (Salam ve Strathdee 1975). Bir süpermultipler için en temel olasılık, tek bir Weyl fermiyonu ve iki reel skaleri içermesidir. Weyl fermiyonu, iki spin helisite durumuna sahiptir ve iki reel skaler, bir karmaşık skaler alan olarak birleştirilebilir. Bu yapı, iki bileşenli bir Weyl fermiyonu ve bir karmaşık skaler alan kombinasyonundan oluşur ve genellikle kiral, madde veya skaler

süpermultiplet olarak adlandırılır. Bir süpermultipletin içerebileceği bir sonraki en basit yapı, bir spin-1 vektör bozonudur. Bu vektör bozonu, teorinin yeniden normalize edilebilirliğini korumak için kütsüz bir ayar bozonu olmalı ve ayar simetrisi kendiliğinden kırılmadan önce kütsüz olmalıdır. Kütsüz bir spin-1 bozonu, iki helisite durumuna sahiptir ve bu bozonun süpereşi, yine iki helisite durumuna sahip kütsüz bir spin-1/2 Weyl fermiyonudur. Bu ayar bozonları ve onların fermiyonik partnerleri (gauginolar), ayar grubunun adjoint temsili altında dönüşüm göstermelidir. Adjoint temsilin kendine konjugesi olması nedeniyle, gaugino fermiyonlarının sol elli ve sağ elli bileşenleri, ayar dönüşümleri açısından aynı özelliklere sahip olmalıdır. Bu spin-1/2 gauginoları ve spin-1 ayar bozonlarını içeren kombinasyona, ayar veya vektör süpermultipleti denir. Süpersimetrik teorilerde parçacıkların diğer olası kombinasyonları da mevcuttur; ancak, renormalize edilebilir etkileşimlere sahip bu kombinasyonlar, "genişletilmiş" süpersimetriye sahip bazı teoriler hariç, genellikle kiral ve ayar süpermultipletlerinin kombinasyonlarına indirgenebilir (Martin 1997).

SUSY, SM'nin ötesine geçen çeşitli genişletmeleri mümkün kılar. MSSM, her fermiyona bir bozon süpereşi ve her bozona bir fermiyon süpereşi atanarak oluşturulan en basit ve en az alan içeren süpersimetrik SM genişletmedir. Fakat, süpersimetri kavramı daha geniş bir yelpazede modelleri içerebilir ve daha karmaşık yapıları ve etkileşimleri içerebilecek modellerin genişletilmesi mümkündür. MSSM'de her fermiyonun, spin 0'a sahip bir skaler süpereşi vardır. Örneğin, elektronun süpereşi, spin 0'a sahip skaler bir parçacık olan "selektron"dur. Benzer şekilde, nötrinoların süpereşleri "snötrino" ve kuarkların süpereşleri "skuark"lardır. Ayar bozonları da, fermiyonik süpereşlere sahiptir. Fotonun süpereşi "fotino", W ve Z bozonlarının süpereşleri "wino" ve "zino", ve gluonun süpereşi "gluino"dur. Süpersimetrik ilişkiler, Standart Model'in temel parçacıklarını süpersimetrik eşleriyle ilişkilendirerek parçacık fiziğinin önemli açıklamalarına ve sorunlarına potansiyel çözümler sunar: Hiyerarşi Problemi'ni ele alır - yani Higgs bozonunun kütle açısından neden bu kadar hafif olduğu sorununu - Higgs kütlelerini stabilize ederek çözmeye yardımcı olabilir (Hook 2023). Ayrıca hem gözlemlenen madde miktarının Standart Model ile hesaplanan miktarla uyuşmaması sorununu açıklayabilme potansiyeline sahiptir hem de karanlık madde adaylarını içermesiyle karanlık madde gizemini açıklama potansiyeline sahiptir (Griest ve Kamionkowski 2000). Buna ek olarak

Süpersimetri, madde-antimadde asimetrisini açıklayabilir, farklı kuvvetlerin birleşme ölçeğini daha tutarlı hale getirerek, Standart Model'deki kuvvetlerin birleşme ölçeğiyle ilgili tutarsızlıkları ele alabilir. Güçlü, zayıf ve elektromanyetik kuvvetlerin birleştiği Büyük Birleşik Teoriler için doğal bir çerçeve sunar, erken evrenin davranışını anlamamıza yardımcı olabilir ve Standart Model'de yer almayan ekstra parçacıklarla çeşitli fiziksel problemlere çözümler getirebilir (de Boer 1994). Buna rağmen henüz deneysel olarak doğrulanmış bir teori değildir ve araştırmaları devam etmektedir (Workman vd. 2022).

3.1 MSSM'nin Yapısı

MSSM'de süpermultipletler, her biri bir sfermion (spin-0 karmaşık skaler alan) ve bir fermion (spin-1/2 Weyl fermiyonu) içerir. Kirallık temel parçacıkların sol el (L) ve sağ el (R) olarak ayrıldığı fiziksel bir özellik olarak, elektrozayıf etkileşimlerin davranışını etkiler ve süpersimetrik teorilerde de önemli rol oynar, çünkü süpersimetri; kiralite durumlarını korur ve süpersimetrik partnerler arasındaki ilişkileri bu özelliğe göre belirler. MSSM'nin süpermultiplet içeriği çizelge 3.1'de verilmiştir. Kiral Süpermultipletler: Lepton süpermultipletleri $\widehat{L}_i$ biçiminde gösterilir ve $\widetilde{L}_i$ ise leptonların sfermionik süpereşlerini (sleptonlar) temsil eder. L_i , elektron, müon, tau ve ilgili nötrinolar gibi leptonlardır. Kuark süpermultipletleri $\widehat{Q}_i$ şeklinde gösterilir. Burada $\widetilde{Q}_i$ kuarkların sfermionik süpereşleri skuarklar, Q_i ise kuarklardır. Higgs süpermultipletleri ise $\widehat{H}_u$ ve $\widehat{H}_d$ biçiminde ifade edilir. Burada $\widetilde{H}_u, \widetilde{H}_d$ Higgs alanlarının sfermionik süpereşleri (higgsinolar), H_u, H_d ise Higgs alanlarıdır.

Çizelge 3.1 Süpersimetrik modellerde kiral ve ayar süpermultiplerin kuantum sayıları ve sınıflandırması

Süpermultiplet Türü	Süpermultiplet Simgesi	Süpermultiplet İçeriği	$SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ Kuantum Sayıları
Kiral Süpermultipler			
Lepton Süpermultipleri	$\widehat{L}_i = (\tilde{L}_i, L_i)$	$\tilde{L}_i = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_i \\ \tilde{e}_i \end{pmatrix}, L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}$	(1, 2, -1/2)
Kuark Süpermultipleri	$\widehat{Q}_i = (\tilde{Q}_i, Q_i)$	$\tilde{Q}_i = \begin{pmatrix} \tilde{u}_i \\ \tilde{d}_i \end{pmatrix}, Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$	(3, 2, 1/6)
Sağ Elli Lepton Singletleri	$\widehat{E}_i$	$\tilde{e}_{iR}, e_{iR}$	(1, 1, 1)
Sağ Elli Yukarı Kuark Singletleri	$\widehat{U}_i$	$\tilde{u}_{iR}, u_{iR}$	(3, 1, -2/3)
Sağ Elli Aşağı Kuark Singletleri	$\widehat{D}_i$	$\tilde{d}_{iR}, d_{iR}$	(3, 1, 1/3)
Yukarı tip Higgs ve Higgsino	$\widehat{H}_u = (\tilde{H}_u, H_u)$	$\tilde{H}_u = \begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}, H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}$	(1, 2, 1/2)
Aşağı tip Higgs ve Higgsino	$\widehat{H}_d = (\tilde{H}_d, H_d)$	$\tilde{H}_d = \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$	(1, 2, -1/2)
Ayar Süpermultipler			
Gluon ve Gluino	$\widehat{g}$	$\tilde{g}, g$	(8, 1, 0)
W Bozonu ve Wino	$\widehat{W}$	$\tilde{W}, W$	(1, 3, 0)
B Bozonu ve Bino	$\widehat{B}$	$\tilde{B}, B$	(1, 1, 0)

Süpersimetri çerçevesinde, Higgs skaler bozonunun, bir kiral süpermultiplet içinde yer alması zorunludur, çünkü spin 0 özelliğine sahiptir. Süpersimetrik bir modelin tutarlılığı için yalnızca tek bir kiral Higgs süpermultiplet yeterli değildir, zira yalnızca bir Higgs kiral süpermultipleri mevcut olsaydı, elektrozayıf ayar simetrisi bir ayar anomalisi ile karşılaşacak ve teori tutarsız hale gelecektir. Ayar anomalilerinin iptal edilmesi için $Tr[T_3^2 Y] = Tr[Y^3] = 0$ koşulunun yerine getirilmesi zorunludur, bu durum SM'de

kuarklar ve leptonlar sayesinde karşılanır. MSSM'de, Higgs kiral süpermultipletinin fermiyonik partneri, $Y = \frac{1}{2}$ veya $Y = -\frac{1}{2}$ zayıf hiperyük değerlerine sahip olmalıdır. Ancak bu durumda, izler üzerinde sıfır olmayan bir katkı sebebiyle, teorinin temel simtlerlerinin kuantum düzeyde tutarlı olmasını sağlayan anomalilerin iptali mümkün değildir. $Y = \pm \frac{1}{2}$ hiperyük değerlerine sahip iki Higgs süpermultiyeti varsa bu sorun çözülebilir ve her iki Higgs kiral süpermultipletinin fermiyonik elemanları tarafından toplam katkı sıfırlanır. Bu yüzden; $SU(2)_L$ dubleti olan kompleks skaler alanlar H_u ve H_d , sırasıyla $Y = \frac{1}{2}$ ve $Y = -\frac{1}{2}$ için kullanılır. $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ için $T_3 = \frac{1}{2}$ ve $T_3 = -\frac{1}{2}$ zayıf izospin bileşenleri, benzer şekilde, $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ için $T_3 = \frac{1}{2}$ ve $T_3 = -\frac{1}{2}$ biçimindedir. Standart Model Higgs bozonu, H_u^0 ve H_d^0 nötr skalerlerin bir lineer kombinasyonu olarak tanımlanır. Higgs skalerlerine karşılık gelen fermiyonik süpereşler ise higgsinolar; $\widetilde{H}_u, \widetilde{H}_d$ zayıf izospin bileşenlerine sahip $SU(2)_L$ dublet sol eli Weyl spinör alanları olarak ifade edilir.

Ayar süpermultipler: Gluon ve gluino süpermultiyeti $\hat{g} = (\tilde{g}, g)$, $\tilde{g}$ gluonun sfermiyonik süpereşi (gluino). Benzer şekilde, W Bozonu ve wino süpermultiyeti $\hat{W} = (\tilde{W}, W)$; $\tilde{W}$, W bozonlarının sfermiyonik süpereşleri (winolar). B Bozonu ve bino süpermultiyeti için ise $\hat{B} = (\tilde{B}, B)$; $\tilde{B}$, B bozonunun sfermiyonik süpereşi bino. Nötralinolar ise farklı ayar ve Higgs süpermultiplerlerinin bileşenlerinin karışımı olarak ortaya çıkan nötr fiziksel fermiyonlardır. Örneğin, bino, wino, higgsinolar ve singlinoların uygun karışımları ile nötralinolar ($\widetilde{\chi}_i^0$) oluşturulur. Charginolar, Wino ve Higgsino gibi yüklü süpermultiplerin karışımı sonucu oluşan yüklü fermiyonlardır. Bu parçacıklar, elektrozayıf simetri kırılmasının sonucunda farklı kütle değerlerine sahip olabilirler. Son olarak; singletler, parçacık fiziğinde ve süpersimetrik teorilerde, ayar gruplarına göre temel etkileşimlere katılmayan, yani herhangi bir ayar yükü taşımayan parçacıkları ifade eder. Süpersimetrik modellerde, bu singletler genellikle ekstra Higgs alanları veya sağ eli nötrinolar gibi süperalanların sfermiyonik ve bozonik bileşenlerini kapsar.

3.1.1 Süperpotansiyel ve süpersimetrik etkileşimler

Süperpotansiyel, süpersimetrik teorilerde önemli bir role sahiptir ve parçacıkların enerji ve momentumunun onların kütlesiyle doğrudan ilişkili olmadığı durumlarda (off-shell durumlar) bile süpersimetrik etkileşimleri açıklayabilir yani enerji-momentum korunumu dışındaki durumları da kapsar. Bu da teorinin genel durumlarını tanımlamasını sağlar. Süperpotansiyel süpersimetrik alan teorisinin Lagrangianını oluşturmak için kullanılan bir matematiksel fonksiyondur. Bu fonksiyon süpersimetrik parçacıkların etkileşimlerini ve potansiyel enerjilerini tanımlar, süpersimetrik parçacıklar arasındaki etkileşimlerin yanı sıra bu parçacıkların bozunma süreçlerini ve kütle terimlerini de içerir. Süpersimetrik teorilerde süperpotansiyelin formu teorinin fiziksel özelliklerini büyük ölçüde belirler. Kompleks bir fonksiyon olarak, hem reel hem de imajiner bileşenleri içerir ve holomorfik bir yapıdadır. Süpersimetrik dönüşümlere uygun olarak tasarlanmıştır ve süpersimetri kırılmalarını, parçacık kütlelerinin oluşumunu açıklar. Bu parçacıkların kütle kazanmalarını ve kütlelerin dağılımını anlamak için bir araçtır ve aynı zamanda teorinin tutarlılığını sağlar. Minimal Süpersimetrik Standart Model için süperpotansiyel genellikle şu formda yazılır⁶:

$$W = Y_u \hat{Q} \cdot \hat{H}_u \hat{U}^c + Y_d \hat{Q} \cdot \hat{H}_d \hat{D}^c + Y_e \hat{L} \cdot \hat{H}_d \hat{E}^c + \mu \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d \quad (3.1)$$

Bu denklemde; Y_u , Y_d ve Y_e fermiyonların Higgs alanları ile etkileşimlerini tanımlayan Yukawa katsayı matrisleridir. μ terimi, Higgs süperalanları arasındaki karışımı tanımlayan bir süpersimetrik kütle parametresidir. Süperpotansiyel aynı zamanda R-paritesi korunuyorsa R-parite koruyucu terimler içerir. R-parite korunmuyorsa; lepton ve baryon sayılarını ihlal edebilen ek terimler içerebilir (Dedes vd., 2005). Buna ek olarak MSSM'de süperpotansiyel, Higgs alanlarının ve fermiyon alanlarının süpersimetrik partnerleri arasındaki etkileşimleri sağlayan yumuşak süpersimetri kırılma terimlerini de içerebilir (Csáki 1996).

⁶ MSSM'de süperpotansiyel yazımında ek bir kanı olmamakla birlikte, genellikle R-parite korunumu, Yukawa etkileşimleri, iki Higgs dubleti, μ terimi ve kuadratik veya daha yüksek dereceli terimlerin yokluğu dikkate alınır.

3.1.2 Süpersimetri kırılması ve MSSM'deki rolü

Süpersimetri kırılmasının MSSM'deki rolünü anlamak ve detaylı bir şekilde incelemek için SUSY yumuşak kırılma Lagrangianını ele alınması gerekmektedir. Bu yaklaşımla süpersimetrik partnerlerini (sfermionlar ve gauginolar gibi) kütlelerini ve etkileşimlerini elde edebiliriz. Süpersimetri, temel parçacıkların süpereşleri olan bu yeni parçacıkların varlığını öngörür ancak bu parçacıkların gözlemlenemeyen enerji ölçeklerine yerleştiği düşünülmektedir (Spira vd. 1995). Dolayısıyla bu parçacıkların fiziksel gerçeklikte nasıl ortaya çıkacağını anlamak için süpersimetri kırılmasını ve bu kırılmanın matematiksel ifadesini detaylı olarak ele alınmalıdır. Yumuşak süpersimetri kırılma Lagrangianı; bu parçacıkların kütleleri, etkileşimleri ve potansiyel enerjilerini açıklar ve bu sayede MSSM'nin teorik yapısını somut bir temele oturtabiliriz (Chung vd. 2005). SUSY yumuşak kırılma Lagrangian yoğunluğu şu şekilde yazılır:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{yumuşak}} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + \text{h.c.}) - (m_Q^2|\tilde{Q}|^2 + m_{u^+}^2|\tilde{u}^\dagger|^2 \\ & + m_{d^+}^2|\tilde{d}^\dagger|^2 + m_L^2|\tilde{L}|^2 + m_{e^+}^2|\tilde{e}^\dagger|^2) - (b_\mu H_u H_d + \text{h.c.}) \\ & - (T_u \tilde{Q} H_u \tilde{u}^\dagger + T_d \tilde{Q} H_d \tilde{d}^\dagger + T_e \tilde{L} H_d \tilde{e}^\dagger + \text{h.c.}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Burada M_3, M_2, M_1 sırasıyla gluino ($\tilde{g}$), wino ($\tilde{W}$) ve bino ($\tilde{B}$) için kütle terimleridir. $m_Q^2, m_{u^+}^2, m_{d^+}^2, m_L^2, m_{e^+}^2$ terimleri sırasıyla skuarkların, sleptonların onlara karşılık gelen anti parçacıklarının kütle kare terimidir. T_u, T_d ve T_e terimleri Higgs alanları ile skuark ve sleptonlar arasındaki üçlü etkileşimleri belirten terimlerdir. b_μ bilineer kütle terimidir. Süpersimetri yumuşak kırılma Lagrangianı, MSSM içinde çeşitli temel sonuçların elde edilmesini sağlar. Özellikle süpersimetrik partnerler olan sfermionlar (skuarklar ve sleptonlar) ve gauginolar (gluino, wino ve bino) için kütle terimlerini içerir. Ayrıca Higgs alanları ve fermiyon alanlarının süpersimetrik ortakları arasındaki üçlü etkileşimler, yumuşak kırılma Lagrangianı aracılığıyla tanımlanır. Bu terimler süpersimetrik parçacıkların bozunma süreçlerini ve bu parçacıkların Standart Model parçacıklarıyla nasıl etkileşileceğini belirler. b_μ terimi gibi Higgs alanları arasındaki karışım terimleri, Higgs potansiyelinin yapısını ve elektrozayıf simetri kırılmasını etkiler.

Süpersimetri kırılmasının birden fazla tipi vardır, her biri süpersimetrik parçacıkların

özelliklerini farklı şekillerde etkiler. En yaygın olanlar arasında F-terim kırılması (O-Raifeartaigh kırılması), D-terim kırılması, Ayar Aracılı Kırılma (GMSB), Kütleçekim Aracılı Kırılma (SUGRA), Anomali Aracılı Kırılma (AMSB) ve Hibrit/Kompozit modeller bulunur (Fayet 1977).

3.1.3 MSSM'de ayar simetrisi kırılması ve higgs sektörü

Fizikte; ayar simetrileri, temel kuvvetlerin ve parçacıkların davranışını açıklamada sıklıkla kullanılan bir yöntemdir. MSSM, bu simetrinin nasıl kırıldığını ve Higgs alanlarının bu bağlamdaki rolünü aydınlatmayı amaçlar. Bu bölümde, ayar simetrisi kavramının ve Higgs sektörünün MSSM içindeki işleyişi ele alınacaktır. Higgs alanlarının vakum beklenti değeri (VEV) ile bu simetrinin kırılması, W ve Z bozonlarının kütle kazanmasını sağlar. Bu süreç, elektrozayıf kuvvetlerin taşıyıcılarına kütlelerinin nasıl verildiğini açıklar ve Standart Model'deki hiyerarşi probleminin çözümüne katkıda bulunabilir. Higgs sektörü, MSSM'deki Higgs alanları ve bunların süpersimetrik partnerlerini içerir ve parçacıkların kütle kazanmasına ve de süpersimetri kırılmasına katkıda bulunur. MSSM'de Higgs alanları için skaler potansiyel; F-terim, D-terim ve yumuşak kırılma potansiyellerinin toplamından oluşur. F-terim potansiyeli şöyle ifade edilir:

$$V_F = |\mu|^2 \left(|H_u^0|^2 + |H_d^0|^2 \right) \quad (3.1)$$

Bu denklem, μ parametresinin Higgs alanlarının süpersimetrik kütlesine nasıl katkıda bulunduğunu gösterir. Skaler potansiyelin, Higgs alanları için D-terim potansiyeli

$$V_D = \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right)^2 \quad (3.2)$$

biçimindedir. $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar alanlarının kuvvet katsayıları olan, g ve g' aracılığıyla Higgs alanlarının etkileşimlerini tanımlar. Yumuşak kırılma potansiyeli ise

$$V_{yumuşak} = m_{H_u}^2 |H_u^0|^2 + m_{H_d}^2 |H_d^0|^2 + (b_\mu (H_u^0 H_d^0) + \text{h.c.}) \quad (3.3)$$

şeklinde ve süpersimetrik olmayan kırılmaları içerir ve MSSM'deki parçacıklara kütle kazandırılmasını sağlar. Elektrozayıf simetri kırılmasından sonra aşağıdaki gibi Higgsler VEV değeri kazanır ve

$$\langle H_u^0 \rangle = v_u, \quad \langle H_d^0 \rangle = v_d \quad (3.4)$$

biçiminde yazılır. Bu VEV'leri; 3.3, 3.4 ve 3.5 denklemlerinde yerine yazıldığında ve sadece nötr Higgs alanlarına odaklanılırsa, toplam nötr Higgs potansiyeli aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$V_{\text{nötr}} = |\mu|^2(v_u^2 + v_d^2) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(v_u^2 - v_d^2)^2 + m_{H_u}^2 v_u^2 + m_{H_d}^2 v_d^2 + (b_\mu v_u v_d + \text{h.c.}) \quad (3.5)$$

Bu denklem, MSSM'deki nötr Higgs alanlarının etkileşimlerini ve elektrozayıf simetri kırılmasını tanımlar. Fiziksel Higgs bozonlarının kütlelerini ve karışımlarını belirlemek için, MSSM nötr Higgs potansiyelinin minimum koşullarını analiz etmek gereklidir. Analiz potansiyelin vakum beklenen değerleri cinsinden ifadesi üzerinden yürütülür ve MSSM parametreleri arasındaki ilişkileri ortaya çıkarır. Potansiyelin minimum koşulları, $\frac{\partial V_{\text{nötr}}}{\partial v_u} = 0$ ve $\frac{\partial V_{\text{nötr}}}{\partial v_d} = 0$ şeklinde ifade edilen denklem setleri ile elde edilir. MSSM'deki nötr Higgs potansiyeli $V_{\text{nötr}}$ için, bazı özel koşulları uygulayarak potansiyelin stabil olması gereken sınır koşullarını ifade edebiliriz. Örneğin, $v_u = v_d$ eşitliğini ve $H_d^0 = H_u^{0*} e^{i\phi}$ ilişkisini varsayarsak, simetri kırılmasının özel bir durumunu temsil edilebilir. Bu koşullar altında, $m_u^2 = m_{H_u}^2 + |\mu|^2$ ve $m_d^2 = m_{H_d}^2 + |\mu|^2$ olarak tanımlanırsa. Bu tanımlamaları ve belirtilen koşulları denklem 3.7'de, $V_{\text{nötr}}$ potansiyeline uyguladığımızda, potansiyelin stabil olması gereken sınır koşulu şu şekilde ifade edilebilir:

$$V_{\text{nötr}} = \mu^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2b_\mu \cos(\phi) \quad (3.6)$$

ve stabilite koşulu $m_u^2 + m_d^2 + 2b_\mu \cos(\phi) > 0$ olarak ifade edilir.

Ayar simetrisi kırılmasını sağlamak için, Higgs alanlarının H_u^0 ve H_d^0 eksenleri boyunca sıfır değerlerinde minimum olmaması gerektiğini belirtmek önemlidir. Eğer her iki Higgs alanı da sıfır VEV'e sahipse, bu elektrozayıf simetrisinin kırılmadığını ve dolayısıyla W ve Z bozonlarının kütle kazanmadığını gösterir. Bu koşulu matematiksel olarak ifade etmek için, potansiyelin ikinci türevlerini inceleyebiliriz. Elektrozayıf simetri kırılma koşulu, Higgs alanlarının her biri için potansiyelin ikinci türevlerinin sıfırdan farklı ve pozitif olmasını gerektirir:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial H_u^0 \partial H_u^{0*}}|_{H_u^0=H_d^0=0} > 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial H_d^0 \partial H_d^{0*}}|_{H_u^0=H_d^0=0} > 0 \quad (3.7)$$

Bu ifadeler, elektrozayıf simetrinin başarılı bir şekilde kırılması için Higgs potansiyelinin uygun koşulları sağlaması gerektiğini gösterir. Ancak, bu analiz genel MSSM çerçevesinde yapılırken, $v_u = v_d$ ve $H_d^0 = H_u^{0*} e^{i\phi}$ gibi özel koşulların doğrudan genel durumu temsil etmediğini göz önünde bulundurmak önemlidir.

MSSM'de Higgs alanlarının kütle özdeğerleri elde etmek ve elektrozayıf simetri kırılmasının nasıl gerçekleştiğini anlamak için pseudoskaler ve skaler sektörlerde bağımsız dönüşümler yapılır. İki Higgs çiftinin psödoskaler bileşenleri, β açısı kullanılarak döndürülür. Bu dönüşüm sonucunda, bir psödoskaler alanı Z bozonunun boylamsal serbestlik⁷ derecesini sağlar, diğeri ise fiziksel pseudoscalar A^0 alanını oluşturur. Bu dönüşüm matrisi şu şekildedir:

$$\begin{pmatrix} \text{Im} H_u^0 \\ \text{Im} H_d^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_L^0 \\ A^0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Benzer şekilde, skaler Higgs alanları da α açısı kullanılarak döndürülür. Bu dönüşüm, iki fiziksel skaler alan, hafif olan h^0 ve ağır olan H^0 , oluşturur. Dönüşüm matrisi şu şekildedir:

$$\begin{pmatrix} \text{Re} H_u^0 \\ \text{Re} H_d^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Bu değerler, Z bozonunun kütleliğini şu şekilde belirler:

$$M_Z^2 = \frac{1}{2} (g^2 + g'^2) (v_u^2 + v_d^2) \quad (3.10)$$

Bu ilişki, elektrozayıf simetri kırılmasının temel bir göstergesidir ayrıca $\tan \beta = v_u/v_d$ olarak tanımlanır ve bu sayede β açısının psödoskaler ve yüklü skaler dönüşümlerinde ortaya çıkması sağlanır. Tüm fiziksel Higgs kütleleri ve karışım açıları, bu parametreler

⁷ Boylamsal serbestlik derecesi bir ayar bozonunun kütle kazandıktan sonra edindiği ekstra polarizasyon durumudur. Standart Model ve MSSM gibi teorilerde, Higgs mekanizması bu ekstra polarizasyon durumunu sağlayarak kütleli ayar bozonlarının varlığını mümkün kılar.

cinsinden ifade edilebilir. Örneğin, m_{h^0} ve m_{A^0} kütlelerinin ifadeleri ve ilişkileri bu yeni parametrelerle tanımlanabilir.

Higgs sektöründeki parametrelerden bahsetmek gerekirse: μ parametresi, MSSM süperpotansiyelindeki Higgs çiftlerinin karışımını tanımlayan süpersimetrik kütle terimidir. Bu parametre Higgs potansiyelinin ve elektrozayıf simetri kırılmasının temel özelliklerini belirler. b Parametresi, yumuşak süpersimetri kırılma Lagrangian'ında bulunan ve Higgs çiftlerinin karışımını tanımlayan terim. Bu terim, μ terimiyle birlikte elektrozayıf simetri kırılmasını ve Higgs alanlarının VEV'lerini etkiler. b parametresi genellikle b_μ terimi olarak ifade edilir ve bu terim, MSSM'de Higgs alanlarının karışımını etkileyen yumuşak süpersimetri kırılma terimidir. MSSM'de Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri ve elektrozayıf simetri kırılmasının analizinde kullanılır ve Higgs potansiyelinin minimumunu ve dolayısıyla Higgs alanlarının VEV'lerini etkilemektedir. Kütle katsayıları, $m_{H_u}^2$ ve $m_{H_d}^2$, yumuşak süpersimetri kırılma Lagrangian'ındaki Higgs alanlarının kütle kare terimleridir. Bu parametreler, Higgs potansiyelinin şeklini ve dolayısıyla elektrozayıf simetri kırılmasını etkiler. α açısı, nötr CP-tek Higgs bozonlarının karışımını tanımlar, β açısı ise elektrozayıf simetri kırılmasından sonra Higgs alanlarının VEV'lerinin oranı olan $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$ ile ilişkilidir.

3.1.4 Kütle matrisleri

MSSM'de kütle matrisleri, Higgs sektörünün ve fermiyon-Higgs etkileşimlerinin sonucudur ve bu matrisler, modelin çeşitli parçacıklarının kütlelerini belirler. MSSM'de, Higgs kütle matrisleri, daha önce bahsedildiği üzere; Higgs potansiyelinin ikinci türevlerinden elde edilir. Bu matrisler, Higgs alanlarının karışım açılarına ve alanların vakum beklenen değerlerine bağlıdır. Hafif ve ağır nötr skaler Higgs bozonları için bir kütle matrisi ve psödaskaler Higgs için ayrı bir kütle matrisi bulunur. Bu matrisler, Higgs alanlarının fiziksel özelliklerini ve bu alanların diğer parçacıklarla olan etkileşimlerini belirler. Fermiyonlar için de süperpotansiyel ve fermiyon-Higgs etkileşimlerinden yola çıkarak kütle matrisleri elde edilir, fermiyonların ve onların süpersimetrik partnerlerinin (sfermionların) kütlelerini belirler. Bu süreçte, fermiyonların ve sfermionların Higgs

alanlarıyla olan etkileşimleri dikkate alınır. Kütle matrislerinin diagonalizasyonu, parçacıkların kütle özdeğerlerini verir ve diagonalizasyon sürecinde karışım açıları kullanılarak matrisler basitleştirilir ve parçacıkların fiziksel kütleleri elde edilir. Bu bölümde, MSSM'deki çeşitli kütle matrislerini adım adım inceleyecek ve bu matrislerin modelin genel yapısı içinde nasıl yer aldığı ve parçacıkların kütlesine nasıl katkıda bulunduğu detaylandırılacaktır.

3.1.4.1 Chargino ve nötralino kütle matrisleri

MSSM'deki charginolar, yüklü gauginolar (winolar) ve Higgsinoların karışımları olarak tanımlanır. Chargino kütle terimi Lagrangian'ı şu şekilde ifade edilir:

$$\mathcal{L}_{\tilde{C}} = -(\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}_u^+) M_{\tilde{C}} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (3.1)$$

Burada, $\tilde{W}^\pm$ yüklü winoları ve $\tilde{H}_u^+$, $\tilde{H}_d^-$ yüklü Higgsinoları temsil eder. Chargino kütle matrisi $M_{\tilde{C}}$, W bozonunun kütlesi, Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri ve yumuşak süpersimetri kırılma terimleri gibi faktörlere bağlıdır. Matris şu şekilde tanımlanır:

$$M_{\tilde{C}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Chargino kütle matrisinin diagonalizasyonu, fiziksel kütle özdeğerlerini ($\tilde{\chi}_1^\pm$), ($\tilde{\chi}_2^\pm$) verir ve diagonalizasyon için iki üniter matris kullanılır:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^+ \\ \tilde{\chi}_2^+ \end{pmatrix} = Z_R \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_u^+ \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^- \\ \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix} = Z_L^\dagger \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Diagonalizasyon sonucunda, chargino kütle özdeğerleri matrisin özdeğerleri olarak bulunur

$$Z_R M_{\tilde{C}} Z_L^\dagger = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

bu denklemin sol tarafı, $M_{\tilde{C}}$ matrisinin diagonalizasyonunu ifade eder. Burada, Z_R ve Z_L matrisleri, sırasıyla sağ ve sol charginolar için dönüşüm matrisleridir. Diagonalizasyon

sonucu, chargino kütle özdeğer kütlelerini $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ve $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ olarak bulunur. Chargino kütle özdeğerleri aşağıdaki gibi elde edilir:

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[\mu^2 + M_2^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(\mu^2 - M_2^2)^2 + 4M_W^2(\mu^2 + 2\mu M_2 \sin \beta + M_2^2) + 4M_W^4 \cos^2 2\beta} \right] \quad (3.5)$$

Bu denklem, charginoların kütlelerinin, MSSM parametreleri μ , M_2 , W bozonunun kütle M_W ve β açısıyla ilişkisini gösterir.

Nötralinolar, MSSM'deki nötr gauginolar (bino ve winolar) ve Higgsinoların karışımlarıdır. Neutralino kütle terimi, nötr gauginolar ve Higgsinolar arasındaki etkileşimleri içerir. MSSM'deki neutralino kütle terimi şu şekilde ifade edilir:

$$\mathcal{L}_{\tilde{N}} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 & \tilde{W}^0 & \tilde{H}_d^0 & \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} M_{\tilde{N}} \begin{pmatrix} \tilde{B}^0 \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (3.6)$$

Burada, $M_{\tilde{N}}$ neutralino kütle matrisidir. Nötralinolar kütle matrisi, MSSM parametreleri olan M_1 , M_2 , μ , $\tan \beta$ ve W bozonunun kütle M_W ile belirlenir. Matris, şu şekilde tanımlanır:

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \sin \theta_W \cos \beta & M_Z \sin \theta_W \sin \beta \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \theta_W \cos \beta & -M_Z \cos \theta_W \sin \beta \\ -M_Z \sin \theta_W \cos \beta & M_Z \cos \theta_W \cos \beta & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \theta_W \sin \beta & -M_Z \cos \theta_W \sin \beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Burada, θ_W Weinberg açısıdır. Neutralino kütle matrisinin diagonalizasyonu, fiziksel kütle özdeğerlerini ($\tilde{\chi}_1^0$), ($\tilde{\chi}_2^0$), vb.) verir. Diagonalizasyon sonucunda elde edilen kütleler, matrisin özdeğerleri olarak bulunur.

3.1.4.2 Skaler nötrino kütle matrisleri

Snötrinolar için kütle matrisi daha basittir, çünkü MSSM'de skaler nötrinolar sadece sol elli bileşenlere sahiptir. Snötrino kütle matrisi şu şekilde ifade edilir:

$$\mathcal{M}_\nu^2 = m_{LL}^2 \quad (3.1)$$

Burada m_{LL}^2 terimi, yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden ve D-terimlerden gelen kütle katkılarını içerir ve

$$\mathcal{M}_\nu^2 = \left(m_L^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 \cos 2\beta \right) \quad (3.2)$$

biçiminde yazılırlar. matriste m_L^2 terimi, sol elli sneutrino için yumuşak süpersimetri kırılma kütle terimidir, modelin bir parametresidir. $M_Z^2 \cos 2\beta$ terimi, Z bozonunun kütle sinin ve elektrozayıf simetrisinin kırılmasının etkilerini yansıtır. Bu terim snötrino kütle sine D-terimler aracılığıyla katkıda bulunur. Snötrinolar için bu matrisin diagonalizasyonu gerekmez, çünkü matris zaten diagonal formdadır ve doğrudan sneutrino kütle özdeğerlerini verir (Arina 2008). Genişletilmiş MSSM modellerinde skaler nötrinolar sağ ve sol helisitesine sahip olabilirler, bu durum 4. Bölümde anlatılacaktır.

3.1.4.3 Yüklü slepton ve skuark kütle matrisleri

MSSM'deki sleptonlar, leptonların süpersimetrik ortaklarıdır ve sleptonlar için Lagrangian, süperpotansiyel, D-terimler ve yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden oluşan katkıları içerir. Sleptonlar için genel Lagrangian şu şekilde ifade edilebilir:

$$\mathcal{L}_{\text{slepton}} = -m_L^2 |\tilde{L}|^2 - m_E^2 |\tilde{E}|^2 - (A_e \tilde{L} H_d \tilde{E} + \text{h. c.}) + \text{Dterimler} \quad (3.1)$$

Bu ifadede m_L^2 ve m_E^2 terimleri, sırasıyla $SU(2)_L$ skaler çifti $\tilde{L}$ ve singlet $\tilde{E}$ için yumuşak süpersimetri kırılma kütle terimleridir. A_e terimi, trilinear soft süpersimetri kırılma terimi olup; sleptonlar, Higgs alanı H_d ve onların süpersimetrik ortakları arasındaki etkileşimleri ifade eder. D-terimler, ayar simetrilerinden kaynaklanan ve sleptonların kütle sine katkıda bulunan terimlerdir. D-terimler, aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$V_D = \frac{1}{2} (g^2 \sum_i |\tilde{L}_i^\dagger T^a \tilde{L}_i|^2 + g'^2 \sum_i Y_i |\tilde{L}_i|^2) \quad (3.2)$$

Burada, g ve g' sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarının bağlaşım sabitleri, T^a $SU(2)_L$ jeneratörleri ve Y_i ise hiperyüktür. Bu Lagrangian, sleptonların MSSM içerisinde nasıl yer aldığını ve bu parçacıkların kütesinin nasıl oluştuğunu açıklar. Sleptonlar için D-terimler ve soft süpersimetri kırılma terimleri, bu parçacıkların kütesine önemli katkılarda bulunurlar.

Slepton kütle matrisleri, sol ve sağ sleptonlar arasındaki etkileşimleri içerir ve bu matrisler, sleptonların fiziksel kütesini belirlemek için diagonalize edilir. Sleptonların iki ana tipi vardır: yüklü sleptonlar (stau, smuon, selectron) ve sneutrino'lar. yüklü sleptonlar için kütle matrisi, genellikle şu şekilde ifade edilir:

$$M_{\text{yüklü slepton}}^2 = \begin{pmatrix} m_{LL}^2 & m_{LR}^2 \\ m_{RL}^2 & m_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Burada, m_{LL}^2 ve m_{RR}^2 yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden ve D-terimlerden gelen kütle katkıları, m_{LR}^2 (ve onun hermitik eşleniği, m_{RL}^2) ise leptonların kütlelerine ve A-terimlerine bağlı karışım terimlerini ifade eder.

Sleptonlar için kütle matrisi:

$$\mathcal{M}_l^2 = \begin{pmatrix} m_L^2 + m_l^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) & m_l (A_l - \mu \tan \beta) \\ m_l (A_l - \mu \tan \beta) & m_{e^+}^2 + m_l^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

burada m_L ve m_{e^+} yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden kaynaklanan sol ve sağ el slepton kütleleridir, A_l üçlü bağlanma, μ higgsino kütle parametresi ve $\tan \beta$ iki Higgs alanının VEV'leri arasındaki oranın tanjantıdır.

Skuark kütle matrisi genellikle daha karmaşıktır çünkü kuark kütleleri arasında büyük farklılıklar vardır ve üçüncü nesil squarklar genellikle diğer skuarklardan farklı davranır. Örneğin, MSSM'de stop skuarklar için kütle matrisi şu şekildedir:

$$\mathcal{M}_t^2 = \begin{pmatrix} m_{Q_3}^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) & m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cot \beta) & m_{u_3^\dagger}^2 + m_t^2 + \frac{2}{3} M_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Burada $m_{Q_3}^2$ ve $m_{u_3^\dagger}^2$ sol ve sağ el stop kütleleridir, A_t üçlü bağlanma, μ higgsino kütle parametresi ve $\tan\beta$ iki Higgs alanının VEV'leri arasındaki oranın tanjantıdır. Bu sfermion kütle matrisleri, soft süpersimetri kırılma terimleri ve elektrozayıf simetri kırılmasının ardından gelen D-terim katkılarından oluşur. Bu matrislerin diagonalizasyonu sfermionların fiziksel kütlelerini verir.

3.2 MSSM'nin Sınırları

Minimal Supersimetrik Standart Model, Standart Model'in bazı eksikliklerini çözen bir teori olmasına rağmen kendisi de bazı sorunlar da içerir. Bunlardan biri parametre sayısıdır. MSSM 105 adet; farklı parçacıkların kütesini, etkileşimlerini, karışım açılarını ve süpersimetri kırılmasını tanımlayan parametreye sahiptir. SM ise 19 adet; farklı parçacıkların kütesini, yüklerini, karışım açılarını ve etkileşimlerini tanımlayan serbest parametre içerir. Bu teorinin, SM'ye göre daha karmaşık hale gelmesine ve fenomenolojik tahminlerin daha belirsiz olmasına yol açar (AbdusSalam vd., 2015). Buna rağmen; Süpersimetri, bir çok önerilen Standart Model senaryosu içerisinde, Standart Model'in eksikliklerine çözüm sunması sayesinde dikkat çeken bir teori olarak kabul edilir.

Elektrozayıf ölçek, ışıınım düzeltmelerin etkisi altında farklı senaryolarda incelenebilir. Örneğin, MSSM'deki tüm kütle parametrelerinin belirli bir ortak değerde olduğu senaryolarda, ışıınım düzeltmeler tek bir logaritma fonksiyonuna indirgenebilir. Bu durum elektrozayıf simetrinin kırılmasının ve parçacıkların kütesinin oluşumunun, bu logaritmik terimler aracılığıyla modellenmesine olanak tanır. Buna ek olarak bu durum SM'nin Higgs kütesinin kuadratik sapmalarını yansıtır. Öte yandan, süpersimetrik parçacıkların kütesinin düşük TeV bölgesinde olduğu senaryolarda, düşük enerji seviyelerinde etkili olan teori (LE efektif teorisi) Standart Model'den (SM) farklı olarak,

iki Higgs çifti modelini temel alabilir. Bu model, kütleçekimi, karanlık madde ve karanlık enerji, nötrino osilasyonları ve madde ile antimadde arasındaki asimetri gibi konularda Standart Model'e göre farklı sınırlamalar ve açıklamalar sunar. Elektrozayıf ölçeğin ışıınım düzeltmeler altında istikrarlılığını, Evren'in baryon asimetrisini ve içindeki Karanlık Madde'nin varlığını açıklar ancak SUSY'nin en minimal versiyonu olan bu parametre, SUSY kırılma ölçeği düzeyinde olması beklenirken, başarılı bir elektrozayıf simetri kırılması için değeri bu ölçeğin düşük bir seviyesinde olmalıdır.

MSSM gibi birçok teorik çerçeve, elektrozayıf simetri kırılma sürecini ele almak ve açıklamak için ek süpersimetriler ve ek Higgs alanları içerir. Bu ek Higgs alanları ve süper simetriler, elektrozayıf simetri kırılmasının nasıl oluştuğunu belirleyen parametrelerle ilişkilidir. μ parametresi, bu ek alanların etkileşimleri ve enerji ölçeği ile bağlantılıdır. Eğer μ parametresi, SUSY kırılma ölçeği düzeyinden yüksek bir değere sahipse, bu durum elektrozayıf simetri kırılması sürecini açıklamak için gereken enerji seviyesinin çok yüksek olduğu anlamına gelir. Bu, SUSY kırılma ölçeğinin yüksek olduğu ve süpersimetri parçacıklarının bu yüksek enerji seviyesinde gözlemlenmesinin zor olduğu anlamına gelir öte yandan μ parametresi düşük bir değere sahipse, bu, elektrozayıf simetri kırılması sürecinin daha düşük bir enerji seviyesinde gerçekleştiği ve SUSY kırılma ölçeğinin daha erişilebilir olduğu anlamına gelir. Bu, teorik olarak daha kolay test edilebilir veya deneysel olarak erişilebilir bir çerçeve sunar. Sonuç olarak, μ parametresi, EWSB sürecinin enerji ölçeği ve SUSY'nin gözlemlenebilirliği açısından önemlidir ve bu parametrenin uygun bir değere sahip olması, elektrozayıf simetri kırılmasının doğru bir şekilde açıklanması için gereklidir.

Minimal Süpersimetrik Standart Model'de; higgsino benzeri charginolarla neredeyse kütlece özdeş olan nötr higgsinolar, En Hafif Süpersimetrik Parçacık (LSP) rolünü oynayabilir ancak kalıntı yoğunluğunun üst sınırı, LSP olarak büyük bir higgsino veya wino bileşenine sahip bir nötralinoyu desteklemektedir. Saf bir higgsino LSP, kütlesi yaklaşık 1 TeV olduğu sürece kalıntı yoğunluğu kısıtlamasını sağlayamaz. Bu nedenle doğal bir MSSM karanlık madde (KM) adayı oluşturmak için hafif binoların ve higgsinoların karışımına ihtiyaç vardır. Dahası KM'nin zayıf etkileşimi ve diğer süpersimetrik parçacıklardan önemli bir kütle ayrımı, genellikle erken evrende KM'nin

aşırı üretilmesine yol açar. Sonuç olarak, MSSM parametre uzayının sadece küçük bir kısmı hayatta kalır (Edsjo ve Gondolo 1997). MSSM'de yaklaşık 30 GeV'den daha hafif bir KM adayı dışlanmıştır. Buna karşılık, secluded UMSSM'de singlino oldukça hafif olabilir, ancak doğru kalıntı yoğunluğu, küçük bir singlino kütlesinin yalnızca nötral higgsinolarla karışımından kaynaklandığı durumlarda elde edilir.

Bu çerçevede, MSSM'nin sunduğu karanlık madde senaryolarının sınırlılıkları ve mu problemi göz önüne alındığında, secluded UMSSM karanlık maddeyi daha kapsamlı bir şekilde ele alarak yeni perspektifler sunmaktadır.



4. SECLUDED UMSSM

$U(1)'$ genişlemiş süpersimetrik model, temel parçacık fiziğinin bileşenlerini ve bu parçacıkların birbiriyle olan etkileşimlerini derinlemesine incelemek için geliştirilmiş bir teoridir. Bu model, Minimal Süpersimetrik Standart Model üzerine kurulmuş olup, $U(1)'$ simetrisi ile genişletilmiştir. Abelyen genişletme, modelin süperpotansiyeline yeni terimler ekleyerek, parçacık etkileşimlerinin daha kapsamlı bir şekilde incelenmesine imkan tanır. MSSM; Standart Model'in, Higgs kütle-ayar hiyerarşi problemini çözüm sağlamasına ve doğal bir KM adayı sunmasına rağmen sorunlar da içermektedir. Bu sorunlardan biri; MSSM, nötrino kütlelerini açıklayamaz. Ek $U(1)'$ simetrisi, süperspotansiyeline sağ el nötrinolar dahil edilerek nötrino kütlelerini oluşturabilir ve nötrino kütle terimi hem Majorana hem de Dirac tipi olabilir (Kang vd. 2005). Buna ek olarak MSSM Higgsino kütle terimi olarak bilinen μ problemi doğallık problemi ile karşı karşıyadır (Suematsu ve Yamagishi 1995). μ parametresi süpersimetrik Lagrangiana $\mu \hat{H}_u \hat{H}_d$ terimiyle dahil olur ve Higgs bozonunun fermiyonik bileşenlerinin kütle kazanma mekanizmasında yer alır, bu yüzden μ parametresinin süpersimetri kırılma mertebesinde olması beklenir ancak bu parametrenin elektrozayıf ölçekle uyumlu bir değer alması, süpersimetri ve Standart Model fenomenolojisi arasındaki uyumu korumak için elzemdir. MSSM'e yapılacak olan $U(1)'$ ayar simetrisi genişlemesi sırasında; MSSM alanlarının genişleme için uygun kuantum yüklerinin seçimiyle, süperpotansiyeldeki $\mu \hat{H}_u \hat{H}_d$ terimi artık izinli olmayacaktır (Demir vd. 2005). Buna ek olarak, MSSM'nin ayar simetrisi dikkate alınarak seçilen bir singlet alan S ve bu alanın vakum beklenen değeri aracılığıyla $U(1)'$ ayar simetrisi genişlemesi μ problemine belirli ölçüde çözüm sunar. Burada S alanının singlet seçilmesi sayesinde VEV değeri yalnızca $U(1)'$ simetrisinin kırılmasını sağlar ve bunun sonucunda süperpotansiyel, $S \hat{H}_u \hat{H}_d$ biçiminde bir terim içerecektir ve $U(1)'$ simetrisi kırılması sonucu, μ terimi, etkin bir şekilde singlet alanın vakum beklenen değeri mertebesinde ($\mu_{\text{eff}} \sim \mathcal{O}(\langle S \rangle)$) üretilmiş olacaktır (Hiçyılmaz vd. 2022). Bu yöntemle, Işımsal Elektrozayıf Simetri Kırılması (REWSB); renormalizasyon grup denklemleri (RGE'ler) aracılığıyla $U(1)'$ simetri kırılması ile bağlantılı hale gelir. Bu tür bir model genişletmesi; süpersicim teorileri, GUT ve dinamik elektrozayıf simetri kırılma teorileri gibi alanlarda teorik temellerle desteklenmiştir (Langacker ve Wang 1998).

Minimal olacak şekilde $U(1)'$ simetriyle genişletilmiş MSSM modelleri; bir singlet alan S ve bunların süpersimetrik partnerlerini içeren MSSM'nin genişletilmiş bir versiyonudur (Bazı modellerde sağ elli nötrinolar da dahil edilerek genişletilebilir.) (Mariana Frank vd. 2020). S alanının VEV'i ile oluşan yeni parametre $\mu_{\text{eff}} = \lambda(S)$ biçiminde ifade edilir. Burada λ yeni eklenen S alanı ile Higgs dubletleri arasındaki Yukawa bağlaşım katsayısıdır. MSSM süperpotansiyelinin değiştirmiş hali önceki paragrafta bahsedildiği gibi, S alanını içerir ve S alanı elektrozayıf simetri kırılmasından sonra VEV kazanır. Bu durum, modelde Z' bozonu gibi MSSM'den farklı fenomenolojik etkiler ortaya çıkarır (Erler vd. 2002). Bunun yanı sıra; secluded UMSSM modelinde, sağ elli nötrinolar, madde alanı ailelerinin temsillerini tamamlamak için düşünülebilir; böylece modelin E_6 gibi daha büyük bir Büyük Birleşik Teori (GUT) grubuna uygun hale getirilmesine olanak sağlanır. Ayrıca sağ elli nötrinolar, $U(1)'$ simetrisinden kaynaklanan ve anomalilerin iptaline katkıda bulunurlar ve seesaw mekanizması için doğal bir çözüm sunabilirler (Khalil 2010). Ancak bu modelde, Z' bozonunun kütlesi ve sağ elli nötrinoların kütlesi, S alanının VEV'i ve $U(1)'$ simetrisinin ayar katsayılarından büyük oranda etkilenir ve bu yüzden modelin incelenmesinde zorluklara sebep olabilir. Tek bir S singlet alanı eklemek, μ problemine bir çözüm sunsa da bazı parametrelerin doğal olmayan şekilde ayarlanmasını gerektirebilir ve nötrino kütlelerinin açıklanmasında yetersiz kaldığı durumlar olabilir (Bélanger vd. 2011).

Bahsedilen sorunlara nahif bir çözüm sunan bir süpersimetrik model, secluded $U(1)'$ -genişletilmiş MSSM; modele eklenen üç tekil singlet süperalan sayesinde, Z' bozonunun büyük kütlesini elektrozayıf sektörden ayırarak, elektrozayıf sektörün hafif olmasını sağlar. Ek olarak, fenomenolojik gözlemlerle uyumlu μ değeri üretilmesini sağlar. Bunun sonucu, yeni eklenen singlet süperalanların VEV'leri TeV mertebesinde model parametreleri olarak seçilmiş olur. Bu, modelin gizli $U(1)'$ versiyonu için bir motivasyondur. Secluded sektör, bu zorlukların üstesinden gelmek ve modelin deneysel verilerle uyumunu sağlamak için gereklidir. Bu durumda simetrinin kırılması için yalnızca bir skaler alan S gerekmeyle birlikte, bu genişlemede oluşacak anomalilerin iptali için egzotik kuantum sayılarına sahip ek süperalanların, egzotiklerin ($\hat{Q}^e$ ve $\hat{L}^e$) varlığı gerekir ve bu yüzden de bu alanlar modele dahil edilir (Frank vd. 2021).

Bu tezde, MSSM genişletmesi; ilk olarak MSSM'nin ayar yapısı $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, ekstra bir Abel grup faktörü $U(1)'$ içerecek şekilde zenginleştirilmiştir. İkinci olarak, μ parametresi $U(1)'$ altında yüklü olan dinamik bir alan S ile eşleştirilmiştir. Buna ek olarak bu genişleme sonucu ortaya çıkan ek ayar bozonunun kütesini, elektrozayıf bozonlardan ayırmak için üç tane ek singlet (tekil) Higgs alanı $\hat{S}_1, \hat{S}_2$ ve $\hat{S}_3$ tanımlanmıştır, bu sayede $U(1)'$ ayar sektörüne karşılık gelen ayar bozonu (Z') ve gaugino ($\tilde{Z}'$) olacak şekilde MSSM modeli genişletilmiş olur. Ayrıca her aile için üç sağ elli nötrino süperalanı $\hat{N}_i^c$ eklenmiştir. Üçüncü olarak, teorinin anomaliden arınmış olmasını sağlamak için S 'ye Yukawa bağlaşımları olan egzotikler dahil edilmiştir çünkü egzotik fermiyonlar ve onların Yukawa bağlaşımları, süpersimetrik teorilerin kuantum düzeyinde tutarlı olması sağlamak ve anomalilerin iptalini sağlamak için gerekli araçlardır. Dördüncü olarak, modeldeki Z'/Z kütle hiyerarşisi modelin secluded sektöründen gelen üç ek $SU(2)$ tekil alanı tarafından sağlanacak şekilde düzenlenmiştir. Model ayrıca gözlemlerle uyumlu baskılanmış Dirac nötrino kütleleri sağlayan bir terim içerir. Modelin secluded sektörü, büyük VEV'ler kazanan S_1, S_2 ve S_3 olmak üzere üç $SU(2)_L$ tekli alan içerir. S, S_1, S_2 , ve S_3 tekil alanların VEV'i de Z' kütlelerine katkı sağlar. Bu nedenle, bu modelde Z'/Z kütle hiyerarşisi esas olarak modelin secluded sektörü aracılığıyla uygulanmaktadır (Demir vd. 2011).

4.1 Secluded Sektör $U(1)'$ -MSSM

$U(1)'$ genişlemiş modelin süperpotansiyeli, MSSM'nin süperpotansiyeline benzer terimleri içermesinin yanı sıra bu modelin kendine has özelliklerini de barındırır. Bu süperpotansiyel, MSSM'de olduğu gibi, modeldeki farklı alanların birbiriyle nasıl etkileşime girdiğini ve bu etkileşimlerin modelin genel davranışını nasıl etkilediğini gösterir. $U(1)'$ modeli için süperpotansiyel

$$\begin{aligned}
W = & h_u \hat{Q} \cdot \hat{H}_u \hat{U} + h_d \hat{Q} \cdot \hat{H}_d \hat{D} + h_e \hat{L} \cdot \hat{H}_d \hat{E} + h_s \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \frac{1}{M_R} \hat{S}_1 \hat{L} \cdot \hat{H}_u \hat{N} \\
& + \bar{h}_s \hat{S}_1 \hat{S}_2 \hat{S}_3 + \sum_{i=1}^{n_Q} h_{Q_i} \hat{S} \hat{\bar{Q}}^e_i \hat{Q}^e_i + \sum_{j=1}^{n_L} h_{L_j} \hat{S} \hat{\bar{L}}^e_j \hat{L}^e_j
\end{aligned} \tag{4.1}$$

İlk üç terim $(\hat{h}_u \hat{Q} \cdot \hat{H}_u \hat{U})$, $(\hat{h}_d \hat{Q} \cdot \hat{H}_d \hat{D})$ ve $(\hat{h}_e \hat{L} \cdot \hat{H}_d \hat{E})$ MSSM'deki benzer terimlere karşılık gelir. Bunlar sırasıyla yukarı tip kuarklar, aşağı tip kuarklar ve yüklü leptonlar için Yukawa etkileşimlerini ifade eder. Bu terimler aracılığıyla fermiyonların kütleleri ve Higgs alanları ile etkileşimleri süpersimetrik açıklama ile tanımlar. $(\hat{h}_s \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d)$ terimi, modele özgü bir Higgs ve singlino etkileşimini ifade eder. $\frac{1}{M_R} \hat{S}_1 \hat{L} \cdot \hat{H}_u \hat{h}_\nu \hat{N}$ terimi, Dirac nötrino kütlelerine doğrudan katkıda bulunur ve lepton sayısının ihlal edilmesi potansiyelini içerir. Son iki terim $\hat{h}_{Q_i} \hat{S} \hat{\bar{Q}}^e_i \hat{Q}^e_i$ ve $\hat{h}_{L_j} \hat{S} \hat{\bar{L}}^e_j \hat{L}^e_j$ modele özgü egzotik alanlar ve bunların singlino ile etkileşimlerini tanımlar. Bu terimler, egzotik kuark ve leptonların süpersimetrik etkileşimlerini temsil eder. Bu bağlamda anomalilerden kurtulmak için; $Y_{Q^e} = -1/3$ hiperyüküne sahip $n_Q = 3$ tane renk triplet çifti, $Y_{L^e} = -\sqrt{(2/5)}$ hiperyüküne sahip ve $n_L = 5$ tane singlet çifti gerekmektedir.

Çizelge 4.1 Modelin kuantum ayar sayıları

	$\hat{Q}$	$\hat{U}$	$\hat{D}$	$\hat{L}$	$\hat{E}$	$\hat{H}_u$	$\hat{H}_d$	$\hat{S}$	$\hat{S}_1$	$\hat{S}_2$	$\hat{S}_3$	$\hat{Q}^e$	$\hat{L}^e$	$\hat{N}$
$SU(3)_C$	3	$\bar{3}$	$\bar{3}$	1	1	1	1	1	1	1	1	3	1	1
$SU(2)_L$	2	1	1	2	1	2	2	1	1	1	1	1	1	1
$U(1)_Y$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	Y_{Q^e}	Y_{L^e}	0
$U(1)'$	q'_Q	q'_U	q'_D	q'_L	q'_E	q'_{H_u}	q'_{H_d}	q'_S	q'_{S_1}	q'_{S_2}	q'_{S_3}	q'_{Q^e}	q'_{L^e}	q'_N

Modeldeki süperalanların ayar sayıları Tablo 4.2'de verilmiştir. $U(1)'$ yükleri, modelin ayar değişmezliği ve ayar ile kütleçekim anomalilerinin iptali gereklilikleri ile birlikte bir dizi fenomenolojik kısıtlamadan kaynaklanan koşulları karşılamalıdır. Bu şartlar şu şekildedir:

1. $q'_{H_u} + q'_{H_d} \neq 0$: μ teriminin yasaklanmasını sağlar.
2. $q'_L + q'_{H_u} + q'_N \neq 0$: nötrino kütlelerinin doğru bir şekilde üretilmesini sağlar.

3. $q'_{S_1} + q'_{S_2} + q'_{S_3} = 0$: Z ve Z' kütle hiyerarşisinin doğru bir şekilde oluşmasını sağlar.

Süperpotansiyelin ayar değişmezliği ise aşağıdaki koşulları getirir:

$$- q'_S + q'_{H_u} + q'_{H_d} = 0$$

$$- q'_Q + q'_{H_u} + q'_U = 0$$

$$- q'_Q + q'_{H_d} + q'_D = 0$$

$$- q'_L + q'_{H_d} + q'_E = 0$$

$$- q'_{Q^e} + q'_Q + q'_S = 0$$

$$- q'_{L^e} + q'_L + q'_S = 0$$

$$- q'_{S_1} + q'_L + q'_{H_u} + q'_N = 0$$

Modelin anomali içermemesi için $U(1)'$ yükleri

$$- 3(2q'_Q + q'_U + q'_D) + n_{Q^e}(q'_{Q^e} + q'_{\bar{Q}^e}) = 0$$

$$- 3(3q'_Q + q'_L) + q'_{H_d} + q'_{H_u} = 0$$

$$- 3\left(\frac{1}{6}q'_Q + \frac{1}{3}q'_D + \frac{4}{3}q'_U + \frac{1}{2}q'_L + q'_E\right) + \frac{1}{2}(q'_{H_d} + q'_{H_u}) + 3n_{Q^e}Y_{Q^e}^2(q'_{Q^e} + q'_{\bar{Q}^e}) + n_{L^e}Y_{L^e}^2(q'_{L^e} + q'_{\bar{L}^e}) = 0$$

$$- 3(6q'_Q + 3q'_U + 3q'_D + 2q'_L + q'_E + q'_N) + 2q'_{H_d} + 2q'_{H_u} + q'_S + q'_{S_1} + q'_{S_2} + q'_{S_3} + 3n_{Q^e}(q'_{Q^e} + q'_{\bar{Q}^e}) + n_{L^e}(q'_{L^e} + q'_{\bar{L}^e}) = 0$$

$$- 3(q'^2_Q + q'^2_D - 2q'^2_U - q'^2_L + q'^2_E) - q'^2_{H_d} + q'^2_{H_u} + 3n_{Q^e}Y_{Q^e}(q'^2_{Q^e} - q'^2_{\bar{Q}^e}) + n_{L^e}Y_{L^e}(q'^2_{L^e} - q'^2_{\bar{L}^e}) = 0$$

$$- 3(6q'^3_Q + 3q'^3_D + 3q'^3_U + 2q'^3_L + q'^3_E + q'^3_N) + 2q'^3_{H_d} + 2q'^3_{H_u} + q'^3_S + q'^3_{S_1} + q'^3_{S_2} + q'^3_{S_3} + 3n_{Q^e}(q'^3_{Q^e} + q'^3_{\bar{Q}^e}) + n_{L^e}(q'^3_{L^e} + q'^3_{\bar{L}^e}) = 0$$

koşullarını sağlamalıdır. Anomalilerin iptali için belirli bir yük ve parametre deseni gereklidir. Modeldeki Higgs alanları için belirlenen $U(1)'$ yükleri şunlardır:

$$- q'_S = -q'_{S_1} = -q'_{S_2} = \frac{1}{2}q'_{S_3}$$

$$- q'_{H_u} + q'_{H_d} + q'_S = 0$$

Bu denklemler, modelin $U(1)'$ yüklerinin nasıl ayarlanması gerektiğini belirleyen koşulları ifade eder.

Bu modelde yumuşak kırılma terimleri; potansiyeldeki alanların kütlelerini, üçlü bağlaşım ve bilineer bağlaşım terimlerini içerir. Secluded sektördeki her bir skaler süpersimetrik alan için yumuşak kütle terimleri, $m_{\tilde{S}}, m_{\tilde{S}_1}, m_{\tilde{S}_2}, m_{\tilde{S}_3}$ gibi kütle terimleriyle ifade edilir. Süperpotansiyeldeki üçlü A-Terimleri Süperpotansiyeldeki üçlü terimlerin süpersimetriyi bozan karşılıkları, süperpotansiyelin uygun terimleriyle orantılıdır ve $A_{h_s}, A_{\tilde{h}_s}$ gibi sabitlerle çarpılır. Bilineer b-terimleri, süpersimetriyi bozan karşılıkları b_μ gibi terimlerle ifade edilir ve Higgs alanları arasındaki karşılıklı etkileşimleri içerebilir (Ayar simetrisinin sektörüne göre gaugino kütle terimleri). Eğer secluded sektördeki gauginolar farklı bir $U(1)'$ ayar grubuna aitse, onlar için de bir kütle terimi eklenebilir.

Bu modeldeki yumuşak süpersimetri kırılma potansiyeli V_Y iki ana bölümden oluşur ve her bir terim, modelin farklı bölümlerindeki süpersimetri kırılma mekanizmalarını temsil eder: V_Y^I ve V_Y^O . V_Y^I şu şekilde ifade edilir:

$$V_Y^I = m_{\tilde{S}S_1}^2 |S_1|^2 + m_{\tilde{S}S_2}^2 |S_2|^2 + m_{\tilde{S}_1 S_2}^2 S_1 S_2^\dagger + \text{h.c.} \quad (4.2)$$

Burada $m_{\tilde{S}S_1}^2, m_{\tilde{S}S_2}^2$, ve $m_{\tilde{S}_1 S_2}^2$ singlino skaler alanları için yumuşak kütle kare terimleridir. V_Y^O ise şöyle tanımlanır:

$$V_Y^O = m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 + m_S^2 |S|^2 + \sum_{i=1}^3 m_{\tilde{S}_i}^2 |S_i|^2 - (A_{h_s} h_s S H_u H_d + A_{\tilde{h}_s} \tilde{h}_s S_1 S_2 S_3 + \text{h.c.}) \quad (4.3)$$

Burada $m_{H_u}^2, m_{H_d}^2$, ve m_S^2 Higgs ve singlino alanları için yumuşak kütle kare terimleridir. A_{h_s} ve $A_{\tilde{h}_s}$ üçlü A-terimleri için katsayılarıdır ve bu terimler süperpotansiyeldeki ilgili üçlü terimlerin süpersimetriyi kıran karşılıklarıdır.

Modelde singlino alanlarının yumuşak kütle terimlerinde, $m_{\tilde{S}_1 S_2}^2 = 0$ olarak ayarlanmıştır; çünkü global $U(1)$ simetrilerini bozmak için yalnızca iki S_i alanına ihtiyaç

vardır. Bu yüzden, S_1 ve S_2 alanlarının birbirleriyle doğrudan kütle karışımı yoktur. Modelin potansiyelinin alttan sınırlı olmasını sağlamak içinse, aşağıdaki şartlar gereklidir:

$$m_S^2 + m_{S_1}^2 + 2m_{SS_1}^2 > 0, \quad m_S^2 + m_{S_2}^2 + 2m_{SS_2}^2 > 0. \quad (4.4)$$

Bu şartlar, potansiyelin daima pozitif olmasını ve böylece vakumun kararsız hale gelmesini engelleyen koşulları temsil eder. q'_Q (kuark çiftinin $U(1)'$ yükü) modelde serbest parametre olarak kalmıştır. Diğer alanların $U(1)'$ yükleri şu şekilde normalize edilmiştir:

$$q'_{Hu} = -2, \quad q'_{Hd} = 1, \quad q'_S = 1, \quad q'_{S_1} = -1, \quad q'_{S_2} = -1, \quad q'_{S_3} = 2. \quad (4.5)$$

Bu normalizasyon, $U(1)'$ simetrisi altında çeşitli alanların yüklerini belirler ve bu yükler süperpotansiyel terimlerinin ayar invaryantlığını korumasını ve anomalilerden arınmasını sağlar. Bu işlemlerin sonucunda modelin ayar kuantum ayar sayıları çizelge 4.3'de verilmiştir.

Çizelge 4.2 Modelin kuantum ayar sayıları, $\Omega(x) = \sqrt{241 + 708x + 612x^2}$

Yük	İfade	Yük	İfade
q'_{L^e}	$\frac{-15 + 13\sqrt{10} - 12\sqrt{10}x + \sqrt{5}\Omega}{30}$	$q'_{\bar{L}^e}$	$\frac{-15 - 13\sqrt{10} + 12\sqrt{10}x - \sqrt{5}\Omega}{30}$
q'_{Q^e}	$\frac{4 - 12x - \sqrt{2}\Omega}{18}$	$q'_{\bar{Q}^e}$	$\frac{-22 + 12x + \sqrt{2}\Omega}{18}$
q'_N	$\frac{8}{3} + 3x$	q'_E	$-\frac{4}{3} + 3x$
q'_L	$\frac{1}{3} - 3x$	q'_D	$-1 - x$
q'_U	$2 - x$	q'_Q	x
q'_{S_3}	2	q'_{S_2}	-1
q'_{S_1}	-1	q'_S	1
q'_{Hd}	1	q'_{Hu}	-2

4.1.1 Secluded UMSSM Lagrangianı

Bu bölümde, modelin temel yapısını; kinetik Lagrangian, ayar etkileşim Lagrangian'ı, F-terim ve D-terim Lagrangian'ları, yumuşak kırılma Lagrangian ve fermiyon-sfermion-ino etkileşimleri ele alarak, teorinin temel bileşenlerini ve etkileşimlerini birleştirilecektir.

Modelin temel yapı taşı olan kinetik Lagrangian, MSSM'nin kinetik Lagrangian'ını genişleterek, $U(1)'$ ayar alanları ve ek süpersimetrik alanlar için ilave terimler sunar. Bu, modelin dinamiklerini belirleyen ve parçacık hareketlerini tanımlayan temel bir özelliktir. Ayar etkileşim Lagrangianı, $U(1)'$ modelinin ayar alanlarının diğer alanlarla etkileşimlerini içerir ve bu etkileşimler, MSSM'deki standart ayar etkileşimlerine ek olarak, $U(1)'$ ayar alanının dinamiklerini ve fenomenolojisini şekillendirir. F-terim ve D-terim Lagrangianları, süpersimetrik modelin skaler potansiyelini ve fermiyon kütle terimlerini tanımlar. F-terim, süperpotansiyeldeki etkileşimlerden türetilen terimler içerirken, D-terim, ayar simetrisine bağlı skaler alanların potansiyel enerjisini ve bu simetriye bağlı alanların etkileşimlerini ifade eder. Yumuşak kırılma Lagrangian ise, süpersimetriyi yumuşak bir şekilde bozan terimleri içerir ve modelin elektrozayıf simetri kırılmasına ve parçacık kütle spektrumuna önemli katkılarda bulunur. Son olarak, fermiyon-sfermion-ino ve Higgs-Higgsino-Higgsino etkileşimleri, modelin fenomenolojik özelliklerini ve deneysel tahminlerini etkileyen kritik faktörlerdir. Bu etkileşimler, parçacık bozunmaları ve üretim süreçlerinde önemli rol oynar. $U(1)'$ modeli için Kinetik Lagrangian

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Kinetik}}^{U(1)'} = \mathcal{L}_{\text{Kinetik}}^{\text{MSSM}} - \frac{1}{4} Z'^{\mu\nu} Z'_{\mu\nu} + (D^\mu S)^\dagger (D_\mu S) + \tilde{Z}'^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \tilde{Z}' + \tilde{S}^\dagger i \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{S} \\ + \sum_j [(D^\mu S_j)^\dagger (D_\mu S_j) + \tilde{S}_j^\dagger i \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{S}_j] + (D^\mu \tilde{N})^\dagger (D_\mu \tilde{N}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

biçimindedir. $\mathcal{L}_{\text{Kinetik}}^{\text{MSSM}}$, MSSM içindeki tüm kiral ve ayar alanları için standart kinetik terimlerin toplamıdır. $-\frac{1}{4} Z'^{\mu\nu} Z'_{\mu\nu}$, $U(1)'$ ayar alanının alan şiddet tensörü için kinetik terimi ifade eder. $(D^\mu S)^\dagger (D_\mu S)$, singlino alanının skaler bileşeninin kinetik terimidir. $\tilde{Z}'$

ve $\tilde{S}$ fermiyonik alanları için kinetik terimler; $\tilde{Z}'^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \tilde{Z}'$ ve $\tilde{S}^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{S}$, burada $\tilde{Z}'$ ve $\tilde{S}, U(1)'$ gauginosu ve singlino fermiyonlarının fermiyonik bileşenleri için kinetik terimlerdir⁸. $(D^\mu S_j)^\dagger (D_\mu S_j)$, $\tilde{S}_j^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \tilde{S}_j$, $(D^\mu \tilde{N})^\dagger (D_\mu \tilde{N})$; S_j ve $\tilde{S}_j$ ekstra skaler ve fermiyonik alanlar için kinetik terimlerdir ve

$$D^\mu S_j = \partial^\mu S_j - i g' Y_{S_j} Z'^\mu S_j \quad (4.2)$$

biçiminde verilir. $\tilde{N}$ sağ elli nötrino süpersimetrik partnerinin fermiyonik bileşeni için kinetik terimi ifade eder. MSSM kinetik Lagrangianı daha standart formda olup; $SU(3)_C, SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarını içerirken, $U(1)'$ kinetik Lagrangianı bu standart formun üzerine $U(1)'$ ayar grubunu ve ilgili alanları da ekler.

$U(1)'$ modelindeki ayar alanlarının diğer alanlarla (fermionlar, sfermionlar, gauginolar, Higgs ve Higgsino alanları) etkileşimlerini, Lagrangian parçası, $L_{\text{ayar}}^{U(1)'}$ ifade eder. Bu terim MSSM'deki ayar etkileşimlerine $U(1)'$ eklemeleri yaparak genişletilmiştir. MSSM için standart ayar etkileşim Lagrangianı; $L_{\text{ayar}}^{\text{MSSM}}$, $SU(3)_C, SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarına ait ayar alanlarının (örneğin gluonlar, W ve Z bozonları, ve Bino) modelin diğer alanlarıyla etkileşimlerini içerir. Bu etkileşimler genellikle ayar alanlarının fermiyon ve sfermion alanlarına kovaryant türevler aracılığıyla etki etmesi şeklinde ifade edilir. $U(1)'$ modelinde ise, $U(1)'$ ayar alanı Z'_μ ve MSSM'nin ayar etkileşim Lagrangianına aşağıdaki gibi ek bir terim eklenmiştir:

$$L_{\text{ayar}}^{U(1)'} = L_{\text{ayar}}^{\text{MSSM}} \left(g_Y \frac{Y_X}{2} B_\mu \rightarrow g_Y \frac{Y_X}{2} B_\mu + g_{Y'} q'_X Z'_\mu \right) \quad (4.3)$$

Bu terimde, g_Y ve $g_{Y'}$ sırasıyla $U(1)_Y$ ve $U(1)'$ ayar grupları için bağlaşım sabitleridir, Y_X ve q'_X ilgili alanların $U(1)_Y$ ve $U(1)'$ yükleridir, B_μ $U(1)_Y$ ayar alanı (Bino) ve Z'_μ $U(1)'$ ayar alanını ifade eder. Bu ek terim, $U(1)'$ ayar alanının Z'_μ modeldeki diğer alanlarla olan etkileşimini tanımlar. Özellikle, bu terim, fermiyon, sfermion, gaugino, Higgs ve

⁸ $\bar{\sigma}^\mu$, Weyl spinörlerinin Lorentz dönüşümlerini tanımlamak için kullanılır, burada $\bar{\sigma}^0$ birim matris iken $\bar{\sigma}^i$ (i=1,2,3) Pauli matrislerinin her birinin negatifi ile eşleniktir.

Higgsino alanlarının $U(1)'$ ayar alanı ile olan etkileşimlerini içerir ve bu etkileşimler, bu alanların $U(1)'$ yükleri q'_X ile orantılıdır.

$U(1)'$ F-terim Lagrangianı $\mathcal{L}_F^{U(1)'}$ süperpotansiyeldeki çeşitli etkileşimlerden türetilen terimleri içerir ve kiral süpersimetrik alanların skaler bileşenlerinin dinamiklerini tanımlar ve

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_F^{U(1)'} = & - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right|^2 = \mathcal{L}_F^{\text{MSSM}}(\mu \rightarrow h_s S) \\
& - h_s^2 |H_u \cdot H_d|^2 - \left(h_u \tilde{Q}^* \tilde{U}^* + h_s^* S^* H_d^* \right) \frac{h_v}{M_R} S_1 \tilde{L} \tilde{N} \\
& - \frac{h_v}{M_R} S_1^* \tilde{L}^* \tilde{N}^* (h_u \tilde{Q} \tilde{U} + h_s S H_d + \frac{h_v}{M_R} S_1 \tilde{L} \tilde{N}) \\
& - \left(h_e H_d^* \tilde{E}^* \right) \frac{h_v}{M_R} S_1 H_u \tilde{N} - \frac{h_v}{M_R} S_1^* H_u^* \tilde{N}^* \left(h_e H_d \tilde{E} + \frac{h_v}{M_R} S_1 H_u \tilde{N} \right) \\
& - \frac{h_v^2}{M_R^2} S_1^2 |\tilde{L} \cdot H_u|^2 - \frac{h_v^2}{M_R^2} |\tilde{L} \cdot H_u|^2 \tilde{N}^2 - \bar{h}_s^2 S_2^2 S_3^2 - \frac{h_v}{M_R} \tilde{L}^* \cdot H_u^* \tilde{N}^* \bar{h}_s S_2 S_3 \\
& - \bar{h}_s S_2^* S_3^* \frac{h_v}{M_R} \tilde{L} \cdot H_u \tilde{N} - \bar{h}_s^2 S_2^2 S_1 S_3 - \bar{h}_s^2 S_2^2 S_1^2
\end{aligned} \tag{4.4}$$

biçimindedir. Bu terim F-terim Lagrangianı modeldeki çeşitli alanların süperpotansiyelde belirtilen etkileşimlerine göre skaler potansiyelini ve fermiyon kütle terimlerini tanımlar. Bu terimler, modelin vakum yapısını, elektrozayıf simetri kırılmasını ve parçacık kütlelerini etkileyebilir.

D-terim Lagrangian $\mathcal{L}_D^{U(1)'}$ süpersimetrik teorilerde, özellikle de $U(1)'$ genişlemiş modellerde önemli bir rol oynar. D-terim, ayar simetrisine bağlı skaler alanların potansiyel enerjisini ve bu simetriye bağlı alanların etkileşimlerini ifade eder. $U(1)'$ modeli için D-terim Lagrangian'ı şu şekilde ifade edilebilir:

$$\mathcal{L}_D^{U(1)'} = -\frac{1}{2} \sum_a D_a D_a = \mathcal{L}_{D\text{-term}}^{\text{MSSM}} - \frac{g_Y'^2}{2} \left(\sum_i q'_i \phi_i^* \phi_i \right)^2 \tag{4.5}$$

Bu ifadede, D_a D-yardımcı alanlarıdır. $\mathcal{L}_D^{\text{MSSM}}$ Minimal Süpersimetrik Standart Model'in D-term Lagrangian'ını ifade eder. $g_Y' U(1)'$ ayar grubunun bağlaşım sabitidir. q_i' ilgili alanların $U(1)'$ yükleridir. ϕ_i ve ϕ_i^* kiral süpersimetrik alanların skalar bileşenleridir ve i indisleri, modeldeki tüm alanları kapsar. Bu Lagrangian, özellikle $U(1)'$ genişlemiş modeldeki ekstra $U(1)'$ yük taşıyan alanlar için D-terim katkılarını içerir. Burada, her bir skalar alan ϕ_i için, $U(1)'$ yükü q_i' ile çarpılıp karesi alınarak D-terim katkısı hesaplanır. Bu D-terim katkıları, modelin skalar potansiyelini ve bu alanların birbiriyle olan etkileşimlerini belirler. Bu D-terim katkıları, modelin vakum yapısını, elektrozayıf simetri kırılmasını ve parçacık kütlelerini etkiler.

$U(1)'$ modelinin yumuşak kırılma sektörü için verilen Lagrangian $\mathcal{L}_{\text{Soft}}^{U(1)'}$ süpersimetriyi yumuşak bir şekilde bozar, yani hiyerarşi problemine yol açmazlar. Bu terimler skalar alanlar için kütle kare terimlerini, fermiyonlar için kütle terimlerini ve üçlü skalar etkileşimlerini içerir. $U(1)'$ yumuşak kırılma Lagrangian şu şekildedir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yumuşak}}^{U(1)'} &= \mathcal{L}_{\text{Yumuşak}}^{\text{MSSM}}(\mu \rightarrow 0) - m_S^2 |S|^2 - m_{S_1}^2 |S_1|^2 \\ &- m_{S_2}^2 |S_2|^2 - m_{S_3}^2 |S_3|^2 - m_N^2 |\tilde{N}|^2 \\ &- \left[h_s A_s \hat{S} \hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \frac{h_v}{M_R} A_v S_1 \tilde{L} \cdot H_u \tilde{N} + \bar{h}_s \bar{A}_{h_s} S_1 S_2 S_3 + \text{h.c.} \right] \quad (4.6) \\ &+ \frac{1}{2} [M_{\tilde{Z}}, \tilde{Z}' \tilde{Z}' + \text{h.c.}] \\ &+ [m_{SS_1}^2 SS_1 + m_{SS_2}^2 SS_2 + m_{S_1 S_2}^2 S_1^* S_2 + \text{h.c.}] \end{aligned}$$

Bu ifadede $\mathcal{L}_{\text{Soft}}^{\text{MSSM}}(\mu \rightarrow 0)$ MSSM'de süpersimetriyi bozan terimlerin toplamıdır ve bu modelde μ parametresi sıfıra eşit olarak alınmıştır çünkü μ terimi MSSM'deki gibi değildir. $h_s, m_S^2, m_{S_1}^2, m_{S_2}^2, m_{S_3}^2, m_N^2$ skalar alanlar ve snötrino için kütle kare terimleridir. $h_s, A_s, h_v, A_v, \bar{h}_s, \bar{A}_{h_s}$ üçlü etkileşim sabitleri ve ilgili A-terimleridir. $M_{\tilde{Z}}, U(1)'$ gaugino için kütle terimidir. $m_{SS_1}^2, m_{SS_2}^2, m_{S_1 S_2}^2$ ek skalar karışım kütle terimleridir. Yumuşak kırılma terimleri modelin elektrozayıf simetri kırılmasına ve parçacık kütle spektrumuna önemli katkılarda bulunur.

$U(1)'$ modelinin fermiyon-sfermiyon-ino ve Higgs-Higgsino-Higgsino etkileşimlerini içeren Lagrangian şu şekildedir:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{ino-f-}\phi}^{U(1)'} = & \mathcal{L}_{\text{ino-f-}\phi}^{\text{MSSM}}(\mu \rightarrow 0) + i\sqrt{2}g_Y' \left[Q_Q' \tilde{Q}^\dagger \tilde{Z}' \tilde{Q} + Q_U' \tilde{u}_R^\dagger \tilde{Z}' \tilde{u}_R + Q_D' \tilde{d}_R^\dagger \tilde{Z}' \tilde{d}_R + \right. \\ & Q_L' \tilde{L}^\dagger \tilde{Z}' \tilde{L} + Q_E' \tilde{\ell}_R^\dagger \tilde{Z}' \tilde{\ell}_R \left. \right] + [Q_{H_d}' \tilde{H}_d^\dagger \tilde{Z}' H_d + Q_{H_u}' \tilde{H}_u^\dagger \tilde{Z}' H_u + Q_S' \tilde{S}^\dagger \tilde{Z}' S + \\ & Q_{S_j}' \tilde{S}_j^\dagger \tilde{Z}' S_j + Q_N' \tilde{\nu}_R^\dagger \tilde{Z}' \tilde{\nu}_R + \text{h.c.}] + [h_s \tilde{S} \tilde{H}_u \cdot \tilde{H}_d + h_s \tilde{S} \tilde{H}_u \cdot \tilde{H}_d + h_s \tilde{S} \tilde{H}_u \cdot \\ & H_d + \text{h.c.}] \end{aligned} \quad (4.7)$$

Bu ifadede $\mathcal{L}_{\text{ino-f-}\phi}^{\text{MSSM}}$ Minimal Süpersimetrik Standart Model'in fermiyon-sfermiyon-ino ve Higgs-Higgsino-Higgsino etkileşimlerini içeren Lagrangianıdır. g_Y' $U(1)'$ ayar grubunun bağlaşım sabitidir. q_X' ilgili alanların $U(1)'$ yükleridir. $\tilde{Q}, \tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{L}, \tilde{\ell}_R, \tilde{H}_d, \tilde{H}_u, \tilde{S}, \tilde{S}_j, \tilde{\nu}_R$ sırasıyla kuarklar, yukarı ve aşağı tip kuarkların süpersimetrik partnerlerini, leptonlar, Higgs alanları, singlino alanları ve snötrino alanlarının süpersimetrik partnerleridir. $\tilde{Z}', U(1)'$ ayar grubunun gauginosudur (Zino). h_s ise üçlü bağlaşım sabitidir. Bu terimler, parçacık bozunmaları ve üretim süreçlerinde önemli rol oynar.

4.2.2 Snötrino kütle matrisleri

Bu modelde sol ve sağ snötrino karışımı ve karışım matrisi genel olarak şu şekilde ifade edilebilir:

$$\mathcal{L}_{\text{kütle}, \tilde{\nu}} = - \sum_{i,j=1}^3 (\tilde{\nu}_L^{i*} \tilde{\nu}_R^{j*}) \begin{pmatrix} m_{\tilde{\nu}_{LL}}^2 & m_{\tilde{\nu}_{LR}}^2 \\ m_{\tilde{\nu}_{RL}}^2 & m_{\tilde{\nu}_{RR}}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L^i \\ \tilde{\nu}_R^j \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Burada $i = 1, 2, 3$ her bir aileyi (elektron, muon, tau) temsil eder. Sağ skaler nötrino kütle terimleri $m_{\tilde{\nu}_{RR}}^2$:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\nu}_{RR}}^2 = & M_{R_j}^2 + (\mathbf{m}_\nu^{jj})^2 + \frac{1}{4} (g_Y^2 Y_N) (\langle H_u^0 \rangle^2 - \langle H_d^0 \rangle^2) \\ & + \frac{1}{2} g_Y^2 q_{N_j}' (q_{H_u}' \langle H_u^0 \rangle^2 + q_{H_d}' \langle H_d^0 \rangle^2 + q_S' \langle S \rangle^2 \rho_s) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Biçimindedir. Sol elli skaler kütle terimleri ise $m_{\tilde{\nu}_{LL}}^2$:

$$m_{\tilde{\nu}_{LL}}^2 = M_{L_i}^2 + (\mathbf{m}_\nu^{ii})^2 + \frac{1}{4}(g_Y^2 Y_L - \frac{g^2}{2})(\langle H_u^0 \rangle^2 - \langle H_d^0 \rangle^2) + \frac{1}{2}g_Y^2 q'_{L_i}(q'_{H_u}\langle H_u^0 \rangle^2 + q'_{H_d}\langle H_d^0 \rangle^2 + q'_S\langle S \rangle^2 \rho_s)] \quad (4.3)$$

Şeklinde verilir. Karışım terimleri için ise $(m_{\tilde{\nu}_{LR}}^2)$ ve $(m_{\tilde{\nu}_{RL}}^2)$:

$$m_{\tilde{\nu}_{LR}}^2 = (m_{\tilde{\nu}_{RL}}^2)^* = \mathbf{m}_\nu^{ij}(A_{\nu_i}^* + \frac{\mu}{\tan \beta} + \frac{h_s \langle S_2 \rangle \langle S_3 \rangle}{\sqrt{2} \langle S_1 \rangle}) \quad (4.4)$$

Biçimindedir. Bu ifadelerde; $M_{L_i}^2$ ve $M_{N_j}^2$ yumuşak kütle terimleri, A_{ν_i} üçlü bağlanma terimleri, $\mathbf{m}_\nu$ Dirac nötrino kütleleri, μ_{eff} parametresi ve ρ_s yer alır. Dirac Nötrino Kütleleri $\mathbf{m}_\nu$ nötrinoların Higgs alanlarıyla etkileşiminden kaynaklanır ve Yukawa bağlanma terimleri $\mathbf{Y}_\nu$ ile orantılıdır ve şu şekilde ifade edilir:

$$\mathbf{m}_\nu = \frac{1}{M_R} \langle S_1 \rangle \langle H_u^0 \rangle h_\nu \equiv Y_\nu \left(\frac{\langle H_u^0 \rangle}{\sin \beta} \right) \quad (4.5)$$

Burada M_R büyük bir ölçek (örneğin, see-saw mekanizmasında kullanılan ölçek), $\mathbf{Y}_\nu$ Yukawa bağlaşım sabitidir. $\mathbf{Y}_\nu$ nötrino-Higgs etkileşiminin gücünü belirler ve Dirac nötrino kütlelerinin büyüklüğünü etkiler. Bu modelde deneysel verilerden seçilmiştir ve

$$|\mathbf{Y}_\nu| \approx 3 \times 10^{-13} \left(\frac{|m_\nu|^2}{2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2} \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

biçiminde ifade edilir. Bu modelin bir özelliği; μ_{eff} terimi doğrudan SUSY kırılma ölçeği ve singlet alanın dinamiklerini yansıtır ve

$$\mu_{eff} = \frac{h_s \langle S \rangle}{\sqrt{2}} \quad (4.7)$$

biçiminde ifade edilir. Burada h_s singlet alanın Yukawa bağlaşım sabitidir. ρ_s bu modelin $U(1)$ ' yük yapılandırmasını tanımlar ve snötrino'ların kütlelerini etkiler.

$$\rho_s = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{q'_{si} v_{si}^2}{q'_s \langle v_s^2 \rangle} \quad (4.8)$$

Burada q'_{si} ve q'_s ilgili alanların $U(1)'$ yükleridir, v_{si} ve v_s vakum beklenen değerleridir.

4.2.3 Secluded UMSSM nötralino ve chargino sektörleri

Nötralino sektörü, nötr gauginoları ve higgsinoları içerir. Sektördeki fiziksel durumlar, ilgili kütle matrisinin diyagonalizasyonu ile elde edilir. Secluded UMSSM modeli, yüklü Higgsinolar ve gauginolar açısından yeni özellikler sunmaz ancak nötr sektörde beş adet yeni fermiyon alanını vardır: $U(1)'$ ayar fermiyonu $\tilde{Z}'$ ve dört singlino $\tilde{S}, \tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3$. Modelde dokuz adet nötralino durumu bulunur: $\tilde{\chi}_i^0, i = 1, \dots, 9$. Fiziksel nötralinolar, ayar bazındaki nötr fermiyon durumları ile bir karışım matrisi N_{ia}^0 aracılığıyla ilişkilendirilir. Bu matris, ayar bazındaki nötr fermiyon durumları; $\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{S}, \tilde{Z}', \tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3$ için fiziksel nötralinolar $\tilde{\chi}_i^0$ ile olan ilişkiyi belirler ve şu şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^0 = & N_{i1} \tilde{B} + N_{i2} \tilde{W}^3 + N_{i3} \tilde{H}_d^0 + N_{i4} \tilde{H}_u^0 \\ & + N_{i5} \tilde{S} + N_{i6} \tilde{Z}' + N_{i7} \tilde{S}_1 + N_{i8} \tilde{S}_2 + N_{i9} \tilde{S}_3 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Nötralino kütleleri $M_{\tilde{\chi}_i^0}$ ve karışım matrisi N_{ia}^0 nötr fermiyon kütle matrisinin diyagonalizasyon koşulu olan $N^0 M N^{0T} = \text{Diag}\{M_{\tilde{\chi}_1^0}, \dots, M_{\tilde{\chi}_9^0}\}$ ile belirlenir. Burada, M nötr fermiyon (nötralino) kütle matrisidir. Bu ifade nötralinoların nasıl oluşturulduğunu ve modeldeki farklı nötr fermiyon durumlarının birbirleriyle nasıl karıştığını gösterir. Her bir nötralino, farklı nötr fermiyon durumlarının özel bir lineer kombinasyonudur. Diyagonalizasyon işlemi, bu karışık durumların ayrıştırılmasını ve her bir nötralinonun net bir kütle değeri kazanmasını sağlar. $U(1)'$ modeli için nötralino kütle matrisi:

$$\begin{pmatrix}
M_Y & 0 & -M_{H_d\tilde{Y}} & M_{H_u\tilde{Y}} & 0 & M_{YZ'} & 0 & 0 & 0 \\
0 & M_W & M_{H_d\tilde{W}} & -M_{H_u\tilde{W}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-M_{H_d\tilde{Y}} & M_{H_d\tilde{W}} & 0 & -\mu & -\mu_{H_u} & \mu'_{H_d} & 0 & 0 & 0 \\
M_{H_u\tilde{Y}} & -M_{H_u\tilde{W}} & -\mu & 0 & -\mu_{H_d} & \mu'_{H_u} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & -\mu_{H_u} & -\mu_{H_d} & 0 & \mu'_S & 0 & 0 & 0 \\
M_{YZ'} & 0 & \mu'_{H_d} & \mu'_{H_u} & \mu'_S & M_{Z'} & \mu'_{S_1} & \mu'_{S_2} & \mu'_{S_3} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu'_{S_1} & 0 & -\frac{\bar{h}_s v_{s_3}}{\sqrt{2}} & -\frac{\bar{h}_s v_{s_2}}{\sqrt{2}} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu'_{S_2} & -\frac{\bar{h}_s v_{s_3}}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{\bar{h}_s v_{s_1}}{\sqrt{2}} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu'_{S_3} & -\frac{\bar{h}_s v_{s_2}}{\sqrt{2}} & -\frac{\bar{h}_s v_{s_1}}{\sqrt{2}} & 0
\end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Bu matris, $U(1)'$ modelinin nötr fermiyon kütle matrisini temsil eder ve yumuşak kırılma sektörden gelen terimler ile $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$ simetri kırılmasından kaynaklanan terimleri içerir. Burada; $M_{\tilde{Y}}$, $M_{\tilde{W}}$, ve $M_{Z'}$ sırasıyla $U(1)_Y$, $SU(2)_L$, ve $U(1)'$ gaugino kütle terimleridir. $M_{H_d\tilde{Y}}$, $M_{H_u\tilde{Y}}$, $M_{H_d\tilde{W}}$, ve $M_{H_u\tilde{W}}$ Higgsino-gaugino karışım terimleridir. $\mu, \mu_{H_u}, \mu_{H_d}, \mu'_{H_u}, \mu'_{H_d}, \mu'_S, \mu'_{S_1}, \mu'_{S_2}$, ve μ'_{S_3} Higgsino-Higgsino ve Higgsino-singlino karışım terimleridir. $M_{YZ'}$, $U(1)_Y$ ve $U(1)'$ gaugino karışım terimidir. $\bar{h}_s, v_{s_1}, v_{s_2}$ ve v_{s_3} yumuşak kırılma sektöründen gelen terimlerdir ve singlino alanlarının vakum beklenen değerlerini temsil ederler.

Kinetik karışım, süpersimetrik teorilerde sıkça karşılaşılan bir durumdur, burada iki ayar alanı arasında bir karışım vardır. Bu karışım, fiziksel alanların tanımını ve bu alanların madde ile etkileşimini etkileyebilir. Bu kinetik karışımı ortadan kaldırmak için:

$$\begin{pmatrix} \tilde{W}_Y \\ \tilde{W}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\tan \chi \\ 0 & \frac{1}{\cos \chi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{Z}' \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Burada $\tilde{W}_Y$ ve $\tilde{W}'$ karışık olmayan kinetik durumları, $\tilde{B}$ ve $\tilde{Z}'$ ise orijinal ayar alanlarını ifade eder. χ kinetik karışım açısıdır ve bu dönüşüm, karışımın etkisini gidererek, ayar

alanlarını fiziksel durumlarına ayırır. Ardından, ayar bozon sektöründeki kendiliğinden simetri kırılması sonucu Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri:

$$\langle H_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix}, \quad \langle H_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle S \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}}, \quad \langle S_i \rangle = \frac{v_{si}}{\sqrt{2}} \quad (4.3)$$

burada v_u , v_d , v_s ve v_{si} sırasıyla yukarı tip Higgs, aşağı tip Higgs ve singlet alanların vakum beklenen değerleridir. Bu ifadeler, alanların madde ile olan etkileşimlerini ve teorinin düşük enerji fenomenolojisini belirler. Nötralino matrisini bu bağlamda inceleyecek olursak; $M_{\tilde{Y}}$, $U(1)_Y$ gaugino (Bino) kütle terimidir. $M_{\tilde{W}}$, $SU(2)_L$ gaugino (Wino) kütle terimidir. $M_{\tilde{Z}'}$, $U(1)'$ gaugino kütle terimidir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$M_{\tilde{Z}'} = \frac{M_{\tilde{Y}'}}{\cos^2 \chi} - \frac{2 \tan \chi}{\cos \chi} M_{\tilde{Y}\tilde{Z}'} + M_{\tilde{Y}} \tan^2 \chi \quad (4.4)$$

$U(1)_Y$ ve $U(1)'$ gauginoları arası karışım kütle parametresi $M_{\tilde{Y}\tilde{Z}'}$. Bu, iki gaugino arasındaki karışımı belirten bir terimdir ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$M_{\tilde{Y}\tilde{Z}'} = \frac{M_{\tilde{Y}\tilde{Y}'}}{\cos \chi} - M_{\tilde{Y}} \tan \chi \quad (4.5)$$

Bu terimler, yumuşak kırılma sektöründen gelir ve ayar bozonlarının karışımı yoluyla, $M_{\tilde{Z}'}$ ve $M_{\tilde{Y}\tilde{Z}'}$ terimleri $U(1)_Y$ ve $U(1)'$ gauginolarının kütleleri ve bu kütlelerin karışımına açık bir şekilde bağlıdır. Kinematik karışımı ihmal ederek ($\tan \chi \rightarrow 0$), $M_{\tilde{Y}\tilde{Y}'}$ terimini sıfır olarak ayarladığımızda; bu durum, $M_{\tilde{Y}\tilde{Z}'}$ teriminin de sıfır olacağı anlamına gelir. Bu modelde, $R_{\tilde{Y}'} \equiv \frac{M_{\tilde{Y}'}}{M_{\tilde{Y}}}$ olarak tanımlanmıştır.

Higgs sektöründeki yumuşak kırılma kütle terimleri, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$ simetri kırılmasından elde edilir ve açık ifadeleri şu şekildedir:

$$\begin{aligned} M_{\tilde{Y}\tilde{H}_d} &= M_Z \sin \theta_W \cos \beta, & M_{\tilde{Y}\tilde{H}_u} &= M_Z \sin \theta_W \sin \beta, \\ M_{\tilde{W}\tilde{H}_d} &= M_Z \cos \theta_W \cos \beta, & M_{\tilde{W}\tilde{H}_u} &= M_Z \cos \theta_W \sin \beta, \\ M_{\tilde{W}\tilde{H}_u} &= M_Z \cos \theta_W \sin \beta, & M_{\tilde{W}\tilde{H}_d} &= M_Z \cos \theta_W \cos \beta, \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\mu_{H_d}^{\sim} = \frac{h_s v_d}{\sqrt{2}}, \mu_{H_u}^{\sim} = \frac{h_s v_u}{\sqrt{2}}, \mu_{H_d}' = g_Y' q_{H_d}' v_d, \mu_{H_u}' = g_Y' q_{H_u}' v_u$$

$$\mu_S' = g_Y' q_S' v_s, \mu_{S_i}' = g_Y' q_{S_i}' v_{s_i}$$

Nümerik analiz için standart Büyük Birleşim Teorileri (GUT) değeri seçilmiştir. Bu değeri aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$g_Y' = \sqrt{\frac{5}{3}} g \tan \theta_w \quad (4.7)$$

Burada $\sqrt{5/3}$ GUT senaryolarında ortaya çıkan bir normalizasyon faktörüdür ve $SU(5)$ veya $SO(10)$ gibi büyük birleşik teorilerde $U(1)_Y$ ve $SU(2)_L$ gruplarının bağlaşımlarının birleşmesi için gereklidir. Bu ifade, $U(1)'$ ayar grubunun bağlaşımlarını ve $SU(2)_L$ ayar grubunun bağlaşımlarını Weinberg açısı cinsinden ölçeklendirir. Büyük birleşik teorilerde, farklı ayar gruplarının bağlanma sabitlerinin enerji ölçeğine bağlı olarak birleşmesi beklenir ve bu durumda g_Y' değeri, bu birleşmeyi yansıtacak şekilde seçilmiştir.

5. NÜMERİK ANALİZ

Süpersimetri (SUSY), daha önce bahsedildiği gibi; hiyerarşi problemine çözüm sunmak, Karanlık Madde adayları önermek ve tüm temel kuvvetlerin büyük birleşimini sağlamak gibi amaçlarla ortaya atılmış bir teoridir. Eğer süpersimetri doğada bir rol oynamaktaysa, bu kendiliğinden kırılmış bir süpersimetri olmalıdır çünkü şimdiye kadar yapılan gözlemler, bozon ve fermiyon çiftlerinin simetriye uyumlu olmadığını ortaya koymuştur. Geçerli bir süpersimetrik parçacık fiziği modeli ağaç mertebesinde süpersimetri kırılmasını içerebilir. Ağaç mertebesinde süpersimetrisinin ne zaman ve nasıl kendiliğinden kırıldığının mekanizmaları iyi anlaşılmıştır. Bu mertebede süpersimetri kırılması hiçbir ilmek düzeltmesi olmaksızın gerçekleşir ve bu süpersimetrik potansiyeldeki bazı terimlerin süpersimetriyi bozması ve de süpereşlerin farklı kütleler kazanması anlamına gelir. Bununla birlikte, parçacık fiziğinin gerçekçi bir tanımı için, ağaç mertebesinde kırılmamış fakat kuantum düzeltmeleriyle dinamik olarak kırılan bir süpersimetri modeli de gerekebilir. Bu tür bir kırılma, süpersimetri simetrisinin ağaç mertebesinde korunmasını, ancak kuantum düzeyindeki mertebelerde ve ilmek düzeltmeleri sonucunda bozulmasını ifade eder (Witten 1982). Bu tezde ağaç mertebesinde süpersimetri kırılmaları incelenmiştir. Süpersimetri teorisinin temel yapısının ve ağaç mertebesindeki simetri kırılmasının detaylı bir şekilde anlaşılması, LHC'de ATLAS ve CMS deneyleri tarafından yürütülen süpersimetri aramalarının stratejik yönünü ve bu deneylerin süpersimetri teorisinin doğrulanması üzerindeki etkisini belirginleştirmektedir.

Süpersimetriye dair araştırmalar; LHC, ATLAS ve CMS deneylerinde yoğun bir şekilde yürütülmektedir. Bu aramalar, süpersimetrik parçacıkların bozunmaları sonucu ortaya çıkması beklenen etkileri incelemeye odaklanır. Bu etkiler arasında kayıp enerji, izole leptonlar ve jetler bulunur. Deneylerde, bu tür etkilerin gözlemlenebileceği özel parametre alanları incelenerek süpereşlerin varlığı doğrulanmaya veya onların kütlesi ve diğer özellikleri hakkında bilgi edinilmeye çalışılır. LHC'deki deneylerde tespit edilen ilgi çekici olayların çoğu, Standart Model'in arka plan süreçleriyle açıklanabilir niteliktedir (Brüning vd. 2023). Bu durum, süpersimetrik modellerin hem teorik hem de pratik uygulanabilirliği üzerinde önemli deneysel sınırlamaları ortaya koymaktadır. Mevcut deneyler, süpersimetrik parçacıkların kütle ölçeklerinin mevcut hassasiyetlerden

daha büyük olabileceğini veya bu parçacıkların kaynakladığı etkilerin verilerden ayrıştırılmasının zor olduğunu göstermektedir. Şimdiye kadar yapılan SUSY analizlerinde herhangi bir önemli fazlalık tespit edilmemiş, ve sonuçlar çoğunlukla Basitleştirilmiş Modeller (SMS) açısından sınırlar olarak yorumlanmıştır (Genest vd. 2023). Bu sonuçlar ışığında, süpersimetrik parçacıkları arama konusunda odaklanılan araştırma alanları daralmaktadır ve bunun sonucunda belirli parametreler için kısıtlamalar gelmektedir.

5.1 Deneysel Sınırlar

Fenomenolojik olarak oluşturulan süpersimetrik bir senaryonun temel gerekliliği, Standart Model içindeki her özelliğin muhafaza edilmesidir. Bunu göz önünde bulundurduğumuzda: Standart modelde Higgs bozonunun kütlesi ise 2012 yılında ölçülen kütle değeri LHC'nin 13 TeV merkez-kütle enerjisinde ($\sqrt{s} = 13$ TeV) gerçekleştirilen proton-proton çarpışmalarından elde edilen 140 fb^{-1} luminosite değerindeki verilere dayanmaktadır. Bu yüksek enerji ve luminosite, Higgs bozonunun üretimi ve detaylı incelenmesi için gerekli koşulları sağlamıştır. Sonuç olarak, Higgs bozonunun kütlesi 125.11 ± 0.11 GeV olarak belirlenmiştir (Anonim 2023). MSSM'de en hafif CP-çift Higgs bozonunun kütle tahminleri, ağaç mertebesinde m_Z ile sınırlıdır ancak bu tahmin, bir ve iki ilmek seviyesindeki ışınlam düzeltmelerle önemli ölçüde değişir. Bu düzeltmeler, en hafif CP-çift Higgs bozonunun kütlesinin teorik olarak 135 GeV'e kadar çıkabileceğini gösterir. Pratikte, bu kütlenin deneysel olarak ölçülen değeri LHC verilerine dayanarak yaklaşık 125 GeV civarında bulunmuştur. MSSM'deki bu tahminler ve sınırlamalar, süpersimetrik parçacık kütlelerine ve kırılma parametrelerine bağlı olarak değişiklik gösterir (Arhrib vd., 2020). MSSM modelinde, deneysel verilere göre yüklü Higgs bozonunun ($H^\pm$) kütle alt sınırı ≈ 180 GeV olarak belirlenmiştir (Workman vd 2022).

MSSM'de, genellikle en hafif nötrino ($\tilde{\chi}_1^0$) LSP'dir ve R-parite korunduğunda stabil olup dedektörler tarafından görülmez. Z bozonunun görünmüyen parçacıklara olan bozunumuna ait bozunum genişliği nedeniyle 45.5 GeV altı nötralinolar dışlanır. GUT ölçeğindeki gaugino ve sfermion kütlesi birleşmesi ile modeller, nötrino için 47 GeV alt sınırını belirler. LEP, bu sınırı 50 GeV'e çıkartırken, LHC'nin kısıtlamaları yüzlerce

GeV'e kadar çıkarır. Bu çalışma içinde ele alınan senaryolardan ikisinde LSP olarak en hafif nötralino işlev görürken, bir diğer senaryoda sağ elli elektron snötrino, LSP rolünü üstlenmektedir. Bu, onun başka herhangi bir parçacığa bozunmaması anlamına gelir ve diğer tüm parçacıkların sonunda en hafif süpersimetrik parçacık olarak nötralinoya ya da sağ elli elektron snötrinosuna bozunabileceği anlamına gelmektedir .

En hafif chargino ($\tilde{\chi}_1^\pm$) arayışı, çift üretim veya en hafif nötralino ($\tilde{\chi}_1^0$) ile ilişkili üretim üzerinden yapılır. Chargino bozunumları genellikle iki veya üç cisimli olup, LEP'te chargino kütlesi için 103.5 GeV alt sınırı belirlenmiştir. Tevatron ve LHC, çoklu lepton ve eksik momentumu içeren bozunumları aramıştır. ATLAS ve CMS, kütsüz LSP'ler için chargino kütlesi üzerinde 1 TeV'ye kadar sınırlamalar koymuş, ancak nötralino kütlesi 480 GeV'den ağır olduğunda herhangi bir sınırlama belirleyememiştir.

Slepton bozunumları çoğunlukla ($\tilde{l} \rightarrow l\tilde{\chi}_1^0$) şeklinde gerçekleşir. LEP, $\tilde{\mu}_R$ için 94 GeV, $\tilde{e}_R$ için 100 GeV ve $\tilde{e}_L, \tilde{e}_R$ çiftleri için 73 GeV üzerinde alt limitler belirlemiştir. ($\tilde{\tau}_1$) için ise LEP tarafından 87-93 GeV arasında değişen limitler konmuştur. ATLAS ve CMS, LHC'de smuon ve seçilen çiftlerinin doğrudan üretimini araştırmış; $\tilde{l}_L$ ve $\tilde{l}_R$ için 700 GeV'e kadar alt limitler belirlemiştir. ATLAS; $\tilde{\tau}$ çiftleri için 120-390 GeV arasında ve CMS sol elli $\tilde{\tau}$ için 115-340 GeV arasında alt limitler koymuştur. LEP; $\tilde{\mu}_R$ için 96.3 GeV ve $\tilde{e}_R$ için 66 GeV üzerinde alt sınırlar belirlemiştir. $\tilde{\tau}$ NLSP durumunda, LEP 87-97 GeV arasında alt limitler belirlemiştir, ATLAS ve CMS ise daha geniş bir aralıkta limitler koymuştur.

LHC'deki ATLAS ve CMS deneyleri, R-parite korunumu varsayımı altında, gluino için 2300 ile 2440 GeV ve skuarklar için yaklaşık 1900 GeV'ye kadar olan kütleleri geçersiz kılmıştır. Özellikle, nötralino'nun kütlesi 600 GeV'in üzerinde olduğunda, skuark çift üretiminin mümkün olduğu gözlemlenmiştir, bu da skuark kütlesi için belirgin bir alt limitin olmadığını göstermektedir. Üçüncü aile skuarklarına yönelik çalışmalar, özellikle yüksek kütleyle sahip top skuarkın, MSSM'de en hafif top skuark olarak bozunmasını incelemiştir. ATLAS, kütsüz nötralino varsayımı altında alt skuark kütlesi için 1250 GeV'lik bir alt sınır öne sürmüştü, CMS ise belirli şartlar altında top skuark kütlesini 1150

GeV'e kadar geçersiz saymıştır. Küçük kütle farkları için monojet analizleri, top skuark kütlelerini 550 GeV'e kadar mümkün olmayan bölge olarak belirlemiştir.

Secluded UMSSM modelde, Standart Model Z bozonuna karşılık gelen Z_1 ve ondan çok daha ağır olan Z' bozonu bulunur. Z' bozonu kütle değerinin secluded UMSSM kapsamında en az 5 TeV olması ($m_{Z'} \approx 5 \text{ TeV}$) beklenmektedir (Workman vd 2022).

Kozmolojik gözlemler, KM'nin kalıntı yoğunluğu üzerindeki sınırlamaları da içermektedir. WMAP ve Planck uyduları tarafından toplanan veriler, soğuk karanlık madde kalıntı yoğunluğu için 1σ seviyesinde $\Omega_{KM} h^2 = 0,1198 \pm 0.0012$ arasında bir değer aralığını sınırlamaktadır (Hinshaw vd. 2013) (Aghanim vd. 2020).

Bu bölümde secluded UMSSM model çerçevesinde; özellikle LHC çarpıştırıcı deneylerinden parçacık kütleleri üzerine gelen sınırlamalar ile astofiziksel deneylerden (WMAP+PLANCK) KM kalıntı yoğunluğu üzerine gelen sınırlamalar göz önünde bulundurularak modelin snötrino sektörü incelenmiştir. Bu inceleme; secluded UMSSM'nin snötrino sektörlerinin kapsamlı bir analizini içermekte olup, bu parçacıkların kütle spektrumları, üretim ve bozunum süreçleri detaylı bir şekilde ele alınmıştır. Bu süreç, parçacıkların tesir kesitlerinin hesaplanması, çeşitli bozunum kanallarının analizi ve kütleli hiyerarşinin değerlendirilmesi gibi kritik noktaları kapsamaktadır. Bu analizler, secluded UMSSM'nin karanlık madde gözlemleriyle olan uyumluluğunu da içerecek şekilde genişletilmiştir ve süpersimetri teorisinin deneysel test edilebilirliğine dair bilgiler sunulmuştur.

Araştırma sürecinde, secluded UMSSM modelinin nümerik analizleri, MATHEMATICA, CalcHEP (Pukhov 2004), micrOMEGAs (Belanger vd. 2007, 2009, 2011) ve Python gibi çeşitli yazılım araçları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. İlk olarak secluded UMSSM için uygun Lagranjiyen formüle edilmiş, ayar simetrisini koruyan ve anomali içermeyen yükler tanımlanmıştır. MATHEMATICA kullanılarak, modelin skaler potansiyeli türetilmiş ve tadpole şartları dikkate alınarak, vakumun stabilitesi ve Higgs bozonlarının kütlelerinin pozitif olmasını sağlayan koşullar belirlenmiştir. Bu

süreçte, Higgs bozonlarının kütle matrisleri de elde edilmiştir. Ardından snötrino matrisleri oluşturulmuştur. Daha sonra oluşturulan secluded UMSSM modeli, nümerik hesaplamalar için CalcHEP'e entegre edilmiştir. CalcHEP aracılığıyla, modelin parametre uzayında kapsamlı taramalar yapılmış, elde edilen kütle spektrumları deneysel sınırlar doğrultusunda uygun parametre ayarlamaları ile optimize edilmiştir. Bu yaklaşım, modellerin deneysel sonuçlarla uyumunu sağlamak ve teorik tahminlerin doğruluğunu artırmak amacıyla uygulanmıştır. Son olarak, CalcHEP yazılımı kullanılarak belirlenen senaryoların KM kalıntı yoğunluk değerleri, model dosyalarının micrOMEGAs programına entegre edilmesiyle hesaplanmıştır. Daha önce bahsedilen KM kalıntı yoğunluğunun nümerik değerleri, geliştirilen bu senaryolar için kritik bir kısıtlama faktörü olarak ön plana çıkmıştır. Bu süreç, modellerin karanlık madde gözlemleriyle olan uyumluluğunu test etme ve bu senaryoların kozmolojik geçerliliğini değerlendirme açısından önemli bir adım olmuştur.

5.2 Secluded UMSSM Senaryoları için Kütle Spektrumu

LHC'deki ATLAS ve CMS deneyleri, bu teoriyi deneysel olarak test etmek için kaybolan enerji, izole leptonlar ve jetler gibi süpersimetrik parçacıkların bozunma ürünlerini araştırmaktadır. Bu deneyler, süpersimetrik parçacıkların kütlelerinin mevcut hassasiyetlerden daha büyük olabileceğine dair kanıtlar sunmaktadır. Fenomenolojik modellerin incelemesi, gerçekçi sonuçlar elde etmek için belirli kısıtlamalar ve parametre aralıklarına bağlı kalmayı gerektirir. Bu bağlamda, secluded UMSSM modeli için belirlenen parametrelerle detaylı taramalar yapılmıştır. Bu çalışmada ele alınan model için teorik olarak bir sınırlama olmamakla birlikte, modellerin gerçekçi olmalarını sağlamak adına bazı limitlere ve aralıklara uygunluk şartları göz önüne alınarak parametreler belirlenmiştir. Secluded UMSSM için bu kriterler dikkate alınarak gerçekleştirilen kapsamlı taramalar neticesinde, secluded UMSSM modeli için çizelge 5.1'de listelenen parametre setleri kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır, elde edilen kütle ve karanlık madde kalıntı yoğunlu değerleri sırasıyla çizelge 5.2 ve çizelge 5.3'de verilmiştir. Üç farklı senaryo ele alınmıştır, bu senaryolarda elde edilen tüm kütle ve bozunum grafikleri, bu spesifik değerlere tam olarak uygun şekilde oluşturulmuş ve

analizler yalnızca incelenen değişkenler üzerinde modifikasyonlar yapılarak yürütülmüştür.

Çizelge 5.1 3 Senaryo için model parametreleri

Parametre	Senaryo 1	Senaryo 2	Senaryo 3
$\tan \beta$	1.345	1.175	1.34
q'_q	0.6	-0.81	0.6
μ_{eff}	260	250	170
h_v	1	1	1
h_s	0.739	0.724	0.734
$\overline{h_s}$	0.1	0.1	0.1
A_s	557.7	557.7	557.7
$A_{\bar{s}}$	557.7	1200	557.7
v_{s1}	8675	12100	8641
v_{s2}	8650	14550	8650
v_{s3}	8675	14550	8641
M_1	-200	-260	-1300
M_2	2000	300	-2200
M_3	2500	2500	2000
M_{R1}	450	1700	450
M_{R2}	450	1700	450
M_{R3}	450	1700	450
M_{L1}	519	1444	1440
M_{L2}	519	1444	1440
M_{L3}	519	1444	1440
M_{N1}	441	1990	116
M_{N2}	441	1990	1555
M_{N3}	441	1990	1555
A_t	-697.75	-697.75	-697.75
A_b	-959.66	-959.66	-959.66
A_τ	-138.7	-138.7	-138.7
A_{ν_e}	200	200	200
A_{ν_μ}	200	200	200
A_{ν_τ}	200	200	200

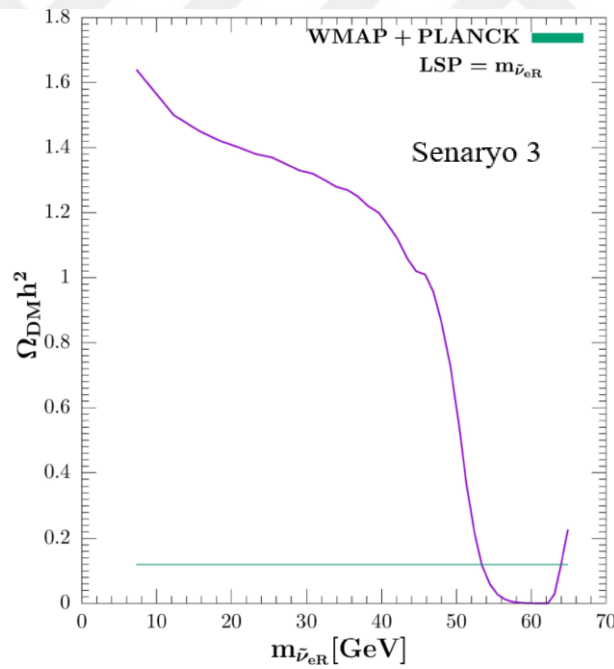
Çizelge 5.2 3 senaryo için kütle değerleri GeV cinsinden

Parametre	Senaryo 1	Senaryo 2	Senaryo 3
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	51	51	68
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$	166	195	176
$m_{\tilde{\chi}_3^0}$	262	263	237
$m_{\tilde{\chi}_4^0}$	312	302	611
$m_{\tilde{\chi}_5^0}$	613	359	1141
$m_{\tilde{\chi}_6^0}$	1225	1036	1222
$m_{\tilde{\chi}_7^0}$	2003	1939	2202
$m_{\tilde{\chi}_8^0}$	4221	4907	4125
$m_{\tilde{\chi}_9^0}$	4637	5550	4962
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	256	191	172
$m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$	2003	358	2202
$m_{\tilde{e}_L}$	501	2010	1441
$m_{\tilde{\nu}_{eL}}$	500	2009	1440
$m_{\tilde{\mu}_L}$	501	2010	1441
$m_{\tilde{\nu}_{\mu L}}$	500	2009	1440
$m_{\tilde{\tau}_1}$	456	2010	449
$m_{\tilde{\nu}_{\tau L}}$	500	2009	1440
$m_{\tilde{e}_R}$	456	473	449
$m_{\tilde{\nu}_{eR}}$	500	2031	64
$m_{\tilde{\mu}_R}$	456	473	449
$m_{\tilde{\nu}_{\mu R}}$	500	2031	1551
$m_{\tilde{\tau}_2}$	501	473	1441
$m_{\tilde{\nu}_{\tau R}}$	500	2031	1551
$m_{H^\pm}$	540	522	433
$m_{H_1^0}$	125	125	125
$m_{H_2^0}$	543	524	436
$m_{H_3^0}$	671	104	524
$m_{H_4^0}$	1076	1610	1073
$m_{H_5^0}$	4236	5210	4225
$m_{H_6^0}$	17718	22170	21805
$m_{H_a^0}$	550	531	444
$m_{H_b^0}$	718	571	583
$m_{H_c^0}$	1012	1881	1011
$m_{H_d^0}$	17717	22170	21805
m'_z	4249	5195	4235

Cizelge 5.3 Karanlık madde yoğunluk değerlerinin senaryolara göre karşılaştırılması ve deneysel sınır aralığı ile uyumu

	Senaryo 1	Senaryo 2	Senaryo 3
(Ωh^2)	0.119	0.121	0.120
Deneysel Sınır Aralığı	$\Omega_{KM} h^2 = 0,1198 \pm 0.0012$		

Senaryo 3'te sağ elli snötrinin en hafif süpersimetrik parçacık (LSP) olarak ele alındığı durumu incelerken kütesinin, karanlık madde yoğunluğu üzerindeki etkilerini gözlemlemek önemlidir. Şekil 5.1, bu senaryoda sağ elli snötrinin kütesinin artışının, elde edilen karanlık madde yoğunluğu değeri, $\Omega_{KM} h^2$ ile nasıl bir ilişki içinde olduğunu ve WMAP ile Planck verileri tarafından belirlenen kozmolojik sınırlarla uyumlu bir profil çizdiğini ortaya koymaktadır.



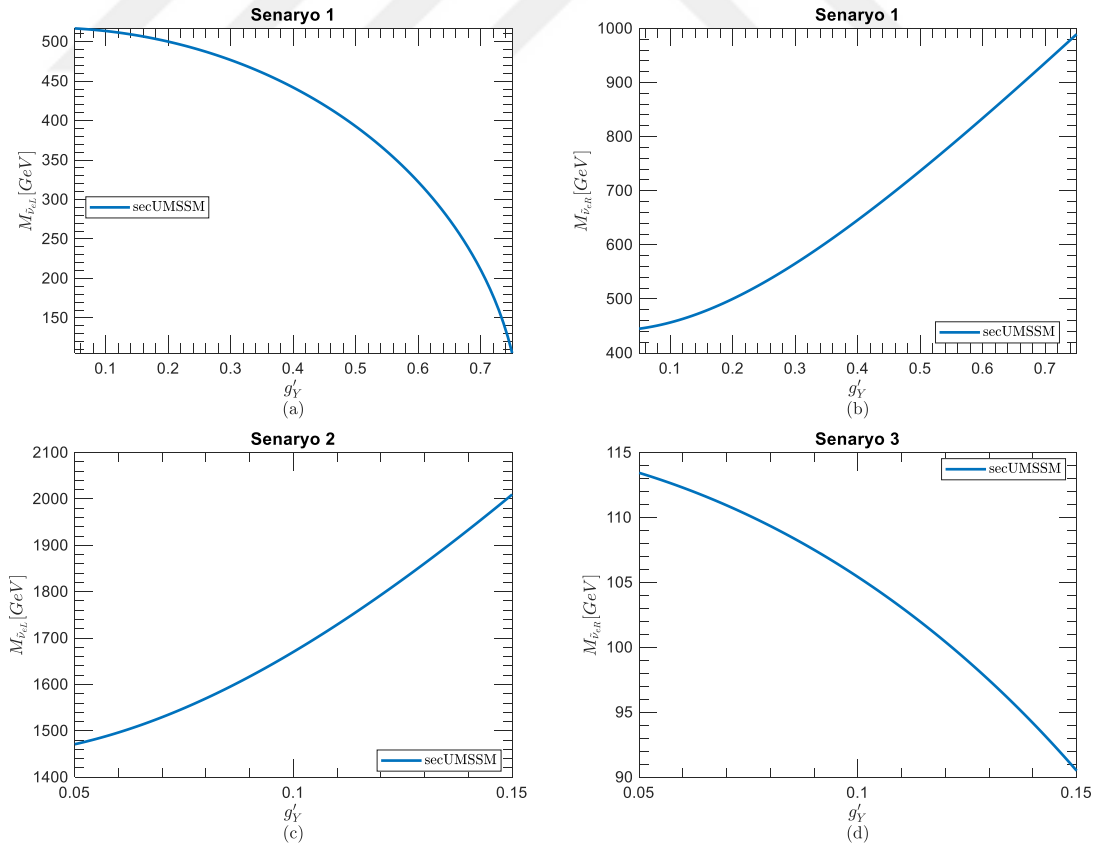
Şekil 5.1 Senaryo 3 için karanlık madde kalını yoğunluğunun, karanlık madde adayı sağ elli elektron snötrinin ($\widetilde{\nu}_{eR}$) kütesine göre değişimi. Yeşil bant, deneysel olarak izinli bölgeyi göstermektedir

Çizelge 5.1'de verilen Senaryo 1'de, $\tan\beta$ 1.345; Senaryo 2'de 1.175'tir. Bu fark Higgs alanlarının vakum beklenen değerlerinin oranını değiştirecektir, bu da sfermion kütleleri

ve Higgs potansiyeli üzerinde doğrudan etkiler yaratır. Senaryo 1'de q'_Q 0.6 iken; Senaryo 2'de -0.81 seçilmiştir. Bu özellikle D-terim katkılarındaki değişiklikleri etkiler ve sfermion kütlelerinin yanı sıra elektrozayıf simetri kırılmasını da etkiler (Durmuş vd. 2011). Her iki senaryoda da μ_{eff} hemen hemen aynı, ancak Senaryo 2'de biraz daha düşüktür (260 GeV'e karşılık 250 GeV). Bu küçük fark, Higgsino kütlelerini ve dolayısıyla nötralino ve chargino sektörlerini hafifçe etkiler. Yukawa Kuplajı h_s Senaryo 1'de 0.739 iken Senaryo 2'de 0.724'tür. Bu, singlet alanların Higgs potansiyeline etkisini ve dolayısıyla sfermion ve Higgs kütlelerini etkiler. Diğer kuplajlar iki senaryoda da sabit bırakılmıştır. $A_{\tilde{s}}$ Senaryo 1'de 557.7 iken Senaryo 2'de 1200 seçilmiştir. Bu yumuşak kırılma A-terimleri aracılığıyla sfermionların ve potansiyel olarak Higgs alanlarının kütesine önemli etkilerde bulunur. Singlet alanları için v_{s_i} ve sağ elli nötrinolar için M_{R_i} terimleri Senaryo 2'de önemli ölçüde farklı seçilmiştir. Gaugino kütleleri olan M_1 ve M_2 Senaryo 2'de yüksektir. Bu değişiklikler, gaugino kütlelerini ve dolayısıyla modelin karanlık madde fenomenolojisini etkileyebilir. M_{D_3} Senaryo 2'de artmıştır. Bu, üçüncü nesil aşağı tip sfermionların kütesini etkileyebilir.

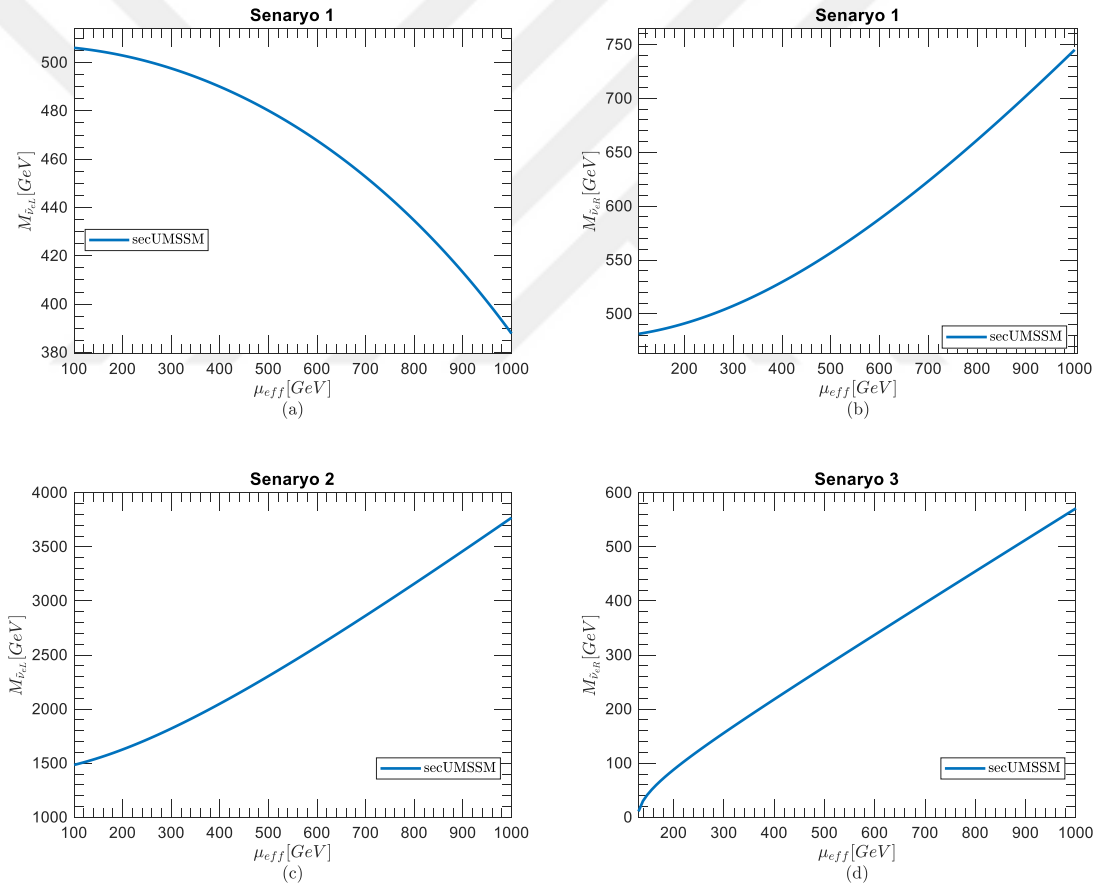
Senaryo 3'ün parametrelerini önceki iki senaryoyla karşılaştırarak, sağ elli elektron sneutrino'nun en hafif süpersimetrik parçacık olarak belirlendiği bu durumun potansiyel etkilerini gözden geçirelim: $\tan\beta$ parametresi Senaryo 3'te 1.34 olarak, senaryo 1'deki değerle aynı seçilmiştir. Senaryo 2'de 1.175 olan bu değer, Senaryo 1'den farklıdır. q'_Q değeri Senaryo 1 ve Senaryo 3'de aynı değere sahip olup; Senaryo 2'de -0.81 seçilmiştir. μ_{eff} değeri Senaryo 3'te 170 GeV'dir, bu da Senaryo 1 ve Senaryo 2'deki 260 ve 250 GeV değerlerinden düşük tutulmuştur. Daha düşük bir μ_{eff} değeri, Higgsino kütlelerinin ve dolayısıyla nötralino ve chargino sektörlerinin kütlelerinin daha hafif olmasına neden olur. h_s Senaryo 3'te 0.734'e seçilmiştir. M_{R_i}, M_{L_i} ; her senaryoda, her üç aile için aynı seçilmiştir. M_1 ve M_2 Senaryo 3'te değerler negatif seçilmişken (-1300 GeV ve -2200 GeV), M_3 pozitif değerde seçilmiştir (2000 GeV). Bu Bino ve Wino'nun çok daha ağır olacağı anlamına gelir. M_{L_i} ve M_{N_i} Senaryo 3'te önemli ölçüde yüksek seçilmiştir. Bu sol ve sağ skaler nötrinoların kütesinin bu senaryoda daha yüksek olacağını gösterir. Özellikle, M_{L_i} değerleri 1440 GeV ve M_{N_i} değerleri 1555 GeV seçilmiştir.

$g_{Y'}$ parametresi, yeni eklenen $U(1)'$ ayar bağlaşım sabitini temsil eder ve bu parametrenin değişiminin elektron snötrino kütlelerine etkisi şekil 5.2'de verilmiştir. Sol elli elektron snötrinoların kütesinin karesi, $g_{Y'}$ terimine, $\frac{1}{2}g_{Y'}^2 q_L'(q_{H_u}'\langle H_u^0 \rangle^2 + q_{H_d}'\langle H_d^0 \rangle^2 + q_S'\langle S \rangle^2 \rho_s)$ ifadesiyle bağılyken; Sağ elli elektron snötrinoların kütesinin karesi için bu terim, $\frac{1}{2}g_{Y'}^2 q_N'(q_{H_u}'\langle H_u^0 \rangle^2 + q_{H_d}'\langle H_d^0 \rangle^2 + q_S'\langle S \rangle^2 \rho_s)$ terimidir. Senaryo 1 için $q_N' = 4.47$ iken $q_L' = -1.45$ 'dir. Artan $g_{Y'}$ değerlerinde azalan $\widetilde{\nu}_{eL}$ kütlesi, q_L' değerinin, 1. Senaryo'nun belirlenen parametreleri gereği negatif olmasından kaynaklanmaktadır (Şekil 5.2.a). Bu senaryoda $\widetilde{\nu}_{eR}$ kütlesi içinse; büyük q_N' değeri sebebiyle, $g_{Y'} \gtrsim 0.38$ olduğunda, $g_{Y'}$ etkisi yumuşak kütle terimine göre baskın hale gelmiştir (Şekil 5.2.b). Senaryo 2 incelendiğinde; q_L' değeri 2.75 olduğu için, yumuşak kütle parametresinin değeri büyük seçilmesine rağmen ($M_L = 1444$ GeV), sol elli elektron snötrino kütesinde, $g_{Y'}$ bağılılığı büyük olmuştur. $g_{Y'} \approx 0.015$ değerlerinde; $\widetilde{\nu}_{eL}$ kütesine $g_{Y'}$ katkısı, yumuşak kütle parametresinin katkısına yakın değerlerde olmuştur (Şekil 5.2.c).



Şekil 5.2 elektron snötrino kütlelerinin $g_{Y'}$ parametrine göre değişimi

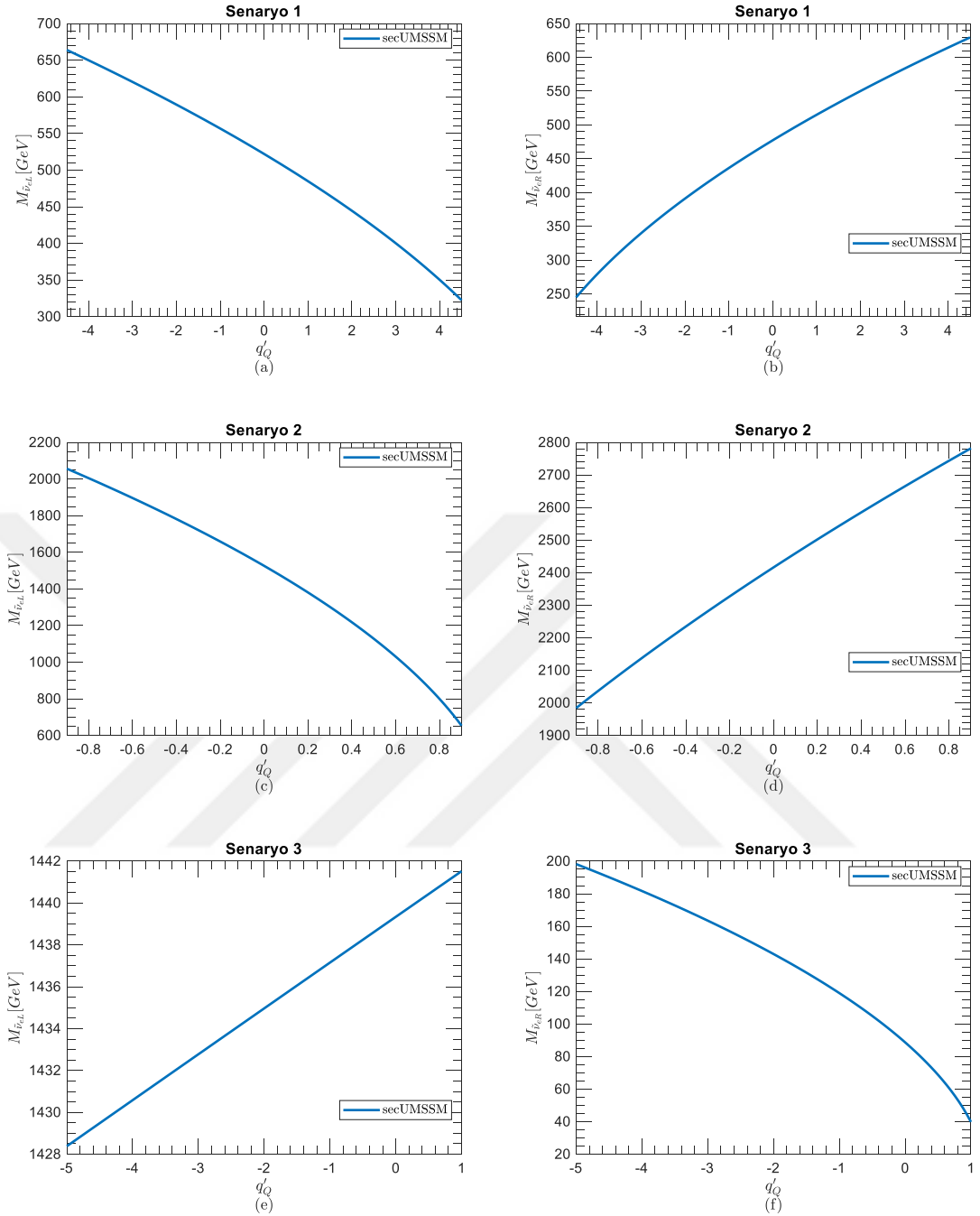
Yine aynı senaryoda, sağ elli elektron snötrino kütesinin, $g_{Y'}$ parametresine göre değişimi çok az olduğu için ilgili figür burada verilmemiştir. Senaryo 3 incelendiğinde: q'_N ve q'_L değerlerinin, Senaryo 1 ile aynıdır. $g_{Y'}$ parametresinin artışının, $\widetilde{\nu}_{eR}$ kütesine negatif katkı yapmasının sebebi ρ_s teriminin, Senaryo 3'de negatif değere sahip olmasından kaynaklanmaktadır ($\rho_s = -0.45$). Burada, $\widetilde{\nu}_{eR}$ için yumuşak kütle parametresi $M_{R_1} = 116$ GeV'dir ve $g_{Y'}$ değeri arttıkça, $\frac{1}{2} g_{Y'}^2 q'_N (q'_{H_u} \langle H_u^0 \rangle^2 + q'_{H_d} \langle H_d^0 \rangle^2 + q'_S \langle S \rangle^2 \rho_s)$ teriminin snötrino kütesine katkısı, yumuşak kütle parametresinin kütleyle sağladığı katkıya yaklaşmaktadır, bu sebeple $\widetilde{\nu}_{eR}$ kütlesi azalmaktadır (şekil 5.2.d).



Şekil 5.3 elektron snötrino kütlelerinin μ_{eff} parametresine göre değişimi

Secluded UMSSM'de μ_{eff} parametresi, MSSM'deki gibi Higgs çiftleri arasındaki süpersimetrik kütlelerin bir parçası olarak işlev görür ancak secluded UMSSM'de, genişletilmiş Higgs sektörü içinde daha karmaşık bir rol oynar. S_1 , S_2 ve S_3 süperalanları,

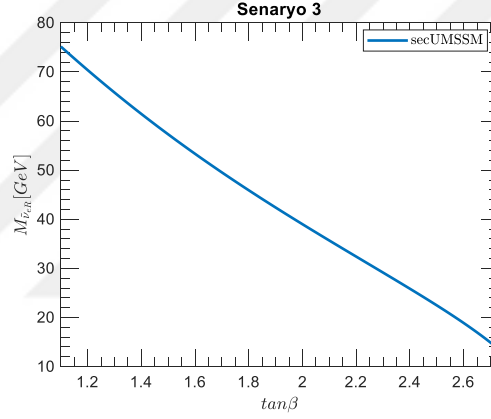
Z' ayar bozonunun kütle ölçeğini, elektrozayıf parçacıkların kütle ölçeğinden ayırmak için kullanılır ve S süperalanı etkin bir μ terimi oluşturulmasını sağlar ve eklenen yeni süperalanın vakum beklenen değerlerinin bir fonksiyonu olarak ortaya çıkar ($\mu_{eff} = \frac{h_s(S)}{\sqrt{2}}$). Buna ek olarak, bu değer elektrozayıf kırılma ölçeğinde olması beklenen bir değerdir. Bu bağlamda, snötrino kütleleri, Senaryo 1'de, 500 GeV dejenere durumdayken; yumuşak kütle parametrelerinin görece düşük olması ($M_{L_i}^2 = 441$ GeV, $M_{R_i}^2 = 519$ GeV) ve yaklaşık 8600 GeV vakum beklenen değerlerine sahip S_1 , S_2 ve S_3 süperalanlarının VEV değerleri neticesiyle, μ_{eff} parametresine karşı duyarlı haldedir (Şekil 5.3.a ve Şekil 5.3.b). Buna karşın μ_{eff} parametresinin artması sağ elli elektron skaler nötrinonun kütlesini artırırken (Şekil 5.3.b); S_1 , S_2 ve S_3 süperalanlarının VEV değerlerinin yüksek seçilmesi, sağ elli elektron snötrino kütlesini azaltacaktır. Bu durumun tam tersi sol elli elektron snötrinosu için de geçerlidir (Şekil 5.3.a). Ek olarak; S_1 , S_2 ve S_3 süperalanlarının VEV değerlerinin yüksek seçilmesi, μ_{eff} parametresinin snötrino kütlelerine etkisini azaltacaktır. Bu durum secluded UMSSM modelinin, μ parametresi seçimindeki esnekliğini göstermektedir. Senaryo 2'de yumuşak kütle parametresinin yüksek değerli olması ($M_{L_i}^2 = 1441$ GeV, $M_{R_i}^2 = 1991$ GeV) ve $v_{S_1} = 12100$, $v_{S_2} = 14550$ ve $v_{S_3} = 14500$ olması sebebiyle μ_{eff} parametresi değişimi, snötrino kütlelerinde kayda değer bir değişikliğe sebep olmamıştır. $\tilde{\nu}_{e_L}$ kütlesi için bu durum Şekil 5.3.c'de verilmiştir, bu durumun sebebi kütlesi yüksek elektrozayıf süpersimetrik parçacıklardır ($\tilde{Z}'$). Bunlara ek olarak Senaryo 3'de; LSP ($\tilde{\nu}_{e_R}$) için yumuşak kütle parametresi düşük olduğu için ($M_{R_1} = 116$), μ_{eff} parametresinin etkisi büyük olmuştur (Şekil 5.3.d). Senaryo 1'deki sol elli elektron snötrinosu dışında, üç farklı senaryoda da μ_{eff} teriminin, sağ ve sol snötrino kütlelerine yaptığı etkinin aynı yönde olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 5.4 elektron snötrino kütlelerinin q'_Q parametresine göre değişimi

q'_Q parametresi, kuark süpersimetrik alanların $U(1)'$ yüklerini ifade eder. İncelenen modelde chargino sektörü, MSSM ile hemen hemen aynı yapıdadır çünkü modele herhangi bir yüklü alan eklenmemiştir. Buna ek olarak, q'_Q parametresinin değişimi; mevcut senaryoların chargino kütlelerini ve nötrino kütlelerini değiştirmez çünkü secluded UMSSM modeli halihazırda MSSM'nin ve SM'in tüm özelliklerini içinde

barındırır. Snötrino kütle kareleri, q'_Q parametresine bağlı yalnızca birinci dereceden ifadeler içermektedir; bu sebeple yumuşak kütle parametresi (M_{L_i}) küçük olduğunda, q'_Q değişiminin kütleye etkisi belirginleşmektedir (Şekil 5.4). Senaryo 3'de ise belirgin bir fark olarak sol elli elektron snötrinosu, q'_Q parametresine çok az bağlı (1428 GeV'den 1442 GeV'e kadar) ve diğer senaryolardaki sol elli snötrinolardan farklı olarak; artan q'_Q parametresine, kütle artışıyla tepki vermektedir (Şekil 5.4.e). Buna karşın, Senaryo 3'de LSP ($\tilde{\nu}_{e_R}$) için, q'_Q parametresi bağıllığı daha belirgindir. Ancak bu katkının, diğer 2 senaryodaki sağ elli snötrinolardan farklı olarak; ters yönlü olmasının sebebi, yeni eklenen singlet alanların VEV katkısının negatif olmasıdır ($\rho_s = -0.45$) (Şekil 5.4.f).



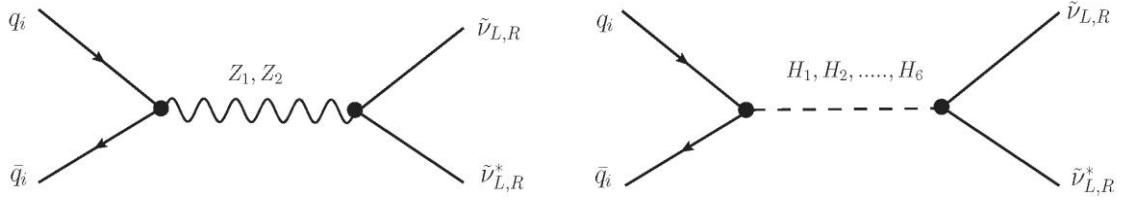
Şekil 5.5 Senaryo 3, sağ elli elektron snötrino kütesinin, $\tan\beta$ parametrelerine bağlı değişimi

İncelenen üç senaryoda da snötrino kütlelerinin, $\tan\beta$ parametresiyle önemli bir değişimi, Senaryo 3'de LSP seçilen sağ elli elektron snötrinosu dışında gözlenmemiştir. Şekil 5.5, Senaryo 3'de LSP'nin; $\tan\beta$ parametresinin; 1.2'den 2.6'ya kadar artışıyla kütesinin azaldığı görülmektedir. Başlangıçta yaklaşık 75 GeV civarında olan kütle, $\tan\beta$ değerinin artmasıyla 10 GeV seviyelerine düşmektedir. $\tilde{\nu}_{e_R}$ 'nin, bu küçük değer aralığında bulunma sebebi, M_{L_1} değerinin küçük seçilmesinden kaynaklanmaktadır ($M_{L_1} = 116 GeV$).

Yumuşak kütle parametreleri, süpersimetri kırılmasından kaynaklanan ve sol ve sağ elli snötrinoların kütlelerine doğrudan katkı sağlayan terimlerdir. Tüm senaryolardaki sağ elli ve sol elli snötrinoların kütleleri, ilgili yumuşak kütle parametresiyle (sol elliler için M_{L_1} , sağ elliler için M_{N_1}) doğrusal bir şekilde artmaktadır.

5.3 Snötrinoların Üretim ve Bozunum Süreçleri

Tezde verilen senaryolardaki parçacıkların LHC çerçevesinde gözlenebilme olasılıkları hakkında bir fikir vermesi açısından snötrino sektörlerindeki parçacıklara ait toplam tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Şekil 5.6'da secluded UMSSM'de skaler nötrino üretimine katkı veren Feynman diagramları gösterilmektedir. Basitlik adına, sayısal analizde SM'nin Z bozonu ile Z' arasındaki karışımı ihmal edilmiştir, böylece $Z_1 \equiv Z$ ve $Z_2 \equiv Z'$ olarak kabul edilir (Bu durum EK.1 bölümünde anlatılmıştır.). Z' değişimi (Şekil 5.6 sol panel) yanı sıra, tüm CP-çift Higgs bozonları sürece katkıda bulunur (Şekil 5.6 sağ panel). LHC çerçevesinde $\sqrt{s} = 14$ TeV ve $\sqrt{s} = 27$ TeV kütle merkezi enerjisinde ve $L=100 \text{ fb}^{-1}$ lüminositide (ışınlılık) bir analiz gerçekleştirilmiştir. Protondaki parton dağılımları CTEQ6M (Whalley ve Bourilkov 2005) ile parametrize edilmiştir. Tablo 5.4'de verildiği üzere; Senaryo 1'de 14 TeV için, $\tilde{\nu}_{e_L}$ çift üretimi 5×10^{-4} pb ve $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretimi 4.7×10^{-4} pb tesir kesitine sahiptir. Her iki çift üretiminin de bu enerji seviyesinde benzer olasılıklara sahip olduğunu gösterir. 27 TeV için, $\tilde{\nu}_{e_L}$ çift üretiminin tesir kesiti 2.6×10^{-3} pb'ye yükselirken, $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretimi 6.7×10^{-3} pb ile daha da büyük bir artış gösterir. Bu durum, enerji arttıkça $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretiminin önemli ölçüde daha sık gerçekleşebileceğini gösterir. Senaryo 2 14 TeV'de, $\tilde{\nu}_{e_L}$ çift üretimi 1.08×10^{-3} pb ile Senaryo 1'e göre daha yüksektir, ancak $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretimi önemli ölçüde daha düşük bir değer olan 4.11×10^{-6} pb'ye düşer. Senaryo 2'de, özellikle sağ el snötrinosu çift üretimi önemli farklılıklar gösterdiğini göstermiştir. 27 TeV'de $\tilde{\nu}_{e_L}$ çift üretiminin tesir kesiti 1.44×10^{-3} pb olup, $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretimi için bu değer 9.78×10^{-5} pb'ye yükselir. Enerji arttıkça $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretimi oranındaki artış, Senaryo 1'e göre daha az belirgindir.



Şekil 5.6 Secluded-U(1)' modelinde skaler nötrinoların üretimi için Feynman diyagramları H_i , $i = 1, \dots, 6$, CP-çift fiziksel Higgs bozonlarıdır

Çizelge 5.4 Farklı senaryolar ve enerji seviyeleri için elektron snötrino çarpışma tesir kesitlerinin karşılaştırması

Tesir Kesiti	Senaryo 1	Senaryo 2	Senaryo 3
$\sigma_{14TeV}(pp \rightarrow \tilde{\nu}_{e_L} \tilde{\nu}_{e_L}^*)$	5×10^{-4} [pb]	1×10^{-3} [pb]	4.4×10^{-4} [pb]
$\sigma_{27TeV}(pp \rightarrow \tilde{\nu}_{e_L} \tilde{\nu}_{e_L}^*)$	2.6×10^{-3} [pb]	1.4×10^{-3} [pb]	1.1×10^{-3} [pb]
$\sigma_{14TeV}(pp \rightarrow \tilde{\nu}_{e_R} \tilde{\nu}_{e_R}^*)$	4.7×10^{-4} [pb]	4.1×10^{-6} [pb]	2.6×10^{-4} [pb]
$\sigma_{27TeV}(pp \rightarrow \tilde{\nu}_{e_R} \tilde{\nu}_{e_R}^*)$	6.7×10^{-3} [pb]	9.7×10^{-5} [pb]	6.2×10^{-3} [pb]

Senaryo 3, 14 TeV'de, sol eli skaler elektron nötrino çift üretimi Senaryo 1 ve 2'ye kıyasla daha düşük bir değer olan 4.44×10^{-4} pb'dir, sağ eli skaler elektron nötrino çift üretimi ise 2.69×10^{-4} pb ile benzer bir düzeydedir. 27 TeV'de, her iki tip snötrino çift üretimi için tesir kesitlerinin önemli ölçüde arttığı gözlenmiştir; $\tilde{\nu}_{e_L}$ için 1.17×10^{-3} pb ve $\tilde{\nu}_{e_R}$ için 6.28×10^{-3} pb. Senaryo 1'de ve Senaryo 2'de; 3 TeV elektron pozitron çarpıştırıcılarında bu snötrinolar üretilemez. Senaryo 3'de 3 TeV enerjili elektron pozitron çarpıştırıcılarında sağ eli elektron snötrinosu için 1.1×10^{-1} pb gibi yüksek bir tesir kesiti elde edilmiştir; sol eli elektron snötrinosu için tesir kesiti 5.5×10^{-4} pb'dir. Senaryo 3'de ise LSP dışındaki sağ eli snötrinolar - sağ eli skaler müon nötrinosu ve sağ eli skaler tau nötrinosu - tesir kesitleri incelendiğinde ise bu iki snötrinolar için aynı sonuçlar elde edilmiştir. müon ve tau sağ snötrinoları için 14 TeV'de 10^{-6} pb mertebesinde 27 TeV için 10^{-5} pb mertebesinde tesir kesitleri gözlenmiştir. Sonuç olarak, enerji seviyesinin artışıyla birlikte, özellikle $\tilde{\nu}_{e_R}$ çift üretiminin oranında belirgin artışlar gözlenmiştir. 14 TeV, 27 TeV ve elektron pozitron çarpıştırıcıları (3 TeV) için elde edilen bu tesir kesiti değerlerinin küçük olması; genel olarak bu parçacıklar ile

onların üretim bozunum sinyallerin gözlenebilirliğinin, LHC'den ziyade LHC'nin yüksek enerjili programlarında (LHC@100) daha mümkün olabileceğine işaret eder.

Süpersimetrik parçacıkların bozunum kanallarını analiz ederken dikkate alınması gereken ana unsurlar şunlardır: Bozunum oranları, bir parçacığın belirli bir bozunum kanalı yoluyla bozunma ihtimalini ifade eder. Bu oranlar, parçacığın kütlesi, etkileşimde bulunduğu diğer parçacıkların kütleleri ve ilgili bağlaşım sabitleri tarafından belirlenir. Parçacıkların birbirleriyle etkileşim gücü, bozunum kanallarının tercih edilme olasılığını etkiler. Süpersimetrik modeldeki Yukawa bağlaşımları, ayar etkileşimleri ve diğer potansiyel terimler bu etkileşimlerin gücünü belirler. R-paritenin korunması durumunda, süpersimetrik parçacıkların bozunumları sırasında her zaman bir LSP üretilir.

Gerçekleştirilen bozunma analizi, başlangıçtaki bozunma olasılıkları ve sonraki bozunum ürünlerinin olasılıklarının kombinasyonuna dayanmaktadır. Her bir zincirleme bozunma yolu, parçacığın nihai durumuna kadar olan olası etkileşimlerin bir kombinasyonunu gösterir. Bu analizde, %1'den daha düşük olasılıklar dikkate alınmamıştır. Sol eli elektron snötrinosunun $\tilde{\nu}_{eL}$ bozunum kanallarını Senaryo 1 için inceleyelim:

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_2^0 \left(\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^0 \right) \text{ ile } \%98.4$$

$\tilde{\chi}_2^0$ nötralinosu %81 binodur ve %100 olarak $Z + \tilde{\chi}_1^0$ 'e bozunmuştur ve $\tilde{\chi}_1^0$ ise bu senaryoda LSP'dir ve %81 singlinodur (Tablo EK 2.1'de Senaryo 1 nötralinno özdeğeleri verilmiştir.). Z bozununun ve en hafif nötralinno'nun varlığı, modelin deneysel testleri için sinyaller sağlar. Özellikle Z bozonu, leptonik veya hadronik kanallara bozunabilir ve bu bozunumlar büyük hadron çarpıştırıcısı gibi deneylerde tespit edilebilir. Bu bozunum zinciri, hadron çarpıştırıcılarında, kendisini $(2l + \cancel{E}_T)$ olarak gösterecektir. Senaryo 1, sağ el elektron snötrinosunun ($\tilde{\nu}_{eR}$) zincir bozunum kanalları şu şekildedir:

$$\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_2^0 \left(\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^0 \right) \text{ ile } \%97.8$$

$$\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e \tilde{\chi}_1^0 \text{ ile } \%1.6$$

Bu bozunum sinyali de çarpıştırıcıda sol elli elektron nötrinosuna benzer şekilde $(2l + \cancel{E}_T)$ olarak görülecektir.

Senaryo 2'de sol el elektron snötrinosuna ($\tilde{\nu}_{eL}$) ait zincir bozunum kanalları şu şekildedir:

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_1^+ (\rightarrow W^+ + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%22.54$$

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_2^+ (\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^+) \text{ ile } \%11.6841,$$

$$(\rightarrow W^+ + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%11.5971$$

$$(\rightarrow W^+ + \tilde{\chi}_2^0) \text{ ile } \%13.6510$$

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_5^0 (\rightarrow W^- + \tilde{\chi}_1^+) \text{ ile } \%6.6701$$

$$(\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%6.2026$$

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_3^0 (\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%6.9941$$

$\tilde{\chi}_5^0$ nötralinosu, Senaryo 2 de %64 Winodur ve yaklaşık %6 hem $W^- + \tilde{\chi}_1^+$ hem de $Z + \tilde{\chi}_1^0$ bozunmuştur. $\tilde{\chi}_3^0$ nötralinosu ise %98 Binodur ve $Z + \tilde{\chi}_1^0$ 'e bozunur (Tablo EK 2.2'de Senaryo 2 için nötralino özdeğerleri verilmiştir.). Bu senaryoda $\tilde{\chi}_1^+$ %100 oranla; LSP ($\tilde{\chi}_1^0$) ve W bozonuna bozunur. Z bozonunun, W bozonunun ve LSP'nin varlığı ve modelin deneysel testleri için önemli sinyaller sağlarlar. Bu bozunum zincirleri ise çarpıştırıcılarında $(2l + \cancel{E}_T)$ veya $(4l + \cancel{E}_T)$ olarak gözlemlenecektir. Senaryo 2 sağ elli elektron snötrinosunun ($\tilde{\nu}_{eR}$) zincir bozunum kanalları aşağıdaki gösterildiği gibidir.

$\tilde{\chi}_1^0$ üzerinden bozunumlar:

$$\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0 \text{ ile } \%3.1$$

$\tilde{\chi}_6^0$ üzerinden bozunumlar:

$$\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_6^0 (\rightarrow W^- + \tilde{\chi}_1^+) : \%2.6086$$

$$(\rightarrow W^+ + \tilde{\chi}_2^-) : \%2.4107$$

$$(\rightarrow h + \tilde{\chi}_2^0) : \%2.1072$$

$$(\rightarrow Z + \tilde{\chi}_4^0) : \%3.5545$$

$$(\rightarrow h + \tilde{\chi}_5^0): \%2.1960$$

$$(\rightarrow e^+ + \tilde{e}_R) \%12.0467 \text{ (Her bir lepton çifti için).}$$

$\tilde{\chi}_6^0$ nötralinosu $\%50 \tilde{S}_3$ 'dür ve bu kanal aracılığıyla bozunan sağ elli elektron snötrinosu için devam eden zincir bozunumlar $\%1$ 'den küçük olacaktır bu yüzden analize dahil edilmemiştir. Bu bozunum sinyalleri de $(2l + \cancel{E}_T)$ veya $(4l + \cancel{E}_T)$ olarak kendini gösterecektir.

Senaryo 3 Sol el elektron nötrinosunun ($\tilde{\nu}_{eL}$) zincir bozunma kanalları ise şu şekilde elde edilmiştir:

$\tilde{\chi}_1^+$ üzerinden bozunumlar:

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^- + \tilde{\chi}_1^+ (\rightarrow W^+ + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%10.22336$$

$\tilde{\chi}_2^0$ üzerinden bozunumlar:

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_2^0 (\rightarrow Z + \tilde{\chi}_1^0) \text{ ile } \%7.563$$

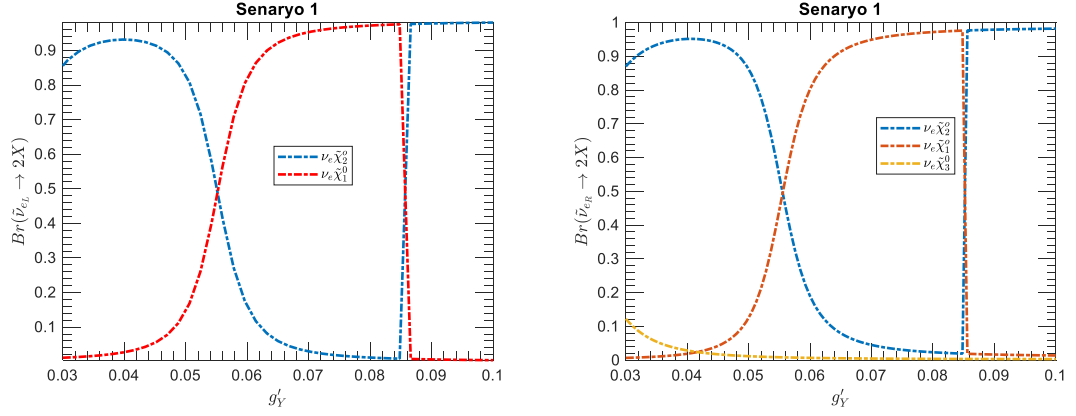
$\tilde{\chi}_5^0$ üzerinden bozunumlar:

$$\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_5^0 (\rightarrow H^+ + \tilde{\chi}_1^+): \%4.272$$

$$(\rightarrow W^- + \tilde{\chi}_1^+): \%3.392$$

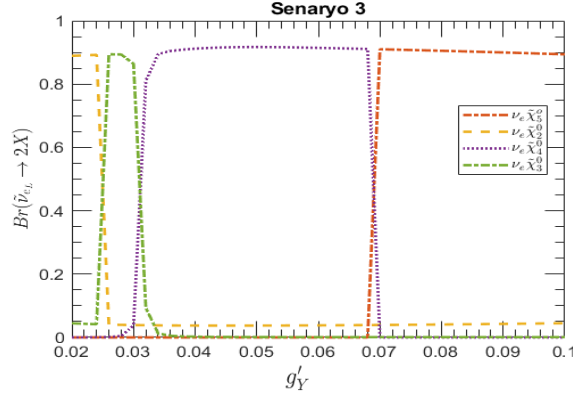
biçimindedir. $\tilde{\chi}_2^0$ nötralinosu $\%98 \tilde{S}_1$ 'dir. $\tilde{\chi}_5^0$ nötralinosu ise $\%75$ oranla binodur (Tablo EK 2.3'de, Senaryo 3 için nötralino özdeşleri verilmiştir.). Senaryo 3'de sağ elli elektron snötrinosu LSP olduğu için modelin tüm parçacıkları $\tilde{\nu}_{eR}$ 'ye bozunmalıdır yani son üründür. Bu bozunum sinyalleri de $(2l + \cancel{E}_T)$ veya $(4l + \cancel{E}_T)$ olarak kendini gösterecektir.

Bu bölümde tez kapsamında göz önünde bulundurulan modellerde; snötrinoların ağaç mertebesindeki bozunma süreçleri incelenmiştir. Parçacıklar için iki cisim bozunumları göz önüne alınmıştır. Bozunum kanalı analizi yapılırken $\%1$ ve daha küçük olasılıklar göz ardı edilmiştir buna ek olarak grafikteki üst yazılar farklı parametre değerlerini ve snötrino kütleleri için belirlenen değerleri belirtmek için kullanımıştır.



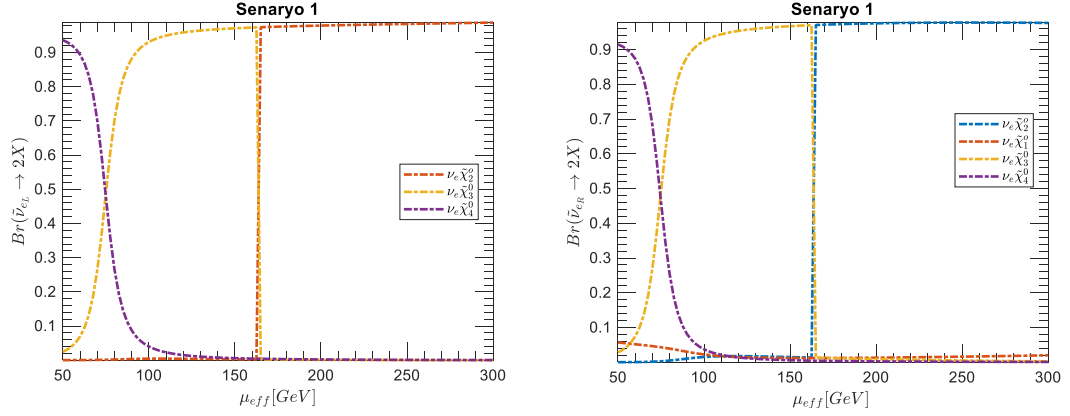
Şekil 5.7 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, g'_Y parametresine bağlı olarak değişimi

Yapılan taramalar sonucu, Senaryo 1 için modelde g'_Y parametresinin değerine bağlı olarak kayda değer değişim göstermiş iki cisim bozunumu kanalları şekil 5.7'de gösterilmektedir. Senaryo 1'de g'_Y parametresinin 0.03 ile 0.1 değer aralığında, snötrino kütleleri çok az değişmektedir. Verilen iki grafik de Senaryo 1'de sağ ve sol elli elektron snötrinoların dallanma oranlarındaki değişimleri göstermektedir. belirli g'_Y değerlerinde kütle değişimi olmaksızın, yeni bozunum kanallarının açılması mümkün olmaktadır. Sol elli elektron snötrinolarının iki cisim bozunumunda $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_1^0$ ve $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_2^0$ kanallarının baskın olduğu görülmüştür (Şekil 5.7 sol panel). Sağ elli elektron snötrinosunun bozunum kanalı analizinde (Şekil 5.7 sağ panel), Sol elli elektron snötrinosundan farklı olarak $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_3^0$ kanalı; g'_Y 'nin çok küçük değerlerinde, %10 civarlarında bir değerle gözlenmiştir. Bunun dışında Senaryo 1'de, g'_Y parametresi sol ve sağ elektron snötrinoları için nötralino bakımından hemen hemen aynı bozunum desenine sahiptir. $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ için değişimlerin gözleendiği önemli noktalar şunlardır: $0,055 \leq g'_Y \leq 0,086$ değer aralığında $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_1^0$ bozunum kanalı baskınken, $0,03 \leq g'_Y < 0,055$ ve $0.86 < g'_Y \leq 0.1$ değer aralıklarında $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_2^0$ kanalı baskındır.



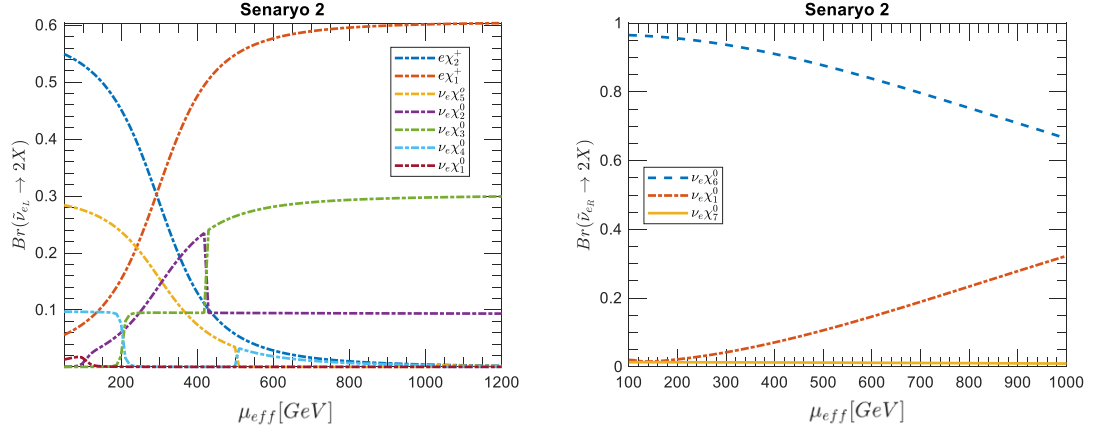
Şekil 5.8 Senaryo 3 için $\tilde{\nu}_{eL}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumunun, g_Y' parametresine bağlı olarak değişimi

Senaryo 3'de, g_Y' parametresinin, sol elektron snötrinonun bozunum kanallarına olan etkisinde, Şekil 5.8 Senaryo 3, $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow 2X$ bozunumunun g_Y' parametresine bağlı değişimi, gözlemlenen önemli noktalar şunlardır: g_Y' parametresinin 0.02 ile 0.1 değer aralığındaki değişimi sol elli elektron snötrino kütlelerini değiştirmemektedir. g_Y' parametresinin 0.02 değeri ile 0.025 değerleri arasında $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_2^0$ bozunma kanalı yaklaşık %90 dallanma oranıyla baskındır. g_Y' 'nin; 0.025 ile 0.036 değer aralığında, $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_3^0$ bozunma kanalının yaklaşık %90 oranla baskın olduğu görülmektedir. $0.03 < g_Y' < 0.07$ değerleri aralığında, $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_3^0$ kanalı keskin düşüş gösterirken, $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_4^0$ bozunum kanalı yaklaşık %90 civarındadır. $0.07 < g_Y' < 0.1$ değerleri arasında ise $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_5^0$ bozunum kanalı yine yaklaşık %90 oranla baskındır.



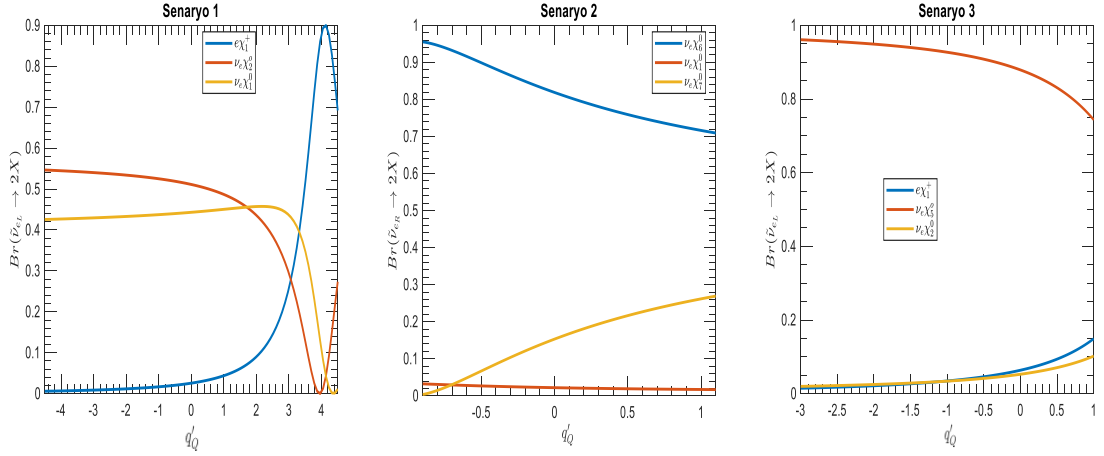
Şekil 5.9 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, μ_{eff} parametresine bağlı olarak değişimi

Şekil 5.9'da, Senaryo 1 için, sol eli elektron snötrinosu (Şekil 5.9 sol panel) ve sağ eli elektron snötrinosu (Şekil 5.9 sağ panel) için μ_{eff} parametresine değişimine bağlı ortaya çıkan bozunum kanalları incelendiğinde: $50 \text{ GeV} \leq \mu_{eff} < 75 \text{ GeV}$ aralığında $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_4^0$ bozunum kanalı aktiftir ve artan μ_{eff} değeriyle azalmaktadır. Bu aralıkta, $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_4^0$ kanalı dallanma oranı maksimum %95'tir. $75 \text{ GeV} \leq \mu_{eff} < 160 \text{ GeV}$ değer aralığında $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_3^0$ bozunum kanalının açılmaktadır ve maksimum %95 dallanma oranına ulaşmaktadır. μ_{eff} parametresinin daha büyük değerlerinde, $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_2^0$ bozunumu gözlenmektedir ve artan μ_{eff} değeriyle 165 GeV'den itibaren sabit kalmaktadır. Sağ eli elektron snötrinosu için ise sol eli elektron nötrinosundan farklı olarak küçük μ_{eff} değerlerinde $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0$ bozunum kanalı gözlenmektedir (Şekil 5.9 sağ panel).



Şekil 5.10 Senaryo 2 için $\tilde{\nu}_{eL}$ ve $\tilde{\nu}_{eR}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, μ_{eff} parametresine bağlı olarak değişimi

Şekil 5.10'da, Senaryo 2 için μ_{eff} parametresi değişimine bağlı olarak, iki cisim bozunumuna ait dallanma oranları gösterilmiştir. Senaryo 2'de; Senaryo 1'den farklı olarak, skaler nötrinolar daha ağırdır ($M_{\tilde{\nu}_{L,R}} \approx 2000 \text{ GeV}$) ve faz uzayını arttıran bu durum, μ_{eff} parametresinin değişimiyle farklı bozunumların gözlenmesine sebep olmuştur. Özellikle sol elektron snötrinosunun iki cisim bozunumunda, chargino içeren yüklü kanallar gözlenmiştir (Şekil 5.10 sol panel). μ_{eff} parametresinin 100 GeV olduğu durumda, $Br(\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^+ + \widetilde{\chi}_2^+) \approx 0.55$ ile baskındır. Son durumda yüklü leptonlar içerecek bu durum, $\tilde{\nu}_{eL}$ 'nin tespitini kolaylaştırabilecek bir faktördür. Bu μ_{eff} değerinde; $Br(\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_5^0) \approx 0.28$ bozunumu, yüklü kanal bozunumuna eşlik etmektedir. μ_{eff} parametresinin artan değerlerinde ise diğer bir yüklü kanal olan $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^+ + \widetilde{\chi}_1^+$ kanalı baskındır ve dallanma oranı yaklaşık olarak %60'dır. Belirtilen aralıkta bu bozunum kanalına $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_3^0$ bozunum süreci eşlik etmektedir ve dallanma oranı yaklaşık olarak %28'dir. Sağ elli elektron snötrinosunun iki cisim bozunum kanalı (Şekil 5.10 sol panel) analizinde ise düşük μ_{eff} değerlerinde $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_6^0$ bozunumunun baskın olduğu ancak artan μ_{eff} değerine bağlı azaldığı gözlenmiştir. Artan μ_{eff} değeri, $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \widetilde{\chi}_1^0$ bozunumunun dallanma oranını yükseltmektedir.



Şekil 5.11 Senaryo 1 için $\tilde{\nu}_{eL}$, Senaryo 2 için $\tilde{\nu}_{eR}$ ve Senaryo 3 $\tilde{\nu}_{eL}$ skaler nötrinolarının iki cisim bozunumlarının, q'_Q parametresine bağlı olarak değişimi

Şekil 5.11'de q'_Q parametresine bağlı olarak, Senaryo 1 ve Senaryo 3 için sol elli elektron snötrinosu; Senaryo 2 için ise sağ elli elektron snötrinosunun, iki cisim bozunumlarına ait dallanma oranları gösterilmiştir. Senaryo 1 parametre seçimlerine göre; q'_Q değeri arttıkça $Br(\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^+ + \tilde{\chi}_1^0) \approx 0.9$ değerine ulaştığı gözlenmiştir (Şekil 5.11 sol panel). Bu kanalın yüklü olması, $\tilde{\nu}_{eL}$ arayışında deneysel tespit mekanizmalarını kolaylaştırmaktadır. $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_2^0$ ve $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0$ bozunum kanalları başlangıçta yüksek dallanma oranlarına sahipken; q'_Q 'nun büyük değerlerinde yerlerini $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^+ + \tilde{\chi}_1^0$ bozunum kanalına bırakmıştır. Senaryo 2 sağ elli elektron snötrinosunun bozunum kanalı analizinde ise $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_6^0$ kanalı küçük q'_Q değerlerinde %95 oranında baskındır ve artan q'_Q değerine bağlı olarak azalmaktadır (şekil 5.11 orta panel). q'_Q değeri arttıkça, $\tilde{\nu}_{eR} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_7^0$ kanalının dallanma oranı, artan q'_Q değerine bağlı olarak artmaktadır ve %30 seviyelerine yaklaşmaktadır. Senaryo 3'de ise sol elli elektron snötrinosunun bozunum kanalı analizinde, artan q'_Q değerine bağlı olarak; $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_5^0$ bozunum kanalının dallanma oranı düşerken, $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow e^+ + \tilde{\chi}_1^0$ ve $\tilde{\nu}_{eL} \rightarrow \nu_e + \tilde{\chi}_1^0$ bozunum kanallarında artış görülmektedir (Şekild 5.11 sağ panel).

6. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu tezde Standart Model'in eksiklerini gidermek için geliştirilen, MSSM'nin genişletilmiş versiyonu olan, secluded U(1)'-genişletilmiş MSSM (secluded UMSSM), fenomenolojik olarak incelenmiştir. Bunun için öncelikle 2. bölümde Standart Model, temel hatlarıyla ve eksikleriyle birlikte incelenmiştir; ardından 3. bölümde MSSM fenomenolojik açıdan ayrıntılı olarak verilmiştir. 4. bölümde ise secluded UMSSM fenomenolojisi incelenmiş ve MSSM ve secluded UMSSM arasındaki farklara değinilmiştir. Tezin 5. bölümünü oluşturan, Nümerik analiz bölümünde ise snötrinoların izin verilen kütle aralıkları, üretimleri, olası bozunma modları ve bu modelin izin verilen parametre uzayları incelenmiştir.

Standart Model; madde anti-madde asimetrisi, ayar hiyerarşisi, geçerli bir karanlık madde adayı ve geçerli bir karanlık enerji açıklaması, nötrino kütleleri ve osilasyonları, ayar hiyerarşisi problemi, kütle çekim içermememesi gibi problemler ve eksikler içerdiği için; tüm başarılarına rağmen, son teori olmadığına dair izler taşımaktadır ve genişletilmesi gerektiği düşünülmektedir. SM'nin perturbatif genişlemelerinden biri olan MSSM; süpersimetrik senaryolar içerisinde en basit süpersimetrik genişleme olarak kabul edilir. MSSM, bozonlar ve fermiyonlar arasında süpersimetri adında bir simetrinin olduğunu varsayarak, Higgs bozonunun kütlelerinin neden Planck ölçeğinden daha düşük olduğunu açıklayabilen mekanizmalar sunar ve SM'nin hiyerarşi problemini çözen mekanizmalar üretir. R-paritenin korunduğu durumlarda, LSP'nin kararlı olur ve geçerli bir karanlık madde adayını sunar. Büyük Birleşik Teorilere (GUT) daha uyumlu bir çerçeve sunar. Bunlara ek olarak MSSM Higgs potansiyelinin kararlılığını sağlar ve elektrozayıf simetrisi kırılması için bir açıklama sunar. Ancak MSSM de kendi içerisinde bir takım sorunlar bulundurmaktadır. Mevcut deneysel çalışmalar, olası parçacık aramaları için belirli sınırlamalar getirmektedir ve bunun sonucu olarak SUSY teorilerinde süpersimetri kırılma ölçeğinin beklenenden daha yüksek olabileceğini düşünülmektedir. Bunlara ek olarak, μ parametresi, teorik perspektiften ele alındığında; Büyük Birleşme Teorileri, Planck ölçeği ya da sıfır gibi değerlerde olması beklenen; fakat fenomenolojik açıdan incelendiğinde, elektrozayıf simetri kırılmasının ölçeğinde bulunması gereken ve sıfır olmaması istenen bir parametredir. Ayrıca, MSSM'nin nötrino kütlelerini açıklama

kapasitesi sınırlıdır; model içerisinde sağ elli nötrinoların eksikliği, sol elli nötrinolar için küçük Majorana kütleleri üretebilen seesaw mekanizmasına ilişkin teorik bir çerçeve sunmamaktadır.

Hem SM hem de MSSM'nin var olan problemlerini çözmek için önerilerden biri olarak, MSSM'nin elektrozayıf simetri yapısı, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi, ek bir yerel abelyen $U(1)'$ simetri grubu eklenerek genişletilebilir. Bu genişleme sonucu oluşan, UMSSM modeli, MSSM'e, ek bir S singlet süperalanını barındır (minimal UMSSM olarak isimlendirilir) ve bir çok Standart Model'in genişletilmiş versiyonunda öngörülür. Bu genişletme sonucu, $U(1)'$ simetrisi ile ilgili olarak Z' bozonu ortaya çıkar. Modelin yapısı sayesinde ve süperpotansiyelin holomorfik doğası kullanılarak; sağ elli nötrinoların, MSSM'nin parçacık spektrumuna dahil edilmesine olanak sağlanır. Burada sağ elli snötrinolar, model, E_6 gibi daha büyük GUT grupları çerçevesinde temsil edilebilmesi için madde alanlarının tam bir temsili olarak düşünülebilir. Sağ elli snötrinolar anomali iptallerine katılabilir ve bu modelde, sağ elli nötrinolar için üç singlet süperalan olabilir ve sol elli nötrinolar kütlelerini, Dirac ya da Majorana tipi olacak şekilde kazanabilirler. Burada MSSM'deki, μ problemini çözmek için, bu terim dinamik bir şekilde yeni eklenen S singlet süperalanıyla üretebilir.

MSSM modeli; $U(1)'$ simetrsine ek, dört yeni singlet süperalanla genişletilirse, oluşacak secluded $U(1)'$ -genişletilmiş MSSM modeli, fenomenolojik açıdan daha esnek bir yapıdadır, yukarıda bahsedilen problemleri çözmek için önerilmiştir. Bu modelde, alanların $U(1)'$ yükleri; modelin ayar dönüşmezliğini, fenomenolojik kısıtlamalardan doğan koşulları, ayar ve graviteden kaynaklı anomaliden doğacak sorunları çözmek için kullanılır. Üç yeni singlet süperalan anomali iptalleri için gereklidir ve chargino skalasının, nötrino skalasından ayrılmasını sağlar. Yeni eklenen diğer bir singlet süperalan ise parçacıklar için kütle skalasını ayarlar. Z' bozonunun kütle hiyerarşisi secluded sektörden sağlanır. Hafif chargino ve hafif nötralino oluşumuna izin verilir ve hafif DM adayı sağlar. Bunlara ek olarak anomalilerin iptali; fermiyonik egzotik alanlarını gerektirir. Burada egzotik fermiyonlar, MSSM'e göre vektör benzeri fakat $U(1)'$ altında kiral yapıdadır. Bu alanlar Lagrangian'da ek D-terimlerle karşımıza çıkar. μ terimi süperpotansiyelde bulunmaz, dinamik olarak üretilir ve bu sayede istenen seviyede

ayarlanabilen bir parametreye dönüşür. Model deneylerle uyumlu bastırılmış Dirac kütlesi içerir ve yüksek boyutlu operatörlere izin verir.

Bu Tez kapsamında snötrino analizi yapılırken, mevcut deney sonuçları ve kalıntı yoğunluğu sınırlamalarıyla tutarlı senaryolar seçilmiştir. secluded UMSSM çerçevesinde gerçekleştirilen analizde senaryoların; vakum durumunun stabil olması; Z' bozonunun ATLAS ve CMS deneylerinden elde edilen deneysel sınırlamaları sağlaması; en hafif Higgs bozonunun 125 GeV olması gibi koşullar göz önüne alınmıştır. Ayrıca S_1, S_2, S_3 VEV değerleri, TeV civarında, Z' bozonunun kütlesi ve S VEV değerini birbirinden bağımsız bırakacak şekilde seçilmiştir. Modelin herhangi bir parametre kısıtlaması olmamasına karşın, diğer modellerle uyumlu olabilmesi için parametre aralığı seçimi yapılırken, güncel deney sınırlarıyla uyumluluğu göz önünde alınmıştır. Bu bağlamda, 3 ana senaryo üzerinde durulmuştur. Bunlardan birincisi 500 GeV kütleli dejenere skaler nötrinoların olduğu durumdur. İkinci senaryo ise 2000 GeV kütleli skaler nötrinoları içermektedir. Sonucu senaryo ise LSP'nin sağ elli elektron skaler nötrino olduğu durumdur, diğer snötrinolar için 1500 GeV civarı kütleler seçilmiştir. İlk iki senaryo için analizde LSP'nin en hafif nötralino olduğu senaryolar dikkate alınmıştır, ayrıca en hafif CP-çift Higgs bozonunun SM benzeri Higgs bozonunu temsil ettiğini varsayılmıştır ve mevcut SM-Higgs bozonu analizlerinden ilgili kısıtlamaları uygulanmıştır. Senaryo 3' de sağ elli elektron snötrininin LSP olması sağlanacak şekilde parametre seçimi yapılmıştır.

Analiz; sol elli elektron snötrinolarının kütlelerinin $g_{Y'}$ parametresine bağlı olarak değiştiğini, sağ elli snötrinoların ise bu parametreye daha az duyarlı olduğunu ortaya koymuştur. μ_{eff} parametresinin, genişletilmiş Higgs sektöründe karmaşık bir rol oynadığını ve snötrino kütleleri üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. $q_{Q'}$ parametresi, snötrino kütlelerine doğrudan bir etki göstermiştir. Son olarak, $\tan(\beta)$ 'nin Senaryo 3'de LSP olarak seçilen sağ elli elektron snötrinosunun kütlesi üzerinde bir etkiye sahip olduğunu gösterilmiştir. Yumuşak süpersimetri kırılma parametrelerinin analizi, sol ve sağ elli snötrinoların kütlelerini beklenen şekilde doğrusal olarak etkilediği gösterilmiştir. İncelenen farklı senaryolar altında, sol ve sağ el snötrinoların proton-proton (pp) ve elektron-pozitron (e^-e^+) çarpıştırıcılarında üretim tesir kesitleri CalcHEP programıyla hesaplanmıştır. 14 TeV ve 27 TeV enerji

seviyelerindeki pp çarpıştırıcılarında, sol ve sağ el snötrinoların üretim tesir kesitleri farklılıklar göstermiştir. 14 TeV, 27 TeV ve elektron pozitron çarpıştırıcıları (3 TeV) için elde edilen bu tesir kesiti değerlerinin küçük olması; genel olarak bu parçacıklar ile onların üretim bozunum sinyallerin gözlenebilirliğinin, LHC'den ziyade LHC'nin yüksek enerjili programlarında daha mümkün olabileceğine işaret etmektedir. Ek olarak bu analizde $(\tilde{\nu}_L)$ ve $(\tilde{\nu}_R)$ bozunum yolları ve bu yolların olasılıkları incelenmiştir. Her senaryoda, snötrinoların çeşitli nötralino ve chargino türlerine bozunma süreçleri detaylı bir şekilde ele alınmıştır.



KAYNAKLAR

- AbdusSalam, S. S., Burgess, C. P., Quevedo, F. 2015. "MFV Reductions of MSSM Parameter Space". *Journal of High Energy Physics*, 2015(2), 73.
- Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., ... Zonca, A. 2020. "Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters". *Astronomy & Astrophysics*, 641, A6.
- Arhrib, A., Benbrik, R., Harouiz, H., Moretti, S., Rouchad, A. 2020. "A Guidebook to Hunting Charged Higgs Bosons at the LHC". *Frontiers in Physics*, 8. <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2020.00039>
- Arina, C. 2008, Mayıs 14. "Sneutrino cold dark matter in extended MSSM models".11 Ocak 2024, <https://arxiv.org/abs/0805.1991v1>
- Atlas Collaboration, Aad, G., Abbott, B., Abeling, K., Abicht, N. J., Abidi, S. H., ... Zwalinski, L. 2023. "Combined Measurement of the Higgs Boson Mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ Decay Channels with the ATLAS Detector Using $\sqrt{s} = 7, 8$, and 13 TeV pp Collision Data". *Physical Review Letters*, 131(25), 251802.
- Babu, K. S., Gogoladze, I., Rehman, M. U., Shafi, Q. 2008. "Higgs boson mass, sparticle spectrum, and the little hierarchy problem in an extended MSSM". *Physical Review D*, 78(5), 055017.
- Baglio, J., Dao, T. N., Mühlleitner, M. 2020. "One-loop corrections to the two-body decays of the neutral Higgs bosons in the complex NMSSM". *The European Physical Journal C*, 80(10), 960.
- Bélanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A., & Semenov, A. (2007). MicrOMEGAs 2.0: A Program to calculate the relic density of dark matter in a generic model. *Computer physics communications*, 176(5), 367-382.
- Bélanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A., & Semenov, A. (2009). Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs_2. 2. *Computer Physics Communications*, 180(5), 747-767.
- Bélanger, G., Silva, J. D., Pukhov, A. 2011. "The right-handed sneutrino as thermal dark matter in U(1) extensions of the MSSM". *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011(12), 014.
- Bernstein, J. 1974. "Spontaneous symmetry breaking, gauge theories, the Higgs mechanism and all that". *Reviews of Modern Physics*, 46(1), 7-48.
- Bilenky, S. M. 2015. "Neutrino in standard model and beyond". *Physics of Particles and Nuclei*, 46(4), 475-496.
- Bilenky, S. M., Giunti, C., Grimus, W. 1999. "Phenomenology of neutrino oscillations". *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 43, 1-86.
- Brax, P., Martin, J. 2007. "Dark energy and the MSSM". *Physical Review D*, 75(8), 083507.

- Breit, G., Condon, E. U., Present, R. D. 1936. "Theory of Scattering of Protons by Protons". *Physical Review*, 50(9), 825-845.
- Brooks, W. K., Hakobyan, H., Arratia, M., Peña, C. 2014, Nisan 18. "Emergence of hadrons from color charge in QCD" (Versiyon 1). arXiv.
- Brüning, O., Klein, M., Rossi, L., Spagnolo, P. (Ed.). 2023. *"The future of the Large Hadron Collider: a super-accelerator with multiple possible lives"*. Hackensack: World Scientific.
- Canetti, L., Drewes, M., Shaposhnikov, M. 2012. "Matter and antimatter in the universe". *New Journal of Physics*, 14(9), 095012.
- Chamseddine, A. H., Connes, A., Marcolli, M. 2007. "Gravity and the standard model with neutrino mixing". *Advances in Theoretical and Mathematical Physics*, 11(6), 991-1089.
- Choi, Y., Lam, H. T., Shao, S.-H. 2022, Haziran 2. "Non-invertible Global Symmetries in the Standard Model" (Versiyon 2). arXiv.
- Christenson, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., Turlay, R. 1964. "Evidence for the 2π Decay of the K^0 Meson". *Physical Review Letters*, 13(4), 138-140.
- Chung, D. J. H., Everett, L. L., Kane, G. L., King, S. F., Lykken, J., Wang, L.-T. 2005. "The soft supersymmetry-breaking Lagrangian: theory and applications". *Physics Reports*, 407(1), 1-203.
- Csáki, C. 1996. "The minimal supersymmetric standard model". *Modern Physics Letters A*, 11(08), 599-613.
- Davoudiasl, H., Kitano, R., Li, T., Murayama, H. 2005. "The new Minimal Standard Model". *Physics Letters B*, 609(1), 117-123.
- de Boer, W. 1994. "Grand Unified Theories and Supersymmetry in Particle Physics and Cosmology". *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 33, 201-301.
- de Vries, J., Postma, M., van de Vis, J. 2019. "The role of leptons in electroweak baryogenesis". *Journal of High Energy Physics*, 2019(4), 24.
- Dedes, A., Rimmer, S., Rosiek, J., Schmidt-Sommerfeld, M. 2005. "On the neutral scalar sector of the general R-parity violating MSSM". *Physics Letters B*, 627(1), 161-173.
- Demir, D. A., Frank, M., Selbuz, L., Turan, I. 2011. "Scalar Neutrinos at the LHC". *Physical Review D*, 83(9), 095001.
- Demir, D. A., Kane, G. L., Wang, T. T. 2005. "Minimal U(1)' extension of the minimal supersymmetric standard model". *Physical Review D*, 72(1), 015012.
- Edsjo, J., Gondolo, P. 1997. "Neutralino Relic Density including Coannihilations". *Physical Review D*, 56(4), 1879-1894.
- Ellis, J., Ridolfi, G., Zwirner, F. 1991. "Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons". *Physics Letters B*, 257(1), 83-91.
- Erlar, J., Langacker, P., Li, T. 2002. "The Z-Z' Mass Hierarchy in a Supersymmetric Model with a Secluded U(1)'-Breaking Sector". *Physical Review D*, 66(1), 015002.

- Faessler, M. A. 2015, Ağustos 27. "Underlying SU(3) Symmetry of the Standard Model of Electroweak Interactions". arXiv. <http://arxiv.org/abs/1509.01198>
- Fayet, P. 1977. "Spontaneously broken supersymmetric theories of weak, electromagnetic and strong interactions". *Physics Letters B*, 69(4), 489-494.
- Fayet, P. 1979. "Spontaneous generation of massive multiplets and central charges in extended supersymmetric theories". *Nuclear Physics B*, 149(1), 137-169.
- Fayet, P. 1996. "R-Parity, the Supersymmetric Standard Model and the Phenomenology of Supersymmetry". İçinde H. B. Newman & T. Ypsilantis (Ed.), *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics* (ss. 639-659). Boston, MA: Springer US.
- Fayet, Pierre. 1984. "Supersymmetric theories of particles and interactions". *Physics Reports*, 105(1), 21-51.
- Feynman, R. P. 1949. "The Theory of Positrons". *Physical Review*, 76(6), 749-759.
- Fradkin, E. S., Tseytlin, A. A. 1985. "Effective field theory from quantized strings". *Physics Letters B*, 158(4), 316-322.
- Frank, M., Selbuz, L., Turan, I. 2021. "New neutral gauge bosons in supersymmetric U(1)' models at hadron colliders". [https://www.semanticscholar.org/paper/New-neutral-gauge-bosons-in-supersymmetric-U-\(-1-\)-Frank-Selbuz/7523eeca2a520616e806c874a67bccc7faec2229](https://www.semanticscholar.org/paper/New-neutral-gauge-bosons-in-supersymmetric-U-(-1-)-Frank-Selbuz/7523eeca2a520616e806c874a67bccc7faec2229)
- Frank, Mariana, Hiçyılmaz, Y., Moretti, S., Özdal, Ö. 2020. "E6 motivated UMSSM confronts experimental data". *Journal of High Energy Physics*, 2020(5), 123.
- Frank, Mariana, Selbuz, L., Turan, I. 2021. "Heavy Z' bosons in the secluded U(1)' model at hadron colliders". *The European Physical Journal C*, 81(5), 466.
- Gaillard, M. K., Grannis, P. D., Sciulli, F. J. 1999. "The standard model of particle physics". *Reviews of Modern Physics*, 71(2), S96-S111.
- Gell-Mann, M. 1953. "Isotopic Spin and New Unstable Particles". *Physical Review*, 92(3), 833-834.
- Gell-Mann, Murray. 2000. "The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry*". *The Eightfold Way*. CRC Press.
- Genest, M.-H., Landsberg, G., Schune, M.-H. 2023. "High Luminosity LHC: Prospects for New Physics". İçinde O. Brüning, M. Klein, L. Rossi, & P. Spagnolo, *The Future of the Large Hadron Collider* (ss. 241-255). WORLD SCIENTIFIC.
- Gribov, V., Pontecorvo, B. 1969. "NEUTRINO ASTRONOMY AND LEPTON CHARGE.". *Phys. Lett.*, 28B: 493-6(Jan. 20, 1969).
- Griest, K., Kamionkowski, M. 2000. "Supersymmetric dark matter". *Physics Reports*, 333-334, 167-182.
- Gunion, J. F., Haber, H. E. 1986. "Higgs bosons in supersymmetric models (I)". *Nuclear Physics B*, 272(1), 1-76.
- Hiçyılmaz, Y., Selbuz, L., Solmaz, L., Ün, C. S. 2022. "Model characterization and dark matter in the secluded U(1)' model". *Physical Review D*, 105(5), 055029.

- Hinshaw, G., others. 2013. "Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results". *Astrophys. J. Suppl.*, 208, 19.
- Hollik, W. 1995. "Renormalization of the Standard Model". *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 14, 37-116.
- Hook, A. 2023. "New Solutions to the Gauge Hierarchy Problem". *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 73(1), 23-39.
- Kang, J., Langacker, P., Li, T. 2005. "Neutrino masses in supersymmetric $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)'$ models". *Physical Review D*, 71(1), 015012.
- Khalil, S. 2010. "TeV-scale gauged B-L symmetry with inverse seesaw mechanism". *Phys. Rev. D*, 82, 077702.
- Langacker, P., Wang, J. 1998. $U(1)'$ symmetry breaking in supersymmetric E_6 models". *Physical Review D*, 58(11), 115010.
- Lee, T. D., Yang, C. N. 1956. "Question of Parity Conservation in Weak Interactions". *Physical Review*, 104(1), 254-258.
- Mannheim, P. D. 2019. "Goldstone bosons and the Englert-Brout-Higgs mechanism in non-Hermitian theories". *Physical Review D*, 99(4), 045006.
- Martin, S. P. 1997, Eylül 16. "A Supersymmetry Primer".
- Matthews, P. T., Salam, A. 1954. "Renormalization". *Physical Review*, 94(1), 185-191.
- Ne'eman, Y. 1961. "Derivation of strong interactions from a gauge invariance". *Nuclear Physics*, 26(2), 222-229.
- Niculescu, I., Armstrong, C. S., Arrington, J., Assamagan, K. A., Baker, O. K., Beck, D. H., ... Zeidman, B. 2000. "Experimental Verification of Quark-Hadron Duality". *Physical Review Letters*, 85(6), 1186-1189.
- Pukhov, A. 2004. CalcHEP 2.3: MSSM, structure functions, event generation, batches, and generation of matrix elements for other packages. arXiv preprint hep-ph/0412191.
- Salam, A. 1962. "Renormalizability of Gauge Theories". *Physical Review*, 127(1), 331-334.
- Salam, A., Strathdee, J. 1975. "Supersymmetry, parity and fermion-number conservation". *Nuclear Physics B*, 97(2), 293-316.
- Spira, M., Djouadi, A., Graudenz, D., Zerwas, R. M. 1995. "Higgs boson production at the LHC". *Nuclear Physics B*, 453(1), 17-82.
- Suematsu, D., Yamagishi, Y. 1995. "Radiative symmetry breaking in a supersymmetric model with an extra $u(1)$ ". *International Journal of Modern Physics A*, 10(31), 4521-4536.
- Susskind, L. 1979. "Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory". *Physical Review D*, 20(10), 2619-2625.
- 't Hooft, G. 1971. "Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields". *Nucl. Phys. B*, 35, 167-188.

- Trayling, G., Baylis, W. E. 2004. "The Cl 7 Approach to the Standard Model", 34, 547-558.
- Weinberg, S. 1967. "A Model of Leptons". Physical Review Letters, 19(21), 1264-1266.
- Weinberg, S. 2000. "*The Quantum Theory of Fields: Volume 3: Supersymmetry*" (C. 3). Cambridge: Cambridge University Press.
- Wess, J., Zumino, B. 1974. "Supergauge transformations in four dimensions". Nuclear Physics B, 70(1), 39-50.
- Witten, E. 1982. "Constraints on supersymmetry breaking". Nuclear Physics B, 202(2), 253-316.
- Workman, R. L., others. 2022. "Review of Particle Physics". PTEP, 2022, 083C01.
- Yang, C.-N., Mills, R. L. 1954. "Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance". Phys. Rev., 96, 191-195.
- Zweig, G. 1964. "An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2".

EK 1 Z' BOZONU

Ayar bozon sektöründe, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$ çarpım grubunun simetrisinin Higgs VEV'leri aracılığıyla kendiliğinden kırılması, bir kütesiz (foton) ve iki büyük kütleli bozonun (Z, Z' bozonları) ortaya çıkışı, W_μ^3 , B'_μ ve B_μ ayar bozonlarının ortonormal kombinasyonlarıyla gerçekleşir. W_μ^1 ve W_μ^2 doğrusal olarak $W_\mu^\pm$ oluştururlar, bu modeldeki tek yüklü vektör bozonlarıdır ve MSSM'nin aksine, Z bozonu kendi başına bir fiziksel durum değildir çünkü Z' bozonu ile karışır. Bu kütle karışımı, Higgs dubletlerinin ($H_{u,d}$) her bir $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$ faktörü altında yüklü olmasından kaynaklanır ve ilişkili kütle kare matrisi şöyle verilir:

$$M_{Z-Z'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \Delta^2 \\ \Delta^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}$$

Z_μ, Z'_μ bazında:

$$\begin{aligned} M_Z^2 &= \frac{1}{4} G_Z^2 (v_u^2 + v_d^2), \\ M_{Z'}^2 &= \frac{g_Y'^2}{2} \left(Q_{H_u}'^2 v_u^2 + Q_{H_d}'^2 v_d^2 + Q_S'^2 v_s^2 + \sum_{i=1}^3 Q_{S_i}'^2 v_{s_i}^2 \right) \\ \Delta^2 &= \frac{1}{2} G_Z g_Y' (Q_{H_u}' v_u^2 - Q_{H_d}' v_d^2), \end{aligned}$$

Burada $G_Z^2 = g^2 + g_Y'^2$. Fiziksel nötr vektör bozonlar, Z_1 ve Z_2 ; $M_{Z-Z'}^2$ diyagonalize edilerek elde edilir:

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{Z-Z'} & \sin \theta_{Z-Z'} \\ -\sin \theta_{Z-Z'} & \cos \theta_{Z-Z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix}$$

Burada

$$\theta_{Z-Z'} = -\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\Delta^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2} \right)$$

kütle karışım açısıdır ve

$$M_{Z_{1(2)}}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{Z'}^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_{Z'}^2 - M_Z^2)^2 + 4\Delta^4} \right]$$

kütle özdeğerleridir. LEP ve Tevatron'daki çarpıştırıcı araştırmaları ve çeşitli dolaylı gözlemler, $Z - Z'$ karışım açısı $\theta_{Z-Z'}$ 'nin en fazla 10^{-3} olmasını gerektirmekte ve bu durum, Z' kuplajlarından kaynaklanan model bağımlılığı içermektedir. Bu sınır, ya $M_{Z'}$ 'nin yeterince büyük olmasını (TeV aralığında) ya da Δ^2 'nin vakum konfigürasyonu tarafından yeterince bastırılmasını gerektirir; yani, $\tan^2 \beta \equiv \frac{v_u^2}{v_d^2} \approx \frac{Q'_{Hu}}{Q'_{Hd}}$. Hangi seçeneğin gerçekleştiği, $U(1)'$ yük atamalarına ve Higgs sektöründeki yumuşak kırılma kütlelerine bağlıdır.



EK 2 ÜÇ SENARYONUN NÖTRALINO KARIŞIM DURUMLARI

Nötrolino	$\tilde{B}$	$\tilde{W}^3$	$\tilde{H}_d^0$	$\tilde{H}_u^0$	$\tilde{S}$	$\tilde{Z}'$	$\tilde{S}_1$	$\tilde{S}_2$	$\tilde{S}_3$
$\tilde{\chi}_1^0$	-0.004	-0.005	-0.214	-0.32	0.921	0.004	0.013	0.013	-0.027
$\tilde{\chi}_2^0$	-0.969	0.003	-0.088	0.065	-0.047	0.038	0.085	0.084	-0.173
$\tilde{\chi}_3^0$	-0.989	-0.045	0.713	-0.686	-0.078	0.003	0.015	0.015	-0.03
$\tilde{\chi}_4^0$	-0.032	0.004	0.660	0.648	0.373	0.002	0.003	0.003	-0.007
$\tilde{\chi}_5^0$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.707	0.707	0.000
$\tilde{\chi}_6^0$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.577	0.577	0.576
$\tilde{\chi}_7^0$	0.000	0.998	0.028	-0.035	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.001
$\tilde{\chi}_8^0$	0.14	0.000	-0.005	0.013	-0.15	-0.641	0.308	0.307	-0.616
$\tilde{\chi}_9^0$	0.165	0.000	-0.003	0.011	-0.016	0.766	0.252	0.252	-0.506

Senaryo 1 nötrolino karışımları

Nötrolino	$\tilde{B}$	$\tilde{W}^3$	$\tilde{H}_d^0$	$\tilde{H}_u^0$	$\tilde{S}$	$\tilde{Z}'$	$\tilde{S}_1$	$\tilde{S}_2$	$\tilde{S}_3$
$\tilde{\chi}_1^0$	-0.012	-0.027	-0.232	-0.309	0.921	0.002	0.004	0.007	-0.012
$\tilde{\chi}_2^0$	-0.076	-0.600	0.578	-0.544	-0.056	0.001	0.002	0.0004	-0.006
$\tilde{\chi}_3^0$	0.993	-0.015	0.109	-0.013	0.035	0.000	0.000	0.000	0.000
$\tilde{\chi}_4^0$	-0.076	0.010	0.65	0.651	0.382	0.000	0.000	0.000	-0.001
$\tilde{\chi}_5^0$	0.042	-0.800	-0.42	0.427	0.014	0.000	-0.001	-0.003	0.005
$\tilde{\chi}_6^0$	0.000	0.000	0.000	-0.001	-0.001	-0.018	-0.720	0.710	0.050
$\tilde{\chi}_7^0$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.018	0.610	0.580	0.538
$\tilde{\chi}_8^0$	0.000	0.000	0.003	-0.008	0.011	-0.745	-0.215	-0.277	0.567
$\tilde{\chi}_9^0$	0.000	0.000	-0.03	0.007	-0.009	-0.666	0.276	0.306	-0.62

Senaryo 2 nötrolino karışımları

Nötrolino	$\tilde{B}$	$\tilde{W}^3$	$\tilde{H}_d^0$	$\tilde{H}_u^0$	$\tilde{S}$	$\tilde{Z}'$	$\tilde{S}_1$	$\tilde{S}_2$	$\tilde{S}_3$
$\tilde{\chi}_1^0$	-0.009	0.031	0.004	0.000	0.950	0.001	0.002	0.150	0.270
$\tilde{\chi}_2^0$	0.007	-0.032	-0.004	0.000	0.003	0.000	0.994	0.000	0.000
$\tilde{\chi}_3^0$	-0.231	-0.073	0.639	0.000	0.020	0.000	-0.020	-0.005	-0.003
$\tilde{\chi}_4^0$	-0.431	0.065	0.607	0.000	-0.033	0.000	0.027	0.013	0.010
$\tilde{\chi}_5^0$	0.871	0.136	0.471	0.000	0.006	0.000	0.000	-0.010	-0.010
$\tilde{\chi}_6^0$	0.002	-0.002	0.000	0.000	-0.118	0.000	0.000	-0.631	0.766
$\tilde{\chi}_7^0$	0.009	-0.010	0.000	-0.707	-0.158	-0.577	0.000	0.310	0.237
$\tilde{\chi}_8^0$	0.009	-0.010	0.000	0.707	-0.160	-0.577	0.000	0.310	0.237
$\tilde{\chi}_9^0$	-0.017	0.019	0.000	0.000	0.233	0.577	0.000	-0.621	-0.475

Senaryo 3 nötrolino karışımları