

T.C.
ERZİNCAN BİNALİ YILDIRIM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Kısıtlı Minimal Süpersimetrik Tip-I Seesaw Modeli İle
Tau Bozunmalarında Lepton Aroması İhlali

Rawad Hadi Ali Alawadi

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Vael HAJAHMAD

FİZİK
ANABİLİM DALI

ERZİNCAN
2024
Her Hakkı Saklıdır.

Kabul ve Onay Sayfası

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Vael HAJAHMAD danışmanlığında, Rawad Hadi Ali Alawadi tarafından hazırlanan bu çalışma 01.02.2024 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Fizik Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul oybirliği/oy çokluğu (5/5) ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Yakup KURUCU

İmza:

Üye : Prof. Dr. Sevil DURDAĞI

İmza:

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Vael HAJAHMAD

İmza:

Yukarıdaki sonuç Enstitü Yönetim Kurulunun 01 / 02 / 2024 tarih ve/..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Doç. Dr. Kemal Volkan ÖZDOKUR
Enstitü Müdür V.

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, şekil ve tabloların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

Bilimsel Etięe Uygunluk Sayfası

“Kısıtlı Minimal süpersimetrik Tip-I Seesaw modeli ile Tau bozunmalarında Lepton çeşnisi ihlali” isimli “Yüksek Lisans” tezim tarafımca intihal tespit programı ile incelenmiştir. Buna göre tezimde bilimsel etik ihlali ve intihal olarak nitelendirilebilecek herhangi bir durum olmadığını taahhüt ederim.

Bu çalışmadaki tüm bilgilerin, akademik ve etik kurallara uygun bir biçimde elde edildiğini; aynı zamanda bu kural ve davranışların gerektirdiğı gibi, bu çalışmanın özünde olmayan tüm materyal ve sonuçları tam olarak aktardığımı ve referans gösterdiğimi beyan ederim. 12/01/2024

Rawad Hadi Ali ALawad

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Kısıtlı Minimal Süpersimetrik Tip-I Seesaw Modeli İle Tau Bozunmalarında Lepton Aroma İhlali

Rawad Hadi Ali ALawadi

Erzincan Binali Yıldırım Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Vael HAJAHMAD

Bu tez, tau'nun lepton (τ) çesnilı ihlal eden (LFV) $\tau \rightarrow e \gamma$ ve $\tau \rightarrow \mu \gamma$ bozunmasının analizine ilişkin bir çalışma sunmaktadır. Burada, üç sağ elli nötrino ve bunların Süpersimetrik Standart Model (SUSY) ortakları ile Tahterevalli Tip-I Modeli tarafından genişletilmiş Minimal Süpersimetrik Standart Modele (MSSM-Tahterevalli Modeli) odaklanıyoruz. Deneyler, şimdiye kadar lepton çesnisinin ihlalinin sadece nötrino sektöründe olduğunu göstermiştir. Bu nedenle yüklü lepton sektöründe olacağını tahmin ediyoruz.

Ocak 2024, (47) Sayfa

Anahtar Kelimeler: Standart Model (SM), Standart Model Ötesi (BSM), Minimal Süpersimetri Standart Model (MSSM), Süpersimetri (SUSY), Tau lepton çesni ihlali (LFV).

ABSTRACT

MSc Thesis

Lepton Flavor violation in Tau decays with Constrained Minimal Supersymmetric Type-I Seesaw model

Rawad Hadi Ali Alawadi

Erzincan Binali Yıldırım University
Institute of Science
Department of Physics

Supervisor: Asisst. Prof. Vael HAJAHMAD

This thesis presents a study of the analysis of the Lepton Flavor Violation (LFV) of tau decays $\tau \rightarrow e \gamma$ and $\tau \rightarrow \mu \gamma$. Here we focus on the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) extended by Seesaw Type-I Model, with three right-handed neutrinos and their Supersymmetric Standard Model (SUSY) partners. Experiments have shown that the violation of the lepton flavor so far is only in the neutrino sector. Therefore, we predict it to happen in the charged lepton sector.

January 2024, (47) Pages

Keywords: The Standard Model of Particles Physics (SM), Beyond the Standard Model of Particle Physics (BSM), The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), Supersymmetry (SUSY), Tau Lepton Flavor Violation (LFV).

TEŞEKKÜR

İlk olarak, Yüksek Lisans derecemde takip ettiğim yıllar boyunca sürekli destek ve yönlendirme sağlayan danışmanım Dr. Öğr. Üyesi Vael HAJAHMAD’a şükranlarımı ifade etmek isterim. Özellikle araştırmanın başlangıcında ilerlemem yavaş olduğunda, onların sabrı ve teşvik edici sözleri beni sıkça ilham kaynağı yapmıştır. Bana sağladığınız birçok fırsattan büyük ölçüde faydalandım: teorik fizik konusundaki içgörünüz, tavsiyeleriniz, keşfetme özgürlüğü, çalışma alanı. Öğrenciniz olduğum için şanslıyım ve minnettarım. Ailemden bahsetmesem yanlış olur, onların bana olan inançları bu süreçte moralimi ve motivasyonumu yüksek tuttu, manevi destekleri için de. Son olarak, araştırma çalışmasını doğrudan veya dolaylı olarak tamamlamamda bana destek olan herkese teşekkür ederim.

Rawad Hadi Ali ALawadi
Ocak, 2024

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
TABLolar LİSTESİ.....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	viii
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	6
3. KURAMSAL TEMELLER.....	7
3.1. Standart Model(SM).....	7
3.2. Standart Modelin Ötesinde (BSM).....	14
3.3. Süpersimetri (SUSY).....	14
3.4 Minimal Süpersimetrik Standart Model.....	15
3.5. Nötrino kütleleri	16
3.6. Nötrino Salınımları.....	17
3.7. Seesaw Mekanizması	18
3.7.1. Tip-I	19
3.7.2. Tip-II.....	20
3.7.3. Tip-III	22
3.7.4. Ters seesaw.	21
3.8. Tau Lepton Fiziği.....	22
3.9. Tau Lepton Çesnisi İhlali.....	24
4. ARAŞTIRMA ve BULGULAR.....	29
4.1. BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$)'nin m_0 , A_0 Fonksiyonu Olarak İncelenmesi.....	34
4.2. m_0 ve $m_{1/2}$ 'nin İşlevi Olarak BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) İnceleniyor.....	35
4.3. BR ($\tau \rightarrow e \gamma$), ($\tau \rightarrow \mu \gamma$)'nin $\tan(\beta)$ 'nin Fonksiyonu Olarak İncelenmesi.....	35
4.4. BR'nin ($\tau \rightarrow \ell, \gamma$) m_0 'ın Fonksiyonu Olarak İncelenmesi.....	36
4.5. $\cos(\theta)$ Fonksiyonuyla BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$)'nin İncelenmesi.....	39
4.6. m_0 ve A_0 'nın İşlevi Olarak BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) Üzerine Çalışma.....	41
4.7. m_0 ve $m_{1/2}$ 'nin Fonksiyonu Olarak BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) , ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) İncelenmesi.....	43

4.8. m_0 ve $\tan(\beta)$ Fonksiyonu Olarak BR $(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ İncelemesi.....	44
4.9. MR'nin bir Fonksiyonu Olarak BR $(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin İncelenmesi.....	45
4.10. "f" Fonksiyonu Olarak BR $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ 'nin İncelenmesi.....	45
5. SONUÇ ve ÖNERİ	47
6. KAYNAKLAR.....	48



ŞEKİLLER LİSTESİ

SAYFA

Şekil 1.1. CP simetrisi	2
Şekil 1.2. Hadron simetrisi.....	3
Şekil 3.1. Standart Model parçacıkları.....	8
Şekil 3.2. Standart modelin fermiyonları.....	9
Şekil 3.3. Standart modelin hadronları.....	10
Şekil 3.4. Temel parçacıklar ve ölçüm bozonları.....	13
Şekil 3.5. Susy parçacıkları.....	15
Şekil 3.6. Tahterevalli mekanizması türleri.....	19
Şekil 3.7. Tau bozunması.....	22
Şekil 3.8. Leptonik tau bozunması ve Hadronik tau bozunması.....	23
Şekil 3.9. Tau LFV Süreçleri.....	25
Şekil 3.10. Analitik ve sayısal süreçler.....	28
Şekil 4.1. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0, A_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi.....	34
Şekil 4.2. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve $m_{1/2}$ fonksiyonu olarak incelenmesi	35
Şekil 4.3. $\tan(\beta)$ 'nin fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin incelenmesi.....	36
Şekil 4.4. BR 'nin $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ m_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi.....	37
Şekil 4.5. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin $\cos(\theta)$ fonksiyonu olarak incelenmesi	40
Şekil 4.6. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve A_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi.....	41
Şekil 4.7. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve $m_{1/2}$ fonksiyonu olarak incelenmesi.....	42
Şekil 4.8. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve $\tan(\beta)$ 'nin fonksiyonu olarak incelenmesi.....	42
Şekil 4.9. $BR(\tau \rightarrow e \gamma), (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin M_R 'nin fonksiyonu olarak incelenmesi.....	43
Şekil 4.10. BR 'nin $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ f 'nin fonksiyonu olarak incelenmesi.....	44

TABLÖLAR LİSTESİ

Sayfa

Tablo 3.1. Leptonik ve hadronik bozunmalar.....	24
Tablo 3.2. Babar’da $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow e\gamma)$ için deneysel limit.....	26
Tablo 4.1. Nötrino kütlelerinin normal sırasına göre nötrino karışım açıları değerleri...	33
Tablo 4.2. Yukawa nötrino birleştirme matrisi örneği.....	39



SİMGELER VE KISALTMALAR

SİMGELER

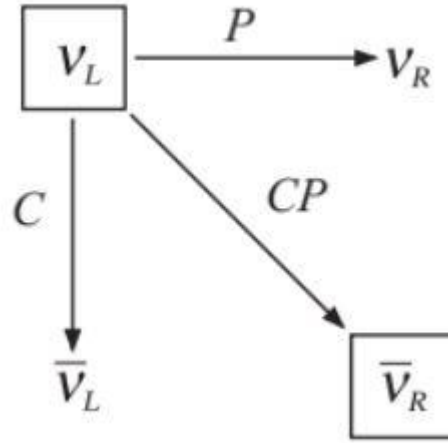
e	Elektron Leptonu
M_{SUSY}	Süpersimetrik Parçacık Fiziği Kütlesi.
m_τ	Tau Leptonunun Kütlesi.
$SU(2)_L$	Sol-el Süperpozisyon Grubu
$U(1)_Y$	Etki Parametresi
χ^2	İki Olasılık Dağılım Fonksiyonunun Farkının Karesi
A	Seesaw Modeli Tarafından Tanımlanan Bir Parametre
M	Müon Leptonu
N	Nötrino

KISALTMALAR

BR	Şubeleşme Oranları
BSM	Parçacık Fiziğinin Standart Modelinin
BSM	Parçacık Fiziğinin Standart Modelinin Ötesinde
$F-D$	Fermi-Dirac İstatistikleri
GUT	Büyük Birleşik Teori
LFV	Lepton Çesni İhlali
$MSSM$	Minimal Süpersimetrik Standart Model
m_{SUGRA}	Minimum Süper Yerçekimi
SM	Parçacık Fiziğinin Standart Modeli
SSM	Süpersimetrik Standart Model

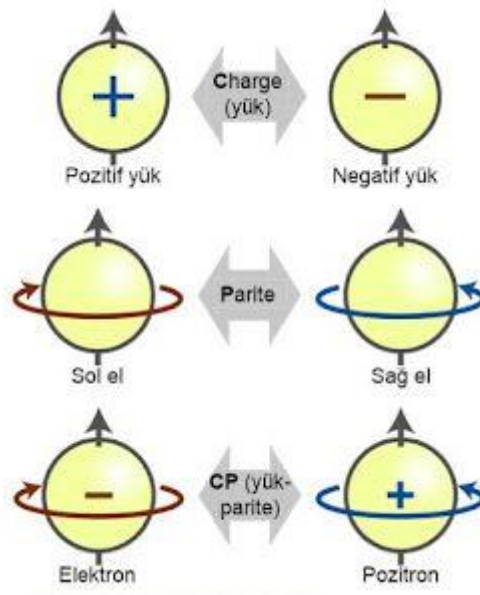
1.GİRİŞ

Fizikteki simetri parçacıkların, atomların ve moleküllerin dahil olduğu çeşitli simetri dönüşümlerine veya ‘işlemlere’ maruz kalmalarına rağmen özelliklerinin değişmediği fikrine atıfta bulunur (Britannica, 2021). Simetri kozmosun doğası ve fizik kuralları hakkında bilgi sağlamıştır ve bu, antik doğa felsefesinin erken günlerine, M.Ö. altıncı yüzyılda yaşamış olan Pisagor’a kadar uzanır. Simetri kavramları 20. yüzyılın iki büyük teorik keşfi için de önemlidir: kuantum mekaniği ve görelilik (Jain, 2021). Fiziğe simetrinin uygulanmasından çıkarılan önemli bir sonuç simetri işlemlerinin nesnelerin veya parçacıkların geometrik koordinatlarını zaman dahil olmak üzere değiştirmesi ve bu dönüşümlerin parçacık ve nesne davranışını yöneten korunum yasalarını etkilemesidir. Bu nedenle fizik yasaları her zaman her yerde ve kozmos içinde geçerlidir. Simetri fikri parçacık fiziğinde hangi parçacık etkileşimlerine izin verildiğini ve hangilerine izin verilmediğini belirlenmesinde ve korunum yasalarını türetmede kullanışlıdır. Kütleli antinötrinolar sadece sağ el kurallarına uyar kütleli nötrinolar ise sadece sol el kurallarına uyar. Helisite durumu P operatörü tarafından tersine çevrilebilir. Bir nötrino C operatörü tarafından bir antinötrinoya dönüştürülür. Nötrinolarla zayıf etkileşimlerde P ve C ’nin maksimum şekilde ihlal edilmesi gerekmektedir, çünkü her biri bu operatörlerin fiziksel durumunu yasaklanmış bir duruma dönüştürür. Sol el kurallarına uyan bir nötrinoyu sağ el kurallarına uyar bir antinötrinoya dönüştürmek CP operatörü aracılığıyla mümkündür. Ayrıca simetri spektroskopi kristalografi, görelilik ve kuantum teorisi de dahil olmak üzere fizik alanının birçok dalında kullanılmaktadır (Jain, 2021). Kristaller ve moleküller, uygulanabilecek simetri işlemlerinin türleri ve miktarları açısından karakterize edilebilir. Atom altı parçacıklar, kuvvetleri sergileyen ve çeşitli özelliklere sahip olan simetriye tabi tutulurlar. Parite, bir korunma yasasının oluşturulmasına yol açan önemli bir özelliktir. Kuantum fiziğe göre, bir dalga denklemi herhangi bir temel parçacığı veya atomu tanımlamak için kullanılabilir. Bir dalga denklemi parçacığın tüm uzaysal koordinatları eş zamanlı olarak koordinat sisteminin kökeni üzerinden yansıtıldığında değişmiyorsa bu denklem ‘düz pariteye’ sahiptir (Jain, 2021).



Şekil 1.1. CP simetrisi

Parçacık böyle eş zamanlı yansıma sonucunda başlangıçtaki dalga denkleminde sadece işaret değişimi yaparak değişiyorsa, bu durumda parçacığın ‘tek pariteye’ sahip olduğu kabul edilir. Parite korunumu yasası fiziksel süreçler ve reaksiyonlar sırasında, molekül gibi bir parçacık topluluğunun genel paritesinin zaman içinde sabit kaldığını belirtir (Jain, 2021). Parite, ancak, atom altı seviyede zayıf kuvvet reaksiyonlarında korunmaz. İçsel simetrilerin elementar parçacıklarda var olduğu da bildirilmekte olup bu simetriler parçacıkların sınıflandırması ve seçim kurallarının geliştirilmesine yardımcı olmaktadır (Jain, 2021). Bir sınıf parçacığı olan hadronların özelliği olan baryon sayısı, tutürden içsel bir simetrinin örneğidir. +1 sayıya sahip olan hadronlara baryonlar denir ve sıfır sayıya sahip olanlara da mezonlar denir. Simetriye göre -1 baryon sayısına sahip farklı bir parçacık sınıfı olmalıdır. Bu parçacıklara antibaryonlar denir. Nükleer etkileşimler sırasında baryon sayısı korunur (Jain, 2021).



Şekil.1.2. CP simetrisi

Simetrinin önemini kısaca açıkladıktan sonra temel parçacıkları tanımlayan en önemli teorileri tartışacağız. Parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM) önemli teorilerden biri olarak kabul edilir ve tamamen bilinen teknik sınırlar içinde, SM elementer parçacık fiziğinin çoğunu açıklar (Altarelli, 2005). Ayrıca SM güçlü ve zayıf elektromanyetik reaksiyonları açıklar. Doğada diğer kuvvetler de vardır; çekirdek içinde protonları ve nötronları bir arada tutan güçlü etkileşimler olarak adlandırılan kuvvetler ve atomdaki elektronları bir arada tutan zayıf etkileşimler. Kütleçekim kuvvetleri de etkileşimlere dahil edilebilir ancak temel parçacık üzerindeki etkileri ihmal edilebilir (Altarelli, 2005). Standart Modeli birçok fiziksel olguyu deneysel olarak açıklamasına rağmen birçok fiziksel olguyu açıklayamadığında sorunu nedeniyle eksik bir teori olarak kabul edilmektedir. Örneğin baryonların tutarsızlığı, hiyerarşi sorunu, nötrino salınımları teorisinin açıklanamaması, güçlü CP sorunu, madde-antimadde asimetrisi ve yerçekimi gibi birçok olguyu açıklamada başarısızdır (Lykken, 2010). Bu durum bilim insanlarını SM'nin yerine parçacıkların TeV ölçeğinin ötesinde doğru bir şekilde karakterize etmek için daha uygun bir teori arayışına yönlendirmiştir (Altarelli, 2005). Süpersimetri (SUSY) ve büyük birleşik teori (GUT) yeni bir "fizik" geliştirmekle ilgili sorunlara çözüm önerilerinden sadece ikisidir ve Standart Modelin Ötesinde bir Teori (BSM) olarak adlandırılır (Khlopov, 2021). Tüm BSM fizik modelleri, ya yeni parçacıklar öngörmeli ya da SM'den bir şekilde ayrılmalıdır ki aksi takdirde temelde anlamsızdırlar (Chall vd.,

2021). Teoride yeni parçacıklar varsa, bunlar çarpıştırıcı deneylerde oluşturulmalı ve Standart Model parçacıklarına ayrılmalıdır. BSM fizik birkaç farklı model tarafından temsil edilmektedir. SUSY, GUT, Büyük Ekstra Boyutlar, Teknirenk, Parçacıklar, ... gibi çeşitli modeller mevcuttur (Goto vd., 2017). Standart Model'i içeren bir supersimetrik (SUSY) teori, genellikle R-parite olarak adlandırılan yeni bir kuantum sayısı tarafından spinin yarısıyla Standart Model ortaklarından farklı yeni s-parçacıkları da içerebilir (Fayet, 2016). Genellikle en hafif olan tipik olarak bir Nötralinonen kararlı olması ve potansiyel bir kara madde adayı olması beklenir (Fayet, 2016). Elektrozayıf kırılma tarafından üretilen birkaç yüklü ve nötr Brout-Englert-Higgs bozonu bulunmakta olup bu da iki çifti gerektirir. Ardından, fiziksel alanlarda etki eden polinomsal olmayan supersimetri dönüşümleri vasıtasıyla, supersimetri, belirgin kalite farklılıklarına rağmen iki var olan parçacığı farklı spinlere bağlar (Fayet, 2016). Parçacık fiziğinde supersimetrik olan Standart Model'in bir genişlemesi, keşfedilmemiş parçacık fiziği için potansiyel bir adaydır ve doğrulandığında, bazı fizikçiler tarafından mevcut parçacık fiziğindeki birçok soruna şık bir çözüm olarak görülebilir. Bu teori mevcut teorilerin yetersiz olduğu birçok konuda işlevsel olacak bir çözüm olarak görülmektedir (Fayet, 2016). Özellikle Standart Model'e en basit supersimetrik ek olan Minimal Supersimetrik Standart Model (MSSM), pertürbasyon teorisindeki tüm dereceli sapmaların iptal edileceğini garanti ettiği için teorik parçacık fiziğinde popülerlik kazanmıştır (Csaki, 1996). Minimal Supersimetrik Standart Model (MSSM), Standart Model içinde önemli hiyerarşi sorunlarını çözebilir (Csaki, 1996). Standart Model'in supersimetrik genişlemesi doğruysa supersimetri tahmini olarak kendiliğinden kırılacaktır ki bu durumda mevcut elementer parçacıkların süperortakları yepyeni, tanımlanmamış parçacıklar olacaktır. Ancak 2010'dan bu yana LHC'nin negatif sonuçları tarafından zaten elemine edilmiş birkaç supersimetrik genişleme bulunmaktadır. Birçok fizikçi Minimal Supersimetrik Standart Model'in hala geçerli olmasına rağmen hiyerarşi sorununu artık tamamen çözemediğini düşünmektedir. Bu nedenle bilim insanları bir nötrinonun kütlelerini eV ölçeğinde anlamak için MSSM teorisini genişletmeyi önermişlerdir. Bu genişletme mekanik olarak Seesaw mekanizması olarak adlandırılmaktadır (Kaneko, 2009). Parçacık fiziğinin büyük birleşim teorisinde, Seesaw mekanizması, gözlemlenen nötrino kütlelerinin eV düzeyindeki nötrino salınımlarından milyonlarca kat daha ağır olan kuark ve yüklü leptonlara kıyasla boyutlarını açıklamak için kullanılan genel bir

modeldir (Mohapatra, 2005). Tsutomu Yanagida Seesaw mekanizmasını 1981’de Tokyo’da bir seminerde tanıttmıştır. Standart Model’i aşan farklı türde modeller bulunmaktadır. En temel formu olan ‘Tip-I’de Standart Model elektrozayıf etkileşim tarafından motive edilmeyen en az iki ekstra sağdaki nötrino alanının varlığını varsayarak genişletilir ve çok geniş bir kütle ölçeği sağlar. Bu kütle ölçeği ile düşünülen büyük birleşim ölçeği arasında bir bağlantı sağlar. Tip-II Seesaw Standart Model spektrumunu değiştiren bir mekanizmadır ve nötrino kütleleri üretmek için bir zayıf skalar üçlüsünü içerir (Kaneko, 2009). Çünkü yeni fizik sonuçlarına neden olmadan çok yüksek enerji ölçeklerinde nötrino kütleleri üretebilirki bu model fenomenolojik olarak çekicidir. Nötral bileşeni sıfır olmayan vakum beklenti değerini aldığı anda nötrinolar için Majorana kütle terimi ortaya çıkar. Ancak Tip-III Seesaw Mekanizması iki veya daha fazla SU(2) fermiyon üçlüsünün varlığını gerektirir (Kaneko, 2009). Bu modeller veya bunların kombinasyonları henüz deneysel olarak gözlemlenmemiş olup bu modellerin fenomenolojik sonuçlarıyla ilgili teorik araştırmalar hala devam etmektedir. Gelecekteki araştırmalar ilgili parçacıkları keşfetmeyi ve nötrino kütlelerinin nasıl oluştuğu konusundaki bilgimizi geliştirmeyi planlamaktadır (Hambye, 2012). Tip-I ve Tip-III Seesaw Mekanizmalarındaki Leptojenez senaryoları genellikle çok yüksek enerji ölçeklerinde bulunur ve bu nedenle test etmesi zordur. Bu yüksek ve düşük ölçekli dinamikler Tip-II Seesaw Mekanizması kullanılarak birbirine bağlanabilir. Ne yazık ki Tip-II Seesaw Mekanizması, yeni parçacıklar eklenmeden termal leptojenezi uygun bir şekilde başlatamaz, örneğin sağ-el nötrino veya ek bir üçlü Higgs eklenmesi gerekmektedir (Awasthi ve Parida, 2012).

Tip-I, Tip-II ve Tip-III Teeter-Totter hafif nötrino kütleleri için kabul edilebilir bir açıklama sunar. Bununla birlikte araçların kütle ölçeği çok yüksek olabilir. Nötrino kütlelerini TeV ölçeğinde fizikten bir fenomenolojik bakış açısıyla açıklamak ilginç olacaktır. İnverse Seesaw bu fırsatı sunar. Bu en basit haliyle iki set fermiyonik tekliğin tanıtılmasını gerektirir. Bu fermiyonik teklikler sol el SM nötrinolarıyla çiftleşir (Awasthi ve Parida, 2012). Yukarıda en önemli modelleri ve uzantılarını kısaca gözden geçirdik ve olumlu ve olumsuz yönleri kısaca anlatıktan sonra bu araştırmada ise MSSM-Seesaw Tip-I mekanizmasına odaklanacağız.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Elektrona benzer şekilde tau (τ) spin değeri $1/2$ 'ye sahip ve negatif bir elektrik yükü olan elementer parçacıktır. Ayrıca tau leptonu tau parçacığı veya tauon olarak da adlandırılır. Elektronlar, muonlar ve üç nötrino ile birlikte bir lepton olarak kabul edilir (Portolés, 2022). Tau yarı-integer spin'e sahip tüm elementer parçacıklar gibi zıt yükte ancak eşit kütle ve spine sahip bir antiparçacığı içerir. Tau'nun durumunda bu antiparçacığa pozitif tau veya anti-tau denir τ^- , tau parçacıklarını temsil ederken τ^+ anti-tau'yu temsil eder (Portolés, 2022). Bu araştırma çalışması iki sınırlı MSSM senaryosu çerçevesinde gerçekleştirilmiştir: CMSSM-Seesaw ve NUHM-Seesaw (Arganda vd., 2008).

Nötrinin kütle oluşturması için kullanılan See-saw mekanizması uygulanmakta ve MSSM spektrumu üç ν_R ve bunların SUSY eşleri tarafından genişletilmektedir (Arganda vd., 2008). LFV yarıleptonsal τ bozunum oranları, iki sınırlı MSSM-Seesaw senaryosu göz önüne alınarak bu çalışmada tamamen bir döngüde hesaplanmıştır (Arganda vd., 2008). Bu çalışmada, odak noktası $\tau \rightarrow \mu, \gamma$ kanalındaydı ve $\tau \rightarrow e, \gamma$ kanalının çürümesi odaklı bir şekilde incelenmedi, bu nedenle araştırmamızda iki kanalı birlikte derinlemesine inceleyeceğiz. Ayrıca, özellikle Higgs bozonu kütlelerinin belirlenmesi ve süper ortaklar için doğrudan aramalar konusundaki son ilerlemeleri dikkate alarak, süpersimetrik seesaw modelinde lepton aroma ihlali incelemekteler (Goto vd., 2015). İki kanalın $\tau \rightarrow e, \gamma$ ve $\tau \rightarrow \mu, \gamma$ bozunma incelendi ancak karışım açılarının etkisine pek fazla odaklanılmadı tau'nun ayrışması derinlemesine incelenmedi ve diğer faktörlerin çürümeler üzerindeki etkisi de incelenmedi (Banerjee vd., 2022). Araştırmamızda, tau bozunumuna odaklanacağız, özellikle de $\tau \rightarrow e, \gamma$ ve $\tau \rightarrow \mu, \gamma$ iki kanal üzerinde çalışarak, çatıştırıcılardaki deneysel sınırlara yakın en iyi sonuçları keşfetmeye çalışacağız. Bu amaçla aşağıdaki parametreleri kullanacağız: y_ν , M_R , $m_{1/2}$, A_0 , m_0 , $\text{sign}(\mu)$, $\tan\beta$.

3. KURAMSAL TEMELLER

3.1. Standart Model (SM)

Standart Model (SM) temel madde bileşenlerini iki model kullanarak etkili bir şekilde açıklar: bir dizi fermiyon alanı ve zayıf, elektromanyetik ile güçlü etkileşimleri ileten bir dizi vektör kalibre alanı (Bordone, 2018). Ayrıca, fermiyonların ve elektro zayıf alanların (W ve Z) etkili kütleleri, elektrozayıf kalibre simetrisinin spontane kırılmasından kaynaklanan tek bir skalar alan (Higgs alanı) tarafından tanımlanır (Bordone, 2018). Fermiyonları oluşturan kuarklar ve leptonlar, kuantum sayılarına dayalı olarak üç ayrılmıştır (Bordone, 2018). Yukawa etkileşimi veya daha doğru bir ifadeyle çeşitli fermiyonlar ile Higgs alanı arasındaki etkileşimler, üç aileyi birbirinden ayıran şeydir. Bu yapıya göre, Standart Model fermiyonlarının zayıf güçlü ve elektromanyetik etkileşimleri 'evrensel' yani üç aile için aynıdır ve aileler arasındaki davranış farklılıkları Yukawa etkileşiminden kaynaklanır (Bordone, 2018). Doğal olarak ortaya çıkan Standart Model'in önemli bir özelliği, modelin geçerliliğine dair güçlü bir işaret verebilecek olağandışı yapısıdır. Fermiyon etkileşimlerinin evrenselliğini incelemek, çeşitli ailelerden fermiyonlar arasındaki geçişleri incelemenin temel amacıdır, bu durum "aroma fiziği" olarak adlandırılmaktadır (Bordone, 2018).

Ölçek ve Higgs sektörü Standart Model Lagranjyen'in oluşturan iki ana bileşendir. Gauge vektör bozonları ile fermiyonlar arasındaki etkileşimler ölçek sektörü tarafından tanımlanır. Bu etkileşimler SM'nin yerel simetrisi tarafından belirlenmiştir:

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (3.1)$$

Fermiyonun kuantum sayılarının GSM belirlenmesinin yanı sıra (Bordone, 2018) ölçüt sektörünün Lagranjyen'ini şu şekilde ifade edebiliriz:

$$\mathcal{L}_{sm} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_S \quad (3.2)$$

$\mathcal{L}_F$ Lagrangian kinetiği olarak adlandırılan ölçüm bozonları ve fermiyonlar arasındaki etkileşimleri açıklayan bir kavramdır.

$\mathcal{L}_{YM}$ Lagrangian kinetiği olarak adlandırılan bu terim, aralarındaki etkileşimleri açıklayan ölçüm bozonları arasındaki etkileşimleri anlatır.

$\mathcal{L}_{yuk}$ Lagrangian Yukawa, fermiyonlar ile Higgs bozonu arasındaki etkileşimi açıklayan ve bu sınırlama fermiyon kütlesini üreten bir ifadedir.

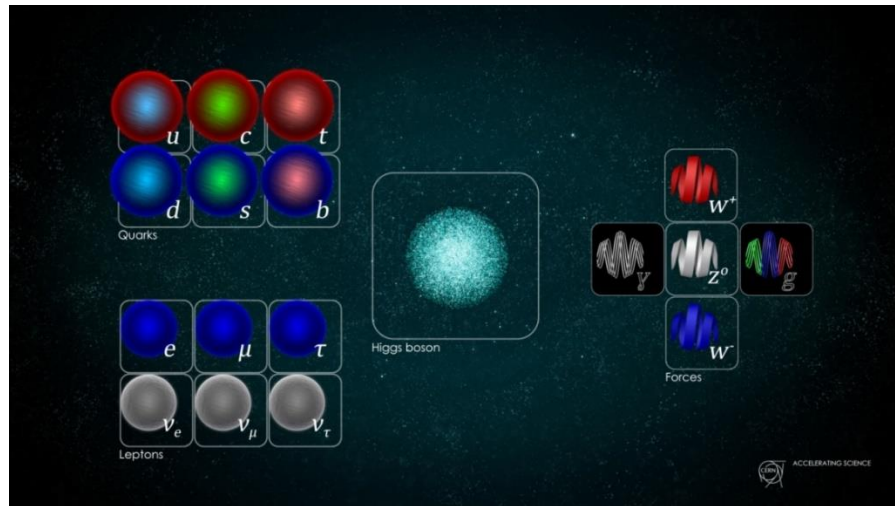
$\mathcal{L}_s$ Skaler Higgs bozonunun Lagrange kinetiğidir.

Standart Model'in (SM) parçacık fiziğinin klasik Lagranjyeni, global simetri grubunu içerir (Bordone, 2018):

$$U(1)_B \times U(1)_{Le} + U(1)_{L\mu} + U(1)_{L\tau} \quad (3.3)$$

Baryon sayısı B ve lepton sayıları $L_{e,\mu,\tau}$ koruma ile ilişkilidir.

Klasik Lagrange Standart Modelin (SM) özelliklerinden biri, baryon sayısının ve lepton sayılarının üç hanesinin korunmasıdır (Heeck, 2017). Standart Model evrendeki tüm temel elementlerin davranışını ve etkileşimlerini açıklayan Parçacık Fiziği adı verilen bir teorik çerçevedir. Zayıf kuvvetler, güçlü kuvvetler ve elektromanyetik kuvvet SM'de bulunan dört temel kuvvetin üçüdür (Heeck, 2017). Bu etkileşimlerden etkilenen kuarklar, leptonlar ve bozonlar gibi parçacıklar ayrıntılı bir şekilde açıklanacaktır:



Şekil 3.1. Standart Model parçacıkları (<https://home.cern/science/physics/standard-model>)

- Fermiyonlar: Bu türden madde parçacıkları bir yarı-tek sayılı spin'e sahiptir ($1/2$, $3/2$ vb.). Onu karakterize eden F-D istatistikleri fermiyon adını vermiştir. Leptonlar (elektron, muon) ve baryonlar (nötron, proton, lambda parçacığı) fermiyon örnekleriolup aynı zamanda tek kütleli çekirdekler de fermiyonlara örnektir (Martin ve Shaw, 2017).

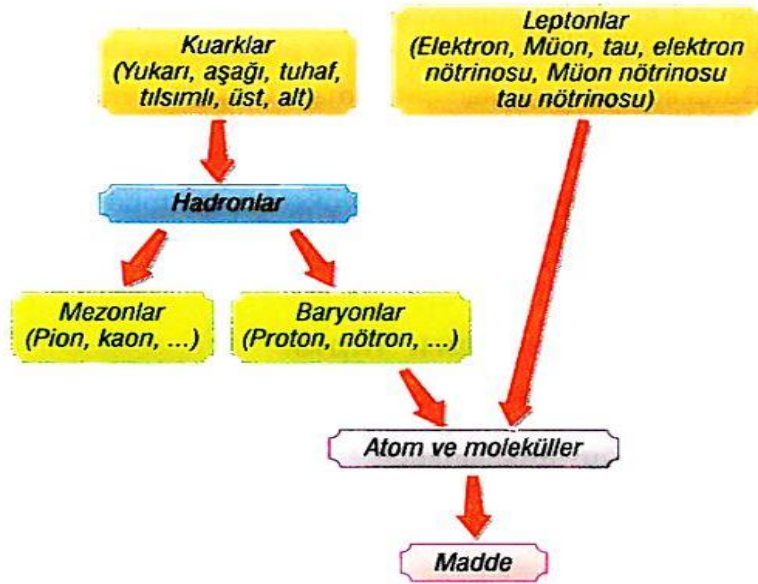
KÜTLE YÜK SPİN	KUARKLAR	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ up u	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ charm c	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ top t
		$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ down d	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ strange s	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ bottom b
	LEPTONLAR	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ elektron e	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ muon μ	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $1/2$ tau t
		$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ elektron neutrino ν_e	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ muon neutrino ν_μ	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ tau neutrino ν_τ

Şekil 3.2. Standart modelin fermiyonları

- Kuarklar: Evrende gözlemlenebilir tüm maddenin temel bileşenleri kuarklardır. Eğer bir proton veya nötronun daha iyi bir şekilde incelenmesini sağlayabilseydik bunların üç son derece küçük parçacıktan oluştuğunu keşfederdik (Martin ve Shaw, 2017). Kuarklar küresel parçacıklardır. Temel parçacıklar kuarklar olarak bilinir. Elektron gibi başka parçacıklardan oluşmazlar. Onlar, adeta parçacık fiziğinin Standart Modeli'nin çok başında bulunurlar. Kuarklar, bu küresel parçacıklardır. Kuarklar altı farklı tip veya aromaya sahip olup, bunlar arasında yukarı, aşağı, cazip, garip, üst ve alt yer alır (Martin ve Shaw, 2017).
- Leptonlar: Kuarklar ve Leptonlar madde temel bileşenleri olduklarından dolayı 'temel parçacıklar' olarak kabul edilir. Günümüzdeki yapıyı oluşturan altı lepton tau, muon, elektron ve ilgili nötrinolardan oluşur. Elektronlar, muonlar ve tau'lar yüklü leptonlardır (Martin ve Shaw, 2017). Bu türlerin hepsi belirli bir kütle ve negatif bir

yük taşır. En hafif lepton olan elektron, bir protonun sadece 1/1,840 kadar küçük bir kütleyle sahiptir. Muonlar ise bir elektronun 200 katından fazla kütleleri olduğu için daha ağırdırlar (Martin ve Shaw, 2017). Elektronlardan yaklaşık 3,700 kat daha kütleli bir yapıya sahiptir. Her yüklü leptonun bir eşlik eden elektronu, muonu veya tau nötrinosu vardır bu elektrik yükü olmayan ve çok az kütleyle sahip nötr bir parçacıktır. Ayrıca neutrino da dahil olmak üzere her leptonun bir anti-parçacığı vardır. Bu anti-leptonlar leptonlarla aynı kütleyle sahiptir ancak diğer özellikleri tamamen zıttır (Martin ve Shaw, 2017).

- Hadronlar: Kuarklar ve antikuarklardan oluşan ve dolayısıyla güçlü bir kuvvet aracılığıyla etkileşime giren atom altı parçacıklardır. Hadronlar, baryonları mezonları (sigma parçacıkları, nötronlar ve protonlar) içerir (Martin ve Shaw, 2017).



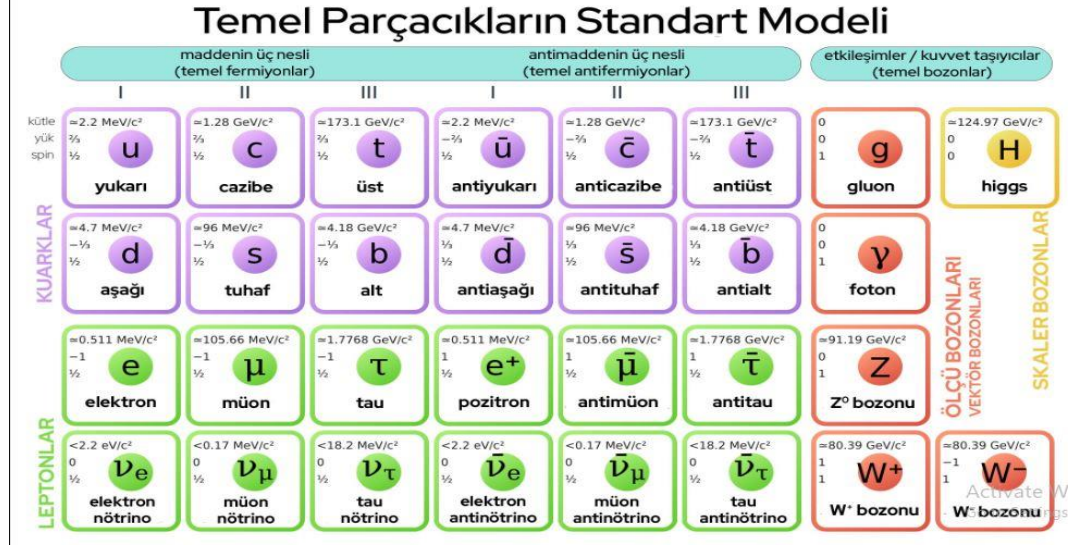
Şekil 3.3. Standart modelin hadronları

- Mezonlar: İki kuark ve anti-kuarktan oluşurlar (Martin ve Shaw, 2017).
- Bosonlar: Güçleri ve enerjiyi taşıyan parçacıklar olan Bosonlar evrende her yerde var olan varlıklardır. Parçacık fiziğinde boson bir tam sayı spin kuantum sayısına sahip olan atom altı bir parçacıktır (0, 1, 2...) (Sutton, C.2023). Parçacık fiziğinin standart modeli, evrendeki her parçacığı fermiyonlar ve bosonlar olmak üzere iki ana gruba ayırır bu atom altı dünya hakkında bildiğimiz en güvenilir teoridir. Madde

blokları olan fermiyonlar arasında kuarklar, elektronlar, nötrinolar, protonlar ve nötronlar bulunurken, ölçü bozonları (γ , W^+ , Z , g), temel dört kuvvetten en az üçünün yani elektromanyetizma, güçlü nükleer kuvvet ve zayıf nükleer kuvvetin ‘taşıyıcıları’ olarak işlev görür (Sutton, 2023). (Higgs bozonu) kütlenin oluşmasına neden olan bozondur. Mezonlar daha küçük bileşenlerden oluşan bileşik bosonlardır. Dolayısıyla fermiyonlar birbirleriyle ölçü bozonları değiş tokuş ederek etkileşirler. Şu ana kadar kesin olarak bilinmese de yerçekimi kuvvetini taşıyan bir bozon olabilir (Sutton, 2023).

- Fotonlar: Bazı bilim adamı bunlara sadece ‘ışık’ erken fizikçiler onlara foton adını verirler. Elektromanyetik kuvvet hem dalga hem de parçacık olarak işlev gören fotonlar tarafından taşınır. Hayal edilebilecek en küçük elektromanyetik enerji paketleri fotonlar olarak adlandırılır bunlar ışığın kuantumlarıdır (Martin ve Shaw, 2017). Fotonlar dalga-parçacık ikiliğini sergiler, bu da onların diğer tüm atom altı parçacıklar gibi dalga ve küçük parçacık olarak davranmaları arasında geçiş yapabileceği anlamına gelir. Fotonlar kütleleri olmadığı için sonsuz mesafede ışık hızında hareket edebilirler (Martin ve Shaw, 2017).
- Z , $W^\pm$ bozonları: Parçacık fiziğinde vektör bozonları olan Z ve $W^\pm$ bozonları, genellikle zayıf bozonlar olarak adlandırılır veya daha genel olarak ara vektör bozonları olarak bilinir. Bu temel parçacıklar aracılığıyla zayıf etkileşim gerçekleşir (Martin ve Shaw, 2017). W^+ W^- bozonları birbirinin antiparçacıklarıdır ve her biri birer elementer yük kadar pozitif veya negatif elektrik yüküne sahiptir. Z^0 bozonu kendi antiparçacıdır ve elektriksel olarak nötrdür. Üç parçacığın her biri bir spine sahiptir. Z^0 ’ın manyetik momenti yokken $W^\pm$ bozonların sahiptir. Bu üç parçacığın ömrü yaklaşık olarak 3×10^{-25} saniyedir. Şu anda Parçacık Fiziği Standart Modeli olarak bilinen şey büyük ölçüde bu parçacıkların deneysel keşfi nedeniyle oluşturulmuştur (Martin ve Shaw, 2017).
- Gluonlar: Atom çekirdeğinde protonları ve nötronları güçlü nükleer kuvvet aracılığıyla bir arada tutar bu kuvvet kuarkları birbirine bağlar. Gluon bir vektör bozonu olduğu için fotona benzer şekilde spin bir değere sahiptir ve sekiz ayrı renk durumu mevcuttur (Martin ve Shaw, 2017).

- **Higgs Bozonu:** Higgs bozonu olarak bilinen parçacık, genellikle Higgs alanının taşıyıcı bozonu veya parçacığı olarak bilinen Higgs parçacığıdır. Temel alt parçacıklarla etkileşimleri yoluyla hepsine kütleyi veren bir alan. Higgs parçacığı, standart modeldeki büyük bir skaler bozon olup elektrik yükü renk yükü veya spin özelliği yoktur (Sutton, 2023). Alan ve parçacık süreci ilk kez 1964 yılında öneren Edinburgh Üniversitesi'nden bir bilim adamı Peter Higgs'in adını taşıyor olmakta olup temel parçacıklarla kütleyi üretme konusunda test edilebilir bir hipotez ortaya koymuştur (Sutton, 2023). Higgs alanı elektromanyetik alan gibi parçacıklar arasındaki temel kuvvetleri oluşturan diğer temel alanlardan farklıdır. Bu ilk ve en önemli olarak bir skalar alan olması anlamına gelir ki büyüklüğü vardır ancak yönsüz bir alandır. Bu taşıyıcısı Higgs bozonunun içsel spininin veya açısal momentumunun kuvvet alanı taşıyıcılarına kıyasla sıfır olduğu anlamına gelir. İkinci olarak Higgs alanının ilginç bir özelliği alan sıfırken enerjisinin sıfırdan daha yüksek olmasıdır (Fayet, 2016).
- **Elektromanyetik Kuvvet:** Tüm yüklü parçacıklar üzerinde iş yapmakta olup atomun çekirdeğini ve elektronları bir arada tutmaktadır (Martin ve Shaw, 2017).
- **Zayıf Kuvvet:** Zayıf etkileşim, zayıf kuvvet veya zayıf nükleer kuvvet olarak sıkça adlandırılan parçacıklar ve çekirdekler arasında tanınan dört temel etkileşimden biridir. Diğerleri çekim, elektromanyetizma ve güçlü etkileşimdir. Atomlar zayıf ve elektromanyetik kuvvetler tarafından bir arada tutulurlar (Martin ve Shaw, 2017).
- **Güçlü Kuvvet:** Doğada madde altı parçacıklarının temel etkileşimidir. Güçlü kuvvet kuarkları protonlar ve nötronlar gibi daha bilinen madde altı parçacıklar oluşturacak şekilde bir araya getirir. Ayrıca kuark içeren tüm parçacıklar arasındaki etkileşimleri destekler ve atom çekirdeğinin yapısal bütünlüğünü sağlar (Martin ve Shaw, 2017). Güçlü kuvvet bir özellik olan renkten gelir. Bu özellik kelimenin geleneksel anlamında renkle hiçbir ilgisi olmayan bir özelliktir ve bir elektrik yüküne benzetilebilir (Le Corre, 2018).



Şekil 3.4. Temel parçacıklar ve ölçüm bozonları

SM'yi benzersiz ve geniş kabul gören kılan şey temel parçacıklar ve etkileşimleri ile ilgili sadece birkaç temel varsayıma dayanarak deneysel verilerin büyük bir yüzdesini etkili bir şekilde temsil etme yeteneğidir (Altarelli, 2005). Başarılı olmasına rağmen, SM evrende yer çekimi karanlık madde ve baryon asimetrisini açıklamadığı için sınırlamalara sahiptir. Kozmolojik gözlemler, Standart Model'in evrenimizin kütsel içeriğinin sadece yaklaşık %5'ini oluşturduğunu göstermiştir. Bu gözlem fiziksel evrenin daha kapsamlı bir anlayışına duyulan ihtiyacı vurgular ve birçok fizikçi Standart Model ötesinde yeni teorilere ihtiyaç duyulacağını düşünmektedir (Langacker, 2017). Ayrıca 2012'de Higgs bozonunun keşfi parçacık kütselinin kökeni konusundaki Standart Model tahminlerinin deneysel doğrulamasını sağladı. Ancak yeni deneysel veriler ortaya çıktıkça, fizikçiler halihazırda açıklanamayan karanlık maddenin ve karanlık enerji gibi olguları hesaba katabilecek daha kapsamlı bir teori arayışına devam etmektedirler (Sutton, 2023). Açık bir soru olarak kalmaktadır neden karanlık madde ve karanlık enerjinin, evrenin kütle-enerji içeriğinin yaklaşık %95'ini oluşturduğu bilinmemekle birlikte Standart Model'in parçacıkları ile son derece sınırlı etkileşime sahip oldukları. Bu sorulara cevap bulmak için fizikçiler, karanlık enerji ve karanlık madde'nin doğasını açıklayabilecek Standart Model ötesi birkaç teori önermişlerdir (Langacker, 2017). Sınırlamalarına rağmen, parçacıkların Standart Modeli, temel parçacıkların davranışını ve etkileşimlerini anlamak için kullanışlı bir çerçeve olarak kalmaktadır. Ancak SM'nin doğanın nihai bir teorisi olmadığı ve şu

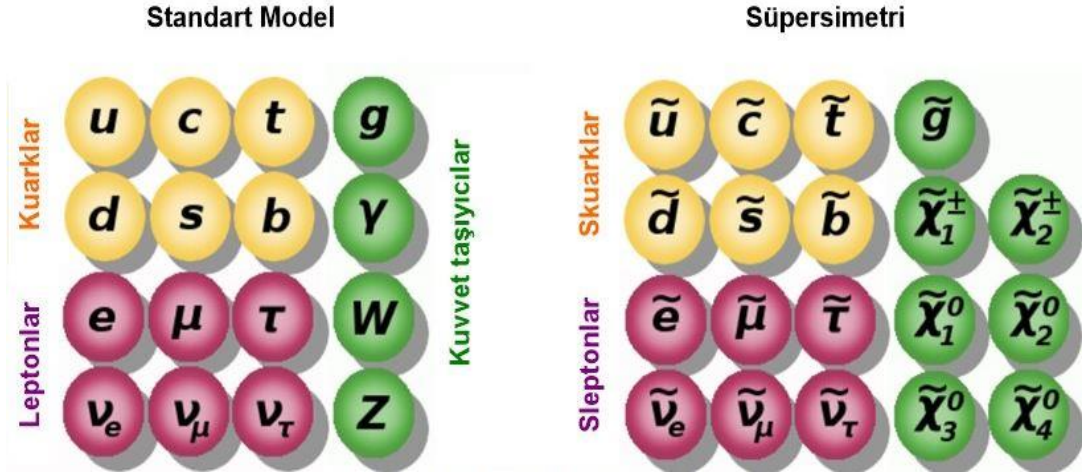
anda açıklanamayan olayları hesaba katmak için genişletilmesi gerektiği açıktır (Langacker, 2017). Karanlık madde parçacığını ve üretim mekanizmasını belirlemenin zorluğu, parçacık fiziğindeki en büyük gizemlerden biri olmaya devam eder ve bu bulmacayı çözmek için Standart Model ötesi yeni teorilerin geliştirilmesi önemlidir. Standart Model doğadaki parçacıkların etkileşimlerini anlamak için temel bir çerçeve olarak hizmet eder, ancak aşılması gereken sınırlamalara sahiptir (Langacker, 2017).

3.2. Standard Model'in Ötesi (BSM)

Standart Model ötesi (SMÖ) şu anda parçacık fiziğinin Standart Model (SM) tarafından kapsanmayan fenomenleri açıklamaya çalışan teorik fizik çerçevelerini tanımlayan bir terimdir. Temel parçacıkları ve etkileşimlerini tanımlayan Standart Model çok başarılı bir teori olmasına rağmen bazı kısıtlamalara ve cevapsız sorulara sahiptir (Gravitasyon, Karanlık Madde, Hiyerarşi Problemi, Nötrino Kütleleri ve...). Bu sorunları aşmak ve standart modeli genişletmek için birkaç SMÖ fikri öne sürülmüştür. Birkaç öne çıkan uzantı ise şunlardır: Süpersimetri (SUSY), Büyük Birleşik Teoriler (BBT'ler), Dizge Teorisi ve Ekstra Boyutlar. Araştırılan birçok farklı yöntem ve teori bulunmaktadır ki bunlar SMÖ hipotezlerinin sadece birkaç örneğidir. Bu teoriler Standart Model'in sorunlarına çözümler sunabilirken, bunların tahminlerini doğrulamak için deneysel kanıtların gerekli olduğunu hatırlamak önemlidir (Lykken, 2010).

3.3. Süpersimetri '(SUSY)'

İki temel parçacık türü arasındaki uzay-zaman simetrisine süper simetri denir. Bu türlerden biri spin değeri tam sayı olan ve Bose-Einstein ölçümlerine uyan bozonlariken diğeri ise spin değeri yarı sayı olan ve Fermi-Dirac ölçümlerine uyan fermiyonlardır. Süper simetri içinde her parçacığın diğer sınıfta birleşen bir eş parçacığı mevcut olup bu da onun süper ortağı olarak bilinir ve spin değeri yarı sayıyla farklıdır. Örneğin, eğer elektron süpersimetrik bir teorisi varsa, elektronun bozonik ortağı s-elektronu (süper ortak elektron) adınalan bir parçacık olacaktır. En basit teorilerde süper simetri 'kırılmamış' durumdaysa, her süper ortak çiftin aynı kütle ve içsel kuantum sayılarına sahip olacaktır, spin dahil (Fayet, 2016).



Şekil 3.5. Susy parçacıkları

3.4. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

Standart Model'e bir uzantıdır ve supersimetriyi gerçekleştiren bir yapıdır. Bu bozonları fermiyonlarla eşleştirirki bu da SM'deki her ögenin bir süper-simetrik eşi oldunda alanine pelir (Fermiyon $\leftrightarrow$ Bozon, Bozon $\leftrightarrow$ Fermiyon). MSSM'nin orijinal önerisi Higgs bozonunun süper-partner çiftine sahip olduğu zayıf bağın daha istikrarlı hale getirilmesidir. Bu da benzer kütledeki Higgsino'dur ve tam bir simetriye sahiptir (Haber, 1998). Higgs kütesini radyatif olarak istikrarlı olan fermiyon kütlelerinden miras alır. Bununla birlikte, MSSM'de birden fazla Higgs alanına ihtiyaç vardır. MSSM'deki parametre sayısı 105 (+45) 'tir. Fenomenoloji için sadece yaklaşık 5-6 parametre kullanılır (Cohen vd., 1996). MSSM'nin önerisinin temel motivasyonu, hiyerarşi problemini çözmektir. Fermiyon kütesinin logaritmik aralıklı olduğu göz önüne alındığında doğal niceliklerin fermiyonlarla ilişkili olduğu, sayısal kütlelerin aynı radyatif kararlılığı miras aldığı bir durumu ele alır. Beklenen Higgs vakumu değeri (VEV ~ 246 GeV), Lagranj negatif skaler kütle ile ilişkilidir. Higgs kütesinin radyatif düzeltmeleri gerçek değere yakın olmalıdır. SM'deki süper-partner kütesi, Higgs VEV'den yaklaşık olarak 100 GeV daha ağır olmalıdır (Cohen vd., 1996).

3.5. Neutrino Kütleleri

Pauli 1930'da nükleer beta bozunumda görülen enerji korunumu eksikliğini açıklamak için çok hafif, elektriksel olarak nötr spin 1/2 bir parçacığın varlığını önerdi. Bu sürecin ise kararsız nötronun proton ve bir elektron gibi iki parçacığa ayrılması yoluyla gerçekleşeceğine inanılıyordu. Yayılan elektronun sürekli enerji spektrumu çok endişe verici bulundu. Kaybolan enerjiyi açıklamak için "umutsuz bir çare" olarak yeni bir hafif parçacık önerdi. Bu parçacığa ilk olarak neutron adını Pauli verdi ve daha sonra Fermi, neutrino terimini önerdi (ki bu da İtalyanca'da küçük, yüksüz olan anlamına gelir). Bozunumu bir nötronun bir proton ile, elektrona ve anti-elektron ile nötrinoya dönüşen dört-fermion süreci olarak düşünerek, Fermi 1934'te beta bozunumunun ilk teorisini oluşturdu. Aynı yıl Bethe ve Peierls bir nötrinin bir çekirdek ile etkileşim kesitini hesapladı (Turner, 2017). Daha önce, çapının son derece küçük olması nedeniyle nötrinin tespiti imkansız olduğuna inanılıyordu. Ancak, tarih bunun aksini gösterdi. Pontecorvo 1946'da kloru potansiyel bir nötrino tespit yöntemi olarak kullanmayı önerdi.



Ayrıca, güçlü nötrino üreticileri olarak güneşi ve fisyon reaktörlerini belirtti (Turner, 2017). Ardından gelen reaksiyonun gözlemlenmesi, tespitin temelini oluşturdu.



İki yıl sonra, 1958'de, Goldhaber, Grodzin ve Sunyar, fotonların dairesel polarizasyonunu analiz etmek suretiyle deney kullanarak nötrinoyu belirlemişlerdir. Goldhaber, Grodzin ve Sunyar'ın keşfine göre, nötrinolar kütleleri olmadığı sonucuna varılmıştır (Turner, 2017). Elektronlar, müonlar ve tau parçacıklarını içeren temel parçacıklar ailesi olan lepton ailesi, nötrinoları da içermektedir. Elektriksel olarak nötr olduklarından, sadece yerçekimi ve zayıf nükleer kuvvet aracılığıyla etkileşime girerler. İlgili yüklü leptonlara göre, nötrinolar üç farklı türdedir gelir: elektron nötrinoları, müon nötrinoları ve tau nötrinoları (Fisher vd., 1999).

Çok uzun bir süre boyunca nötrinoların kütleli olmadığı düşünülüyordu. Ancak yekleşik on yıl önce gerçekleştirilen birçok çalışma nötrinoların aslında son derece küçük bir

kütleleri olduğuna dair ikna edici kanıtlar ortaya koymuştur. Nötrinolarla kütleleri konusundaki anlayışımızdaki önemli bir gelişme, nötrino salınımının keşfi önemlidir. Nötrinoların uzayda seyahat ederken bir türden diğerine geçme olayına nötrino salınımı denir. Bu salınım nötrinoların kütleli olması durumunda gerçekleşebilir. Nötrino salınımının keşfi nedeniyle, nötrinoların birden fazla türde farklı kütlelere sahip olmaları gerekmektedir (Fisher vd., 1999).

Neutrino bireysel kütleleri bilinmemekle birlikte farklı türlerinin kütle farklılıkları, salınımla ilgili çalışmalardan elde edilen deneysel sonuçlara göre bilinmektedir. Bu çalışmalar, neutrino'ların mutlak kütlelerini belirlemeye çalışmaktadır, ki bu, temel fizik konuları hakkında önemli bilgiler sunabilir örneğin, kara madde yapısını ve evrenin başlangıcının içerir. Belirlenmesi gibi kozmosun büyük ölçekli yapısı üzerinde ve galaksilerin doğuşu ve evrimi hakkında aranılan bilgilerde ulaşılabilir. Hem parçacık fiziği hem de astrofizik, neutrino kütleleri konusunda aktif olarak araştırma yapmaktadır (Fisher vd., 1999).

3.6. Neutrino Osilasyonları

Neutrino salınımlarının keşfi standart model dışındaki nötrinoların özelliklerini ortaya çıkarmış olup, son on yılda temel parçacık fizikinde önemli ilerlemeler sağlanmıştır. Özellikle nötrino kütlelerinin sıfır olmadığına doğrudan kanıtı olan salınım fenomeninin keşfi, temel parçacık standart modelinde oldukça önemlidir. Pontecorvo nötrino salınımları kavramını 1957'de önermiş ve bu fenomenin herhangi bir deneysel kanıtı bulunmadan önce ortaya atmıştır (Bellini vd., 2014).

Bu fenomenin yorumlanmasıyla ilgili birçok soru hâlâ cevapsız kalmıştır ilişkili yönler, salınım parametreleri, nötrino kütlesi, kütleli hiyerarşi, leptonik sektörde CP ihlali ve dördüncü, steril bir nötrinonun potansiyel varlığı da dahil olmak üzere son yıllerde deneysel ve teorik araştırmaların birkaç on yıl süresince bile sonuç vermemiştir. Nötrinolar sadece zayıf bir kuvvetle maddeyle etkileşime girdikleri için, kaynakları hakkında bir gözlemciye sağladıkları bilgi neredeyse azdır. Örneğin güneş ve geo-nötrinoları inceleyerek, genel olarak nötrinoların doğası hakkında ve aynı zamanda Güneş ve Dünya'nın iç

yapıları hakkında daha fazla bilgi edinebiliriz (Bellini vd., 2014). Standart Model'e (SM) göre, nötrinolar nötr, kütleli fermiyonlardır.

Sadece diğer parçacıklarla zayıf etkileşimlere sahiptirler. Şimdiye kadar bahsettiğin parçacık, aktif bir nötrino, bir yüklü lepton ile SU(2)_L çiftindedir. Bu nedenle, yüklü ve nötr akım etkileşimlerine katılır ve üç farklı türde bulunur: tau, muon ve elektron. Daha önce belirtildiği gibi, nötrino salınımlarını ilk öne süren kişi Pontecorvo dır. Önerdi kaon sistemlerinde parçacık karışımı gözlemlendikten sonra (Abbar vd., 2022). Bunun nedeni kütle ve aroma öz durumlarının örtüşmemesidir ve Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi bu karışımı parametrize etmek için kullanılabilir (Turner, 2017). Kütle öz durumları ν_1 , ν_2 ve ν_3 olarak, aroma öz durumları ise ν_e , ν_μ ve ν_τ olarak belirtildiğinde, durumların hizalanmasını açıklayan matris şu şekildedir:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \overbrace{\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix}}^{U_{\text{PMNS}}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Önemli olan Majorana fazlarının sadece nötrinoların Majorana doğasının açıkça görüldüğü deneylerde ölçülebileceğini vurgulamaktır, örneğin lepton sayısı ihlal eden süreçlerde olduğu gibi nötrino olmayan çift-beta bozunumu (Turner, 2017). Bu nedenle, salınımla ilgili deneylerde Majorana fazları gözlemlenemez (Akhmedov vd., 2000). Parçacık fizikinin GUT'uyla ilgili olarak, özellikle nötrino kütleleri ve nötrino salınımlarıyla ilgili hipotezli bulunmaktadır. eV düzeyinde gözlemlenen nötrino kütleleri, milyonlarca kez daha ağır olan kuarklar ve yüklü leptonlarla karşılaştırılır ve bu karşılaştırmada Seesaw mekanizması adı verilen genel bir model kullanılır. Seesaw mekanizmasına adını 1981'de Tsutomu Yanagida vermiştir (Akhmedov vd., 2000).

3.7. Seesaw Mekanizması

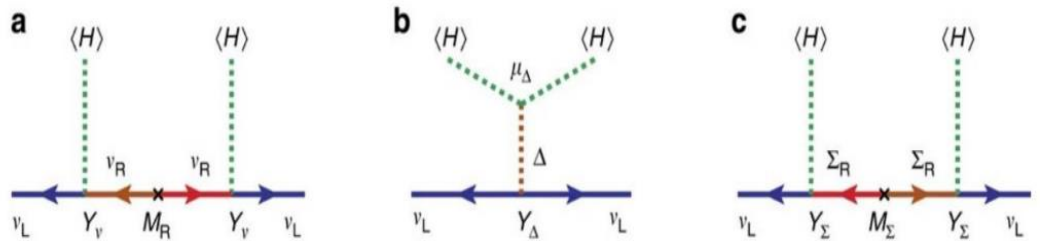
Çok sayıda astrofiziksel ve yeryüzü nötrino aroma osilasyon deneyi nötrinoların çok küçük ancak sıfırdan farklı kütlelere sahip olduklarına dair ikna edici kanıtlar sunmaktadır. En az iki ağır nötrino ile mevcut gözlemler, 2018 tarihli Cai et al. çalışmasında

tanımlanan 3×3 Pon-tecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) matrisi tarafından desteklenen bir karışım yapısını doğrulamaktadır. Bu, aroma osilasyonlarını yasaklayan ve üç kütleli nötrinoları izin veren Standart Model (SM) ile karşıt bir durumdur. Sonuç olarak, SM'nin bu keşifleri hesaba katmak için daha fazla serbestlik derecesi ekleyerek daha kapsamlı bir teoriye genişletilmesi gerekmektedir (Cai vd., 2018).

Tabii ki doğal olarak Dirac kütle terimlerini $m_D \bar{\nu}_L \nu_R$, ve Standart Model'deki diğer temel fermiyonlar için yapıldığı gibi, sağa yönlü (R-H) nötrino durumları (ν_R) tanıtabilirsiniz. Bu "durgun nötrinolar", temel formülasyondaki yeni durumların SM kalibrasyon şarjlarını taşımadığı gerçeği nedeniyle Majorana fermionları olma potansiyeline sahiptir (Cai vd., 2018).

Lepton sayısının (L) açık ihlali ve RH Majorana kütle terimi $M_R(\bar{\nu}_R)^c \nu_R$ bunun en önemli etkileri olacaktır. Bu olasılığın sonucunda, teorik model oluşturma geniş ve yeni fenomenolojiye sahip bir alanı, çarpıcı enerji ölçeklerindeki çarpıştırıcılarla açılır (Cai vd., 2018). Genellikle, muhtemelen elektrozayıf (EW) ölçekten çok daha ağır olan yeni durumları entegre edersek, bu, "Weinberg operatörü" olarak adlandırılır. SM sol el (LH) lepton ikilisi ve Higgs ikilisi, bir vakum beklenti değeri (TeV) $v_0 \approx 246$ GeV ile, elektrozayıf (EW) simetri kırılmasından (EWSB) sonra nötrinolar için bir Majorana kütle terimi üretir (Cai vd., 2018).

Canonical Seesaw Model a = Tip-I, b= Tip-II, c= Tip-III



Şekil.3.5. Tahterevallı mekanizması türleri

3.7.1. Tip-I

Parçacık fiziğinde ‘Seesaw’ terimi Tip-I Seesaw mekanizması adı verilen bir hipotetik mekanizmayı ifade eder. Bu mekanizma, ölçülmüş olan nötrino kütlelerini ve bunların diğer temel parçacıklara kıyasla ne kadar küçük olduklarını açıklamak için kullanılır. Seesaw sürecinin temel prensibi, elektriksel olarak nötr nötrinoların Majorana kütle terimlerine sahip olabilmesidir. Majorana parçacıklarının kendi antiparçacıkları olduğu düşünüldüğünde, bir nötrino ve bir antinötrino aynı şey olabilir. Bunun aksine, diğer çoğu temel parçacığın ayrı parçacıkları ve antiparçacıkları vardır (Brdar vd., 2019).

Sağ ağır nötrinolar, aynı zamanda steril nötrinolar olarak da adlandırılan, parçacık fiziğinin Standart Modeli’ne Tip-I Salınım mekanizması ile tanıtılır. Bu sağ yönlü nötrinolar yerçekimi ile etkileşime girebilirken, sol yönlü nötrinoların yaptığı gibi zayıf nükleer kuvvet aracılığıyla etkileşime giremezler. Tip-I Salınım süreci nötrino kütlelerinin diğer parçacıkların kütleleriyle karşılaştırıldığında neden çok küçük olduğuna dair bir açıklama sunar. Sağ el kurallı ağır nötrinolar, nötrino kütleleri için bir "Denge Tahtası" olarak işlev görür ve ağır kütleler hafif kütleleri bastırır. Bu yöntemin, leptonjenez dahil bir dizi parçacık fiziği olayı için sonuçları vardır. Leptonjenez, evrenin madde-antimadde asimetrisini açıklamak için bir mekanizmadır. Tip-I Denge Tahtası mekanizması iyi bilinen bir teorik çerçeve olmasına rağmen, hala sağ el nötrinoların ve Denge Tahtası mekanizmasının varlığını deneysel olarak kanıtlamak için çabalar sürdürülmektedir (Hambye, 2012).

3.7.2. Tip-II

Salınım mekanizması, daha doğru bir ifadeyle Tip-II Salınım mekanizması, parçacık fiziğinde, deneylerde ölçülen nötrinoların hafif kütlelerine bir açıklama sunan teorik bir çerçevedir. Salınım sürecine göre, Higgs bozonu ile etkileşime girebilen ağır sağ-el nötrinolar vardır ve daha hafif sol-el nötrinolar ile birleşebilirler. Tip-II Salınım mekanizması, standart parçacık fiziği modeline yeni bir skaler alan olan Higgs üçlüsünü ekler (Cai vd., 2018). Sağ-el yüklü leptonlar ve sol-el lepton çiftleri, Higgs üçlü alanı ile etkileşime girerek yeni Yukawa etkileşimleri oluşturur. Hem hafif hem de ağır nötrinoların kütleleri,

bu etkileşimler tarafından üretilirki genellikle elektrozayıf ölçeğin birkaç merteye üstünde olan büyük Majorana kütleleri, ağır sağ-el nötrinolar tarafından elde edilir (Barrie vd., 2022).

Ağır ve hafif nötrinoların Seesaw mekanizmasındaki hiyerarşik yapısı, gözlemlenen nötrino kütlelerinin neden çok küçük olduğunu açıklar. "Seesaw" etkisi aracılığıyla, ağır nötrino kütleleri hafif nötrino kütlelerini sınırlar. Bu nedenle, hafif nötrinoların kütleleri Diğer Standart Model parçacıklarınıninkilerden önemli ölçüde daha azdır. Tip-II Seesaw mekanizması, büyük birleşik teoriler ve Standart Model'in süpersimetrik genişlemeleri de dahil olmak üzere farklı teorik modeller bağlamında büyük ilgi görmüştür. Standart Model dışındaki fizikse dair içgörüler sunmanın yanı sıra, mütevazı nötrino kütleleri için doğal bir açıklama sunmaktadır (Barrie vd., 2022).

3.7.3. Tip-III

Ashanujjaman ve Ghosh'unda (2021) belirttiği gibi Standart Model'in alan içeriğine hipersarjasız sahip en az iki nesil sağ el $SU(2)_L$ üçlü fermiyonu eklenmiştir. Higgs alanı, hem sol hem de sağ el parçalara sahip olan bu üçlü fermiyonlarla etkileşime geçer. Higgs alanı ile etkileşimden kaynaklanan üçlü fermiyonlar ile sol el neutrino arasındaki karışım sonucunda küçük Majorana kütleleri neutrino için üretilir. Bir fermiyon üçlüsü, küçük kütlelere sahipken neden nötrinoların kütle hiyerarşisini açıklayabilir, bu da Tip-III Seesaw süreci aracılığıyla tanıtılmıştır. Tip-III Seesaw mekanizmasının fermiyon üçlüsü elektrozayıf etkileşimler aracılığıyla çok leptonik nihai duruma degenler. Standart modeldeki diğer arka planlara kıyasla çok leptonik nihai bozunumun nadir olma avantajı vardır (Kothekar, 2018).

3.7.4. Ters Seesaw

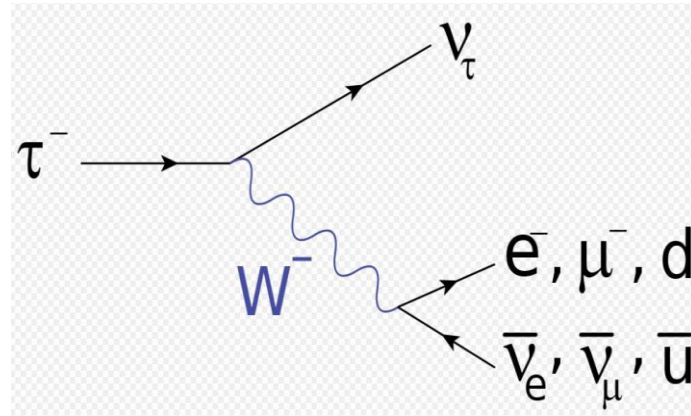
Standart Model (SM) parçacık içeriği aynı zamanda minimal ters-Seesaw modelinde de bulunmaktadır, ki bu model iki 'sağ-elili nötrino' ve iki sterilsiz singlet fermiyonu içermektedir. Bu düzenle Spontan CP ihlali gerçekleştirmek için SM'nin ikinci bir skaler çift ve iki karmaşık skaler singlet ile genişletilmesi gerekmektedir. Yeni sterilsiz fermiyonlar ile skaler singlet bağlantıları kullanılarak bu CP-ihlal etkileri lepton sektörüne başarıyla iletilir. Aktif-sterilsiz nötrino karışımı, tamamen aktif nötrino kütleleri, karışım

açıları ve CP aşamaları arasında bir ilişki bulunan Majorana ve Dirac CP aşamaları arasında belirlenir (Càmara vd., 2021).

Ters Salınca senaryosunda mütevazı lepton sayısı ihlal eden (lepton number violating-LNV) parametreler, nötrino kütesini baskılamak için kullanılır. Bu senaryoda, TeV ölçeğinde (veya altında) RH nötrino kütleleri ve Yukawa kuplajları, küçük Majorana nötrino kütleleri üretmek için kullanılabilir. Elektrozayıf ölçekteki sterlin nötrino kütleleri için, (aktif) hafif nötrinolar ile yeni (sterlin) durumlar arasında önemli bir karışım olabilir. Ters Salınca, yeni Majorana fermiyonlarının SM leptonları ve kalibre bozonları ile etkileşime girmesi nedeniyle SM fenomenolojik çalışmaların ötesine geçen araştırmaları yönlendirmek için ideal bir teorik çerçevedir (Càmara vd., 2021).

3.8. Tau Lepton Fiziği

Elektron ile benzer şekilde, tau leptonu, 1/2 spin ve negatif bir elektrik yüküne sahip elementer parçacıktır (Pich, 1998). Tau aynı kütle ve spine sahip zıt yüklü bir antiparçacığa sahiptir. (τ^-) ve (τ^+) sembolleri sırasıyla tau ve anti-tau parçacıklarını temsil eder (Perl, 1992). Tau leptonlarının ömrü ($2.9 \times 10^{-13} \text{s}$) ve kütlesi ($1776.86 \text{ MeV}/c$) olarak belirlenmiştir (Pich, 1998).



Şekil 3.6. Tau bozunması

Tau parçacıkları, daha büyük kütleleri ve kısa ömürleri nedeniyle elektronlardan daha az bremsstrahlung radyasyonu yayınlamaktadır; çünkü bremsstrahlung, fark edilecek kadar küçüktür ve tau'nun menzili çoğunlukla bozunum süresi tarafından belirlenir. Tau'nun

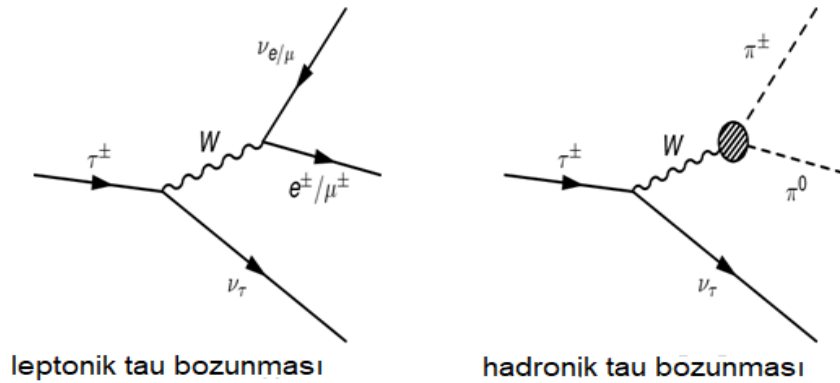
bir eşlenik tau nötrinosu (ν_τ) bulunmaktadır. Hadronlara bozunabilen tek lepton bu dur ve diğer leptonlar gerekli kütlelere sahip değildir (Portolés, 2022).

Hadronik tau bozunum oranları (Davier vd., 2006):

- 1- %25,49 oranında bozulma ile yüklü bir pion, nötr bir pion ve bir tau nötrino için,
 - 2- %10,82 bir yüklü pion ve bir tau nötrinoya bozunma için,
 - 3- %9,26 oranında bir bozunma yüklü bir pion, iki nötr pion ve bir tau nötrinosuna dönüş için,
 - 4- %8,99 üç yüklü pion'a (iki tanesi aynı elektrik yüküne sahip) ve bir tau nötrinoya bozunma için,
 - 5- %2,74 üç yüklü pion (iki tanesi aynı elektrik yüküne sahip) bir nötr pion ve bir tau nötrinosuna bozunma için,
 - 6- 1,04% üç nötr piyon, bir yüklü piyon ve bir tau nötrinosuna dönüşüm için gerektir
- Yaklaşık olarak zamanın %64,79'u boyunca tau leptonu hadronik olarak bozulacaktır (Davier et al., 2006).

Tipik olarak sadece leptonik tau bozunumlarındaki dallanma oranları (Burchat, 1986):

- 1- Bir tau nötrino, elektron ve elektron antinötrino bozunumu için %17,82.
- 2- Bir tau nötrino, muon ve muon antinötrino bozunumu için %17,39.



Şekil 3.7. Leptonik tau bozunması ve Hadronik tau bozunması

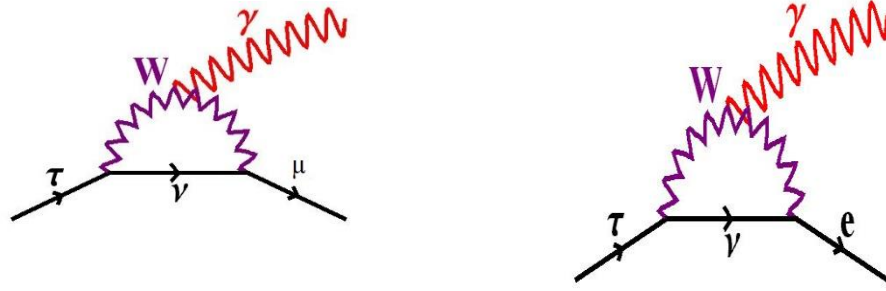
Tablo 3.1. Leptonik ve hadronik bozunmalar

Decay mode	Resonance	$\mathcal{B}$ (%)
Leptonic decays		35.2
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$		17.8
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$		17.4
Hadronic decays		64.8
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$		11.5
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$	$\rho(770)$	25.9
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$a_1(1260)$	9.5
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$	$a_1(1260)$	9.8
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$		4.8
Other		3.3

İki dallanma oranının benzerliği lepton evrenselliğinin bir sonucudur (Lindsay, 2009). Diğer leptonların gerekli kütle eksikliğinden dolayı, sadece tau hadronlara bozunabilir. Hadronik bozunma, diğer tau bozunma tipleri gibi zayıf etkileşim aracılığıyla gerçekleşir.

3.9. Tau Lepton Aroma İhlali (LFV)

Kuark aroma (flavor) karışımı Standart Model (SM) tarafından öngörüldü. Ancak nötrinoların kütesinin ihmal edildiği bir durumu varsaydığımızda, (LFV) tamamen sıfır olur (Gómez vd., 2017). Nötrino osilasyon deneyleri (LFV) nötrino sektörlerinde kesin bir şekilde var olduğunu kanıtlamıştır ki bu da Standart Model (SM) dışındaki fiziksel özelliklerin varlığını göstermektedir. Mevcut ve gelecek araştırmalarda bulunabilecek LFV imzaları, ayrı, ilişkili süpersimetrik düşük ölçekli Tahterevalli modelleri ile tahmin edilmektedir. Bununla birlikte, SM'nin yüklü lepton sektörü, LFV'ye dair herhangi bir kanıt ortaya koymamıştır. Bu da elektron müon ve tau leptonları için bireysel lepton sayılarının değişmediğini göstermektedir (Popov, 2013). Yeni Fizik şüphesiz CLFV'nin deneysel bulgularıyla mümkün olacaktır. Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM) bile nötrino probleminden bağımsız olarak leptonlardaki (leptonların skaler ortakları) nedeniyle yüklü LFV'yi tahmin ede



Şekil 3.8. Tau LFV Süreçleri

bilir (Gómez ve diğerleri, 2017). SM'nin en sevilen SUSY uzantısı MSSM'dir. Yumuşak SUSY-kırılma koşullarını varsaydığımızdır leptonlara ilişkin skaler ortaklar için bir tat uyumsuzluğu yaratırız. Sonuç olarak, SUSY parçacıkları içeren döngüler tarafından aroma ihlali ortaya çıkar.

Nötrino-Yukawa etkileşimleri, elektrozayıf simetri bozulması (EWSB) aracılığıyla nötrino kütlesini üreten birinci tahmin olabilir (Gómez vd., 2017). Ancak bu etkileşimlerin ne kadar olacağı göz önüne alındığında, bunları cLFV gözlemleriyle ilişkilendirmek zor olacaktır. Bu kütler 'Seesaw' süreci ile açıklandığında bu tablo değişir. Seesaw Tip-I, bu sistemlerin en yaygın kullanılanıdır. Bir nötrino zayıf etkileşim sürecinde oluşturulduğunda ve belirli bir mesafe üzerinde yayıldığında aromanın değiştirme olasılığı vardır (Popov, 2013).

Belirli bir nötrino Aroma ortaya çıkışını veya kayboluşunu izleyerek, birçok nötrino deneyi nötrino sektöründeki lepton aroma ihlallerini keşfetme yeteneğine sahip olabilir. Nötrino sektöründeki lepton aroma geçişleri (LFV), yüklü sektörde de ortaya çıkabilir. Bununla birlikte yoğun deneysel araştırmalara rağmen Standart Modelde (SM) yüklü lepton sektöründeki LFV'nin varlığına dair herhangi bir kanıt bulunmamaktadır (Popov, 2013). Gözlemlenebilir maddelerle ilgili olarak, tüm önceki ve devam eden araştırmalar aracılığıyla yüklü lepton aroması ihlalleri (CLFV) ile ilgili sadece üst sınırlar rapor edilebilir. Tau için dalga oranını ve LFV'yi incelemiştir (Gómez vd., 2017).

Table 3.2. BABAR’da $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow e\gamma)$ için deneysel limit

Ölçülür	Deney Sınırı
$BR(\tau \rightarrow \mu\gamma)$	$< 4.2 \times 10^{-8}$
$BR(\tau \rightarrow e\gamma)$	$< 3.3 \times 10^{-8}$

Kullanılan Programlama ve Analiz Araçları:

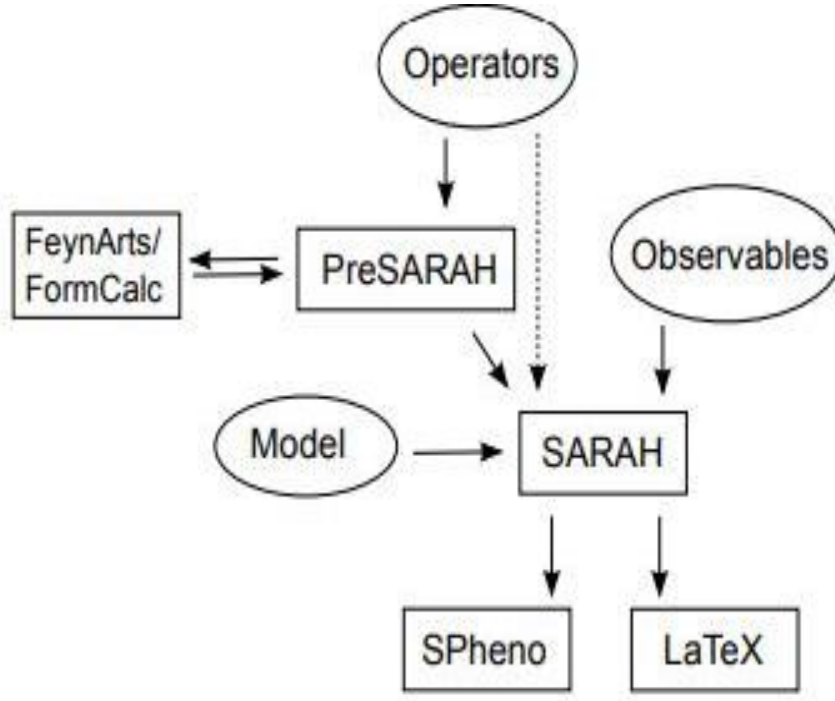
SARAH: Parçacık fiziği standart modelinin (SM) en iyi motive edilmiş uzantılarından biri hala süpersimetridir (SUSY). MSSM yani Minimum Supersimetri Standart Modeli, uzun yıllar boyunca yoğun bir araştırma konusu olmuş ve ek birçok parçacığın varlığını öngörmüştür. Ancak şu ana kadar, bu parçacıklardan herhangi birinin LHC’de keşfedilmiş bir izine rastlanmamıştır (Staub, 2013). Standart Model’deki Higgs bozonuyla benzer özelliklere sahip bir parçacık keşfedilmiştir ve kütlesi yaklaşık 126 gigaelektronvolt olarak bulunmuştur. Uzatılmış Higgs sektörü modelleri, SM’ye benzer Higgs bozonu kütlesini artırma yeteneğine sahip olmanın yanı sıra daha zengin çarpışma olayları ve belki de karanlık madde adayları üretme potansiyeline sahiptir (Staub, 2013). Sonuç olarak, MSSM’nin çeşitli uzantılarının fenomenolojik unsurlarını incelemek büyüleyicidir. Ancak yeni modellerin kütle spektrumunu, karanlık madde kalıntılarının yoğunluğunu hesaplayan veya çarpışma araştırması yürüten bilgisayar programlarına dahil edilmesi genellikle zahmetli bir iştir (Staub, 2013). Model geliştirme ile yeni modeller için kesin sayısal sonuçlar elde etmek amacıyla iyi bilinen bilgisayar tekniklerinin uygulanması arasındaki bu boşluğu kapatmak amacıyla Matematik paketi SARAH geliştirilmiştir. SARAH’ı temel önerisi yeni bir süpersimetrik modelin Staub’un (2013) belirttiği gibi gauge yapısını, parçacık içeriğini ve süperpotansiyeli birlikte belirleyerek ve aynı zamanda gauge simetri bozulmasını tanımlayarak hızlı ve basit bir şekilde geliştirilebileceğidir. Tadpole denklemleri, renormalizasyon grup denklemleri (RGE’ler), kütlesi matrisleri ve köşeler, SARAH tarafından bu veriler kullanılarak türetilmiştir. Ayrıca, SARAH, tek döngü düzeltmeleri ile birlikte 1 ve 2 nokta fonksiyonları için ifadeleri hesapmaktadır (Staub, 2013). SARAH modelin tüm verilerini LATEX dosyalarına yazabilir veya FeynArts, WHIZARD ve CalcHep/CompHep gibi karanlık madde araştırma araçları için model dosyaları üretebilir. Bir döngü düzeltilmiş kütle spektrumunu belirlemek ve iki döngü RGE değerlendirmesi yapmak için Sarah, ilk

mevcut ‘spektrum üretici’ haline gelmiştir (Staub, 2013). Fortran koduna dönüştürülebilir ve ardından belirli bir model için tam bir spektrum üretici sağlamak için Spheno ile derlenebilir. Yeni modelin bir GUT modeline gömülmesi, Spheno ve SARAH arasında bir arayüz oluşturarak parametreler üzerinde kısıtlamalar ve ilişkilerin uygulanmasına olanak tanır. Bu yeni modelin çeşitli yönlerini araştırmayı kolaylaştırır (Staub, 2013). Ayrıca doğru gözlemlerin doğrulanması ve belirli bir model için tüm kütlelere yönelik tüm 1-loop düzeltmelerini içeren kapsamlı bir kütleli spektrum hesaplamasını içeren parametre çalışmaları için genellikle önemli olan ek konuları ele alır (Staub, 2013).

SPHENO : Spheno dizi etkili alan teorilerini, anomalili aracılı süpersimetri kırılması, ölçü aracılı süpersimetri kırılmasını ve minimal süperçekim (Porod, 2003) dahil olmak üzere yüksek ölçekli teorilerde süpersimetrik parçacık spektrumunu doğru bir şekilde hesaplamak için kullanılır. Kullanıcı tanımlı sınır koşullarını belirleyerek, araç sayısal olarak renormalizasyon grup denklemlerini iki döngü düzeyine kadar çözer. Kütleler için tek döngü formülleri tam olarak kullanılırken, nötr Higgs bozonları ve μ parametresi için iki döngü katkıları da dahil edilmiştir. Süpersimetrik parçacıkların ve Higgs bozonlarının bozunum genişlikleri ve dallanma oranlarının hesaplaması elde edilen kütleler ve karışım matrislerine dayanarak gerçekleştirilir (Porod, 2003).

FlavorKit : Standard Model’in kapsamının ötesindeki aroma gözlemlerini incelemek için tasarlanmış bir araç takımına ‘FlavorKit’ adı verilmiştir. FlavorKit, çeşitli modellerde aroma gözlemlerini öngörmeyi sağlar ve belirli bir modele sınırlı değildir (Vicente, 2016). İlgili operatörlerin Wilson katsayıları için genel analitik formülasyonları kullanarak, FlavorKit temel işlevselliği aracılığıyla birçok lepton ve kuark aroma gözleminin hesaplanmasına izin verir (Vicente, 2016). Yapılandırma, kullanıcı tarafından tanımlanan modelde gözlemlenmesinin hem analitik hem de sayısal hesaplamasına olanak tanır, çünkü genel olarak kullanılan SARAH ve SPHENO kodlarına dayanmaktadır. Gerekirse kullanıcılar temel işlevsellikleri aşmak için kendi operatörlerini ve/veya gözlemlerini tanımlama seçeneğine sahiptir (Vicente, 2016). Bu amaçla PreSARAH Mathematica paketi oluşturulmuştur.

Bu program, FeynArts ve FormCalc kullanarak ağaç ve 1-döngü düzeyinde gerekli Wilson katsayıları için genel formülleri hesaplar. Yeni gözlemlerin kullanıcı tarafından uygulanması da kolaydır (Vicente, 2016).



Şekil 3.9. Analitik ve sayısal süreçler

4. ARAŞTIRMA ve BULGULAR

Bu çalışmada üç sağ yönlü nötrino ve onların SUSY ortaklarıyla genişletilmiş MSSM Seesaw Tip-I üzerinde odaklanılmaktadır (Li ve Wang, 2020). İki bozunumu ($\tau \rightarrow e + \gamma$ ve $\tau \rightarrow \mu + \gamma$) inceleyeceğiz, burada şarjlı lepton sektöründe LFV etkilerinin tespit edilebilmesi öngörülmektedir (Li ve Wang, 2020). Seesaw mekanizması nötrino kütlelerini dahil etmek için basit ve çekici bir yaklaşım sunmaktadır. Standart Model'deki (SM) kuark sektörü gibi şarjlı lepton sektörü de sağ yönlü nötrinolar için ek bir Yukawa matrisi nedeniyle lepton aroma ihlalleri (LFV'ler) yaşamaktadır. Ancak LFV süreçleri sadece bir nötrinoyu içeren döngü aracılığıyla gerçekleşmekte ve küçük nötrino kütleleri tarafından baskılanmaktadır (Lopez-Fogliani, 2010). Son yıllarda yapılan önemli deneysel ilerlemeler nedeniyle, model parametrelerinin izin verilen aralıkları önemli ölçüde değişmiştir. En önemli gelişme, Temmuz 2012'de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) yaklaşık 126 GeV olarak belirlenen bir Higgs bozonunun keşfidir. Bu durumda süper potansiyel şu şekilde yazılabilir (Chang vd., 2017):

$$W = -y_u \hat{u}_R \hat{H}_u \hat{Q} + y_d \hat{d}_R \hat{H}_d \hat{Q} + y_l \hat{l}_R \hat{H}_d \hat{L} + \mu \hat{H}_u \hat{H}_d + \frac{1}{2} M_R \hat{\nu} \hat{\nu} + y_\nu \hat{\nu} \hat{L} \hat{H}_u \quad (4.1)$$

y_u : Yukarı kuarklar aşağı kuarklar için Yukawa eşleşme sabiti

y_ν : Yukawa nötrino eşleşmesi

y_l : Leptonlar için Yukawa bağlanma sabiti

$\hat{u}_R$: Sağ yukarı kuark süper alanı

$\hat{d}_R$: Aşağı doğru kuark süper alanı

M_R : Ağır Majorana nötrino kütleleri (sağ yönlü nötrino kütlesi)

y_d : Yukawa birleştirme sabiti

μ : Higgsino kütlesi

$\hat{Q}$: Sol kuark süper alanı

$\hat{l}_R$: Sağ lepton süper alanı

Yumuşak süper simetri kırılması süpersimetrik alan parçacıklarının kütle terimlerinin yanı sıra süpersimetrik fermiyonlar ve Higgs alanı arasındaki üçlü birleştirme sabitleriyle sonuçlanır. Süpersimetrik lepton sektöründeki kütle terimleri aşağıdaki denklem gibi yazılabilir (Gahan ve Francis, 2020):

$$-\mathcal{L}_{soft, lepton} = \sum_{i=gen} \mathbf{m}_{\tilde{L}_i}^2 \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_i + \mathbf{m}_{\tilde{L}_{Ri}}^2 \tilde{L}_{Ri}^\dagger \tilde{L}_{Ri} + \mathbf{m}_{\tilde{\nu}_{Ri}}^2 \tilde{\nu}_{Ri}^\dagger \tilde{\nu}_{Ri} + \sum_{i,j=gen} \mathbf{A}_{ij}^l y_{ij}^l \tilde{L}_{Ri} H_d \tilde{L}_j + \mathbf{A}_{ij}^\nu y_{ij}^\nu \tilde{\nu}_{Ri} H_u \tilde{L}_j + h.c. \quad (4.2)$$

$\mathbf{m}_{\tilde{L}_i}^2$, $\mathbf{m}_{\tilde{L}_{Ri}}^2$, $\mathbf{m}_{\tilde{\nu}_{Ri}}^2$: Süpersimetrik leptonların kütle terimlerinin karesi.

i, j : sıra sayısını belirtir.

$\mathbf{T}_{ij}^l = \mathbf{A}_{ij}^l y_{ij}^l$, $\mathbf{T}_{ij}^\nu = \mathbf{A}_{ij}^\nu y_{ij}^\nu$: $\mathbf{A}_{ij}^l$, $\mathbf{A}_{ij}^\nu$: Üçlü bağlantının şartları.

h . c: Hermit konjugasyonu.

Majorana kütlelerinin MSUSY'den büyük olduğunu varsayıyoruzki bu nedenle uygun nötrinoların entegre edilmesi ve MSUSY'ye hiçbir şekilde katkıda bulunmaması gerekmektedir. Bu ise iki sol-lepton süperalanını iki yukarı-Higgs süperalanı ile birleştiren Weinberg operatörünü üretecektir (Gahan ve Francis, 2020)

$$\frac{1}{2} W_{op} \hat{L} \hat{L} \hat{H}_u \hat{H}_u \quad (4.3)$$

Büyük M_R , lepton sayısını ihlal eden Weinberg operatörünü bastırır. Yumuşak simetri kırılmasının ardından sola doğru hafif nötrinolardan oluşan bir Majorana kütlesi oluşur:

$$m_\nu = -\frac{v_u^2}{2} (y_\nu)^T (M_R)^{-1} y_\nu \quad (4.4)$$

Düşük nötrino kütleleri M_R ölçeğinin çok yüksek olduğunu gösterir. Elektrozayıf simetri kırıldıktan sonra bu terim nötrino kütle matrisini verir. Burada $VEV \simeq 174$ GeVdur (Jana vd., 2018).

Kısıtlı MSSM'yi kullanarak Büyük Birleşik Teori'deki (GUT) küresel koşulları varsaydığımızda: m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$, $sign(\mu)$ için (Gahan ve Francis, 2020).

Yumuşak Gaugino kütleleri ortak bir değerde birleşiyor ise: $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$.

Yumuşak Gaugino kütleleri ortak bir değerde birleşiyor ise: $m_{\tilde{L}_R}^2 = m_{\tilde{L}}^2 = m_{\tilde{\nu}}^2 =$

$$m_0^2 \text{ I } \& m_{\tilde{H}_u}^2 = m_{\tilde{H}_d}^2 = m_0^2$$

Doğrusal üçlü bağlantıların terimleri ortak bir değerde ise: $A_l = A_d = A_u = A_\nu = A_0$.

Higgs vakum istisna değerlerinin oranı $\tan\beta$ ve Higgs karışım teriminin işareti (Higgs kütle terimi) işareti(μ) elektrozayıf ölçekte olup.

Yumuşak süper potansiyel kırılma terimlerinin elektrozayıf ölçekteki tüm değerleri, Renormalizasyon Grubu Denklemleri (RGE'ler) aracılığıyla elde edilir (Gahan ve Francis, 2020).

Renormalizasyon Grubu Denklemleri ve Lepton Aroma İhlalleri:

Süpersimetrik Seesaw Tip-I modelinin iki parametresi, Yukawa nötrino eşleşme matrisi y_ν ve sağ yönlü nötrino kütle matrisi M_R 'dir. Sol yönlü slepton kütle matrisine LFV'nin sol yönlü slepton sektöründe meydana gelen RGE'lerden ek bir katkı gelir (Brdar et al., 2019). Sağ yönlü slepton kütle matrisi, logaritmik-onlu yaklaşıma herhangi bir katkı getirmez. Doğrusal triplet eşleşme terimleri yüklü lepton kütleleri tarafından baskılanır:

$$\Delta m_L^2 = -\frac{1}{8\pi^2} m_0^2 \left\{ 3 + \frac{A_0^2}{m_0^2} \right\} Y_\nu^\dagger Y_\nu \log \left(\frac{M_{GUT}}{M_R} \right) \quad (4.5)$$

$$\Delta T_l^2 = \frac{-3}{8\pi^2} A_0 Y_l Y_\nu^\dagger Y_\nu \log \left(\frac{M_{GUT}}{M_R} \right)$$

$$\Delta m_e^2 = 0$$

$$; \frac{A_0}{m_0} = const = a_0 \Rightarrow A_0 = a_0 m_0$$

y_ν 'de büyük karışımı içeren modeller elde edilmiştir (Abada et al., 2012):

$$y_\nu = D_u U_{PMNS}^\dagger \quad (4.6)$$

y_ν : Yukawa nötrino çiftleşme matrisi.

D_u : Üst kuark için Diagonal Yukawa çiftleşme matrisi.

U_{PMNS} : Leptonik karışım matrisi.

Bu senaryoda karışım matrisi Majorana matrisinin diyagonal olduğu kuark durumuna benzer bir şekilde Dirac etkileşimlerinde ortaya çıkar. Ardından PMNS matrisi y_ν için deki karışımı kontrol eder.

$$(M_{R1}, M_{R2}, M_{R3}) = (4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 5.9 \times 10^{14} \text{ GeV})$$

Ayrıca yumuşak SUSY kırılma terimleri A_0 , m_0 , ve $m_{1/2}$ ile $\tan\beta$ serbest parametrelerdir. Araştırmadaki nihai değişkenler: y_ν , M_R , $m_{1/2}$, A_0 , m_0 , $\text{sign}(\mu)$, $\tan\beta$ 'dir.

Hesaplamalarımızda yumuşak simetri kırılma terimleri, kullanılan modelin en hafif süpersimetrik parçacığının nötralino olduğu gibi birkaç teorik ve deneysel koşulla sınırlandırılmıştır (Gahan ve Francis, 2020). Yüksek Majorana nötrino kütleleri için degeneratif durumu düşünerek: $(M_{R1}, M_{R2}, M_{R3}) = (4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 5.9 \times 10^{14} \text{ GeV})$ dir. Büyük Birleşik Teori'nin enerji ölçeği $M_{\text{GUT}} = 2 \times 10^{16} \text{ GeV}$ olarak sabitlenmiştir. Süpersimetrik kırılma ölçeği ise $M_{\text{susy}} = 10^3 \text{ GeV}$ olarak sabitlenmiştir.

Yukawa birleştirme matrisi için iki durumu inceleyeceğiz:

Maksimum (PMNS) durum için Yukawa birleştirme matrisi:

Denklem (4.1) 'den nötrinoların ve yukarı kuarkların yukarı Higgs alanına bağlandığını görüyoruz. Yani yukarı kuarklar ve nötrinolar için Yukawa birleştirme matrisleri birbirleriyle ilişkilidir. Bu senaryoda Yukawa birleştirme matrisini şu şekilde yazabiliriz (Girrbach vd., 2010):

$$y_\nu = \begin{pmatrix} y_u & 0 & 0 \\ 0 & y_c & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \cdot U_{PMNS}^\dagger \quad (4.7)$$

Burada U_{PMNS} leptonik karışım matrisidir. y_u , y_c , y_τ yukarı, çekicilik ve üst kuarkların Yukawa eşleşmeleridir (Girrbach vd., 2010).

UPMNS matrisi θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} karıştırma açılarıyla şu şekilde yazılır:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{i\delta_{CP}} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{13}S_{23}e^{i\delta_{CP}} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{13}S_{23}e^{i\delta_{CP}} & C_{13}S_{23} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}S_{13}S_{23}e^{i\delta_{CP}} & -C_{12}S_{23} - S_{12}S_{13}C_{23}e^{i\delta_{CP}} & C_{13}C_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\theta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\theta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Burada δ_{CP} Dirac CP-ihlali aşamasıdır. $C_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$, $S_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$ (Girrbach ve diğerleri, 2010). Tablo 1, nötrinötrino kütlelerinin normal düzenindeki (normal hiyerarşi) karışım meleklerinin değerlerini göstermektedir. Bu değerler 3-nötrino karışım şemasına dayalı veri analizleri yoluyla elde edilebilir (Group vd., 2022).

Tablo 4.1. Nötrino kütlelerinin normal sırasına göre nötrino karışım açıları değerleri

Parametre	Değer
$\sin^2(\theta_{12})$	0.307 ± 0.013
$\sin^2(\theta_{23})$	$0.547 \pm_{0.024}^{0.018}$
$\sin^2(\theta_{13})$	0.0220 ± 0.0007

Tüm karmaşık aşamaları sıfıra ayarladık, dan sonra denklem (4.7) ve Tablo 4.1'den U_{PMNS} elemanlarının sayısal değerlerini hesaplayabiliriz:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 0,82 & 0,55 & 0,15 \\ -0,461 & 0,50 & 0,73 \\ 0,33 & -0,68 & 0,67 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

y_u matrisi için bir durumu ele alacağız:

$y_t=1$ fermiyonlar için Yukawa eşleşmesi $y_f = \frac{\sqrt{2}}{v} m_f$ olduğunda v , Higgs alanının vakum beklenti değeridir (Negrini, 2021). O zaman $y_u = 1,44 \times 10^{-5}$, $y_c = 7.30 \times 10^{-3}$ olup. Denklem (4.6)'dan nötrinolar için Yukawa birleştirme matrisinin sayısal değerlerini bulabiliriz:

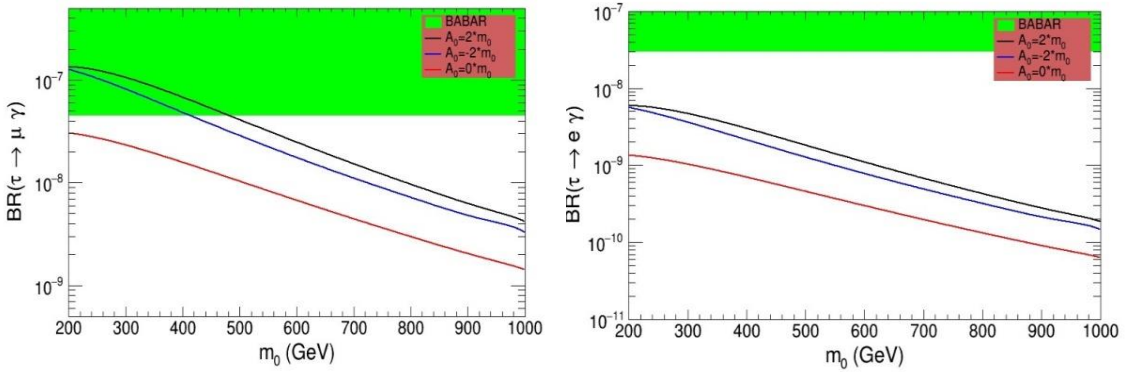
$$y_u = \begin{pmatrix} 1.18 \times 10^{-5} & -0.66 \times 10^{-5} & 0.48 \times 10^{-5} \\ 4.02 \times 10^{-3} & 3.65 \times 10^{-3} & -4.96 \times 10^{-3} \\ 0.15 & 0.73 & 0.67 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Bu durumdaki M_R değerleri ise şöyledir : $(M_{R1}, M_{R2}, M_{R3}) = (4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 4.0 \times 10^9 \text{ GeV}, 5.9 \times 10^{14} \text{ GeV})$ (Girrbach ve diğerleri, 2010).

4.1. BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$)'nin m_0, A_0 Fonksiyonu Olarak İncelenmesi

Giriş parametrelerini şu şekilde sabitledik: $\tan(\beta)=5$, $A_0 = 0^*m_0, \mp 2^*m_0 \text{ GeV}$, $m_{1/2}=200 \text{ GeV}$, $\text{sign}(\mu)>0$, ve $M_{\text{SUSY}}=1000 \text{ GeV}$. BR($\tau \rightarrow e \gamma$), ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) değişikliklerini m_0 'un kontürü olarak çizdiğimizde, şekil (4.1) elde ettik. BR($\tau \rightarrow e \gamma$), ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) değerlerinin m_0 'un değerleri 200'den 1000 GeV'a çıkarken azaldığını fark ettik.

$A_0 = \mp 2^*m_0 \text{ GeV}$ için BR($\tau \rightarrow e \gamma$) en iyi değeri (6×10^{-9}) olarak elde edilirken $m_0 = 200 \text{ GeV}$ "Sol panel". $A_0 = \mp 2^*m_0 \text{ GeV}$ için BR($\tau \rightarrow \mu \gamma$) en iyi değeri ise yaklaşık (1×10^{-7}) olarak, $m_0 = 200 \text{ GeV}$. Aynı zamanda BR($\tau \rightarrow \mu \gamma$), $m_0 \leq 500 \text{ GeV}$, $A_0 = 2^*m_0 \text{ GeV}$ ve $m_0 \leq 400 \text{ GeV}$, $A_0 = -2^*m_0 \text{ GeV}$ durumlarında BABAR'ın hassasiyeti içinde 'Sağ panel'. BR($\tau \rightarrow e \gamma$) ise BABAR hassasiyetinin dışında.

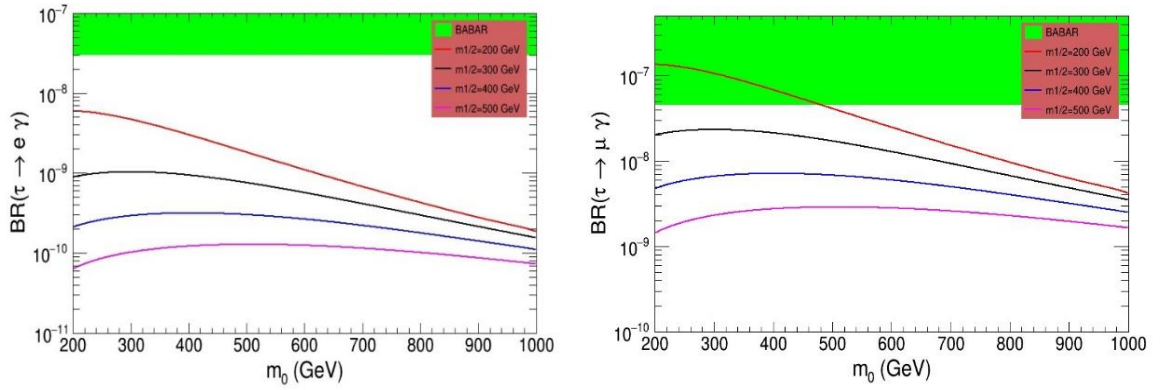


Şekil 4.1. BR ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) 'nın m_0, A_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi

Şekil 4.1. m_0 'un işlevi olarak BR($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) üst sınırı, $\tan(\beta)=5$, $A_0 = 0^*m_0, \mp 2^*m_0 \text{ GeV}$, $m_{1/2}=200 \text{ GeV}$, $\text{sign}(\mu)>0$, $M_{\text{SUSY}}=1000 \text{ GeV}$. $A_0 = 0^*m_0$ kırmızı çizgide, 2^*m_0 siyah çizgide ve -2^*m_0 mavi çizgide. Yeşil bölge, BABAR'ın %90 CL Güven Aralığındaki deneysel sınırıdır.

4.2. m_0 ve $m_{1/2}$ 'nin İşlevi Olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ İnceleniyor

Giriş parametrelerini aşağıdaki gibi sabitledik: $\tan(\beta)=5$, $A_0=2*m_0\text{GeV}$, $m_{1/2}=(200, 300, 400, 500)$ GeV, $\text{sign}(\mu)>0$ ve $M_{\text{SUSY}}=1000\text{GeV}$. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişimlerini m_0 fonksiyonu olarak çizdiğimizde, (4.2) şeklini elde ettik. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, m_0 'ın 200 ila 1000 GeV arasındaki değerlerini artırarak azalmaktadır. En iyi $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değeri $m_{1/2}=200$ GeV'de (6×10^{-9}) 'dur, burada $m_0 = 200\text{GeV}$ "Sol panel". En iyi $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değeri $m_{1/2}=200$ GeV'de (1×10^{-7}) 'dir, burada $m_0 = 200\text{GeV}$ 'Sağ panel'. Ayrıca hem $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ hem de BR 'nin($\tau \rightarrow \mu \gamma$) $m_{1/2}$ 'nin 200 ila 500 GeV arasındaki değerlerini artırtığında azalmaktadır.



Şekil 4.2. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nın m_0 ve $m_{1/2}$ fonksiyonu olarak incelenmesi

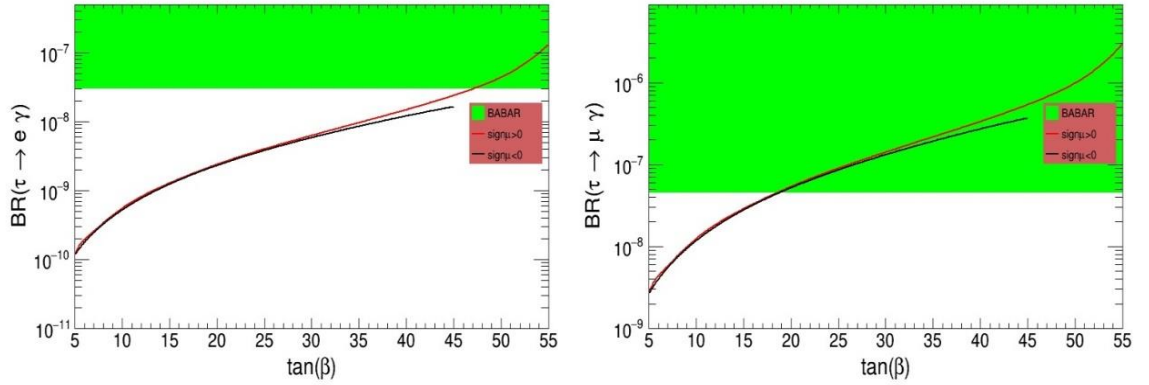
Şekil 4.2. m_0 , $\tan(\beta)=5$ fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$, $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ üst sınırı, $A_0=2*m_0\text{GeV}$, $m_{1/2}=(200, 300, 400, 500)$ GeV, $\text{sign}(\mu)>0$, $M_{\text{SUSY}}=1000\text{GeV}$. $m_{1/2}=200$ GeV kırmızı çizgide, $m_{1/2}=300$ GeV siyah çizgide, $m_{1/2}=400$ GeV mavi çizgide ve $m_{1/2}=500$ GeV pembe çizgide. Yeşil bölge BABAR'ın %90 CL (güven aralığı) deneysel sınırını göstermektedir

4.3. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$, $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin $\tan(\beta)$ 'nın Fonksiyonu Olarak İncelenmesi

Girdi parametrelerini şu şekilde sabitledik: $m_0=500\text{GeV}$, $A_0=2*m_0\text{GeV}$, $m_{1/2}=500\text{GeV}$, $\text{sign}(\mu)<0$, $\text{sign}(\mu)>0$, ve $M_{\text{SUSY}}=1000\text{GeV}$. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişimlerini $\tan(\beta)$ fonksiyonu olarak çizdiğimizde, Şekil (4.3) 'ü elde ettik.

$BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, $\tan(\beta)$ değerlerini 5'ten 55'e çıkardıkça artmaktadır ve her iki durumda da $\tan(\beta) \leq 45$ 'te $\text{sign}(\mu) > 0$ ve $\text{sign}(\mu) < 0$ için oldukça değerler yakındır.

$\text{Sign}(\mu) > 0$, $m_{1/2} = 500 \text{ GeV}$ için $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerinin en iyi değeri (1×10^{-7}) olarak bulunmuştur, burada $\tan(\beta) = 55$ "Sol panel". Ayrıca, $\text{Sign}(\mu) > 0$, $m_{1/2} = 500 \text{ GeV}$ için $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerinin en iyi değeri (3×10^{-6}) olarak bulunmuştur, burada $\tan(\beta) = 55$ 'Sağ panel'. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri $\tan(\beta) = 47$ ve $\text{sign}(\mu) > 0$ için BABAR'ın hassasiyeti içindedir 'Sol panel'. Ayrıca, $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri $\tan(\beta) = 18$ ve $\text{sign}(\mu) > 0$, $\text{sign}(\mu) < 0$ için BABAR'ın hassasiyeti içindedir.



Şekil 4.3. $\tan(\beta)$ 'nin fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin incelenmesi

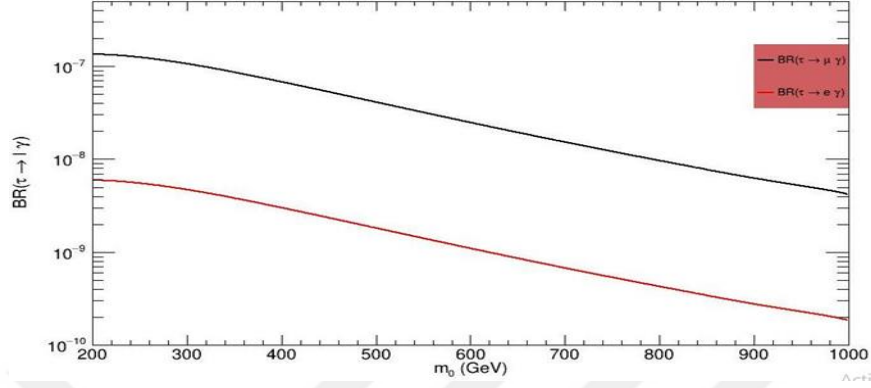
Şekil 4.3. $\tan(\beta)$ 'nin fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin üst sınırı, $m_0 = 500 \text{ GeV}$, $A_0 = 2 * m_0 \text{ GeV}$, $m_{1/2} = 500 \text{ GeV}$ ve $M_{\text{SUSY}} = 1000 \text{ GeV}$. Siyah çizgide $\text{işaret}(\mu) < 0$ ve kırmızı çizgide $\text{işaret}(\mu) > 0$, yeşil bölge BABAR'ın %90 CL'deki deneysel sınırıdır

4.4. BR 'nin $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ m_0 'ın Fonksiyonu Olarak İncelenmesi

Bu durumda, giriş parametrelerinin değerleri aşağıdaki gibi lenmiştir: $\tan(\beta) = 5$, $A_0 = 2 * m_0 \text{ GeV}$, $m_{1/2} = 200 \text{ GeV}$, $\text{sign}(\mu) > 0$ ve $M_{\text{SUSY}} = 1000 \text{ GeV}$. m_0 'nun bir fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow \ell \gamma)$ değişikliklerini çizdiğimizizde, şekil (4.4) 'ü elde ederiz. Şu gözlemleri yapıyoruz:

m_0 değerleri 200 ila 1000 GeV arasında arttıkça, hem $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ hem de $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri azalmaktadır. $m_0 = 200 \text{ GeV}$ 'de, $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için en iyi değer 1×10^{-7} 'siyah

çizgi' ve $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ için en iyi değer 6×10^{-8} "kırmızı çizgi"dir. $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma) > BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerlerine sahiptir.



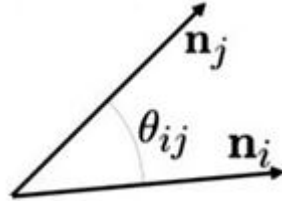
Şekil 4.4. BR 'nin $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ m_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi

Şekil 4.4. m_0 'nun bir fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$. $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ siyah çizgide ve $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ kırmızı çizgide gösterilmiştir. BR 'nin en iyi değeri kanal için $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'dedir.

Aroma Uzayındaki Nötrino için Yukawa Çiftleşme Matrisi:

Lepton aroma uzayındaki Yukawa nötrino matrisi şu şekilde yazılabilir (Marcano, 2018):

$$y_\nu = \begin{pmatrix} y_{\nu 11} & y_{\nu 12} & y_{\nu 13} \\ y_{\nu 21} & y_{\nu 22} & y_{\nu 23} \\ y_{\nu 31} & y_{\nu 32} & y_{\nu 33} \end{pmatrix} \equiv f(n_e, n_\mu, n_\tau) \quad (4.11)$$



Parametre f , nötrinin Yukawa eşleşme şiddetini temsil ederken (n_e, n_μ, n_τ) aroma uzayındaki üç genel nötrino ışın bileşenini ifade eder (Marcano, 2018).

$$y_v^T y_v = f \begin{pmatrix} n_e \\ n_\mu \\ n_\tau \end{pmatrix} f(n_e, n_\mu, n_\tau) = f^2 \begin{pmatrix} |n_e|^2 & n_e \cdot n_\mu & n_e \cdot n_\tau \\ n_\mu \cdot n_e & |n_\mu|^2 & n_\mu \cdot n_\tau \\ n_\tau \cdot n_e & n_\tau \cdot n_\mu & |n_\tau|^2 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

(Burda: $n_i \cdot n_j = |n_i| \cdot |n_j| C_{ij}$

$C_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ Nötrinin üç köşeli Aroma cevabı $C_{\tau\mu}$, $C_{e\mu}$, $C_{\tau e}$

İki incelenen mevcuttur (Marcano, 2018):

- İlk durum: Tau-Muon kanalı (τ, μ senaryosu): Tau-Muon durumunu değerlendiriyoruz ($C_{e\mu} = 0$) yani e ve μ dik birbirine: $LFV_{e\mu} = 0 \leftrightarrow n_e \cdot n_\mu = 0 \leftrightarrow C_{e\mu} = 0$

Yani, Elektron x-eksenine göre konumlar, Muon y-eksenine konumlar ve bu durumdan aşağıdaki matris elde edilir (Marcano, 2018):

$$y_v^T y_v = A^T A = f^2 \begin{pmatrix} |n_e|^2 & 0 & |n_\tau| \cdot |n_e| C_{\tau e} \\ 0 & |n_\mu|^2 & |n_\tau| \cdot |n_\mu| C_{\tau\mu} \\ |n_\tau| \cdot |n_e| C_{\tau e} & |n_\tau| \cdot |n_\mu| C_{\tau\mu} & |n_\tau|^2 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Bu nedenle, Yukawa matrisi şu şekilde iki matrisin çarpımı olarak ifade edilde (Marcano, 2018):

$$y_v = \mathcal{O} \cdot A = \mathcal{O} \cdot f \begin{pmatrix} |n_e| & 0 & |n_\tau| C_{\tau e} \\ 0 & |n_\mu| & |n_\tau| C_{\tau\mu} \\ 0 & 0 & |n_\tau| \cdot \sqrt{1 - C_{\tau e}^2 - C_{\tau\mu}^2} \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Burada art: $1 > C_{\tau e}^2 + C_{\tau\mu}^2$

Burada $\mathcal{O}$, ortogonal döndürme matrisini temsil eder (bir kare matris, çarpımı ve transpozunu birim matrise eşit olan ve her sütun ve satırın diğerine dik olduğu bir matris).

Bu matris, $y_v^T y_v$ ürününde yer almaz, bu nedenle incelenen cLFV şarjlı leptonik aroması etkilemez (Marcano, 2018). $C_{\tau e} = 0$: olduğunda Tau-Muon kanalı için Yukawa çiftleşme senaryo matrisini elde ediyoruz.

$$y_{\nu\tau-\mu} = \mathcal{O} \cdot A = \mathcal{O} \cdot f \begin{pmatrix} |n_e| & 0 & 0 \\ 0 & |n_\mu| & |n_\tau| C_{\tau\mu} \\ 0 & 0 & |n_\tau| \cdot \sqrt{1 - C_{\tau\mu}^2} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

İkinci durum: Tau-Elektron kanalı (τ, e senaryosu):

Bu durumda, Yukawa bağlanma matrisini y_ν elde ederiz, $C_{\tau\mu} = 0$, $C_{e\tau} \neq 0$, düşünülerek.

Denklem (13) 'te (Marcano, 2018) şu şekilde elde edilir:

$$y_{\nu\tau-e} = \mathcal{O}. A = \mathcal{O}. f \begin{pmatrix} |n_e| & 0 & |n_\tau|C_{\tau e} \\ 0 & |n_\mu| & 0 \\ 0 & 0 & |n_\tau|.\sqrt{1-C_{\tau e}^2} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

şeklinde elde edilebilir:

M_R , f , $|n_e|$, $|n_\mu|$, $|n_\tau|$, $C_{\tau\mu}$, $C_{\tau e}$, $m_{1/2}$, m_0 , a_0 , $\tan \beta$, $\sin(\mu)$ olup

önceki ilişkilere dayalı çözülme kanalları senaryoları, burada $f=1$ olduğu durumu içermektedir.

Nötrinin Majorana kütleleri konusunda, degelere bir durum düşünülmektedir.

$$M_R = M_{R1} = M_{R2} = M_{R3} = 5 \times 10^{-13}$$

Tablo 4.2. Yukawa nötrino çiftleşme matrisi örneği

"Senaryo"	$C_{\tau\mu}$	$C_{e\tau}$	$ n_e $	$ n_\mu $	$ n_\tau $	Yukawa nötrino çiftleşme matrisi için örnek
τ, μ	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0,1	1	1	$y_\nu = f \begin{pmatrix} 0,1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$
τ, e	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	1	0,1	1	$y_\nu = f \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0,1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$

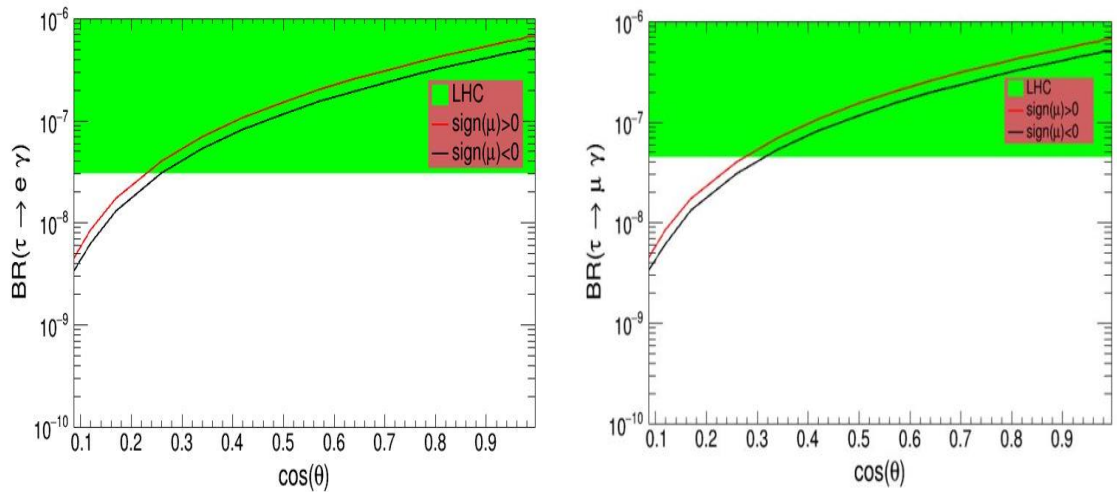
4.5. $\cos(\theta)$ Fonksiyonuyla $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin İncelenmesi

Giriş parametreleri şu şekildedir: $m_0=m_{1/2}=200\text{GeV}$, $A_0=2*m_0\text{GeV}$, $\tan\beta=5$ ve $M_{\text{SUSY}}=1000\text{GeV}$. $\cos(\theta)$ fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişikliklerini çizdiğimizde (4.5) şeklini elde ederiz. Şunu fark ediyoruz:

$BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerini, $\cos(\theta)$ değerlerini 0.087'den 1'e kadar artırıldığında arttırmak ve burada $\text{sign}(\mu)>0$ ve $\text{sign}(\mu)<0$ için kapalıdır.

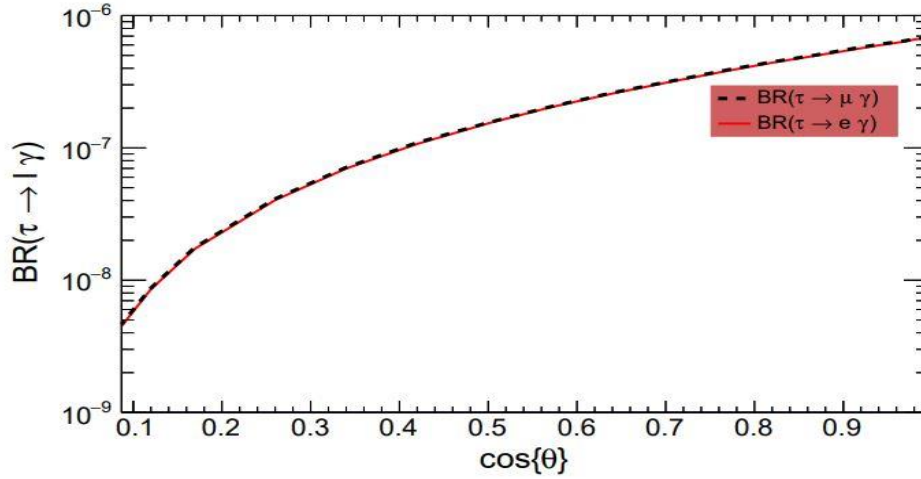
Ayrıca, $BR(\tau \rightarrow e \gamma) > BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ $\text{işaret}(\mu)>0$ (kırmızı çizgi) durumunda. Bu durumda, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ 'nin en iyi değeri $\cos(\theta)\approx 1$ 'de (5×10^{-7}) 'Sol panel', ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin en iyi değeri $\cos(\theta)\approx 1$ 'de (5×10^{-7}) "Sağ panel". $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri, BABAR'ın hassasiyeti içinde olduğunda $\text{işaret}(\mu)>0$ (kırmızı çizgi) ve $\cos(\theta) \geq 0.22$ "Sol panel", $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, BABAR'ın hassasiyeti içinde olduğunda $\text{işaret}(\mu)>0$ (kırmızı çizgi) ve $\cos(\theta) \geq 0.28$ "Sağ panel". Ayrıca, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerinin aynı olduğunu fark ediyoruz.

Bu nedenle $\cos(\theta)$ fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow \ell \gamma)$ değişimini μ işareti > 0 durumu için şekilde (4.6) bu şekil gibi gösterilebilir. $BR(\tau \rightarrow e \gamma) \approx BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerinin benzer olduğuda fark edilmiştir.



Şekil 4.5. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin $\cos(\theta)$ fonksiyonu olarak incelenmesi

Şekil 4.5. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$, $\cos(\theta)$ 'nın fonksiyonu olarak, $\text{işaret}(\mu) > 0$ (kırmızı çizgi) ve $\text{işaret}(\mu) < 0$ 'da (siyah çizgi). Yeşil bölge %90 CL'de BABAR'ın deneysel sınırıdır



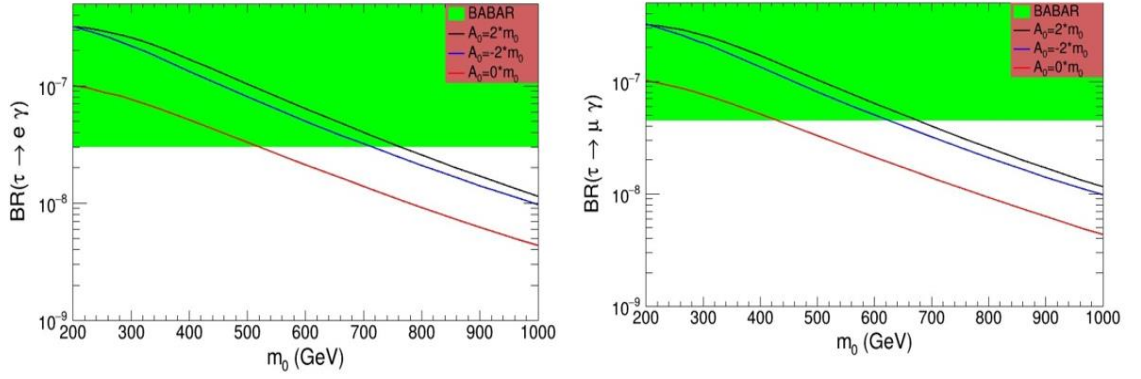
Şekil 4.6. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nın m_0 ve A_0 'ın fonksiyonu olarak incelenmesi

Şekil 4.6. $BR(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$, $\text{işaret}(\mu) > 0$ 'da $\cos(\theta)$ 'nın fonksiyonu olarak. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ kırmızı çizgide ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ noktalı siyah çizgide.

4.6. m_0 ve A_0 'nın İşlevi Olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ Üzerine Çalışma

Giriş parametrelerini şu şekilde sabitledik: $\cos(\theta)=0.71$, $\tan(\beta)=5$, $m_{1/2}=200\text{GeV}$, $\text{sign}(\mu) > 0$ ve $M_{\text{SUSY}}=1000\text{ GeV}$. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişikliklerini m_0 fonksiyonu olarak çizdiğimizde $A_0=0 \cdot m_0$ ve $\mp 2 \cdot m_0$ için şekil (4.7) elde ediyoruz.

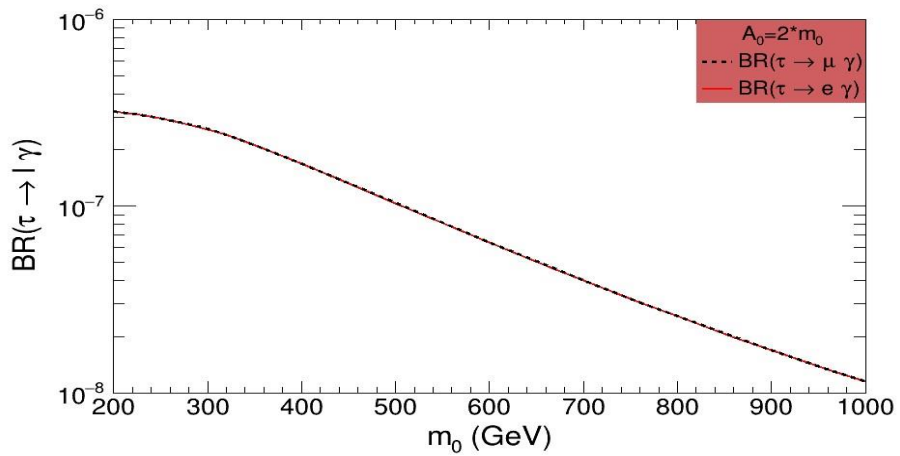
$BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, m_0 'un 200'den 1000 GeV'a kadar artmasıyla azalmaktadır. Ayrıca, $BR(\tau \rightarrow \ell \gamma)$ için en iyi değerler $A_0=+2 \cdot m_0$ (siyah çizgi). $A_0=+2 \cdot m_0$ (siyah çizgi) durumunda, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri, $m_0 \leq 760\text{ GeV}$ olduğunda BABAR'ın hassasiyeti içindedir, ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq 675\text{ GeV}$ olduğunda



Şekil 4.7. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve $m_{1/2}$ fonksiyonu olarak incelenmesi

$A_0 = -2*m_0$ (mavi çizgi) durumunda, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri BABAR'ın hassasiyeti içindedirki burada $m_0 \leq 720$ GeV "Sol panel" ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq 620$ GeV.

Şekil 4.7. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ (sol) ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ (sağ), $\cos(\theta) = 0,71$ ve $\text{işaret}(\mu) > 0$ 'da m_0 'ın fonksiyonu olarak. $A_0 =$ Kırmızı çizgide $0*m_0$, siyah çizgide $2*m_0$, mavi çizgide $-2*m_0$. Yeşil bölge BABAR'ın %90 CL'deki deneysel sınırıdır. $A_0 = 0*m_0$ 'da (kırmızı çizgi), $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri, $m_0 \leq 520$ GeV "Sol panel" olduğunda BABAR'ın hassasiyeti dahilindedir ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq$ olduğunda. 430 GeV "Sağ panel". $A_0 = \mp 2*m_0$ GeV'deki $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ için en iyi değer (3×10^{-7}) 'dir, $m_0 = 200$ GeV olduğunda. $A_0 = \mp 2*m_0$ GeV'deki $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için en iyi değer (3×10^{-7}) 'dir, $m_0 = 200$ GeV olduğunda.



Şekil 4.8. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 ve $\tan(\beta)$ 'nin fonksiyonu olarak incelenmesi

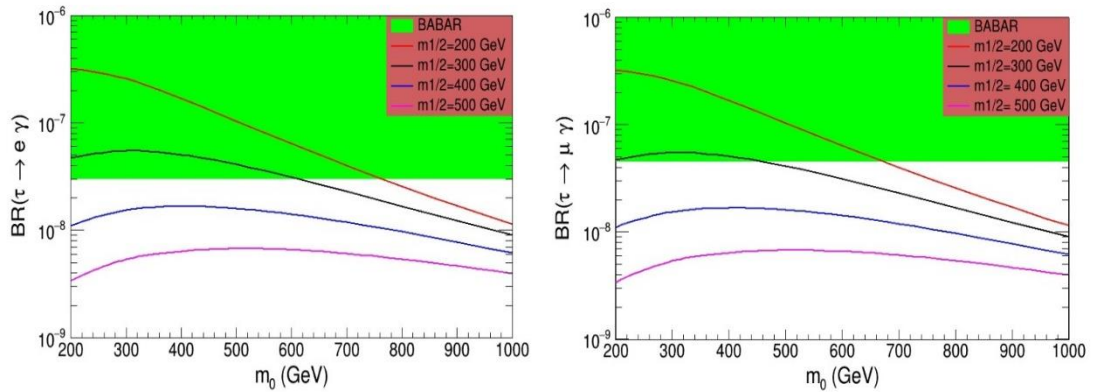
Ayrıca $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerinin aynı olduğunu fark edilmiştir. Bu nedenle $BR(\tau \rightarrow \ell \gamma)$ 'nin m_0 'a bağlı değişimini $A_0 = +2 \cdot m_0$ 'da.

şekilde (4.8) eklenmiştir. $BR(\tau \rightarrow e \gamma) \approx BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerinin benzer olduğu da bulunmuştur.

Şekil 4.8. $BR(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ $A_0 = +2 \cdot m_0$ ve $\cos(\theta) = 0.71$ olarak m_0 fonksiyonu olarak gösterilmiştir. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ kırmızı çizgide, ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ noktalı çizgide.

4.7. m_0 ve $m_{1/2}$ 'nin Fonksiyonu Olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ İncelenmesi

Bu durumda, giriş parametrelerini şu şekilde gibi sabitledik: $\cos(\theta) = 0.71$, $\tan(\beta) = 5$, $\text{sign}(\mu) > 0$, $A_0 = 2 \cdot m_0$ ve $M_{\text{SUSY}} = 1000$ GeV. Şekil (4.8), $m_{1/2} = (200, 300, 400, 500)$ GeV değerlerinde m_0 'nın fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişimlerini göstermektedir. Fark ediyoruz ki: $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, m_0 'nın 200 ila 1000 GeV arasındaki değerlerinde arttıkça azalmaktadır. $m_{1/2} = 200$ GeV'de (kırmızı çizgi) $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, $m_{1/2} = (300, 400, 500)$ GeV'deki değerlerden daha iyidir. $m_{1/2} = 200$ GeV'de $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ için en iyi değer (3×10^{-7}) 'dirki burada $m_0 = 200$ GeV "Sol panel". $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için en iyi değer ise $m_{1/2} = 200$ GeV'de (3×10^{-7}) 'dir, $m_0 = 200$ GeV "Sağ panel". $BR(\tau \rightarrow e \gamma) \approx BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerin.



Şekil 4.9. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin m_0 'nin fonksiyonu olarak incelenmesi

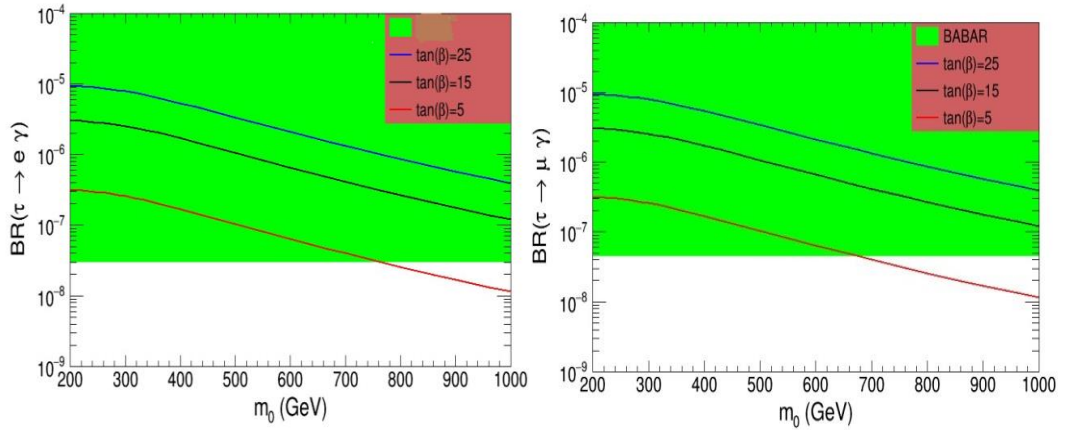
Şekil 4.9. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ $m_{1/2}$ 'de m_0 'ın fonksiyonu olarak = 200 GeV (kırmızı çizgi), 300 GeV (siyah çizgi), 400 GeV (mavi çizgi) 500 GeV (pembe çizgi). Yeşil bölge BABAR'ın %90 CL'deki deneysel sınırır.

$m_{1/2}=200$ GeV’de (kırmızı çizgi), $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri BABAR’ın hassasiyeti içinde yer almaktadır, $m_0 \leq 760$ GeV olduğunda "Sol panel", ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq 680$ GeV olduğunda ‘Sağ panel’ elde edilmiştir.

$m_{1/2}=300$ GeV’de (siyah çizgi), $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değerleri BABAR’ın hassasiyeti içinde yer almaktadır, $m_0 \leq 620$ GeV olduğunda "Sol panel" ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq 440$ GeV olduğunda ‘Sağ panel’ elde edilmiştir.

4.8. m_0 ve $\tan(\beta)$ Fonksiyonu Olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ İncelemesi

Giriş parametreleri aşağıdaki gibi sabitlenmiştir: $\cos(\theta)=0.71$, $\text{sign}(\mu)>0$, $A_0=2*m_0$, $m_{1/2}=200$ GeV ve $M_{\text{SUSY}}=1000$ GeV. $\tan(\beta)=(5, 15, 25)$ için m_0 ’a bağlı olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişikliklerini çizdiğimizde, şekil (4.10) elde edilmiştir.



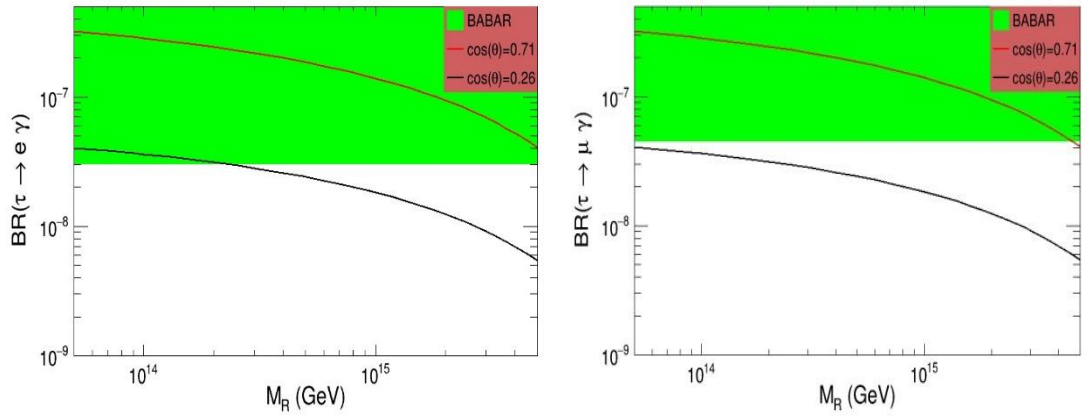
Şekil 4.10. BR’nin $(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ f’nin fonksiyonu olarak incelenmesi

Şekil 4.10. m_0 ’ın fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ (sol) ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ (sağ) $\tan(\beta)=5$ (kırmızı çizgi), 15 (siyah çizgi) ve 25 (mavi çizgi) durumlarında. Yeşil bölge, BABAR’ın %90 güven aralığındaki deneysel sınırdır.

$BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri m_0 değerlerini 200 ila 1000 GeV arasında arttığında azalmaktadır. Ayrıca $\tan(\beta) = (5, 15)$ olduğunda m_0 değerlerinin tamamında BABAR’ın hassasiyeti içindedir. Öte yandan $\tan(\beta)=5$ olduğunda $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ için $m_0 \leq 760$ GeV ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ için $m_0 \leq 680$ GeV olduğunda yine BABAR’ın hassasiyeti içindedir.

4.9. M_R 'nin Bir Fonksiyonu Olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ 'nin İncelenmesi

Giriş parametrelerini şu şekilde sabitledik: $\tan(\beta)=5$, $A_0=2*m_0$ GeV, $m_{1/2}=200$ GeV, $\text{sign}(\mu)>0$, $M_{\text{SUSY}}=1000$ GeV. $\cos(\theta)=0.71$ ve 0.26 değerlerinde M_R 'a bağlı olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişikliklerini çizdiğimizde, Şekil (4.11) elde edilmiştir. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, M_R 'nin 5×10^{13} ila 5×10^{15} GeV'ye doğru artan değerleri ile azalmaktadır. $\cos(\theta)=0.71$ (mavi çizgi) durumunda, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri, M_R 'nin 5×10^{13} ila 5×10^{15} GeV'ye kadar olan tüm değerlerinde BABAR'ın hassasiyeti içindedir. $\cos(\theta)=0.26$ (siyah çizgi) durumunda, $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ değeri BABAR'ın hassasiyeti içinde, $M_R \leq 3 \times 10^{14}$ GeV'de ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri 5×10^{13} ila 5×10^{15} GeV'ye kadar olan tüm değerlerde BABAR'ın hassasiyeti dışındadır.

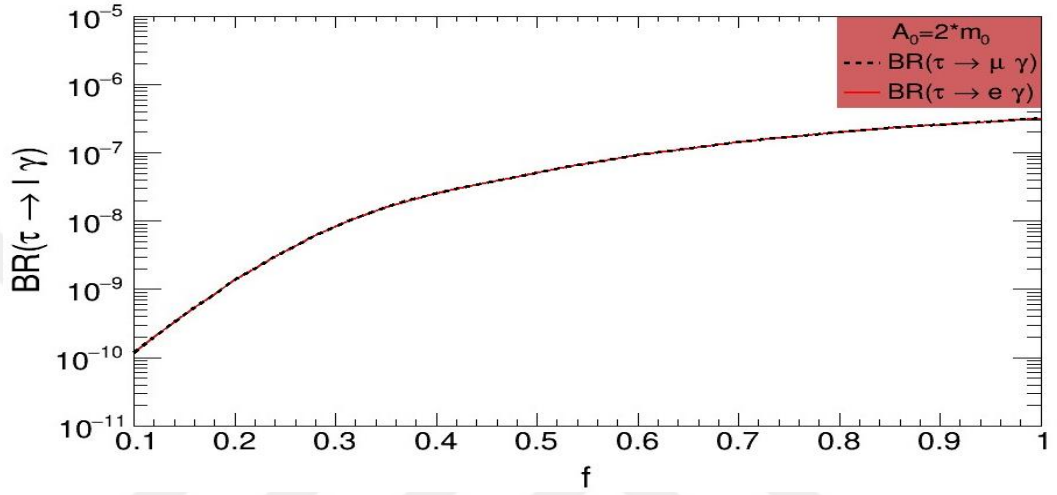


Şekil 4.11. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$, $\cos(\theta)=0,71$ (kırmızı çizgi) ve $\cos(\theta)=0,26$ 'da (siyah çizgi) M_R 'nin fonksiyonu olarak. Yeşil bölge BABAR'ın %90 CL'deki deneysel sınırıdır.

4.10. 'f' Fonksiyonu Olarak $BR(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$ 'nin İncelenmesi

Giriş parametrelerini şu şekilde sabitledik: $m_0=m_{1/2}=200$ GeV, $\tan(\beta)=5$, $A_0=2*m_0$ GeV, $\text{sign}(\mu)>0$, $M_{\text{SUSY}}=1000$ GeV, ve $\cos\theta=0,71$. f 'nin fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değişikliklerini çizdiğimizde Şekil 4.12 elde edilmiştir.

$BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri f 'nin değerlerini 0,1'den 1'e doğru arttıkça artmaktadır. En iyi $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerleri $4,2 \times 10^{-10}$ olarak bulunmuştur. İki değer birbirine eşittir. Bu nedenle, f değerlerinin artmasıyla $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ve $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ değerlerinin azaldığını fark edilmiştir. $BR(\tau \rightarrow e \gamma) = (\tau \rightarrow \mu \gamma)$ ve $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ ile $(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ en iyi değeri $f=1$ 'de 3×10^{-7} 'dir bulunmuştur.



Şekil 4.12. f 'nin fonksiyonu olarak $BR(\tau \rightarrow \ell, \gamma)$. $BR(\tau \rightarrow e \gamma)$ kırmızı çizgide ve $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma)$ kesikli siyah çizgi ile gösterilmiştir.

6. SONUÇ ve ÖNERİ

Nötrino kütlelerini anlamamanın en doğrudan ve çekici yöntemi Seesaw mekanizması üzerinden incelenmektedir. Kuark-lepton simetrisini yeniden kurarak, bu yöntemin sadece standart modelin estetik çekiciliğini artırmakla kalmaz, aynı zamanda zayıf etkileşimleri asimptotik olarak pariteyi koruyan özelliklerle uyumlu hale getirdiğinde bulunmuştur. Ayrıca büyük birleşme teorisi ve nötrino kütleleri birleştirilmiştir. Bu, bir hesaplama çerçevesinde incelemiştir ve model bağımsız bir MSSM parametre seçimi ile başlayarak ve ardından nötrinolardan etkilenen belirli SUSY modellerine doğru ilerleyerek: kısıtlı MSSM (CMSSM) için araştırılmıştır.

MSSM-Seesaw Tip-I modelinde τ bozunumlarının ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) lepton aroma ihlali üzerine çalışılmıştır. τ bozunumları ($\tau \rightarrow e \gamma$) ve ($\tau \rightarrow \mu \gamma$) için elde ettiğimiz sonuçlar, BABAR ve BELL tarafından belirlenen deneysel sınırlara yakın bulunmuştur. $\tau \rightarrow e \gamma$ için en iyi değer 1.3×10^{-7} $\text{sign}(\mu) > 0$ olduğunda elde edilmiştir ve BABAR'daki deneysel sınırlarla uyumludur $< 3.3 \times 10^{-8}$. $\tau \rightarrow \mu \gamma$ için farklı değerler elde edildi, bunlar sırasıyla 2.9×10^{-6} ve 3.6×10^{-7} değerlerinde tespit edilmiştir ve BELL için deneysel sınırları ilmiştir $< 4.2 \times 10^{-8}$. Bu sonuçlar, tau bozunumu için daha umut verici sonuçların elde edilme olasılığını göstermektedir ve leptonik yük ihlali konusunda birçok açıklama sunulmuştur.

Kaynaklar

- Abada, A., Das, D., Vicente, A., & Weiland, C. (2012) “Enhancing lepton flavour violation in the supersymmetric inverse seesaw beyond the dipole contribution”, *Journal of High Energy Physics*, 2012(9), 1–34.
- Abbar, S., Carpio, J. A., & Murase, K. (2022) “Oscillations of High-Energy Cosmic Neutrinos in the Copious MeV Neutrino Background”, *ArXiv Preprint ArXiv:2205.10384*.
- Akhmedov, E. K., Branco, G. C., & Rebelo, M. N. (2000) “Seesaw mechanism and structure of neutrino mass matrix”, *Physics Letters B*, 478(1–3), 215–223.
- Altarelli, G. (2005) “The Standard model of particle physics”, *ArXiv Preprint Hep-Ph/0510281*.
- Arganda, E., Herrero, M. J., & Portolés, J. (2008) “Lepton flavour violating semileptonic τ decays in constrained MSSM-seesaw scenarios”, *Journal of High Energy Physics*, 2008(06), 79.
- Ashanujjaman, S., & Ghosh, K. (2021) “Type-III see-saw: phenomenological implications of the information lost in decoupling from high-energy to low-energy”, *Physics Letters B*, 819, 136403.
- Awasthi, R. L., & Parida, M. K. (2012) “Inverse seesaw mechanism in nonsupersymmetric S O (10), proton lifetime, nonunitarity effects, and a low-mass Z' boson”, *Physical Review D*, 86(9), 93004.
- Banerjee, S., Cirigliano, V., Dam, M., Deshpande, A., Fiorini, L., Fuyuto, K., Gal, C., Husek, T., Mereghetti, E., & Monsálvez-Pozo, K. (2022) “Snowmass 2021 White Paper: Charged lepton flavor violation in the tau sector”, *ArXiv Preprint ArXiv:2203.14919*.
- Barrie, N. D., Han, C., & Murayama, H. (2022) “Type II Seesaw leptogenesis”, *Journal of High Energy Physics*, 2022(5), 1–38.
- Bellini, G., Ludhova, L., Ranucci, G., & Villante, F. L. (2014) “Neutrino oscillations”, *Advances in High Energy Physics*, 2014, 1-28.
- Bordone, M. (2018) “B-physics in the standard model and beyond”, *University of Zurich*.
- Brdar, V., Helmboldt, A. J., Iwamoto, S., & Schmitz, K. (2019) “Type I seesaw mechanism as the common origin of neutrino mass, baryon asymmetry, and the electroweak scale”, *Physical Review D*, 100(7), 75029.
- Britannica, E. (2021) “Available online: <https://www.britannica.com/science/Geophone> (Accessed on 10 March 2021).
- Burchat, P. R. (1986). “Decays of the tau lepton”, *Stanford Linear Accelerator Center*.

- Cai, Y., Han, T., Li, T., & Ruiz, R. (2018) “Lepton number violation: seesaw models and their collider tests”, *Frontiers in Physics*, 6, 40.
- Câmara, H. B., Felipe, R. G., & Joaquim, F. R. (2021) “Phenomenology of the Minimal Inverse-Seesaw with Abelian Flavour Symmetries”, *Modern Physics Letters A*, 11(06), 599–613.
- Chall, C., King, M., Mättig, P., & Stöltzner, M. (2021) “From a boson to the standard model Higgs: a case study in confirmation and model dynamics”, *Synthese*, 198, 3779–3811.
- Chang, J., Cheung, K., Ishida, H., Lu, C.-T., Spinrath, M., & Tsai, Y.-L. S. (2017) “A supersymmetric electroweak scale seesaw model”, *Journal of High Energy Physics*, 2017(10), 1–27.
- Cohen, A. G., Kaplan, D. B., & Nelson, A. E. (1996) “The more minimal supersymmetric standard model”, *Physics Letters B*, 388(3), 588–598.
- Csaki, C. (1996) “The minimal supersymmetric standard model”, *Modern Physics Letters A*, 11(08), 599–613.
- Davier, M., Höcker, A., & Zhang, Z. (2006) “The physics of hadronic tau decays”, *Reviews of Modern Physics*, 78(4), 1043.
- Fayet, P. (2016) “The Supersymmetric Standard Model”, In *The Standard Theory of Particle Physics: Essays to Celebrate CERN’s 60th Anniversary* (pp. 397–454).
- Fisher, P., Kayser, B., & McFarland, K. S. (1999) “Neutrino mass and oscillation”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 49(1), 481–527.
- Gahan, D., & Francis, N. K. (2020) “Charged Lepton Flavor Violation in SU (5) SUSY GUT and MSSM+ Type-I Seesaw Model”, *ArXiv Preprint ArXiv:2010.16393*.
- Girrbach, J., Mertens, S., Nierste, U., & Wiesenfeldt, S. (2010) “Lepton flavour violation in the MSSM”, *Journal of High Energy Physics*, 2010(5), 1–48.
- Gómez, M. E., Heinemeyer, S., & Rehman, M. (2017) “Lepton flavor violating higgs boson decays in supersymmetric high scale seesaw models”, *ArXiv Preprint ArXiv:1703.02229*.
- Goto, T., Okada, Y., Shindou, T., Tanaka, M., & Watanabe, R. (2015) “Lepton flavor violation in the supersymmetric seesaw model after the LHC 8 TeV run”, *Physical Review D*, 91(3), 33007.
- Goto, Y. (2017) “Search for extra dimensional model as physics beyond the standard model”, *The European Physical Journal C*, 78-81.
- Group, P. D., Workman, R. L., Burkert, V. D., Crede, V., Klempt, E., Thoma, U., Tiator, L., Agashe, K., Aielli, G., & Allanach, B. C. (2022) “Review of particle physics”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), 083C01.

- Haber, H. E. (1998) “The status of the minimal supersymmetric standard model and beyond”, *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 62(1–3), 469–484.
- Hambye, T. (2012) “Leptogenesis: beyond the minimal type I seesaw scenario”, *New Journal of Physics*, 14(12), 125014.
- Heeck, J. (2017) “Interpretation of lepton flavor violation”, *Physical Review D*, 95(1), 15022.
- Jain, A. (2021) “Notes on symmetries in particle physics”, *ArXiv Preprint ArXiv:2109.12087*.
- Jana, S., Okada, N., & Raut, D. (2018) “Displaced vertex signature of type-I seesaw model”, *Physical Review D*, 98(3), 35023.
- Kaneko, S. (2009) “Supersymmetric type-II seesaw model: LHC and lepton flavour violating phenomenology”, *Journal of Physics: Conference Series*, 171(1), 12093.
- Khlopov, M. (2021) “What comes after the Standard Model? ”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 116, 103824.
- Kothekar, K. K. (2018) “A Search for the Evidence of Type-III Seesaw Mechanism in Multileptonic Final States at the LHC”, *IISER*,
- Langacker, P. (2017) “The standard model and beyond”, *Taylor & Francis*.
- Le Corre, S. (2018) “Higgs boson phenomenology beyond the Standard Model”, *Université de Lyon*.
- Li, Z., & Wang, F. (2020) “Type-II neutrino seesaw mechanism extension of NMSSM from SUSY breaking mechanisms”, *The European Physical Journal C*, 80(8), 798.
- Lindsay, C. D. (2009) “Search for the lepton flavour violating decay $\tau \rightarrow e \gamma$ ”, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 108, 103824.
- Lopez-Fogliani, D. E. (2010) “The seesaw mechanism in the μ SSM”, *ArXiv Preprint ArXiv:1004.0884*.
- Lykken, J. D. (2010) “Beyond the standard model”, *ArXiv Preprint ArXiv:1005.1676*.
- Marcano, X. (2018) “Lepton flavor violation from low scale seesaw neutrinos with masses reachable at the LHC”, *Springer*.
- Martin, B. R., & Shaw, G. (2017) “Particle physics”, *John Wiley & Sons*.
- Mohapatra, R. N. (2005) “Seesaw mechanism and its implications”, *In SEESAW 25* (pp. 29–44).
- Negrini, M. (2021) “Recent measurements of the top quark mass and Yukawa coupling using the ATLAS and CMS detectors at the LHC”, *ATL-COM-PHYS-2021-800*.

- Perl, M. L. (1992) “The Discovery of the tau lepton”, *Stanford Linear Accelerator Center*.
- Pich, A. (1998) “Tau physics”, *In Heavy Flavours II*, (pp. 453–492).
- Pich, A. (2000) “Tau physics”, *International Journal of Modern Physics A*, 15, 157–173.
- Popov, L. (2013) “Lepton flavor violation in supersymmetric low-scale seesaw models”, *ArXiv Preprint ArXiv:1312.1068*.
- Porod, W. (2003) “SPHeno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e^+e^- colliders”, *Computer Physics Communications*, 153(2), 275–315.
- Portolés, J. (2022) “Physics of the tau lepton”, *ArXiv Preprint ArXiv:2203.05310*.
- Staub, F. (2013) “SARAH 3.2: Dirac Gauginos, UFO output, and more”, *Computer Physics Communications*, 184(7), 1792–1809.
- Turner, J. (2017) “Leptonic Flavour Symmetries and their Cosmological Dynamics”, *Durham University*.
- Vicente, A. (2016) “FlavorKit: a brief overview”, *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 273, 1423–1428.