

**BÜYÜK BİRLEŞİM TEORİLERİNDEN BÜYÜK
HADRON ÇARPIŞTIRICISINA
GLUİNO ÇÖZÜMLERİ**

Zafer ALTIN



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**BÜYÜK BİRLEŞİM TEORİLERİNDEN BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINA
GLUİNO ÇÖZÜMLERİ**

Zafer ALTIN
0000-0002-2153-9895

Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA
(Danışman)

DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA-2022
Her Hakkı Saklıdır.

TEZ ONAYI

Zafer ALTIN tarafından hazırlanan “ Büyük Birleşim Teorilerinden Büyük Hadron Çarpıştırıcısına Gluino Çözümleri ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’ nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Başkan: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA **İmza**
0000-0002-9526-8215
Bursa Uludağ Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

Üye: Doç. Dr. Cem Salih ÜN **İmza**
0000-0002-0595-8803
Bursa Uludağ Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

Üye: Prof. Dr. İsmail Naci CANGÜL **İmza**
0000-0002-0700-5774
Bursa Uludağ Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Matematik Anabilim Dalı

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Hüseyin DAĞ **İmza**
0000-0001-9301-007X
Bursa Teknik Üniversitesi,
Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

Üye: Doç. Dr. Bora IŞILDAK **İmza**
0000-0002-0283-5234
Özyeğin Üniversitesi,
Mühendislik Temel Bilimleri Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Hüseyin Aksel EREN

Enstitü Müdürü

..../..../.....

B.U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı,

beyan ederim.

.../.../ 2022

Zafer ALTIN

**TEZ YAYINLANMA
FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI BEYANI**

Enstitü tarafından onaylanan lisansüstü tezin/raporun tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı (kağıt) ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda verilen koşullarla kullanıma açma izni Bursa Uludağ Üniversitesi'ne aittir. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet hakları ile tezin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki çalışmalarda (makale, kitap, lisans ve patent vb.) kullanım hakları tarafımıza ait olacaktır. Tezde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanılması zorunlu metinlerin yazılı izin alınarak kullandığını ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederiz.

Yükseköğretim Kurulu tarafından yayınlanan “**Lisansüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge**” kapsamında, yönerge tarafından belirtilen kısıtlamalar olmadığı takdirde tezin YÖK Ulusal Tez Merkezi / B.U.Ü. Kütüphanesi Açık Erişim Sistemi ve üye olunan diğer veri tabanlarının (Proquest veri tabanı gibi) erişimine açılması uygundur.

Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA
..../..../ 2022

Zafer ALTIN
..../..../ 2022

ÖZET

Doktora Tezi

BÜYÜK BİRLEŞİM TEORİLERİNDEN BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISINA GLUİNO ÇÖZÜMLERİ

Zafer ALTIN

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Bu tezde, mevcut BHÇ ve karanlık madde deneylerinden gelen sonuçlar ışığında, CMSSM ve NUGM modelleri çerçevesinde gluino parçacığının kütlesi incelenmiştir. Mevcut ve yakın gelecekteki BHÇ deneylerinden gelen veriler pek umut verici olmasa da gluino parçacığının kütle skalası için, gluinonun bir stop kuarka ve üst kuarka ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$) gittiği kanal veya gluinonun üst kuark çifti ile birlikte LSP nötralinoya ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t \tilde{\chi}_1^0$) gittiği kanallar incelenmiştir. CMSSM çerçevesinde gluinonun bir stop kuarka ve üst kuarka ($\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$) gittiği kanal üzerinde inceleme yapıldığında $m_{\tilde{g}} \lesssim 2$ TeV'den daha küçük olduğu durumlar %68 güvenilirlik oranıyla, $m_{\tilde{g}} \lesssim 1.9$ TeV'den küçük olduğu aralık ise %95 güvenilirlik oranı ile dışarılanmıştır. Yapılan hesaplamalardaki %10'luk hata payı göz önüne alındığında elde edilen sonuçlar güncel deneysel verilerle örtüşmektedir. Gluino için $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$ süreci izinli olmadığında $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t \tilde{\chi}_1^0$ süreci ele alınmıştır. CMSSM çerçevesinde $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t \tilde{\chi}_1^0$ bozunma süreci için $m_{\tilde{g}} \lesssim 1.5$ TeV'den daha küçük olduğu durumlar %68 güvenilirlik oranıyla, $m_{\tilde{g}} \lesssim 1.4$ TeV'den küçük olduğu aralık ise %95 güvenilirlik oranı ile dışarılanmıştır. Karanlık madde analizleri de çalışmanın içerisine eklendiğinde gluino için en küçük kütle değeri 3.2 TeV olmaktadır. Bu kütle değeri güncel çarpıştırıcıların erişebileceği enerji skalasının üzerindedir. Aynı işlemler NUGM çerçevesinde yapıldığında 14 TeV kütle merkezi enerjisinde gluino için $m_{\tilde{g}} \lesssim 2.1$ TeV'in altı dışarılanmıştır. Ayrıca kütle merkezi enerjisinin 27 TeV değerine kadar yükseltilmesi gluinonun bir stop kuark ve bir üst kuarka gittiği kanal için, gluinonun kütlesinin 3 TeV'e kadar dedekte edilebileceği gösterilmiştir. NUGM içerisinde karanlık madde deneylerindeki veriler çok kısıtlayıcı olmayıp gluino kütlesinin $m_{\tilde{g}} \gtrsim 1$ civarında olmasına izin verir. Ayrıca NUGM çerçevesinde LSP nötralinoya gluino ile birlikte yok olma $m_{\tilde{g}} \approx m_{\tilde{\chi}_1^0} \in [0.9 - 1.5]$ sürecine girebilir. 3000 fb^{-1} luminosite değerine sahip 100 TeV kütle merkezi enerjili FCC çarpıştırıcısı gluinoyu 9 TeV'e kadar dedekte edebilir.

Anahtar kelimeler: Gluino, MSSM, CMSSM, NUGM, Süpersimetri, BHÇ, BBT
2022, xiii + 106 Sayfa

ABSTRACT

PhD Thesis

GLUINO SOLUTIONS FROM GRAND UNIFIED THEORIES TO THE LARGE HADRON COLLIDER

Zafer ALTIN

Bursa Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Science
Department of Physics

Supervisor: Dr. Zerrin KIRCA

In this thesis we discuss the gluino mass in the CMSSM and Nonuniversal Gaugino Mass Models (NUGM) frameworks in light of the results from the current LHC and Dark Matter experiments. Assuming negative results from the current and near future LHC experiments, we probe the gluino mass scales by considering its decay modes into stop and top quarks, $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ and $\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0$, where $\tilde{t}_1 t$ represents both $\tilde{t}_1 \bar{t}$ and $\tilde{t}_1^* t$. The region with $m_{\tilde{g}} \lesssim 2$ TeV is excluded up to 68% CL in the CMSSM if the gluino decays into a stop and top quark, while the 95% CL exclusion requires $m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.9$ TeV. Considering an error of about 10% in calculations of the SUSY mass spectrum, such exclusion bounds on the gluino mass more or less overlap with the current LHC results. The decay mode $\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0$ may take over if $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ is not allowed. One can probe the gluino mass in this case up to about 1.5 TeV with 68% CL in the CMSSM, and about 1.4 TeV with 95% CL. Imposing the Dark Matter constraints yields a lower bound on the gluino and stop masses of about 3.2 TeV from below, which is beyond the reach of the current LHC experiments. A similar analyses in the NUGM framework yield exclusion curves for the gluino mass $m_{\tilde{g}} \gtrsim 2.1$ TeV at 14 TeV for both decay modes of the gluino under consideration. We also show that increasing the center of mass energy to 27 TeV can probe the gluino mass up to about 3 TeV through its decay mode into stop and top quark. The Dark Matter constraints are not very severe in the framework of NUGM, and they allow solutions with $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}} \gtrsim 1$ TeV. In addition, with NUGM the LSP neutralino can coannihilate with gluino and/or stop for $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}} \approx m_{\tilde{\chi}_1^0} \in [0.9 - 1.5]$ TeV. With the 100 TeV FCC collider one can probe the gluino masses up to about 9 TeV with 3000 fb^{-1} integrated luminosity.

Key words: Gluino, MSSM, CMSSM, NUGM, SUSY, LHC, GUT
2022, xiii + 106 Page

TEŞEKKÜR

Her Őeyden önce, tez çalıŐmam sűresince bana her konuda destek ve yardımlarını esirgemeyen, akademik bilgi, birikim ve fikirleriyle yol gűsteren, kazandırmıŐ olduĐu bilimsel etik anlayıŐı, muazzam yardım ve çok deĐerli tavsiyeleri için danıŐmanım Sayın **Dr. ŐĐr. Őyesi Zerrin KIRCA**'ya sonsuz teŐekkűrlerimi sunarım. ÇalıŐmalarım boyunca sıkça akademik bilgisine baŐvurduĐum, yardımlarını ve bilimsel bilgisini benimle paylaŐan, bilimin önemini kavramamda bana örnek olup yol gűsteren **Doç. Dr. Cem Salih ŐN**'e bűtűn içtenliĐimle teŐekkűrlerimi sunarım. Tez savunmamda jűri űyesi olarak yer alan sayın **Prof. Dr. İsmail Naci CANGŪL**, **Doç. Dr. Bora IŐILDAK** ve **Dr. ŐĐr. Őyesi Hűseyin DAĐ**'a deĐerli katkılarından dolayı sayĐı ve teŐekkűrlerimi sunarım.

Doktora sűresince sűrekli bilgi paylaŐımında bulunduĐum ULUYEF grubunda yer alan deĐerli arkadaşlarım Ali II ve BűŐra NiŐ'e sayĐı ve teŐekkűrlerimi sunarım.

Doktora sűrecim boyunca gűstermiŐ oldukları sonsuz destek ve sabır için eŐim Esra ALTIN babam Muzaffer ALTIN, annem Fatma ALTIN ve kardeŐim Saffet ALTIN'a teŐekkűrlerimi sunarım.

Bu tez alıŐması Tűrkiye Bilimsel ve Teknolojik AraŐtırma Kurumu (TŪBİTAK) tarafından 114F461 nolu proje kapsamında desteklenmiŐtir. Doktora çalıŐmam konusunda proje desteĐi sunan TŪBİTAK'a teŐekkűrlerimi sunarım.

Zafer ALTIN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	3
2.1. Standart Model	3
2.2. Kendiliğinden Simetri Kırılması	9
2.3. Elektrozayıf Model	11
2.4. Kuantum Renk Dinamiği	17
2.5. Standart Modelin Eksiklikleri	19
2.5.1. Nötrino osilasyonları	19
2.5.2. Baryon-Antibaryon asimetrisi	20
2.5.3. Karanlık madde ve karanlık enerji	20
2.5.4. Temel sabitler ve kuplajların değerleri	21
2.5.5. Ayar kuplajlarının birleşimi	21
2.5.6. Hiyerarşi problemi	22
3. MATERYAL VE YÖNTEM	25
3.1. Giriş	25
3.2. TeV Skalasındaki Fizik Niçin Önemlidir?	25
3.3. Standart Model Ötesinde Tanımlanacak Yeni Fizik Bize Neler Sunmalı?	26
3.4. Süpersimetrisinin motivasyonları	30
3.4.1. Ultraviyole davranış ve ince ayar	30
3.4.2. Kütle çekim	30
3.4.3. Enerji skalası bütünlüğü	30
3.4.4. Süper sicimlere bağlantı	31
3.4.5. Ayar sabitlerinin birleşmesi	31
3.4.6. Soğuk karanlık madde	32
3.4.7. Radyatif elektrozayıf simetri kırılması	32
3.5. Minimal Süpersimetrik Standart Model	32
3.5.1. R parite	37
3.5.2. Yumuşak süpersimetri kırılma terimleri	39

3.5.3. MSSM parametre uzayı	41
3.5.4. Elektrozayıf simetri kırılması	42
3.5.5. Ayar bozonlarının kütle terimleri	45
3.5.6. Madde fermiyonlarının kütle terimleri	46
3.5.7. Higgs bozonlarının kütle terimleri	47
3.5.8. Gluino için kütle terimi	51
3.5.9. Yüküno ve nötralinö kütle terimleri	52
3.5.10 Nötralinö matrisinin diyagonalizasyonu	55
3.5.11 Yüküno matrisinin diyagonalizasyonu	55
3.5.12 Skuark ve sleptonların kütle terimleri	56
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	63
4.1. BHÇ Deneplerinde Gluino Üretimi	64
4.2. Gluino Çift Üretimi	66
4.3. Nümerik Programlar	72
4.4. Veri Üretimi ve Deneysel Sınırlandırmalar	73
4.5. CMSSM Çerçevesinde Gluino Sinyalleri	75
4.6. NUGM Çerçevesinde Gluino Sinyalleri	83
5. SONUÇ	94
KAYNAKLAR	97
ÖZGEÇMİŞ	105

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simge	Açıklama
s	Acayip kuark
H	Ağır Higgs
J_μ	Akım yoğunluğu
b	Alt kuark
$\epsilon^{ab,\dot{a}\dot{b}}$	Anti-simetrik tensör
d	Aşağı kuark
H_d	Aşağı tip Higgs süperalanı
v_d	Aşağı tip Higgs'in vakum beklenen değeri
h_d^0	Aşağı tip nötral Higgs alanı
γ_5	Beşinci Dirac gamma matrisi
M_{GUT}	Büyük birleşik skala
A	CP tek Higgs
$BR(\dots)$	Dallanma oranı
γ_μ	Dirac matrisleri
∂_μ	Dört boyutta türev
η_{MN}	Düz süperuzay için metrik
$\eta_{\mu\nu}$	Düz uzay-zaman için Minkowski metriği
e^-	Elektron
ν_{e^-}	Elektron nötrinosu
Δ_{EW}	Elektrozayıf ince-ayar
γ	Foton
g	Gluon
$\theta_a, \bar{\theta}_b$	Grassman değişkenleri
$\tilde{s}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik acayip kuarklar
$\tilde{b}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik alt kuarklar
$\tilde{d}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik aşağı kuarklar
$\tilde{c}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik tılsım kuarklar
$\tilde{t}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik üst kuarklar
h	Hafif ve Standart Model Higgs'i

Simge	Açıklama
$\tilde{u}_{1,2,L,R}$	Hafif, ağır, sol, sağ süpersimetrik yukarı kuark
\tilde{h}	Higgsinolar
$\sum_{u,d}^{u,d}$	Higgs potansiyeline aşağı ve yukarı tipli parçacık ve sparçacıklardan gelen döngü katkıları
Y	Hiperyük
c	Işık hızı
\hbar	İndirgenmiş Planck sabiti
$\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$	Kiral süperalan
†	Kompleks eşleniğinin transpozu
D_μ	Kovaryant türev
\mathcal{L}	Lagranjiyen yoğunluğu
$Tr(\dots)$	Matrisin izi
$STr(\dots)$	Matrisin süperizi
μ^-	Müon
ν_{μ^-}	Müon nötrinosu
\mathcal{W}_{MSSM}	MSSM için süperpotansiyel
G_N	Newton sabiti
$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	Nötralinolar
SU(N)	Özel üniter abelyan olmayan simetri grubu
τ_i	Pauili spin matrisleri
M_P	Planck sabiti
C	Renk yükü
Φ	Skaler alan
L	Sol
$P_{L,R}$	Sol ve sağ projeksiyon operatörleri
ψ	Spinör
v	Stanart Model vakum beklenen değeri
$\tilde{\lambda}$	SU(2) simetrisi için Majorana ayarinosu
\vec{V}^W	SU(2) simetrisi için vektör süperalanlar
g_2	SU(2) simetrisinin çiftlenim sabiti
\tilde{g}^a	SU(3) simetrisi için Majorana ayarinosu
V_a^g	SU(3) simetrisi için vektör süperalanlar
\tilde{e}^-	Süpersimetrik elektron
$\tilde{\nu}_{e^-}$	Süpersimetrik elektron nötrinosu
$\tilde{\mu}^-$	Süpersimetrik Müon
$\tilde{\nu}_{\mu^-}$	Süpersimetrik Müon nötrinosu

Simge	Açıklama
$\tilde{\tau}^-$	Süpersimetrik tau
$\tilde{\nu}_{\tau^-}$	Süpersimetrik tau nötrinosu
τ^-	Tau
ν_{τ^-}	Tau nötrinosu
c	Tılsım kuark
Λ_{UV}	Ultraviyole kesilim skalası
g_Y	U(1) simetrisinin çiftlenim sabiti
$\tilde{\lambda}$	U(1) simetrisi için Majorana ayarinosu
V^Y	U(1) simetrisi için vektör süperalan
U(N)	Üniter abelyan simetri grubu
ϵ_{ijk}	Üç boyutlu anti-simetrik Levi-Civita tensörü
t	Üst kuark
$\tan \beta$	Vakum beklenen değerler arasındaki oran
A_μ	Vektör alan
$V(x, \theta, \bar{\theta})$	Vektör süperalan
W^\pm	W bozon
M_W	W bozon kütlesi
u	Yukarı kuark
H_u	Yukarı tip Higgs süperalanı
ν_u	Yukarı tip Higgs'in vakum beklenen değeri
h_u^0	Yukarı tip nötral Higgs alanı
$f^{e,d,u}$	Yukawa çiftlenim sabitleri
$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	Yüklinolar
$\lambda_{1,2}^\pm$	Yüklü ayarino alanları
H^\pm	Yüklü fiziksel Higgs alanları
G^\pm	Yüklü Goldstone bozonları
$\tilde{h}_{u,d}^\pm$	Yüklü higgsinolar
$\lambda_{0,3}$	Yüksüz ayarino alanları
G^0	Yüksüz Goldstone bozonu
$\tilde{h}_{u,d}^0$	Yüksüz higgsinolar
Z^0	Z bozon
M_Z	Z bozon kütlesi
$\tan \theta_W$	Zayıf karışım açısı
I^3	Zayıf izospinin üçüncü bileşeni
M_W	Zayıf skala

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Kısaltmalar	Açıklama
BHÇ	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CMSSM	Sınırlandırılmış Minimal Süpersimetrik Standart Model
KAT	Kuantum Alan Teorisi
KED	Kuantum ElektroDinamiği
KRD	Kuantum Renk Dinamiği
LEP	Lineer Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LO	Leading Order
LSP	En Hafif Süpersimetrik Parçacık
MSSM	Minimal Süpersimetrik Standart Model
NLO	Next-to Leading Order
NUGM	Non-Universel Gaugino Mass Models
PVG	Parçacık Veri Grubu
REWSB	Radyatif Elektrozayıf Simetri Kırılımı
RG	Renormalizasyon Grupları
RGD	Renormalizasyon Grup Denklemleri
SM	Standart Model
TÜBİTAK	Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu
ULAKBİM	Ulusal Akademik Ağ ve Bilgi Merkezi
vbd	Vakum Beklenen Değeri
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Yaygın süreçler için ATLAS dedektöründen elde edilen üretim tesir kesitleri ile teorik hesaplamalardan elde edilen üretim tesir kesitlerinin kıyaslaması.	5
Şekil 2.2. Elektrozayıf Modelin temel süreçleri. Zaman ekseni yatay eksen olarak belirlenmiştir.	12
Şekil 2.3. $V(h)$ potansiyelinin grafiği	15
Şekil 2.4. Kuantum renk dinamiğinin temel süreçleri. Zaman ekseni yatay eksen olarak belirlenmiştir.	18
Şekil 2.5. Standart Modelde, elektromanyetik (α_1), zayıf (α_2) ve güçlü (α_3) kuvvet için ayar kuplajları (Huo ve diğerleri, 2011).	22
Şekil 2.6. Standart Modelde, Higgs bozonunun kendisi ile etkileşiminden kütesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.	23
Şekil 2.7. Standart Modelde, Higgs bozonunun $SU(2)$ ayar bozonlarıyla olan etkileşiminden kütesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.	23
Şekil 2.8. Standart Modelde, Higgs bozonunun üst kuark ile yapmış olduğu etkileşiminden kütesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.	23
Şekil 4.1. Birinci mertebe (Leading Order, LO) gluino çift üretimi	66
Şekil 4.2. İkinci mertebe (Next to Leading Order, NLO) gluino çift üretimine gluon ve gluinodan gelen katkılar	67
Şekil 4.3. İkinci mertebe (Next to Leading Order, NLO) gluino çift üretimine skuarklardan gelen katkılar	68
Şekil 4.4. BHÇ deneylerinde gluinonun doğrudan bozunumuna ait olası sinyal süreçleri	69
Şekil 4.5. BHÇ deneylerinde gluinonun 1 adımda bozunumuna ait olası sinyal süreçleri	69
Şekil 4.6. BHÇ deneylerinde gluinonun 2 adımda bozunumuna ait olası sinyal süreçleri	69
Şekil 4.7. Gluinonun Şekil 4.4'te yer alan doğrudan bozunum kanallarına ait CMS ve ATLAS tarafından elde edilen dışarlama eğrileri	70
Şekil 4.8. Gluinonun 1 ve 2 adımda bozunum kanallarına ait dışarlama eğrileri	71
Şekil 4.9. CMSSM çerçevesinde gluino kütesi ve LSP nötralino (sol) ile en hafif yükli (sağ) kütleleri. Bütün çözümler radyatif elektrozayıf simetri kırılımı (REWSB) ve LSP nötralino koşullarını sağlamaktadır. Yeşil noktalar yukarıdaki listede tanımlanan kütle ve B-mezon bozunum ölçümlerini sağlamaktadır. Mavi ve kırmızı noktalar ise yeşil noktaların alt kümesi olup, sırasıyla WMAP ve Planck uydularından gelen karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan çözümleri ifade etmektedir.	76

Şekil 4.10.	BBT skalasında tüm skaler parçacıklar ile ayarino parçacıklarının (sol) ve elektrozayıf skala kütle spektrumunda gluino ve stop kuark kütleleri (sağ). Kullanılan renkler Şekil 4.15’de yer alan renklerle aynı anlamdadır. Diyagonal çizgi gluino ile stop kuarkın kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Gluino ekseninde yer alan yatay çizgi ise gluino kütlesi için BHÇ’den gelen sınır değerini temsil etmektedir.	78
Şekil 4.11.	Stop kuark nötralino (sol) ve stop kuark yüküklino (sağ) kütle grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Diyagonal çizgiler parçacık kütlelerinin aynı olduğu değerleri göstermektedir.	79
Şekil 4.12.	Gluino üretim tesir kesiti - gluino kütlesi (sol üst), gluino üretim tesir kesiti - stop kuark kütlesi (sağ üst), gluino üretim tesir kesiti - gluinonun stop kuark ve üst kuarka dallanma oranı (sol alt) ve gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın bir üst kuark ve en hafif nötralinoya dallanma oranları (sağ alt) grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır.	80
Şekil 4.13.	Gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın b kuark ve en hafif yüküklinoya dallanma oranı (sol), gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın b kuark, en hafif nötralino ve W-bosona dallanma oranı (sağ) grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları Şekil 4.15 ile aynıdır.	81
Şekil 4.14.	Gluinonun stop kuark ve üst kuarka (sol) ve üst kuark çifti ile LSP nötralinoya bozunduğu sinyallere ait grafikler. Burada yer alan renkler, mavi noktalar sinyal gücü < 1 , kırmızı noktalar $1 \leq$ sinyal gücü < 2 , siyah noktalar $2 \leq$ sinyal gücü < 3 olduğu durumları ve geriye kalan yeşil noktalar ise $3 \leq$ sinyal gücü olacak şekilde kodlanmıştır. Gluino ekseninde yer alan dikey çizgi ise gluino kütlesi için BHÇ’den gelen sınır değerini temsil etmektedir. Işınlılık değeri 36.1fb^{-1} olarak alınmıştır.	82
Şekil 4.15.	BBT skalasında tüm skaler parçacıklar ile M_3 parçacıklarının (sol) ve elektrozayıf skala kütle spektrumunda gluino ve stop kuark kütleleri (sağ). Bütün çözümler radyatif elektrozayıf simetri kırılımı (REWSB) ve LSP nötralino koşullarını sağlamaktadır. Yeşil noktalar bölüm 4.4.’de tanımlanan kütle ve B-mezon bozunum ölçümlerini sağlamaktadır. Mavi ve kırmızı noktalar ise yeşil noktaların alt kümesi olup, sırasıyla WMAP ve Planck uydularından gelen karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan çözümleri ifade etmektedir. Diyagonal çizgi gluino ile stop kuarkın kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Gluino ekseninde yer alan yatay çizgi ise gluino kütlesi için BHÇ’den gelen sınır değerini göstermektedir.	84
Şekil 4.16.	Gluino nötralino (sol-üst), Stop kuark nötralino (sağ-üst), Gluino yüküklino (sol-alt) Stop kuark yüküklino (sağ-alt) kütle grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Ayrıca diyagonal çizgiler parçacıkların kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir.	86
Şekil 4.17.	$m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ve $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ parçacıklarının kütle spektrumu. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Diyagonal çizgiler parçacıkların kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Ayrıca sağ taraftaki grafikte $m_A = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ şeklinde tanımlanmıştır.	87

Şekil 4.18.	$\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}, \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{t}_1}, \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - \text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$ ve $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t} \tilde{\chi}_1^0)$. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır.	88
Şekil 4.19.	LSP nötralino and gluino kütlelerinin sinyal gücü üzerinden $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ ve $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t} \tilde{\chi}_1^0$ grafikleri. Grafiklerde yer alan renklerin anlamları, mavi noktalar sinyal gücü < 1 , kırmızı noktalar $1 \leq$ sinyal gücü < 2 , siyah noktalar $2 \leq$ sinyal gücü < 3 olduğu durumları ve geriye kalan yeşil noktalar ise $3 \leq$ sinyal gücü olacak şekilde kodlanmıştır.	90
Şekil 4.20.	$\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t) - (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1})$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{t}_1}$ grafikleri. Soldaki grafikte kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır, sağ taraftaki grafikteki renk kodlaması ise şekil 4.19 ile aynıdır.	91
Şekil 4.21.	$m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{g}}$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{t}_1}$ grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Turuncu eğri 14 TeV kütle merkezindeki dışarlama eğrisini, koyu yeşil eğri 27 TeV kütle merkezi için dedekte edilebilir kütle limitlerini ve kırmızı eğri ise 100 TeV kütle merkezi enerjisi için dedekte edilebilir kütle limitlerini göstermektedir.	92
Şekil 4.22.	100 TeV kütle merkezi enerjisine sahip FCC'de gluino kütlesi. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Kırmızı eğri luminosite değeri $3000 fb^{-1}$. olarak aarladığında gluinonun erişebileceği kütle değerlerini göstermektedir.	93

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Standart Modeli oluşturan parçacıkların keşiflerinin zaman çizelgesi	4
Çizelge 2.2. Fermiyonların sınıflandırılması	7
Çizelge 2.3. Bozonlar ve etkileşmeler. Kuvvetlerin etkileşim şiddet değerleri 10^{-18} m mesafede iki yukarı kuark arasındaki elektromanyetik kuvvet referans alınarak verilmiştir.	7
Çizelge 3.1. MSSM içerisindeki madde ve Higgs süperalanlarının ayar dönüşüm özellikleri ve hiperyük değerleri	37

1. GİRİŞ

Higgs bozonunun 2012 yılında, ATLAS (Aad ve diğerleri, 2012) ve CMS (Chatrchyan ve diğerleri, 2013) deneylerinde gözlenmesi ve Standart Model'in (SM) teorik öngörülleri ile de uyum içerisinde olması SM'in temel parçacıkların fiziğini açıklamakta son derece önemli bir model olduğunu göstermiş oldu. Temel parçacıklar için çok başarılı bir model olmasının yanı sıra, Higgs bozonunun kütlesi (Gildener, 1976; Weinberg, 1979; Susskind, 1979; Gildener, 1980; Veltman, 1981), nötrino kütleleri ve karışımları, karanlık madde ve karanlık enerji konularında teorik temelli problemlere sahip olduğundan dolayı, tüm enerji skalalarında geçerli olabilecek bir teori olmadığı sonucuna varılabilmektedir. SM'de yer alan bu problemlerden bir veya bir kaçını çözmek için ortaya atılmış bir çok model bulunmaktadır ve bunlardan biri de Süpersimetri'dir. Süpersimetrik modellerin oluşturulmasındaki en büyük motivasyon hiyerarşi problemine çözüm üretebilmesidir. Süpersimetrik modellerde SM'de yer alan her bir parçacığa, fermiyonik ve bozonik serbestlik dereceleri birbirine eş olacak şekilde süpersimetrik eş parçacıklar tanımlanmaktadır. Tanımlanan bu parçacıklar sayesinde Higgs bozonunun kütle karesine pertürbatif seviyelerde gelen sonsuz katkılar ortadan kalkmaktadır. Bu sonsuz katkılarının ortadan kalkmasının sebebi, Higgs bozonunun kütlesine bozonlar ile fermiyonlardan gelen katkılarının zıt işaretli olmasıdır. Eğer Süpersimetri kırılmamış bir simetri ise, Higgs bozonunun kütle karesine bir SM bozonundan veya fermiyonundan gelen katkı bu parçacığın süpersimetrik eşinden gelen zıt işaretli katkılar tarafından tamamen ortadan kaldırılır. Ancak Süpersimetri kırılmamış bir simetriyse, SM'de yer alan elektron kadar onun süpersimetrik eşi olan selektronu da deneylerde gözlemlememiz gerekirdi. Böyle bir gözlemin yapılamamış olmasından dolayı Süpersimetri'nin kırılmış bir simetri olması gerekmektedir. Süpersimetri'nin kırılmış olması demek Higgs bozonunun kütle karesine sonsuz katkılarının gelebilmesi anlamını da taşımaktadır. Süpersimetrimin kırılma mekanizması tam olarak bilinmese de, sonsuzlukların tekrar oluşmaması için süpersimetrimin yumuşak (soft) bir şekilde kırılması gerekmektedir. Yumuşak simetri kırılması içeren modellerde lagranjyen içerisinde simetriyi kıran terimler yer almaktadır. Bu terimlerden gelen sonsuz katkılar, yine ters işaretli katkılar ile ortadan kaldırılarak, Higgs bozonunun kütle karesine gelebilecek

sonsuz katkıların önüne geçilmiş olunur (Gildener, 1976, 1980; Veltman, 1981; Susskind, 1979). Süpersimetrik modellerin bir diğer motivasyonu ise SM'in süpersimetrik olarak genişletilmesi ile elde edilen Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM) içerisinde ayar sabitlerinin Büyük Birleşim Teorisi (BBT) skalasında birleşmesidir. Ayar sabitlerinin birleşmesi BBT modellerinin oluşturulmasına imkan sağlayarak, Renormalizasyon Grup Denklemleri (RGD) vasıtasıyla BBT skalası ile elektrozayıf skala arasında bir ilişki kurulabilir. Tanımlanacak bu ilişki yardımıyla süpersimetrik BBT modellerinin günümüzde yürütülen parçacık deneylerinde elde edilen sonuçlarla tutarlı sonuçlar verip vermediği test edilebilir. Bunlara ek olarak gelecekte yapılması planan deneyler için öngörülerde bulunulabilmesine de olanak sağlar.

MSSM'in elektrozayıf skalada 124 adet serbest parametresi bulunmaktadır. Bu kadar çok serbest parametrenin olması analizlerde kullanılan her bir parametrenin serbest parametre olarak kullanılabilmesini mümkün kılar. Fakat süpersimetrik modellerin elektrozayıf skaladaki öngörülerini, BBT skalasında uygulanan sınır koşulları kullanılarak hesaplandığında, elektrozayıf skalada serbest parametre olarak tanımlanan parametrelerin pek çoğu serbest parametre olmaktan çıkar ve bir kaç parametre yardımı ile hesaplanabilir nicelikler haline gelirler.

Bu tez sınırlandırılmış Minimal Süpersimetrik Standart Model (CMSS) ve Ünlversal Olmayan Ayarino Kütleleri modeli (NUGM) çerçevesinde gluino parçacığının kütesinin, bozunum kanallarının ve bozunum kanallarına bağlı olarak elde edilen dışarlama veya dedekte edilme eğrilerinin araştırıldığı çalışmaları içermektedir. Bu çalışmalara ek olarak karanlık madde deneylerinden gelen sonuçlarda çalışmanın içerisine dahil edilmiştir.

Tezin ikici bölümünde Standart Model'in simetri yapısı ve elektrozayıf simetri kırılımına ek olarak SM problemleri de incelenmiştir. Üçüncü bölümde Minimal Süpersimetrik Standart Modelin parçacık içeriği, kırılma mekanizması ve parçacıkların kütle terimleri incelenmiştir. Dördüncü bölümde CMSSM ve NUGM için parametre uzayları taranmış, gluino çift üretim süreçlerinden bahsedilmiş ve bu süreçlere ait Feynman diyagramları verilmiş, gluinonun bozunum kanallarına bağlı olarak elde edilen dışarlama veya dedekte edilebilirlik eğrileri elde edilmiştir. Beşinci bölümde ise elde edilen sonuçlar yorumlanmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Standart Model

Parçacık fiziği, yeni parçacıkların bulunmasıyla ilgilendiği gibi aynı zamanda var olan parçacıkların birbirleri ile olan etkileşmelerinde etkin olan mekanizmaları da aramaktadır. Parçacık fiziği araştırmalarının temelinde etkileşmelerde yer alan mekanizmaları içerisine alan temel bir teori oluşturmak bulunmaktadır. 1900'lü yılların başında kuramsal fizikçiler, mikro boyuttaki problemlere çözüm bulmak amacıyla matematiksel modeller oluşturmaya çalışmışlardır. 1964'te Glashow Elektromanyetik ve Zayıf kuvvetlerin birleştirilerek tek bir kuvvet formunda yazılabildiğini öne sürmüştür (Glashow, 1961). 1967 yılında Weinberg ve Salam kendiliğinden simetri kırılması mekanizmasıyla ayar alanlarına kütle vermişler, 1970 yılında GIM (Glashow, Iliopoulos, Maiani) mekanizması ile teoriye kuarklar dahil edilmiş ve 1971 yılında 't Hooft, modelin renormalize edilebilir bir model olduğunu göstermiş ve Standart Model günümüzdeki şeklini almıştır. Günümüze kadar parçacık fiziği deneyinde bir çok parçacık için hassasiyet testleri yapılmış ve yapılmaya da devam etmektedir. AGS (Adams, 1955), E288 (Yoh, 1998), PETRA (Soding, 2010), UA1 (Tao, 1986), $D\phi$ (Angstadt ve diğerleri, 2010) ve Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) bu hassasiyet testlerini yapan deneyler olarak verilebilirler. Bu deneylerde keşfedilen parçacıklar çizelge 2.1'de verilmiştir.

Şekil 2.1'de, yaygın süreçler için ATLAS dedektöründen elde edilen üretim tesir kesitleri ile teorik hesaplamalardan elde edilen üretim tesir kesitlerinin kıyaslaması yer almaktadır. Teorik hesaplamaların her biri next-to-leading order (NLO)¹veya daha üst seviyede yapılmıştır. Koyu renkli hata çubuğu istatistiksel belirsizliği temsil eder. Daha açık renkte olan hata çubukları ise sistematik ve luminositedeki belirsizliği de içine alarak bütün belirsizlikleri ifade eder. Her bir sürece ait deneysel veri / teorik veri oranı, kullanılan luminosite değeri ve referanslar sağ tarafta yer almaktadır. Teorik hesaplardaki belirsizlikler orjinal ATLAS yayınlarından alınmıştır. Şekil 2.1'in sağ tarafında deneyden alınan verinin teorik

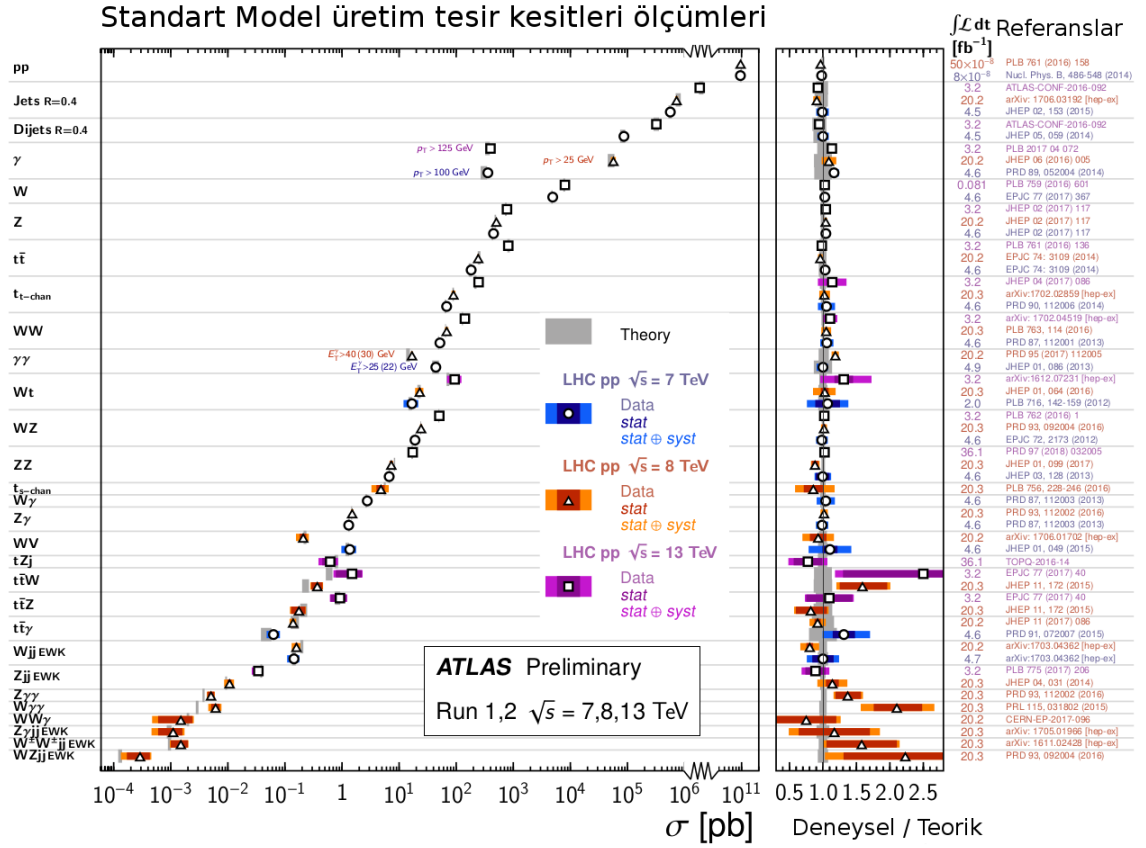
Çizelge 2.1. Standart Modeli oluşturan parçacıkların keşiflerinin zaman çizelgesi

Parçacık	Keşif Zamanı	Keşif Ekibi	Makale
Photon	1895	Wilhelm Röntgen	(Röntgen, 1886)
Elektron	1897	J. J. Thomson	(Thomson, 1897)
Proton	1919	Ernest Rutherford	(Rutherford, 1919)
Nötron	1932	James Chadwick	(Chadwick, 1932)
Müon	1937	Seh Neddermeyer, Carl Anderson	(, n.d.a)
Elektron nötrino	1956	Clyde Cowan, Frederick Reines	(, n.d.b)
Müon nötrino	1962	BNL (AGS)	(Danby ve diğerleri, 1962)
Yukarı kuark Aşağı kuark Acayip kuark	1969	SLAC	(Bloom ve diğerleri, 1969; Breidenbach ve diğerleri, 1969)
Tılsımlı kuark	1974	SLAC, MIT	(Aubert ve diğerleri, 1974; Augustin ve diğerleri, 1974)
Tau	1975	SLAC-LBL	(Perl ve diğerleri, 1975)
Alt kuark	1977	Fermilab (E288)	(Herb ve diğerleri, 1977)
Gluon	1979	DESY (PETRA)	(Barber ve diğerleri, 1979)
W/Z	1983	CERN (UA1)	(Arnison ve diğerleri, 1983; Aubert J.J. and others, 1983)
Üst kuark	1995	Fermilab (D ϕ ,CDF)	(Abe ve diğerleri, 1995; Abachi ve diğerleri, 1995)
Tau nötrino	2000	Fermilab (DONUT)	(Kodama ve diğerleri, 2001)
Higgs Bozon	2012	CERN LHC (ATLAS, CMS)	(Aad ve diğerleri, 2012; Chatrchyan ve diğerleri, 2012)

veriye oranı gösterilmektedir. Sağ taraf incelendiğinde Standart Model'in deneysel verilerle de doğrulanan çok başarılı bir model olduğu sonucuna varılabilmektedir. Ancak, zayıf etkileşimlere aracılık eden bozonların ağır kütlelerini açıklamak için kendiliğinden simetri kırılmasını gerektirmesi birkaç problemin ortaya çıkmasına sebep olmaktadır.

SM, doğada yer alan parçacıkları istatistiksel olarak fermiyon ve bozon olarak sınıflandırır. Fermiyonlar, Fermi-Dirac istatistiğine uyan yarım tam sayı spinli ($\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$) parçacıklar olup çizelge(2.2)'de verilmiştir. Fermiyonların dalga fonksiyonları kendi etraflarında 360° döndürüldüğünde dalga fonksiyonu kendi eksili haline dönüşür. Bu da fermiyonların dalga fonksiyonlarının, asimetrik bir yapıya sahip olduğunun ve Pauli dışarlama ilkesine uyduklarının bir göstergesidir. Pauli dışarlama ilkesi, iki fermiyonun aynı kuantum durumunu paylaşmasının mümkün olmadığını ifade eder. Ayrıca fermiyonlar kanonik anti-komütasyon ilişkileri ile temsil edilen madde parçacıklarıdır, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki başlık altında incelenebilirler. Leptonlar ile kuarklar aile yapısına sahip parçacıklardır ve toplamda üç aile mevcuttur. Aileleri birbirinden ayıran tek özellik ise kütleleri arasındaki farktır. Soldan sağa doğru gidildikçe kütle değerleri artmaktadır. Aileler dubletler halinde

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$



Şekil 2.1. Yaygın süreçler için ATLAS dedektöründen elde edilen üretim tesir kesitleri ile teorik hesaplamalardan elde edilen üretim tesir kesitlerinin kıyaslaması.

ile verilirler. Burada üst kısımda yer alan elektron (e^-), müon (μ^-) ve tau (τ^-) parçacıklarının elektrik yükleri eksi işaretlidir. e^- , μ^- , τ^- parçacıklarının sağ-elli ve sol-elli bileşenleri etkileşimlere farklı şekilde etki ederler. Alt kısımdaki parçacıklar leptonların nötrinolarıdır. ν_e elektron nötrinosu, ν_μ müon nötrinosu ve ν_τ tau nötrinosunu temsil etmektedir. Nötrinolar elektriksel olarak yüksüz parçacıklar olup SM çerçevesinde sol-elli yapıya sahiptirler. Leptonlar renk kuantum sayısı taşımazlar. SM içerisindeki parçacıklar sahip oldukları yükler çerçevesinde etkileşimlere girebilirler. Leptonlar renk yükleri olmadığından dolayı güçlü etkileşimlerde yer alamazlar.

¹Parçacık fiziğinde süreçlerin üretim tesir kesitleri hesaplanırken Feynman diyagramları kullanılır. Kullanılan bu Feynman diyagramları ağaç seviyesinin haricinde bir kuvvet serisi şeklinde de açılabilir. Bu kuvvet serisinde en büyük katkıyı getiren kısım leading-order (LO) kısmıdır. Ondan sonra gelen ikinci büyük katkı Next-to-leading order terimlerinden gelir. Bu katıklar teorik hesaptaki hassasiyeti arttırmak için kullanılır.

Elektron-proton çarpışmalarında elde edilen verilerin analizlerini birbirinden bağımsız olarak yapan Gell-Mann ve George Zweig, nötron ve protonun aslında temel bir fermiyon olmadığını, spin değerleri (1/2) olan 3 adet temel parçacıktan oluştukları önerisinde bulunmuşlardır (Gell-Mann, 1961; Zweig, 1964). Önerdikleri bu temel parçacıklara kuark adı verilmiştir. Kuarklar çeşni yapısına sahip olan parçacıklar olup, leptonlar gibi üç aileden oluşmaktadır. Aileler, kütle değerleri haricindeki tüm özellikleri aynı olan yapılardır. Leptonlarda olduğu gibi kuarklarda da aileler arasında soldan sağa doğru gidildikçe kütle değerleri artmaktadır. Yukarı (u), aşağı (d), tılsımlı (c), acayip (s), üst (t) ve alt (b) olmak üzere toplamda altı adet çeşni bulunmaktadır (Çizelge2.2).

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Kuarklar elektriksel olarak yüklü parçacıklardır ve kuark hapsinden dolayı serbest olarak gözlenemezler, serbest gözlenemediklerinden dolayı yükleri serbest olarak gözlenebilen elektronun yükü cinsinden kesirli olarak ifade edilir. Kuarklar elektrik yüklerine ek olarak renk yükü adı verilen bir yüke sahiptir. Burada bahsedilen renk gerçek anlamda rengi ifade etmemektedir. Burada yer alan renk yükü Pauli dışarlama ilkesinin ihlalinin engellenebilmesi için öne sürülmüş bir kuantum sayısıdır.

Bozonlar SM içerisinde Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklardır. Fermiyonlardan farklı olarak tam sayılı spin değerine ($\hbar, 2\hbar, \dots$) sahiptirler (Çizelge 2.3). Dalga fonksiyonları fermiyonlardan farklı olarak simetrik bir yapıya sahip olduklarından dolayı 360° döndürüldüklerinde yine başlangıç durumlarına geldikleri için bir kuantum durumuna yerleştirilebilecek bozon sayısında bir sınırlandırma bulunmamaktadır. Bozonlar ayar alanları olarak ifade edilirler ve kuvvet taşıyıcı parçacıklardır. Fermiyonlardan farklı olan bir diğer özellik ise kanonik komütasyon ilişkileri ile temsil edilmeleridir.

Standart Model doğada yer alan temel parçacıkları ve bu parçacıkların birbirleri ile etkileşimlerinde yer alan dört temel kuvvetten üç tanesini açıklayabilen renormalize edilebilir bir ayar teorisidir. Standart Model, Kuantum Alan Teorisi (KAT) ve grup teori üzerine kurulmuş matematiksel bir model olup, günümüzdeki yüksek enerji fiziği deneyleri ile son derece

Çizelge 2.2. Fermiyonların sınıflandırılması

Fermiyonlar (Olive ve diğerleri, 2014)					
Leptonlar					
İsim	Sembol	Elektrik Yükü	Renk Yükü	Kütle (MeV/c ²)	Aile
Elektron	e^-	-1	0	0.511	1
Elektron Nötrinosu	ν_{e^-}	0	0	$(0.6 \pm 1.9) \times 10^{-6}$	1
Müon	μ^-	-1	0	105.6	2
Müon Nötrinosu	ν_{μ^-}	0	0	0.19	2
Tau	τ^-	-1	0	1776.8	3
Tau Nötrinosu	ν_{τ^-}	0	0	18.12	3
Kuarklar					
Yukarı Kuark	u	2/3 e	Kır. Yeş. Mav.	2.3	1
Aşağı Kuark	d	-1/3 e	Kır. Yeş. Mav.	4.8	1
Tılsım Kuark	c	2/3 e	Kır. Yeş. Mav.	1275 ± 25	2
Acayıp Kuark	s	-1/3 e	Kır. Yeş. Mav.	95 ± 5	2
Üst Kuark	t	2/3 e	Kır. Yeş. Mav.	1.7×10^5	3
Alt Kuark	b	-1/3 e	Kır. Yeş. Mav.	4180 ± 30	3

Çizelge 2.3. Bozonlar ve etkileşmeler. Kuvvetlerin etkileşim şiddet değerleri 10^{-18} m mesafede iki yukarı kuark arasındaki elektromanyetik kuvvet referans alınarak verilmiştir.

Bozonlar (Olive ve diğerleri, 2014)						
Bozon	Sembol	Elektrik Yükü	Kütle GeV/c ²	Etkileşme	Spin	Etkileşim şiddeti
Foton	γ	0	0	Elektromanyetik	1	1
W bozon	W^\pm	± 1	80.385 ± 0.015	Zayıf	1	0.8
Z bozon	Z^0	0	91.1876 ± 0.0021	Zayıf	1	0.8
Gluon	g	0	0	Güçlü	1	25
Higgs	h	0	125.7 ± 0.4		0	

uyumlu sonuçlar vermektedir.

SM, renk grubu $SU(3)_C$, zayıf izospin grubu $SU(2)_L$ ve hiper yük grubu $U(1)_Y$ üzerine kurulmuş abelyan olmayan bir ayar teorisidir. Bu teoriye ait ayar grubu,

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (2.1)$$

dur. Burada abelyan olmayan bir grup olan $SU(n)$ grubunun üreteç sayısı bulunurken $n^2 - 1$, abelyan yapıya sahip olan $U(n)$ grubunun üreteç sayısı ise n^2 ifadesi ile bulunur. Burada elde edilen üreteç sayıları o grubun sahip olduğu ayar alanı sayısını belirler. $SU(3)$ renk yükü simetrisi için $n^2 - 1$ ifadesi kullanıldığında toplamda sekiz adet üretece sahip olur ($G_\mu^a, a = 1, \dots, 8$) ve bu üreteçler renk yükü simetrisinin ayar alanları olan gluonlara karşılık gelmektedir. $SU(3)_C$ simetrisi kırılmamış bir simetri olduğundan dolayı, bu grubun

üreteçlerine karşılık gelen parçacıklar olan gluonlar için kütle terimleri izinli değildir. Kütleyle sahip olmamaları erimlerinin sonsuz olmasını gerektirir. Fakat kuark hapsi ve tek kuarkın bulunmaması bu durumun gizlenmesine sebep olur (Griffiths, 2008). Gluonlar renk / anti-renk çifti şeklinde renk yüküne sahip olduklarından dolayı renk yüküne sahip olan tüm fermiyonlar ile etkileşime girmeye izinlidirler. Toplamda kırmızı, mavi ve yeşil olmak üzere toplamda üç adet renk kuantum sayısı vardır. Toplamda 8 adet gluon bulunmaktadır. Fakat renk terminolojisinde 9 adet olasılık bulunmaktadır. Dokuzuncu olasılık, güçlü etkileşim yoluyla gözlenemeyen renksiz tekli durumdur $(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}/\sqrt{3})$. Renk terminolojisi bir parçacığın iç yapısının kuark-kuark (kk) veya kuark-kuark-kuark-kuark (kkkk) kombinasyonlarının olamayacağı bunun yerine mezonlar için kuark-antikuark ($k\bar{k}$), baryonlar için kuark-kuark-kuark (kkk) ve antibaryonlar için ($\bar{k}\bar{k}\bar{k}$) şeklinde olmaları gerekliliğini de ortaya koyar. $SU(2)_L$ izospin simetrisine bakıldığında bu simetriye ait üreteçler ($W_\mu^i, i = 1, 2, 3$) olan W^\pm ve Z ayar alanlarına karşılık gelirler. W^\pm ve Z bozonları kütleli parçacıklar olduklarından dolayı erimleri kısadır. Hiperyük simetrisi olan $U(1)_Y$ simetrisi n^2 ifadesinden bir adet üretece sahip olur. Hiperyük simetrisinin ayar alanı B_μ ile verilir. Z bozonu ve foton W_μ^3 ve B_μ ayar alanlarının karışımları ile elde edilir.

SM bir kuantum alan teorisi olduğundan dolayı temel yapıları da kuantum alanları olmalıdır. SM'de yer alan kuantum alanları,

- Fermiyonik alanlar (ψ_L, ψ_R),
- Elektrozayıf bozon alanları (W_1, W_2, W_3, B_μ)
- Gluon alanları G_μ^a
- Higgs alanı ϕ

olarak verilmektedir. Kütsüz ayar alanlarının gözlenebilir parçacıkları oluşturabilmeleri, Higgs mekanizması yardımıyla karışmalarını sağlayarak gerçekleştirilebilir (Cottingham ve

Greenwood, 2007). Gözlenebilir fiziksel parçacıklar için kütle terimleri aşağıdaki denklemlerle verilmektedir.

$$\begin{aligned}
Z &= \text{Cos}\theta_W W_3 - \text{Sin}\theta_W B, \\
A &= \text{Sin}\theta_W W_3 + \text{Cos}\theta_W B, \\
W^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \mp iW_2),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Burada yer alan θ_W Weinberg veya zayıf karışım açısı ismini almaktadır. $\text{Sin}^2\theta_W = 0.2223$ değerine sahiptir (Mohr ve diğerleri, 2016). Denklem 2.2'de yer alan kütle terimlerinin elde edilebilmesi için SM'in simetrisinin kırılması gereklidir.

2.2. Kendiliğinden Simetri Kırılması

Lagranjiyen içerisine kütle teriminin yazılması izinli değildir. Yazıldığı durumda lagranjiyenin dönüşümler altında değişmezliğinin bozulmasına sebep olacaktır. Değişmezliğin bozulması oluşturulan teorinin dönüşümler altında sürekli değişmesi anlamına gelecektir. Bu da kırılmamış bir simetrinin ara parçacıklarının kütsüz olmalarını zorunlu kılar. Bir önceki bölümde bahsedildiği üzere W^\pm ve Z bozonu kütleli parçacıklardır. Buradan yola çıkarak $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi kırılmış bir simetri olmalıdır. Simetrinin kırılması ve ayar alanlarına kütle verilmesi işlemi kendiliğinden simetri kırılması mekanizması ile gerçekleştirilebilir. Kuantum alan teorisinde en düşük enerjili durum lagranjiyenin simetrisini korumak zorunda değildir. KAT'de en düşük enerjili durum vakum durumu olarak ifade edilir. Bu vakum değeri lagranjiyen simetrisini koruyorsa simetrinin kırılmamış bir fazda olduğu, simetriyi korumuyorsa simetrinin kırıldığı söylenebilir. Kendiliğinden simetri kırılması mekanizmasını incelemek için kompleks skaler $\Phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$ alanını ele alabiliriz. Bu kompleks skaler alan için lagranjiyen

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial_\mu \Phi - m^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{2.3}$$

denklemini ile verilmektedir.

$$\Phi^\dagger \Phi = \left(\frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}} \right) \left(\frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \right) \tag{2.4}$$

Kompleks skaler alanlar denklem 2.4'teki gibi çarpıldıktan sonra denklem 2.3'te yerine koyulursa

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi_1 \partial_\mu \phi_1) + \frac{1}{2} (\partial^\mu \phi_2 \partial_\mu \phi_2) - \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2) \quad (2.5)$$

denklemini elde edilir. Potansiyelin minimum noktalarını bulmak için potansiyelin alanlara bağlı türevi alınır ve sıfıra eşitlenir. Bu işlem yapıldıktan sonra,

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{m^2}{\lambda} \quad (2.6)$$

ifadesi bulunur. Bu denklem bir çember denklemini olup minimum etrafındaki her bir noktada tanımlıdır. Denklem 2.5'te yer alan lagranjiyenin simetrisi (ϕ_1, ϕ_2) olup, (ϕ_1, ϕ_2) uzayında dönme simetrisi olarak düşünülebilir. Buradan yola çıkarak 2.6 denkleminin de dönme simetrisini sağlaması gerekliliği ortaya çıkar.

$$\begin{aligned} \phi_1' &= \phi_1 \cos \alpha + \phi_2 \sin \alpha \\ \phi_2' &= -\phi_1 \sin \alpha + \phi_2 \cos \alpha \\ \Phi &\rightarrow \Phi' = e^{-i\alpha} \Phi \\ \mathcal{L} &\rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Yukarıda yer alan dönüşümler uygulandığında potansiyelin minimumu,

$$\phi_1 = v_1 = \frac{m}{\sqrt{\lambda}}, \quad \phi_2 = v_2 = 0 \quad (2.8)$$

olarak seçilebilir. Burada v_1 ve v_2 vakum beklenen değerleridir (vbd). Kendiliğinden simetri kırılmasının gerçekleşebilmesi için bu vbd etrafında dalgalanmalar yaratacak alanlara ihtiyaç vardır. Bu alanlar ε ve κ olarak seçildiğinde başlangıçta tanımlanan skaler alan,

$$\Phi = \frac{m}{\sqrt{\lambda}} + \frac{\varepsilon + i\kappa}{\sqrt{2}} \quad (2.9)$$

şeklinde yeniden tanımlanabilir. ε ve κ alanları aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\varepsilon = \phi_1 - \frac{m}{\sqrt{\lambda}}, \quad \kappa = \phi_2 \quad (2.10)$$

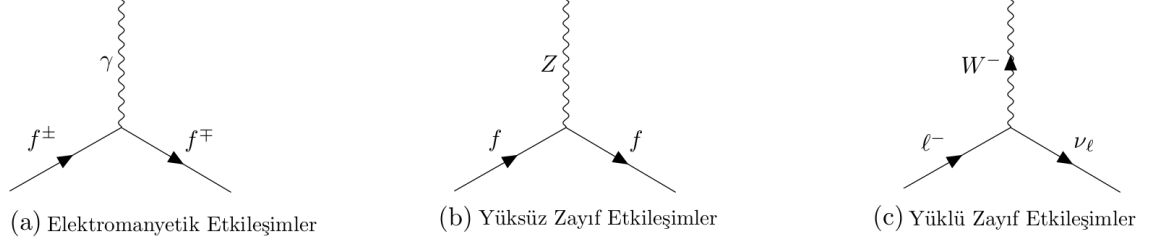
Tanımlanan bu alanlar denklem 2.5 içerisine yerleştirilir ve etkileşim terimleri çıkarıldığında elde edilecek lagranjiyen,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varepsilon)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \kappa)^2 - \frac{1}{2}m^2 \varepsilon^2 \quad (2.11)$$

formuna gelecektir. Global simetrinin kırılması sonucunda bir adet kütsesiz (κ) ve bir adet kütleli (ε) alanları ortaya çıkar. Başlangıçta denklem 2.3'te verilen lagranjiyen Klein-Gordon tipi bir lagranjiyendir. Klein-Gordon denklemi spin 0 parçacıklar için yazılan bir denklem olup, bu denklem sonucunda ortaya çıkan kütsesiz parçacıklara Goldstone bozonları adı verilir (Goldstone, 1961). κ bu lagranjiyen için 0 spinli bir Goldstone bozonu olarak ortaya çıkmıştır.

2.3. Elektrozayıf Model

Elektrozayıf model, zayıf ve elektromanyetik kuvvetin yüksek enerji skalalarında tek bir noktada birleştirilmesi ile oluşturulmuştur. Salam (Salam ve Ward, 1959) ve Weinberg (Weinberg, 1967) tarafından ortaya atılan bu modelin simetrisi $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisidir. $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi Higgs mekanizması yoluyla $U(1)_{EM}$ simetrisine kırılır. Bu kırılma esnasında W^\pm ve Z^0 ayar bozonlarına ait kütle terimleri oluşur. Tüm elektromanyetik ve zayıf etkileşimler şekil 2.2'de yer alan süreçlere indirgenebilirler. Şekil 2.2 a'da yüklü bir fermiyon etkileşim köşesine geldiğinde bir foton yayınlıyor veya soğurarak köşeden ayrılır. Şekil 2.2 b de yer alan sürece a seçeneğindeki süreçte yer alan foton yerine Z bozon aracılık eder. Şekil 2.2 c'de ise bir lepton etkileşim köşesinde W^\pm bozonunu yayınlıyor veya soğurarak kendi nötrinosa dönüşür. Daha karmaşık süreçleri tanımlamak için, burada yer alan diyagramların iki veya daha fazla kopyasını birleştirmeniz yeterlidir. En az üç parçacığın etkileşim noktasına köşe ismi verilmektedir. Süreçte yer alan her bir köşe sürecin olasılık yoğunluğuna $\alpha = 1/137$ kadarlık bir katkı getirir.



Şekil 2.2. Elektrozayıf Modelin temel süreçleri. Zaman eksenini yatay eksen olarak belirlemiştir.

Elektrozayıf modeli tanımlamak için, elektrozayıf bozonların kütlelerinin yerel simetrilerin kırılmasıyla ortaya çıktığı süreci ele almak gereklidir. İlk olarak iki bileşene sahip $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix}$ alanı tanımlanmalıdır. Burada $\Phi_A = (\phi_1 + i\phi_2)$ ve $\Phi_B = (\phi_3 + i\phi_4)$ olarak tanımlanmaktadır. Bu durumda global $SU(2) \times U(1)$ simetrisine sahip en basit lagranjiyen denklem 2.3'teki gibi olacaktır. Bu denklemden dört adet aynı kütleyle sahip ve birbirinden bağımsız serbest skaler alanlar elde edilir. Standart Model yerel bir simetriye sahip olduğundan dolayı global simetri kırılımı mekanizması kullanılamaz. Standart model için yerel simetri kırılma mekanizması kullanılmalıdır. Yerel simetrinin kırılma mekanizmasına Higgs mekanizması ismi verilir. $SU(2)$ simetrisine ait τ^k ile temsil edilen 3 adet jeneratör aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Tanımlanan bu jeneratörler aslında Pauli spin matrisleri ile birebir aynıdır.

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta_x \tau^0} \Phi \quad (2.13)$$

şeklinde yapılacak yerel $U(1)$ dönüşümü lagranjiyenin değişmezlik özelliğini ortadan kaldırmaktadır. Değişmezliğin tekrar sağlanabilmesi için yeni bir vektör alanın tanımlanması gereklidir. Tanımlanan yeni vektör alan sayesinde lagranjiyenin simetrisi kırılmadan kalmış olur. Bu vektör alan ve kovaryant türev aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$B_\mu(x)\tau^0 \rightarrow B'_\mu(x)\tau^0 = B_\mu(x) + \frac{2}{g_1}\partial_\mu\theta_x, \quad i\mathcal{D}_\mu \rightarrow i\mathcal{D}'_\mu = i\partial_\mu - \frac{g_1}{2}B_\mu \quad (2.14)$$

Burada yer alan g_1 , $U(1)$ simetrisi için etkileşmenin şiddetini belirleyen çiftlenim sabitini ifade etmektedir.

$$[\tau_i, \tau_j] = 2i\epsilon_{ijk}\tau_k \quad (2.15)$$

$SU(2)$ simetrisinin cebri denklem 2.15 ile verilir. $SU(2)$ simetrisindeki dönüşümler

$$U = e^{-i\alpha^k \tau^k} \quad (2.16)$$

şeklinde uygulanabilir. Burada α^k ve τ^k terimleri denklem 2.12'de verilen Pauli spin matrisleridir. $W_\mu^k(x)$ şeklindeki bir vektörel ayar alanı:

$$W_\mu(x) = W_\mu^k(x)\tau^k, \quad W_\mu(x) \rightarrow W'_\mu(x) = U(x)W_\mu(x)U^\dagger(x) + \frac{2i}{g_2}(\partial_\mu U(x))U^\dagger(x) \quad (2.17)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada g_2 , $SU(2)$ simetrisi için etkileşmenin şiddetini belirleyen çiftlenim sabitini ifade etmektedir. $SU(2)$ alanına ait kovaryant türev ve bu türevere uygulanacak simetri dönüşümü aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$\mathcal{D}_\mu \Phi = \left[\partial_\mu + \frac{ig_1}{2}B_\mu + \frac{ig_2}{2}W_\mu \right] \Phi, \quad \mathcal{D}'_\mu \Phi' = e^{-i\theta}U(x)\mathcal{D}_\mu \Phi \quad (2.18)$$

Denklem 2.3'teki lagranjiyenin yerel dönüşümler altında değişmeden kalmasını garanti edecek formu:

$$\mathcal{L}_\Phi = (\mathcal{D}\Phi)^\dagger (\mathcal{D}\Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (2.19)$$

şekline bürünecektir. Bu tanımlamaların ardından lagranjiyene ayar alanları için dinamik katkıları içeren terimler eklenebilir. Bu terimler:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{8}Tr(W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}) \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanırlar. Burada $B_{\mu\nu}$ ifadesi $U(1)$ simetrisi için alan güç tensörünü ifade eder. Aynı şekilde $W_{\mu\nu}$ ifadesi de $SU(2)$ simetrisi için alan güç tensörüdür. Bu güç tensörleri

aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ W_{\mu\nu}^l &= \partial_\mu W_\nu^l - \partial_\nu W_\mu^l - g_2 \epsilon^{lmn} W_\mu^m W_\nu^n \end{aligned} \quad (2.21)$$

Pauli spin matrislerinin

$$\begin{aligned} \text{Tr}(\tau^i)^2 &= 2, \\ i \neq j, \text{Tr}(\tau_i \tau_j) &= 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

özellikleri 2.20 denkleminde yerine yazıldığında

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} - \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} \quad (2.23)$$

ifadesi elde edilir. Burada W alanları:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2), \\ W_{\mu\nu}^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2), \\ W_{\mu\nu}^3 &= \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 - ig_2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+) \end{aligned} \quad (2.24)$$

şeklinde tanımlanabilir. Yapılan tüm tanımlamaların ardından $SU(2)$ simetrisi altında $\Phi_A = 0$ (iki durum) ve $\Phi_B = \phi_0$ (gerçek durum) olarak seçilirse (Wolfenstein, 1984), temel durum ve uyarılmış durumlar

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{temel durum}} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 \end{pmatrix} \\ \Phi_{\text{uyarılmış durum}} &= \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 + h(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.25)$$

formunda olacaktır. Burada yer alan ϕ_0 vakum beklenen değer geliştirir ve

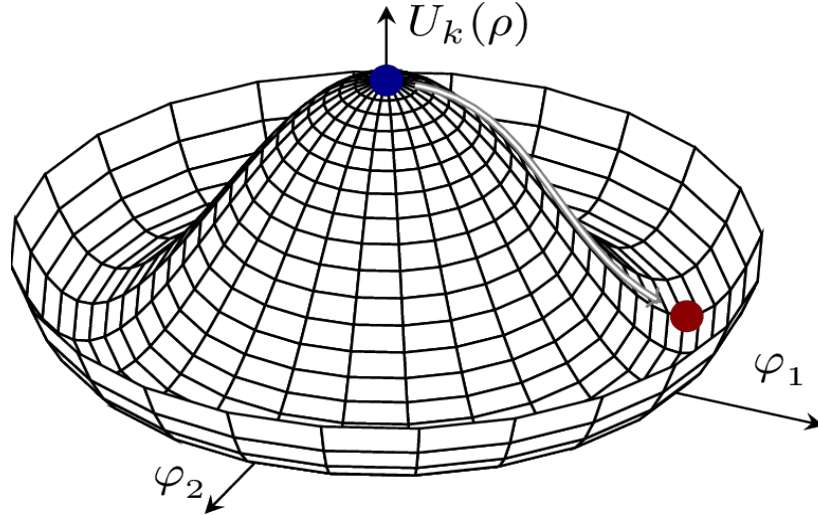
$$\Phi_{\text{uyarılmış durum}} = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

şeklini alır. Vakum beklenen değeri içeren bu ifade 2.19 denkleminde yerine yazıldığında lagranjiyen aşağıdaki formu alır.

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2} \partial_\mu h(x) \partial^\mu h(x) + \frac{g_2^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} \left(v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right)^2 + \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) \underbrace{Z_\mu Z^\mu}_{Z_\mu = W_\mu^3 \cos\theta_w - B_\mu \sin\theta_w} \left(v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right)^2$$

$$\underbrace{-m^2 h^2(x) + \frac{m^2}{v\sqrt{2}} h^3(x) + \frac{m^2}{8v^2} h^4}_{V(h)}$$
(2.27)

Burada $V(h)$ meksika şapkası şeklinin oluşmasını sağlayacak higgs potansiyelini ifade eder. Meksika şapkası, merkezde bir adet yerel maksimum bulunan ve etrafında da çember şeklinde sonsuz sayıda yerel minimum durumunu ifade eden bir analogidir (şekil 2.3).



Şekil 2.3. $V(h)$ potansiyelinin grafiği

A_μ alanı ise

$$A_\mu = W_\mu^3 \text{Sin}\theta_w + B_\mu \text{Cos}\theta_w \quad (2.28)$$

şeklinde ortaya çıkar. Burada yer alan $\text{Cos}\theta_w$ ve $\text{Sin}\theta_w$ açıları,

$$\begin{aligned} \text{Cos}\theta_w &= \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\ \text{Sin}\theta_w &= \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

şeklinde verilen Weinberg açılarıdır. Elde edilen toplam lagranjiyenin bir kısmı:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \partial_\mu h(x) \partial^\mu h(x) - m^2 h^2(x) \\ &\quad - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{4} v^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu \\ &\quad - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \\ &\quad - \frac{1}{2} \left[(\mathcal{D}_\mu W_\nu^+)^* - (\mathcal{D}_\nu W_\mu^+)^* \right] \left[\mathcal{D}^\mu W^{+\nu} - \mathcal{D}^\nu W^{+\mu} \right]^* + \frac{1}{2} g_2^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &\quad + \mathcal{L}_{\text{Etkileşim terimi}} \end{aligned} \quad (2.30)$$

terimleri ile verilir. Burada $Z_{\mu\nu}$ alanı ve $A_{\mu\nu}$ alanı birbirlerine benzer olarak:

$$\begin{aligned} A_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\ Z_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \end{aligned} \quad (2.31)$$

şeklinde yazılabilirler. Son olarak $\mathcal{D}_\mu W_\nu^+ = (\partial_\mu i g_2 \text{Sin}\theta_w A_\mu) W_\nu^+$ olarak tanımlanmıştır.

Denklem 2.30'a bakarak alanlara ait kütle terimleri

$$\begin{aligned} m_A &= 0, \\ m_W &= v \frac{g_2}{\sqrt{2}} = 80,385 \pm 0,0015 \text{GeV}, \\ m_Z &= v \sqrt{\frac{g_1^2 + g_2^2}{2}} = 91,1876 \pm 0,0021 \text{GeV}, \\ m_h &= m \sqrt{2} = 125,09 \pm 0,24 \text{GeV}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

olarak bulunabilir. Burada yer alan Higgs parçacığının kütlesi de dahil olmak üzere tüm

kütle değerleri deneysel gözlemlerden elde edilmiştir (Patrignani ve diğerleri, 2016; Aad ve diğerleri, 2012; Chatrchyan ve diğerleri, 2012). Ayrıca $\text{Cos}\theta_w$ Parçacık Veri Grubu (PVG) tarafından $\text{Cos}\theta_w = m_w/m_z$ şeklinde tanımlanmıştır (Patrignani ve diğerleri, 2016). Sonuç olarak $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ simetrisine kırılımı Higgs mekanizması vasıtasıyla gerçekleşir. Yerel simetrinin kırılmasından sonra Higgs alanı ile etkileşime giren parçacıklar kütle kazanmış olurlar.

2.4. Kuantum Renk Dinamiği

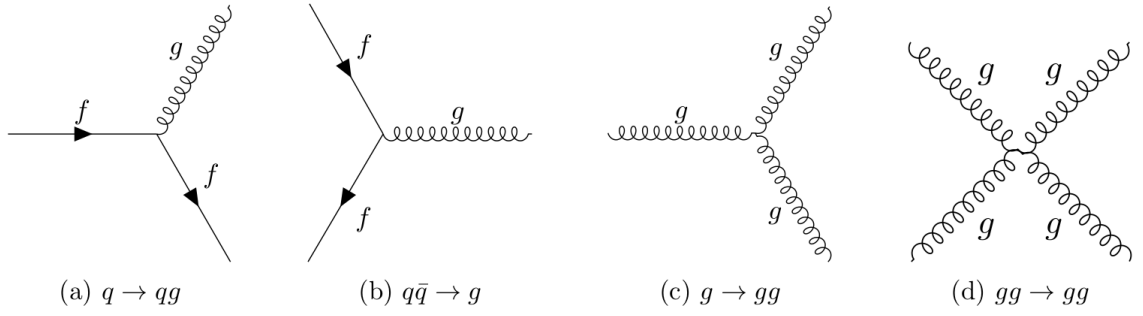
Kuantum Renk Dinamiği (KRD), $SU(3)_C$ simetrisine ait güçlü etkileşimleri tanımlayan kuantum alan teorisidir. KRD için yazılacak lagranjiyen elektrozayıf teoride yazılan lagranjiyene benzeyecektir. KRD’de her bir çeşniye ait 3 adet renk yüklü alan bir üçlü içerisinde tanımlanmalıdır. Örneğin üst kuark için tanımlanacak üçlü:

$$t = \begin{pmatrix} t_r \\ t_g \\ t_b \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

şeklinindedir. Dört bileşenli Dirac spinörü ise $t_c, \{c|r, g, b\}$ şeklinde tanımlanır. $q \rightarrow q' = Uq$ dönüşümü altında teorinin değişmez kaldığı yerel $SU(3)$ simetrisi tanımlandığında aşağıdaki denklemi yazabilmek için uygun şartlar sağlanmış demektir.

$$\mathcal{L}_{\text{KRD}} = \underbrace{-\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{\text{Gluon}}} + \underbrace{\sum_{f=1}^6 [\bar{q}_f i\gamma^\mu (\partial_\mu i g G_\mu) q_f - m_f \bar{q}_f q_f]}_{\mathcal{L}_{\text{Kuark}}} \quad (2.34)$$

$\mathcal{L}_{\text{Gluon}}$ lagranjiyeni $SU(3)_C$ alanına ait sekiz gluon üzerinden toplam alır ve bu lagranjiyen gluon alanları için kinetik terim ile gluonların kendileri ile etkileşimlerinin yer aldığı terimleri içerisinde barındırır. $\mathcal{L}_{\text{Kuark}}$ lagranjiyeni ise altı kuark üzerinden toplam alır. Bu lagranjiyen kuarklar için kütle terimlerini, gluonlar için kinetik terimleri ve gluon alanları ile olan etkileşim terimlerini içerisinde bulundurur. Gluonlar ve kuarklar için kullanılacak temel Feynman diyagramları şekil 2.4’te verilmiştir.



Şekil 2.4. Kuantum renk dinamiğinin temel süreçleri. Zaman eksenini yatay eksen olarak belirlenmiştir.

Şekil 2.4 a gluon ile iki kuark etkileşimini, b kuark-antikuark birlikte yok olma sürecini, c üçlü gluon etkileşimini, d'de ise dörtlü gluon etkileşimini temsil etmektedir.

Tek bir başlangıç durumundan bir çok sayıda etkileşim yazılabilir. Fakat son durumdaki parçacık sayısı arttıkça sürecin gerçekleşme olasılığında giderek azalmaktadır. Yani sürecin gerçekleşme olasılığı son durumdaki parçacık sayısıyla ters orantılıdır. Gerçekleşme olasılığına her bir etkileşim noktasından katkılar gelmektedir ve gelen katkılar güçlü etkileşim sabiti olan α_s ile orantılıdır.

Şu ana kadar Kuantum Elektrodinamiği (KED) ile KRD birbirine çok benzemeleri bir tesadüf değildir. Fakat aralarında belirgin bazı farklar yer almaktadır. En önemlilerinden biri etkileşim sabitleri arasındaki büyük farktır. KED etkileşim sabiti $\alpha = 1/137$ iken, KRD'nin etkileşim sabiti $\alpha_s = 1$ mertebesindedir. Başlangıçta bu durum çok büyük sıkıntılara yol açmaktaydı. NLO ve ötesindeki tüm terimlerden gelen katkılar hesaplamalara aynı oranda etki etmekteydi. Güçlü etkileşim sabitinin yüksek enerji skalalarında veya düşük mesafelerde azaldığı görüldü. Enerji skalasına veya aradaki mesafeye bağlı olarak değişkenlik gösteren bu değer için değişken etkileşim sabiti ifadesi kullanılmaya başlandı. Bu keşifleri ile birlikte Gross, Wilczek ve Politzer 2004 yılında Nobel Fizik ödülüne layık görüldüler (Gross ve Wilczek, 1973a; Politzer, 1974; Gross, 2005; Gross ve Wilczek, 1973b). Bu fenomen asimptotik özgürlük olarak bilinir ve Feynman diyagramlarının yüksek enerji seviyelerinde KRD hesaplamaları için uygun bir araç olmasına izin verir. Enerji skalasının yükselmeye çıkması güçlü kuvvetin etkileşim sabitinin azalmasına sebep olur bu sayede pertürbatif yani yüksek mertebeli diyagramlardan gelen katkılar hesaplamalara dahil edilebilir. Feynman

diyagramlarında kuark döngüleri ve gluon döngüleri arasında, kısa mesafelerde efektif etkileşim sabitinin artıp artmadığını belirleyen bir tür rekabet vardır (Gross ve Wilczek, 1973a,b). KED ve KRD arasındaki enerji ölçeğinin bir fonksiyonu olarak etkileşim sabitlerinin ifadeleri

$$\alpha_{KED}(Q^2) = \frac{e^2}{4\pi - \frac{e^2}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{4m^2}\right)} \quad (2.35)$$

$$\alpha_{KRD}(Q^2) = \frac{e^2}{4\pi - \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{n_c} [2n_f - 11n_c] \ln\left(\frac{Q^2}{\lambda^2}\right)}$$

karşılaştırıldığında, değişken etkileşim sabitinin neden farklı olduğu açıkça görülebilmektedir (Close, 1979). Burada n_c ve n_f teorinin renk ve çeşni sayısını belirtmektedir. 2.35 denkleminde odaklanılması gereken kısım α_{KRD} 'nin paydasındaki $[2n_f - 11n_c]$ terimidir. Eğer bu terim $[2n_f - 11n_c] < 0$ olursa KRD'nin etkileşim sabiti α_{KRD} azalmaya başlayacaktır. Bu terim SM çerçevesinde incelenecek olursa, SM içerisinde $n_c = 3$ ve $n_f = 6$ değerlerine sahiptirler, $[2n_f - 11n_c] < 0$ olacağından kısa mesafelerde renk yüklü parçacıklar birbirleri ile çok az etkileşirler. Bu da asimptotik özgürlük ismini alır.

2.5. Standart Modelin Eksiklikleri

Standart Model, onlarca yıldan beri deneylerde başarıyla doğrulanan son derecede başarılı bir teoridir. Özellikle W ve Z bozonlarının kütle terimlerine yönelik yapmış olduğu teorik hesaplamalar, tılsımlı kuark ve nötral akımların varlığı gibi öngörülerini deneylerle uyumludur. Bu denli başarılı bir teori olmasının yanı sıra hala deneysel veriye ihtiyaç duymakta, bazı sorulara cevap verememekte, bazı olayları açıklayamamakta ve bazı problemlere çözüm üretememektedir. Bu sebeplerden dolayı SM sınırları olan ve düşük enerji skalalarında geçerli olan bir model haline gelmektedir.

2.5.1. Nötrino osilasyonları

Standart Model içerisinde nötrinolar kütle kazandırabilecek bir mekanizma yer almamaktadır. Yani SM nötrinoları kütesiz kabul etmektedir. Fakat yapılan deneylerde nötrino osilasyonları, nötrinoların az da olsa bir kütle değerine sahip olduklarını göstermektedir

($O(\text{KeV})$). Aynı zamanda SM içerisinde sağ-elli n6trınolar hen6z g6zlemlenebilmiş durumda değildir. SM 6tesinde 6nerilen modeller sağ-elli n6trinonun k6tlesini ciddi derecede arttırabilecek simetriler veya mekanizmalar i6erebilmektedir (Aghanim ve diğerleri, 2020; Aseev ve diğerleri, 2011; Aker ve diğerleri, 2019).

2.5.2. Baryon-Antibaryon asimetrisi

Kozmolojik Standart Model, B6y6k Patlama'dan sonra eşit miktarda baryonik madde ve baryonik antimaddenin 6retilmiş olması gerektiğini 6ng6r6r. Kozmik işın deneylerinden gelen veriler d6nyaya 6arpan par6acıkların yalnızca 6ok k666k bir kısmının antimadde olduğunu g6stermektedir. Fakat g6nl6k hayatta antimaddenin olmayışı aşıkar bir şekilde ortadadır. Mevcut tahminler, antimaddenin maddeden dokuz kat daha az miktarda bulunduğunu g6steriyor. SM'de b6yle bir asimetriye neden olan mekanizmalar (6rn. CP ihlali (Aaij ve diğerleri, 2013)) bu g6zlenen dengesizliği tanımlamaya yetmemektedir (Aghanim ve diğerleri, 2020; Cohen ve diğerleri, 1998).

2.5.3. Karanlık madde ve karanlık enerji

Kozmik Mikrodalga Ar dalan Işıması 6l66mleri evrenin enerji kapasitesinin yalnızca %5'lik kısmını baryonik maddenin (antimadde dahil) oluşturduğunu g6stermektedir (Ade ve diğerleri, 2016). SM geriye kalan %95'lik kısım i6in herhangi bir yorum yapamamaktadır. Yine Kozmik Mikrodalga Ar dalan Işıması 6l66mlerinden gelen veriler doğrultusunda %27'lik kısım, galaksileri i6erisine alan yer6ekimi ile etkileşime girebilecek şekilde d6ř6n6len karanlık maddeye atfedilirken, %68'lik kısım ise evrenin her yerine yayıldığı ve evrenin genişlemesinden sorumlu olduğu d6ř6n6len hipotetik bir enerji olan karanlık enerjiye atfedilir.

2.5.4. Temel sabitler ve kuplajların değerleri

SM içerisinde deneylerde bulunup teorinin içerisine aktarılmış 19 adet serbest parametre yer almaktadır. Bu serbest parametreler,

- Fermiyon kutleleri (9 adet) (2.2),
- Kuantum Renk Dinamiği vakum açısı $\Theta_{KRD} \sim 0$ (Abe ve diğerleri, 1995)
- Vakum beklenen değeri ($v=246$ GeV) (Amsler ve diğerleri, 2008)
- Karışım açıları (4 adet) (Beringer ve diğerleri, 2012),
- $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ alanları için etkileşim sabitleri (3 adet)
- Higgs bozonunun kutlesi $m_H=125.3\pm 0.6$ GeV (Collaboration, 2012)

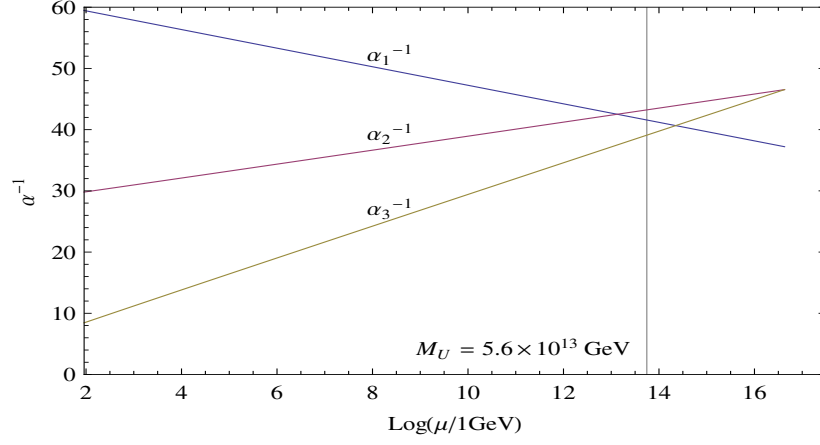
dir.

2.5.5. Ayar kuplajlarının birleşimi

Standart model'de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar alanlarına ait ayar kuplajlarını bir noktada birleştirmek mümkün olmamaktadır. RGD kullanılarak ayar kuplajlarının yüksek enerji skalalarında alabileceği değerler hesaplanabilmektedir. Bu değerler hesaplanarak grafiği çizdirildiğinde Şekil 2.5 elde edilmektedir. Bu Şekilde elektromanyatik, zayıf ve güçlü kuvvetlerin birleşme skalası M_U ,

$$\frac{1}{\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_3} = \frac{5}{3} \left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{1}{\alpha_3} \right) \quad (2.36)$$

denklemleri ile verilmektedir. Şekil 2.5 incelendiğinde Standart Model çerçevesinde  ayar sabitinin birleşmesinin mümkün olmadığı görülmektedir.



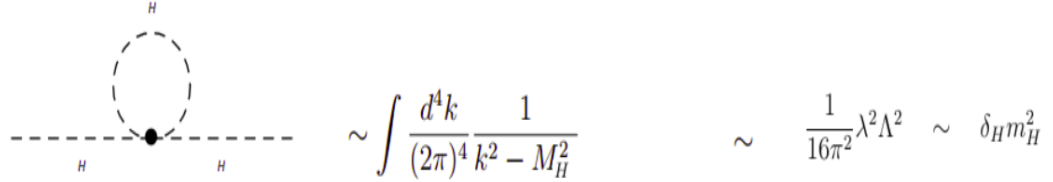
Şekil 2.5. Standart Modelde, elektromanyetik (α_1), zayıf (α_2) ve güçlü (α_3) kuvvet için ayar kuplajları (Huo ve diğerleri, 2011).

2.5.6. Hiyerarşi problemi

Standart Model'in tüm evreni tanımlamak için yeterli bir model olmadığını ifade etmiştik. SM'in yetersiz kaldığı noktalardan biri de enerji skalalarındaki değişimlere yeterli cevapları verememesidir. Standart Model, düşük enerji skalalarında geçerli olan efektif bir model olup, bu enerji skalasına elektrozayıf skala ($M_W \sim 100$ GeV) adı verilmektedir. Modellerin geçerli olabildikleri en yüksek enerji skalasına kesilim skalası adı verilmektedir. Eğer SM ötesinde başka modeller yoksa SM için kesilim skalası olarak kütle-çekim kuvvetinin etkilerinin de gözlenebildiği Planck skalası ($M_P \sim 10^{18}$ GeV) alınabilir. Bu iki skalanın birbirine oranlarına (M_P/M_W) bakıldığında değer çok büyük olduğu görülmektedir. Bu oranın bu denli büyük olması hiyerarşi problemine sebep olmaktadır (Weinberg, 1976; Gildener, 1976; Susskind, 1979). Hiyerarşi problemi temelde enerji skalaları arasındaki farklardan kaynaklanmaktadır. Standart Modelde yer alan tüm parçacıklar kütlelerine döngü seviyelerinden gelen ışınımsal katkılar alırlar. Fermiyonlarının ve ayar bozonlarının kütleleri sırası ile kiral ve ayar simetrileri tarafından korunur ve sadece logaritmik katkılar almaktadır. SM'de yer alan tek skaler bozon olan Higgs bozonunun kütlelerini ışınımsal düzeltmelerden koruyabilecek bir simetri yer almamaktadır. Bundan kaynaklı olarak Higgs parçacığına gelen katkılar kesilim skalasının karesi (kuadratik) ile orantılı olmaktadır. Higgs bozonu için kütle terimi,

$$m_H^2 = m_{\text{çiplak kütle}}^2 + \Delta m_H^2 \quad (2.37)$$

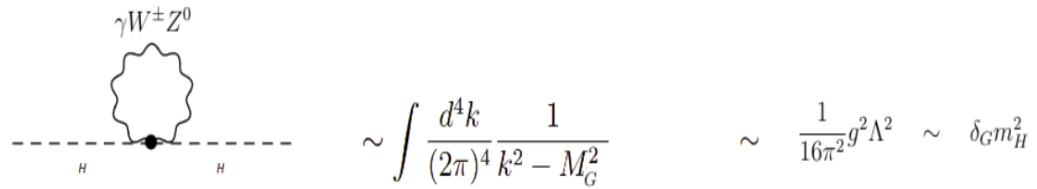
olarak yazıldığında Δm_h terimi Higgs bozonuna gelecek olan katkıları ifade etmektedir. Bu katkılar Higgs bozonunun kendisi ile yapmış olduğu etkileşiminden, $SU(2)$ ayar bozonlarıyla yapmış olduğu etkileşimlerden ve fermiyonlarla yapmış olduğu etkileşimlerden gelecektir. Şekil 2.6 Higgs parçacığının kendisi ile yapmış olduğu etkileşimi içermektedir. Şekil 2.7



$$\sim \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - M_H^2} \sim \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \sim \delta_H m_H^2$$

Şekil 2.6. Standart Modelde, Higgs bozonunun kendisi ile etkileşiminden kütlesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.

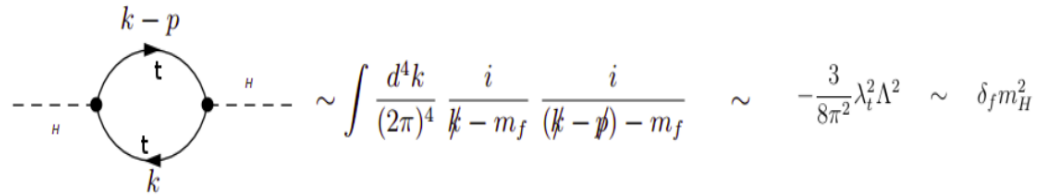
Higgs parçacığının $SU(2)$ ayar bozonlarıyla yapmış olduğu etkileşimi içermektedir.



$$\sim \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - M_G^2} \sim \frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2 \sim \delta_G m_H^2$$

Şekil 2.7. Standart Modelde, Higgs bozonunun $SU(2)$ ayar bozonlarıyla olan etkileşiminden kütlesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.

Şekil 2.8 Higgs parçacığının üst kuark ile yapmış olduğu etkileşimi içermektedir. Yukawa



$$\sim \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{k} - m_f} \frac{i}{(\not{k} - \not{p}) - m_f} \sim -\frac{3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2 \sim \delta_f m_H^2$$

Şekil 2.8. Standart Modelde, Higgs bozonunun üst kuark ile yapmış olduğu etkileşiminden kütlesine bir döngü seviyesinde gelen katkılar.

kuplajı en büyük olan parçacık üst kuark olduğu için en büyük katkı üst kuarktan gelecektir. Dikkat edilirse Higgs bozonunun yapmış olduğu tüm etkileşimlerde kütlesine gelen katkılar kesilim skalasının karesi ile orantılıdır. Kesilim skalası olarak Planck skalası

($M_P = 10^{18}$ GeV) alındığında, kütlesi yaklaşık olarak 100 GeV mertebesinde olan Higgs bozonunun kütlesine gelecek olan katkı $\Delta m_h^2 \approx 10^{36}$ GeV² mertebesinde olacaktır. Bu değer Higgs bozonunun kütlesinden oldukça büyüktür. Enerji skalaları arasındaki farktan kaynaklı olarak ortaya çıkan bu soruna hiyerarşi problemi adı verilir. Bu problemin ortadan kaldırılması için Higgs bozonunun kütlesine gelen katkıları ince ayar ile ortadan kaldırılması gerekmektedir. SM içerisinde gelen bu yüksek mertebeli katkıları ortadan kaldırmak için yapılması gereken ince ayar miktarı çok fazla olmaktadır.

Fermiyonlar ve ayar bozonlarında aynı durum söz konusu değildir. Ayar bozonlarının kütle terimlerine gelecek olan kuadratik ıraksama katkıları ayar simetrisi tarafından engellenirken, fermiyonların kütle terimlerine gelecek olan kuadratik ıraksama katkıları da kiral simetrisi tarafından engellenir. Fermiyon ve ayar bozonlarının kütle terimleri sadece logaritmik katkıları alır. Kesilim skalasına olan logaritmik katkıları aşağıdaki denklemlerde yer aldığı gibidir.

$$\begin{aligned}\Delta m_e &\sim m_e \ln \left(\frac{\Lambda}{m_e} \right) \\ \Delta m_W^2 &\sim m_W^2 \ln \left(\frac{\Lambda}{m_W} \right)\end{aligned}\tag{2.38}$$

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölümde tezin devamında kullanılacak olan Minimal Süpersimetrik Standard Model (MSSM)'in parçacık içeriği, parçacıklara ait kütle terimleri, yumuşak süpersimetri kırılması, elektrozayıf simetri kırılması, R parite konuları detaylı bir şekilde verilecektir.

3.2. TeV Skalasındaki Fizik Niçin Önemlidir?

Bir önceki bölümde Higgs bozonunun kütesine gelen kuadratik ışınımsal düzeltmelerden bahsetmiştik. SM, renormalize edilebilir bir kuantum alan teorisidir. Bundan dolayı parçacıkların kütle terimlerine gelecek ışınımsal düzeltmeleri değerlendirmek için bu teori kullanılabilir. Aslında, bu düzeltmeler dahil edilmediği sürece, SM tahminlerinin LEP ve diğer çarpıştırıcılardan alınan hassas ölçümlerle farklılık gösterdiğini zaten gözlemledik. Peki bu farkın sebebi nedir?

Higgs bozonuna ait fiziksel kütle terimi aşağıdaki gibidir.

$$m_H^2 = m_{\text{çplak kütle}}^2 + \frac{c}{16\pi^2} \Lambda^2 \quad (3.1)$$

sağ tarafta yer alan ilk terim Higgs bozonu için çıplak kütle, ikinci terim ise Higgs bozonunun kütesine döngü seviyesinden gelen kuadratik ıraksama terimlerini ifade eder. Biz sadece SM'in makul bir açıklama yapmasını beklediğimiz enerji-momentum aralığı üzerinden integral alıyoruz. Başka bir deyişle, Λ kesilim skalasını SM'in geçerliliğini yitirdiği skala olarak yorumluyoruz. Bunun nedeni, SM'e dahil olmayan yeni serbestlik derecelerinin önem kazanmaya başlaması olabilir. Bu yeni serbestlik dereceleri, etkileri düşük enerjide ihmal edilebilen, örneğin büyük birleşme ile ilişkili yeni parçacıklar gibi bilinmeyen ağır parçacıklar

olabilir. Ayrıca, Λ kesilim skalasında gelişen yeni form faktörleri (kökeni bilinmeyen bazı güçlü bağlı dinamikler olabilir) SM'in geçerliliğini yitirmesine sebep olabilir. Λ kesilim skalası birkaç TeV kadar düşük olabilir, ancak kuantum yerçekimi düzeltmelerinin önemli hale gelmesinin beklendiği indirgenmiş Planck ölçeği ($M_P = 2.4 \times 10^{18} \text{GeV}$)'den kesinlikle daha yüksek olamaz.

Peki hangi değer makul olduğuna nasıl karar vereceğiz? Denklem 3.1'in sol tarafındaki kısım pertürbatif üniterlikten dolayı sadece bir kaç GeV'lik değer alabilir (Dicus ve Mathur, 1973; Lee ve diğerleri, 1977). Aynı zamanda denklem 3.1'in sağ tarafındaki iki terim arasında aşırı ince ayar yapılmasının önüne geçilmek isteniyorsa, kesilim skalasının $\Lambda \leq \mathcal{O}(\text{TeV})$ civarında olma zorunluluğu ortaya çıkmaktadır. Bu noktada bu sonucun SM'in mantıksal tutarsızlığından değil, teorimize eklemek istediğimiz "ince ayar yapmaya gerek olmamalı" şartından kaynaklandığı vurgulanmalıdır. Büyük Λ^2 değerlerinden kaynaklı olarak TeV enerjilerinde gelecek düzeltmeler, $\Lambda \gg 1 \text{ TeV}$ olduğunda yüksek enerji teorisinin parametrelerine aşırı derecede duyarlı olacağı anlamına gelir. Bu SM'in hiyerarşi problemi olarak ifade edilir. Buradan yola çıkarak TeV enerji ölçeğinde yüksek enerjili çarpışmalarda kendini gösteren yeni serbestlik derecelerinin olması gerektiği sonucuna varılabilir.

3.3. Standart Model Ötesinde Tanımlanacak Yeni Fizik Bize Neler Sunmalı?

Bir önceki bölümde elde ettiğimiz argümanlar TeV ölçeğinde yeni serbestlik derecelerinin varlığına işaret etse de, bu argümanlar yeni fiziğin ne olabileceğine dair ipuçları vermezler. Bununla birlikte, TeV skalasında yeni fiziğin varlığına dair bir sonuçtan kaçınmanın mümkün olup olmadığını dikkatlice inceleyelim.

1. Doğanın ince ayarlı bir yapıda olduğunu kabul edebiliriz. Bu durumda yüksek skalalardan yola çıkarak düşük skalalardaki modellere ait parametreleri elde etmemiz mümkün olmayacaktır. SM'in ince ayar probleminin çözümüne izin veren birkaç öneri olmasına rağmen, kozmolojik sabite skaler kütlede çok daha büyük ölçüde ince ayar yapmanın hala gerekli olduğu savunulmaktadır.

2. Doğada temel skaler alanlar yoktur (ve dolayısıyla ince ayar sorunları yoktur), ancak sıkıca bağlanmış fermiyonların bileşik durumları Higgs bozonunun rolünü oynar. Bu öneri, TEV ölçeğinde sınırlayıcı hale gelen asimptotik olarak serbest KRD benzeri bir teknirenk etkileşimi yoluyla etkileşime giren ve birbirine bağlanan yeni teknifermyonları ortaya koyan teknirenk modelinin arkasındaki fikirdir (Farhi ve Susskind, 1981; Lane, 2002). Teknirenk dinamikleri, teknifermyonların yoğunlaşmasına neden olarak elektrozayıf ayar değişmezliğinin bozulmasına yol açar. Aynı fikir fermiyonlara kütle vermek için kullanılmaya çalışıldığında sorunlarla karşılaşılır. Kütleli fermiyonları içeren modellerin yapımı, diğer genişletilmiş teknik renk etkileşimlerinin uygulanmasını gerektirir. En basit modeller, çeşni değiştiren nötr akım süreçlerini kabul edilemez derecede büyük oranlarda hesaplamaktadırlar. Bu sorunları önlemek için daha karmaşık teknik renk teorileri oluşturulabilir, ancak bu modeller de genellikle hassas elektrozayıf ölçümleri içeren verilerle çelişir.

3. Higgs bozonunun kendisi, ayar bozonları ve fermiyonlar ile yaptığı etkileşimler: Bu güçlü etkileşimlerin, özellikle Higgs bozonu ve elektrozayıf ayar bozonu saçılma genliklerinde, kendilerini yüksek enerjili çarpışmalarda ortaya çıkaracak yeni rezonanslarla sonuçlanması beklenebilir. Rezonans olmasa bile, bazı kanallarda, örneğin art alanın küçük olduğu $W^\pm W^\pm$ saçılımında, sadece saçılma genliğinde bir artış olarak gözlemlenebilir (Cheung, 1995; Bagger ve diğerleri, 1995).

4. Çok radikal bir alternatif olarak, yerçekimi etkilerinin zayıf ölçeğe yakın bir enerji ölçeğinde güçlü hale gelmesini sağlayan görüşlerde bulunmaktadır. Bu görüşlerdeki temel motivasyon, yerçekimi ve ayar etkileşimlerinin boyutundaki belirgin farkı açıklamaktır. Spesifik olarak, $M_C \ll M_P$ boyutuna sahip ek kompakt uzaysal boyutların olduğu ve (SM ayar etkileşimlerinin aksine) yerçekimi etkileşimlerinin tüm bu boyutlara nüfuz ettiği düşünülür. Yerçekimi M_C^{-1} mesafelerinde çok zayıf olacak şekilde ortaya çıkar, çünkü akının çoğu bu ek boyutlarda kaybolmuştur. Bu ekstra boyutlar, yerçekiminin etkilerinin önemli hale geldiği enerji skalalarının yaklaşık olarak M_C civarında olduğu parçacık çarpıştırıcılarında doğrudan incelenebilir. Bu senaryo içerisinde kesilim skalası $\Lambda \approx M_C \approx O(\text{TeV})$ olarak ortaya çıktığında ince ayar problemi ortadan kalkmaktadır. Bu durumda yüksek enerjili

parçacık çarpıştırıcılarında bilinen parçacıkların Kaluza-Klein rezonanslarından ortaya çıkacak egzotik etkilerini, M_C skalasından bir kaç kat büyük kütleyle sahip kara delikleri ve güçlü kütle çekim etkilerini gözlemlememiz gerekirdi (Hewett ve Spiropulu, 2002; Csaki, 2004).

5. Bir teoride kuadratik ıraksama terimleri varsa bunlar en düşük seviyede ortaya çıkması gereklidir şeklinde düşünülmektedir. 1 döngü seviyesindeki ıraksamalar ortadan kaldırıldığında bazen ıraksama terimleri daha yüksek mertebeli döngülerden de gelebilmektedir. Bu durumda 3.1 denkleminin sağ tarafındaki ikinci terim paydasına $16\pi^2$ 'lik bir katkı alacaktır. Bu katkı kesilim skalası Λ 'nın daha yüksek değerlere sahip olmasına yardımcı olacaktır. Kuadratik ıraksama terimlerinin ikinci döngü seviyesinden geldiği modeller Little Higgs Modelleri ismi ile tanımlanmıştır (Arkani-Hamed ve diğerleri, 2001, 2002; Schmaltz ve Tucker-Smith, 2005). Hiyerarşi problemini ortadan kaldırmak için yeni parçacıklara ihtiyaç duyarlar. Görünen o ki, bu modellerin en basitinin parametre uzayı, deneysel verilerle zaten ciddi biçimde kısıtlanmış durumdadır. Çalışılan süreçler çok dar bir aralıkta yapılmaktadır (Altın, 2016). Ayrıca bu model hiyerarşi problemini bir kaç 100 TeV kadar öteleyebilmektedir. Bu skalanın ötesine geçildiğinde hiyerarşi problemi yeniden ortaya çıkmaktadır.

Bu bilgiler ışığında SM'in parçacıklarına pertürbatif olarak bağlanan yeni serbestlik dereceleri vardır ifadesini kullanabiliriz. Bu yeni serbestlik dereceleri, temel skalerlerin varlığından dolayı ortaya çıkan kuadratik ıraksamaları ortadan kaldırmaya yardımcı olmalıdır. Ayrıca bu ortadan kaldırma işlemi yalnızca bir döngü seviyesinde kalmamalı tüm döngü seviyelerinde de sağlanmalıdır. Bozon ve fermiyon döngülerinin (2.2)'deki Λ^2 teriminin katsayısı için zıt işaretlere sahip olduklarını bir önceki bölümde yer alan hiyerarşi problemi başlığı altında incelenmişti. Terimlerin sahip oldukları işaretlerin farklı olmasını kullanarak gelecek kuadratik ıraksama terimlerini ortadan kaldırmak için kullanılabilecekleri sonucuna varılabilir. Ancak bu ortadan kalkma durumunun genel olarak, tesadüfi olmadıkça tamamlanması beklenemez ve ayrıca, bir şekilde bozon döngülerini tek döngü düzeyinde iptal etmek için fermiyon döngülerimiz olsa bile, fermiyonların ve bozonların etkileşimleri bir şekilde ilişkili değilse, kuadratik ıraksama terimlerinin daha yüksek derecelerde devam etmesini bekleyemeyiz. Parçacıklar arasındaki ilişkiler simetriler vasıtasıyla oluşur. Bununla

birlikte, bildiğimiz tüm simetriler bozonların (fermionlar) özelliklerini diğer bozonların (fermionlar) özellikleriyle ilişkilendirirken, bozonların özelliklerini fermionlarınkilerle asla ilişkilendirmez. Fakat bilinenin ötesinde tanımlanacak yeni bir simetri sayesinde bozonlar ile fermionlar arasında bir ilişki oluşturulabilir. Tanımlanacak bu yeni simetri Süpersimetri ismini almaktadır.

Süpersimetrinin, her bozon için bir fermiyonik süpersimetrik eş ve her fermiyon için ise bozonik bir süpersimetrik eş tanımlanması gerekmektedir. Başka bir deyişle, her SM bozonunun henüz görülmemiş bir fermiyonik süpersimetrik eşi aynı şekilde her SM fermiyonunun da bozonik bir süpersimetrik eşi vardır. Ayrıca, süpersimetri, SM parçacıklarının ve süpersimetrik eşlerinin etkileşimlerini, izospin'in proton ve nötron etkileşimlerini ilişkilendirdiği şekilde ilişkilendirir. Bu süpersimetrik eşler, SM'deki kuadratik ıraksamaları ortadan kaldıracak yeni serbestlik dereceleri olacaklardır. Süpersimetri elektrozayıf skala ile Planck skalasının birbirine oranının neden bu denli küçük olduğunu açıklamaz. Bununla birlikte, lagranjiyenin parametrelerini seçerek bu oranı tanımladığımızda, teori süpersimetrikse veya süpersimetri uygun şekilde kırılmışsa, bu oran kuadratik ıraksama terimleri istikrarsızlaştırılmaz. Literatürde bu, süpersimetrinin, temel skaler alanlı teorilere özgü olan ayar hiyerarşisi probleminin teknik yönünü çözdüğü söylenerek de ifade edilmektedir.

Süpersimetri 1960'ların sonlarında ve 1970'lerin başlarında oldukça farklı motivasyonlarla keşfedildi (Kane ve Shifman, 2000). İlk dört boyutlu global süpersimetrik kuantum alan teorisi, 1974'te Wess ve Zumino tarafından yazıldı (Wess ve Zumino, 1974; Martin, 1998; Drees ve diğerleri, 2004; Luty, 2005; Bertolini, 2022). Süpersimetrinin SM'in ince ayar sorununa bir çözüm sağladığı kabul edildikten sonra, süpersimetri parçacık fiziği topluluğunda büyük bir ilgi gördü (Witten, 1981; Kaul, 1982). İnce ayar probleminin henüz kimsenin düşünmediği bir şekilde çözmesi, süpersimetriyi incelemek için iyi bir motivasyon oluşturmaktadır.

3.4. Süpersimetrinin motivasyonları

3.4.1. Ultraviyole davranış ve ince ayar

Standart Model durumundan farklı olarak, süpersimetrik parçacık kütlelerinin zayıf ölçekle karşılaştırılabilir olması koşuluyla, süpersimetrik modellerin skaler potansiyelinin kuadratik ıraksama düzeltmeleri altında kararlı olduğunu daha önce görmüştük. Süpersimetrik büyük birleşik modeller bu nedenle teknik olarak doğal olan modellerdir. Burada doğallıktan kasıt çok yüksek miktarda ince ayara gerek duymamaları anlamında kullanılmıştır.

3.4.2. Kütle çekim

Yerel simetri dönüşümlerinin ayar bozonlarının varlığını gerektirdiği gibi, global süpersimetrik dönüşümler yerel hale getirilmeye çalışıldığında kütle çekim kuvvetinin ayar bozonu olan 2 spinli kütsüz bir parçacık olan graviton elde edilir. Dinamikleri sabitlemek için ayar değişmezliği yeterli olduğu gibi, yerel süpersimetri de Einstein'ın genel göreliliğini içeren süper kütle çekimi dinamiklerini belirler. Herhangi bir dört boyutlu kütle çekim teorisi gibi, bu süper kütle çekimi teorisi de yeniden normalize edilebilir durumda değildir. Fakat kütle çekimi ile olan bu ilişkisi güçlü bir motivasyon oluşturmaktadır.

3.4.3. Enerji skalası bütünlüğü

Süpersimetri dışında, yukarıda ince ayar problemini iyileştirmek için ele aldığımız SM ötesindeki tüm modeller belirli bir enerji skalasında etkin olan teorilerdir ve TeV ölçeğinin sadece birkaç kat büyük değerlerine ulaşıldığında bu değer ötesinde yine yeni fizik teorilerine ihtiyaç duyarlar. Kısacası süpersimetri haricindeki modeller enerji skalasının bütünlüğünü sağlayamazlar (Ekstra boyutlar bu ifadenin dışında tutulabilir). Bu tür senaryolara karşı bir argüman olmasa da, süpersimetrik teorilerin prensipte tüm enerji skalası boyunca BBT veya Planck ölçeklerine kadar geçerli bir teori olabileceği gerçeği motivasyonu bir hayli arttırmaktadır.

3.4.4. Süper sicimlere bağlantı

Süpersimetri, tutarlı ve sonlu bir kuantum kütleçekim teorisi adayı olduğu düşünülen süper sicim teorilerinin temel bir bileşenidir. Bu çerçevede, kütle çekimi teorisinin renormalize edilememesi sorunu, nokta benzeri parçacıklardan, sicimlerin açık veya kapalı durumlarını içeren sonlu yapılara geçilerek aşılmış olur.

Bu estetik düşüncelere ek olarak, süpersimetrik modellerin öngörülerini de vurgulayan birkaç deneysel argüman vardır.

3.4.5. Ayar sabitlerinin birleşmesi

Teorilerdeki çiftlenim sabitleri ve parçacıklara ait kütle terimlerinin bulunduğu skaladaki değerlerinin enerji skalasına bağlı olarak hesaplanmasını sağlayan matematiksel ifadeler renormalizasyon grup denklemleri denir. Bu denklemler vasıtasıyla ayar sabitlerinin üst enerji skalalarındaki değerleri hesaplanabilmektedir. SM'in renormalizasyon grup denklemleri kullanılarak hesaplanan ayar sabitlerinin değeri ile LEP deneylerinden gelen değerler birbiri ile uyuşmamaktadır. SM'in RGD yerine süpersimetrik RGD'ni kullanarak enerji skalasını elektrozayıf skaladan BBT skalasına doğru çalıştırsak, süpersimetrik parçacık kütlelerini 100 GeV ile 10 TeV aralığındaki enerji skalalarında son derece iyi bir şekilde birleştirmektedir. Bu ölçeğin, ince ayar argümanlarından çıkardığımız ölçekle uyumlu olması son derece düşündürücüdür. Ayrıca, elde edilen M_{BBT} değeri süpersimetrik olmayan M_{BBT} skalalarından biraz daha yüksektir; bu durum proton bozunumuna BBT skalasındaki ayar bozonları değişim süreçlerinden gelen katkıları azaltarak protonun yarı-ömür değeri için gerekli olan alt sınırı sağlamasına yardımcı olur. Bununla birlikte proton bozunma genliğine süperpotansiyelden gelebilecek katkılarda kontrol edilmelidir.

3.4.6. Soğuk karanlık madde

Korunmuş bir R-parite kuantum sayısına sahip tüm süpersimetrik modeller, kararlı ve kütleli bir parçacık içerir. Elektrik ve renk yüküne sahip olmayan bu parçacıklar evrendeki soğuk karanlık madde için son derecede iyi bir aday olmaktadır.

3.4.7. Radyatif elektrozayıf simetri kırılması

SM'de elektrozayıf simetri kırılma mekanizması için skaler potansiyelin parametrelerinin seçilmesi konusunda herhangi bir kısıtlama bulunmamaktadır. Süpersimetrik modellerin bir çoğunda yüksek enerji skalalarında ise aynı kuantum sayılarına sahip skalerlerin kütle parametrelerinin aynı olması gereklidir. Modelin parametre uzayının çok büyük bir kısmında renormalizasyon, Higgs bozonunun kütle parametresinin karesini negatif değerlere götürürken, $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ simetrisi skalerlerin kütlelerinin pozitif kalmasını sağlar. Radyatif elektrozayıf simetri kırılması üst kuarkın kütlelerinin $m_t \sim 100 - 200$ GeV olduğu aralıkta kendiliğinden gerçekleşir. Bu mekanizma çok çekici olmakla birlikte, renk ve elektromanyetik ayar invaryansını kırılabileceği parametre aralıkları olduğu için tam bir açıklama olarak kabul edilemez. Ayrıca yumuşak süpersimetri kırılma parametrelerinin değerlerinin yaklaşık olarak TeV skalasında olması gerektirdiğini de eklemeliyiz.

3.5. Minimal Süpersimetrik Standart Model

Bu noktada, yumuşak süpersimetri kırılma terimleriyle tamamlanan Standart Modelin süpersimetrik bir versiyonunu oluşturmaya başlayacağız. MSSM, Standart Model'in doğrudan süpersimetrize edilmiş halidir (iki Higgs dublet alanının tanıtılması gerektiği gerçeği dışında). MSSM fenomenoloji ile tutarlı en az sayıda yeni parçacık durumu ve yeni etkileşimler içermesi anlamında minimal bir süpersimetrik modeldir. MSSM oluşturmak için aşağıdaki adımları takip edeceğiz,

1. Teori için ayar simetri grubu olarak Standart Model ayar grubu olan $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ grubunu seçeceğiz.

2. Teorideki parçacık içeriğini tam olarak SM'in kuantum sayılarının aynısına sahip olan sol-elli skaler süperalanlar olacak şekilde seçeceğiz. Higgs bölümü ise zıt hiperyük işaretine sahip iki adet sol-elli skaler süperalandan oluşacak şekilde seçeceğiz.

3. Süperpotansiyelin formunu belirleyeceğiz.

4. Son olarak 3.2 denkleminde yer alan süpersimetrik lagranjiyen içerisine ayar ve Poincare simetrilerine uyan tüm olası yumuşak süpersimetri kırılma terimlerini ekleyeceğiz.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_i (\mathcal{D}_\mu \mathcal{S}_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \mathcal{S}_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \mathcal{D} \psi_i + \sum_{\alpha, A} \left[\frac{i}{2} \bar{\lambda}_{\alpha A} (\mathcal{D} \lambda)_{\alpha A} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu\alpha A} F_{\alpha A}^{\mu\nu} \right] \\
& - \sqrt{2} \sum_{i\alpha A} \left(\mathcal{S}_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A} \bar{\lambda}_{\alpha A} \frac{1-\gamma_5}{2} \psi_i + \text{h.c.} \right) \\
& - \frac{1}{2} \sum_{\alpha A} \left[\sum_i \mathcal{S}_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A} \mathcal{S}_i + \xi_{\alpha A} \right]^2 - \sum_i \left[\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i} \right]_{\hat{\mathcal{S}}=S}^2 \\
& - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \left[\left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i \partial \hat{\mathcal{S}}_j} \right)_{\hat{\mathcal{S}}=S} \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) + \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{\mathcal{S}}_i \partial \hat{\mathcal{S}}_j} \right)_{\hat{\mathcal{S}}=S}^\dagger \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \right] \psi_j
\end{aligned} \tag{3.2}$$

bu denklemde yer alan i, j madde alanlarının tiplerini, A ayar grubunun indisini, \mathcal{S} skaler alanı, ψ Weyl fermiyonunu, g etkileşim sabitini, t_a ayar gruplarının jeneratörlerini temsil eden ve Lie cebrine uyan matris gösterimlerini ($[t_a, t_b] = i f_{abc} t_c$), $F_{\mu\nu}$ alan güç tensörünü, V_μ vektör alanı, λ spinör alanını temsil etmektedir. 3.2 denklemindeki kovaryant türevler,

$$\mathcal{D}_\mu \mathcal{S} = \partial_\mu \mathcal{S} + i \sum_{\alpha A} g_\alpha t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} \mathcal{S}, \tag{3.3a}$$

$$\mathcal{D}_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i \sum_{\alpha A} g_\alpha (t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A}) \psi_L - i \sum_{\alpha A} g_\alpha (t_{\alpha A}^* V_{\mu\alpha A}) \psi_R, \tag{3.3b}$$

$$(\mathcal{D} \lambda)_{\alpha A} = \not{\partial} \lambda_{\alpha A} + i g_\alpha (t_{\alpha B}^* V_{\alpha B})_{AC} \lambda_{\alpha C}, \tag{3.3c}$$

$$F_{\mu\nu\alpha A} = \partial_\mu V_{\nu\alpha A} - \partial_\nu V_{\mu\alpha A} - g_\alpha f_{\alpha ABC} V_{\mu\alpha B} V_{\nu\alpha C} \tag{3.3d}$$

şeklinde tanımlanmıştır. Buradaki α indisi kullanılacak ayar alanlarının karmaşık yapılar içerdiği durumda bir kaç etkileşim sabitini tek bir değer gibi göstermek için tanımlanmıştır. Birinci adımımız ayar grubu olarak $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ seçildikten sonra, SM ayar bozonlarını, ayar süperalanları olarak tanımlamaktır.

Wess-Zumino ayarına göre,

$$\begin{aligned}
B_\mu &\rightarrow \hat{B} \ni (\lambda_0, B_\mu, \mathcal{D}_B), \\
W_{A\mu} &\rightarrow \hat{W}_A \ni (\lambda_A, W_{A\mu}, \mathcal{D}_{W_A}), A = 1, 2, 3, \\
g_{A\mu} &\rightarrow \hat{g}_A \ni (\tilde{g}_A, G_{A\mu}, D_{g_A}), A = 1, \dots, 8.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

şeklinde tanım yapılmalıdır.

İkinci adım SM parçacık içeriğinin korunmasını sağlamak için şartların koyulmasıdır. SM'deki her fermiyon alanı, her bir fermiyonun tüm ellilik durumlarını içerecek şekilde kiral süperalanların içerisine eklenir. Süperpotansiyelin sadece sol-kiral süperalanların bir fonksiyonu olması gerektiğinden, sağ-elli fermiyonları yapı taşları olarak kullanmak yerine, onların sol-elli yük eşleniklerini kullanacağız. Fermiyonların süpersimetrik eşlenik parçacıkları olan sfermionlar için süperalanlar,

$$\begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ e_{iL} \end{pmatrix} \rightarrow \hat{L}_i \equiv \begin{pmatrix} \hat{\nu}_i \\ \hat{e}_i \end{pmatrix}, \tag{3.5a}$$

$$(e_{iR})^c \rightarrow \hat{E}_i^c, \tag{3.5b}$$

$$\begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix} \rightarrow \hat{Q}_i \equiv \begin{pmatrix} \hat{u}_i \\ \hat{d}_i \end{pmatrix}, \tag{3.5c}$$

$$(u_{iR})^c \rightarrow \hat{U}_i^c, \tag{3.5d}$$

$$(d_{iR})^c \rightarrow \hat{D}_i^c, \tag{3.5e}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada \hat{L}_i sol-elli sleptonlar, \hat{E}_i^c sağ-elli sleptonlar, \hat{Q}_i sol-elli skuarklar, \hat{U}_i^c sağ-elli üst-tip skuarklar, \hat{D}_i^c sağ-elli alt-tip skuarkları temsil ederken, $i=1,2,3$

değerlerini alır ve aile indisleri olarak tanımlanırlar. Elektronları içeren süperalanlar açılırsa,

$$\hat{e} = \tilde{e}_L(\hat{x}) + i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_{eL}(\hat{x}) + i\bar{\theta}\theta_L\mathcal{F}_e(\hat{x}) \quad (3.6)$$

ve

$$\hat{E}^c = \tilde{e}_R^\dagger(\hat{x}) + i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_{E^cL}(\hat{x}) + i\bar{\theta}\theta_L\mathcal{F}_{E^c}(\hat{x}) \quad (3.7)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemlerdeki θ Majorana spinörünü, \mathcal{F} ise yardımcı alanları temsil etmektedir. 3.7 denklemindeki skaler bileşen, $SU(2)$ tekli yani sol-elli pozitronunun süperleşini yok eder veya \tilde{e}_R^\dagger şeklinde tanımlanan sağ-elli elektronun süperleşini yaratır.

Kütleli elektron için dört bileşenli Dirac spinörü, ψ_{eL} ve ψ_{E^c} şeklinde iki Majorana spinöründen elde edilebilir. ψ_{eL} ve ψ_{E^c} spinörleri aynı elektrik yüküne sahip olduklarından dolayı Dirac alanı,

$$e = P_L\psi_e + P_R\psi_{E^c} \quad (3.8)$$

şeklinde tanımlanabilir. SM'in diğer fermiyon alanları da benzer şekilde elde edilebilirler. Süpersimetri çoklularını tamamlayabilmek için modelin içerisine bir çok parçacık eklenmektedir. Bu durum SM öngörüsü şeklinde ortaya atılan ve sonrasında bulunan Z^0 bozonunun durumu ile aynıdır. Bu ortaya atılan parçacık durumları süpersimetrinin öngörülerini temsil etmektedir. Madde fermiyonlarının süpersimetrik eşleri, sfermion olarak bilinen spin sıfır parçacıklardır. SM'deki her kiral fermiyon için, fermiyonla aynı iç kuantum sayılarına sahip bir sfermion çifti (spin sıfır bir parçacık ve onun antiparçacığı) vardır. Kuarkların süpersimetrik eşleri skuark şeklinde ifade edilebilen spin sıfır skaler parçacıklardır. Aynı şekilde leptonların süpersimetrik eşleri sleptonlar şeklinde ifade edilebilen spin sıfır skaler parçacıklardır. Elektron, müon ve tau gibi parçacıkların süpersimetrik eşleri de önüne s harfi alarak selektron, smüon, stau şeklinde yazılabilirler. Alt indis olarak skaler alanların alt kısmına yazılan L ve R ise temsil edilen parçacığın kiralitesini temsil eder. Selektronlar sağ ve sol selektron olarak ifade edilmelidir. Sağ-elli veya sol-elli selektron şeklinde ifade edilmeleri hatalı olacaktır. Çünkü selektron spin sıfır bir bozonu temsil etmektedir ve spin sıfır bozonların kiralitesi ve helisitesi olamaz. Higgs ve ayar bozonları sırasıyla higgsino ve ayarino şeklinde adlandırılan fermiyonik süpersimetrik eşlere sahiptirler.

Modele Higgs alanlarının eklenmesi için SM Higgs alanı sol-elli süperalanları içerecek dublet haline aşağıdaki gibi getirilir.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \rightarrow \hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^+ \\ \hat{h}_u^0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Bu ifade $SU(2)_L$ altında dublet gibi dönüşür ve hiperyük değeri 1'dir. Yumuşak süper-simetri kırılım etkileşimleri kiral fermiyonların etkileşimlerini içermediğinden dolayı, skaler bileşenlerin madde fermiyonları ile olan etkileşimleri süperpotansiyel aracılığıyla ortaya çıkmaktadır. Skaler alanın vakum beklenen değeri \hat{h}_u^0 üst-tip kuarklara kütle kazandırırken, SM'den farklı olarak izospin yükü $T_3 = -1/2$ olan fermiyonlara kütle kazandıramamaktadır. Hiperyükü -1 olan alanların kütle kazanabilmesi için sağ-elli süperalanların skaler bileşenleri (\hat{h}_u^{0+}) ile etkileşmeleri gerekmektedir. Bu etkileşme süperpotansiyel içerisinde izinli değildir. Bu problemin aşılması için hiperyükü $Y = -1$ ve yük eşleniği $\phi^c = i\sigma_2\phi^*$ olan aşağı tip fermiyonların kütesinden de sorumlu olabilecek ikinci bir sol-elli süperalanları içerecek dubletin aşağıdaki gibi tanımlanması gerekmektedir.

$$\hat{H}_d = \begin{pmatrix} \hat{h}_d^- \\ \hat{h}_d^0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

\hat{H}_d , $SU(2)_L$ altında dublet olarak dönüşür ve hiperyükü -1'dir. \hat{h}_d^0 vakum beklenen değeri alt-tip kuarklara ve yüklü leptonlara kütle kazandırmaktadır.

Dikkat çekici bir şekilde, bu ikinci dubletin teoriye dahil edilmesi, farkında olmadan yarattığımız başka bir soruna da çözüm olmaktadır. $\phi \rightarrow \hat{H}_u$ şeklinde tanımlandığında hiperyükü +1 olan yeni fermiyonlar olan $\psi_{h_u^+}$ ve $\psi_{h_u^0}$ higgsinolarını teoriye dahil etmiş oluyoruz. Bu yeni parçacıkların teoriye dahil edilmesi SM'deki üçgen anomalilerinin başarılı bir şekilde ortadan kalkmasına neden olmaktadır.

Üçüncü adımda çeşitli kiral süper alanlar arasındaki etkileşimleri tanımlamak için bir süper

potansiyel seçme işlemi yapılmalıdır. MSSM için süperpotansiyel,

$$\hat{W} = \mu \hat{H}_u^a \hat{H}_{da} + \sum_{i,j=1,3} [(\mathbf{f}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \hat{Q}_i^a \hat{H}_u^b \hat{H}_j^c + (\mathbf{f}_d)_{ij} \hat{Q}_i^a \hat{H}_{da} \hat{D}_j^c + (\mathbf{f}_e)_{ij} \hat{L}_i^a \hat{H}_{da} \hat{E}_j^c] \quad (3.11)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada a ve b indisleri $SU(2)$ dubletlerinin indisleri olup, süperpotansiyelin $SU(2)$ dönüşümleri altında değişmez kalmasını sağlarlar. Süperpotansiyeldeki ikinci terim hariç tüm terimlerdeki dubletler kontrakt edebilmektedir. İkinci terimde yer alan ϵ_{ab} terimi $\epsilon_{12} = -1$ şeklinde antisimetrik bir $SU(2)$ tensördür. $\hat{Q}(\hat{U}^c, \hat{D}^c)$ süperalanları üzerlerindeki renk indisleri de kontrakt ederler. Ayrıca, her terimin hiperyükü sıfıra eşit olduğundan süperpotansiyel $U(1)_Y$ altında değişmezdir. \mathbf{f}_{ij} terimleri 3×3 'lük Yukawa etkileşim matrislerinin elemanlarıdır. Alt indisler $i, j = 1 - 3$ 'e kadar olan aileleri ifade ederler. μ ve \mathbf{f}_{ij} genel olarak kompleks sayılardır. MSSM içerisindeki madde ve Higgs süperalanlarının ayar dönüşüm özellikleri ve hiperyük değerleri çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. MSSM içerisindeki madde ve Higgs süperalanlarının ayar dönüşüm özellikleri ve hiperyük değerleri

Alan	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$\hat{L} = \begin{pmatrix} \hat{v}_{eL} \\ \hat{e}_L \end{pmatrix}$	1	2	-1
\hat{E}^c	1	1	2
$\hat{Q} \equiv \begin{pmatrix} \hat{u}_L \\ \hat{d}_L \end{pmatrix}$	3	2	$\frac{1}{3}$
\hat{U}^c	3^*	1	$-\frac{4}{3}$
\hat{D}^c	3^*	1	$\frac{2}{3}$
$\hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^+ \\ \hat{h}_u^0 \end{pmatrix}$	1	2	1
$\hat{H}_d = \begin{pmatrix} \hat{h}_d^- \\ \hat{h}_d^0 \end{pmatrix}$	1	2^*	-1

3.5.1. R parite

SM içerisindeki ayar değişmezliği, renormalize edilebilir etkileşimlerin tümünde lepton ve baryon sayısının korunumunu garanti etmektedir. Ne yazık ki MSSM içerisinde baryon ve lepton sayısının korunumunu sağlayacak herhangi bir simetri yoktur. Kuark ve lepton

süper alanlarının skaler bileşenleri olan skaler alanlar lepton ve baryon sayısına sahiptirler. Süpersimetrisinin yanı sıra SM ayar simetrisi ile tutarlı olan baryon veya lepton sayısını koruyan renormalize operatörleri yazmak mümkündür. Bunu görmek adına süperpotansiyelin içerisine aşağıda yer alan terimler eklenebilir.

$$\hat{W}_L = \sum_{i,j,k} [\lambda_{i,j,k} \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{L}_j^b \hat{E}_k^c + \lambda'_{ijk} \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{Q}_j^b \hat{D}_k^c] + \sum_i \mu'_i \epsilon_{ab} \hat{L}_i^a \hat{H}_u^b, \quad (3.12a)$$

$$\hat{W}_B = \sum_{i,j,k} \lambda''_{ijk} \hat{U}_i^c \hat{D}_j^c \hat{D}_k^c \quad (3.12b)$$

İlk denklem lepton sayısının korunumu yasasını, ikinci denklem ise baryon sayısının korunumunu yasasını ihlal eden terimleri içerir. Bu terimler $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisini korurken, baryon ve lepton sayısı korunumunu ihlal ederler. Baryon ve lepton sayısının korunumu deneyler tarafından çok güçlü şekilde sınırlandırılmış olduğundan bu terimlerin varlığı son derece tehlikeli sonuçlar verebilmektedir. Denklem 3.13'teki gibi baryon ve lepton sayısının korunumu ihlal edilirse, protonlar son derece hızlı şekilde bozunuma uğrayacaklardır.

$$p \rightarrow \tilde{s}_R^* \rightarrow e^+ + \bar{u} + u \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (3.13)$$

Deneylerden gelen veriler, protonun lepton ve mezona bozunumu için gerekli olan sürenin 10^{32} yıl olduğunu göstermektedir. Bu durumda yeni tanımlanacak olan model içinde protonun yarı ömrü bu değerin altında olmamalıdır. MSSM için lagranjiyeni oluşturmaya devam etmeden önce, bu terimlerin ortaya çıkmaması için başvurulabilecek alternatif simetrisi üzerinde durmak son derece yerinde bir karar olacaktır. Sonuçta baryon ve lepton sayısı korunumu pertürbatif olmayan etkilerden kaynaklı oluşur. İstenmeyen bu terimler, süpersimetrik eşlerin tek, SM parçacıklarını ise çift olduğu yeni bir parite türü (genellikle madde paritesi olarak adlandırılır) altında değişmez olmasını zorunlu kılarak yasaklanabilir. Denklem 3.11'deki terimler bu parite dönüşümleri altında izinli iken, denklem 3.12a ve 3.12b'deki ifadeler parite dönüşümleri altında yasaklıdır ve süperpotansiyel içerisine yazılamazlar.

Bu parite madde paritesi veya R parite olarak ifade edilmekte olup bir çarpım paritesidir

ve,

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (3.14)$$

denklemleri ile verilmektedir. Burada B baryon sayısı, L lepton sayısı ve s alana ait spin kuantum sayısıdır. 3.14 denkleminde yer alan s spin kuantum sayısı bir kiral skaler (spinor) süperalanının skaler ve fermiyon (spinor ve vektör) bileşenlerine zıt işaretli R parite değeri kazandıracaktır. SM parçacıklarının R paritesi çift iken, süpersimetrik parçacıkların R paritesi tektir. Tanımlanan bu yeni parite önemli fenomenolojik sonuçları ortaya çıkarmaktadır. Bu sonuçlardan ilki bir sürece süpersimetrik bir parçacık girdiyse etkileşmelerin sonucunda mutlaka bir süpersimetrik parçacık çıkmalıdır ya da süpersimetrik parçacıklar çiftler halinde yaratılırlar veya çiftler halinde yok olurlar. Diğer bir önemli sonuç ise R paritesi -1 olan en hafif süpersimetrik parçacık (LSP) mutlaka kararlı olmalıdır. Elektriksel olarak nötr olması ve renk yüküne sahip olmaması gereken bu süpersimetrik parçacık madde alanları ile zayıf olarak etkileşeceğinden baryonik olmayan karanlık madde adayı olarak gösterilebilir. R paritenin ihlal edilip başka simetrilerin tanımlandığı modellerde yazılabilir (Altarelli ve Feruglio, 2001; Barbier ve diğerleri, 2005).

3.5.2. Yumuşak süpersimetri kırılma terimleri

Bu noktaya kadar, MSSM'in simetrilerini, alan içeriğini ve süperpotansiyelini belirledik. Eğer bir model süpersimetrik dönüşümler altında değişmeden kalıyorsa o modele ait parçacıklar ve o parçacıkların süpersimetrik eşlerinin aynı kütle değerlerine sahip olması gerekmektedir. Fakat deneylerden alınan sonuçlar henüz süpersimetrik parçacıkların varlığına dair herhangi bir sonuç içermemektedir. Bu durumda süpersimetrinin kırılmış bir simetri olduğu ve bu kırılma sonucunda SM parçacıkları ile süpersimetrik süpereşlerinin farklı kütlelere sahip oldukları ve süpersimetrik süpereşlerin daha büyük kütle değerlerine sahip oldukları sonucu ortaya çıkmaktadır. Süpersimetrinin nasıl kırıldığı hakkında herhangi bir bilgi olmamasına rağmen gizli bir sektörde kırıldığı ve aracı alanların yardımı ile görülebilir sektöre iletildiği düşünülmektedir. Elektrozayıf skaladaki fenomenolojik sonuçlar bu taşınma esnasında ortaya çıkan etkileşimlere bağlı olarak şekillenmektedir. Bu taşınma olayı, ayar alanları vasıtasıyla, kütleçekim etkileri vasıtasıyla ve gravitino etkileri vasıtasıyla

gerçekleşebilir. Burada taşınma olayına bağlı olarak elektrozayıf skaladaki fenomenolojik etkiler değişmektedir. Örneğin taşınma olayı SM'in ayar grubu altında dönüşebilen ve ayar alanları ile etkileşebilen alanlar vasıtasıyla gerçekleşirlerse süpersimetri kırılma skalası Büyük Birleşim Teorileri (BBT) skalası ile elektrozayıf skala arasındaki bir değerde gerçekleşmiştir. Süpersimetrinin kırılmasından sonra olası tüm etkileşimler lagranjiyen içerisine aktarılmalıdır. Fakat ikinci dereceden ıraksama terimlerinin tekrar ortaya çıkmaması için terimlerin hepsi yeniden parametrize edilmelidir. İkinci dereceden ıraksama terimlerini içermeyen terimlerin hepsine yumuşak süpersimetri kırılma terimleri denir (Baer ve Tata, 2006).

MSSM için ayar değişmezliğini sağlayan olası tüm yumuşak kırılma terimlerini içerecek lagranjiyen,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Yumuşak}} = & - \left[\tilde{Q}_i^\dagger \mathbf{m}_{Q_{ij}}^2 Q_j + \tilde{d}_{Ri}^\dagger \mathbf{m}_{D_{ij}}^2 \tilde{d}_{Rj} + \tilde{u}_{Ri}^\dagger \mathbf{m}_{U_{ij}}^2 \tilde{u}_{Rj} \right] \\
& - \left[\tilde{L}_i^\dagger \mathbf{m}_{L_{ij}}^2 \tilde{L}_j + \tilde{e}_{Ri}^\dagger \mathbf{m}_{E_{ij}}^2 \tilde{e}_{Rj} + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 \right] \\
& - \frac{1}{2} \left[M_1 \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + M_2 \bar{\lambda}_A \lambda_A + M_3 \bar{g}_B g_B \right] \\
& - \frac{i}{2} \left[M'_1 \bar{\lambda}_0 \gamma_5 \lambda_0 + M'_2 \bar{\lambda}_A \gamma_5 \lambda_A + M'_3 \bar{g}_B \gamma_5 g_B \right] \\
& + \left[(\mathbf{a}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}_i^a H_u^b \tilde{u}_{Rj}^\dagger + (\mathbf{a}_d)_{ij} \tilde{Q}_i^a H_{da} \tilde{d}_{Rj}^\dagger + (\mathbf{a}_e)_{ij} \tilde{L}_i^a H_{da} \tilde{e}_{Rj}^\dagger \right] \\
& + \left[(\mathbf{c}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}_i^a H_d^{*b} \tilde{u}_{Rj}^\dagger + (\mathbf{c}_d)_{ij} \tilde{Q}_i^a H_{ua} \tilde{d}_{Rj}^\dagger + (\mathbf{c}_e)_{ij} \tilde{L}_i^a H_{ua} \tilde{e}_{Rj}^\dagger + \text{h.c.} \right] \\
& + [b H_u^a H_{da} + \text{h.c.}]
\end{aligned} \tag{3.15}$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde i, j aile indisini, a, b ise $SU(2)$ indislerini ifade eder. Hermitiklik skaler kütle kare matrislerinin 3×3 'lük her biri 6 adet gerçel 3 adet sanal parametreye sahip hermitiyen matris olmalarını gerektirir. M_i, M'_i , altı adet ayarino kütlelerini temsil ederler ve gerçeldirler. \mathbf{m}_Q^2 sol-elli skuark, \mathbf{m}_D^2 sağ-elli süpersimetrik aşağı kuark, \mathbf{m}_U^2 sağ-elli süpersimetrik yukarı kuark, \mathbf{m}_L^2 sol-elli slepton, \mathbf{m}_E^2 sağ-elli selektron kütle kareleridir. $m_{H_{d,u}}^2$ gerçel Higgs skaler kütle kare terimleridir. \mathbf{a} ve \mathbf{c} , üçlü skaler etkileşimleri tanımlayan Yukawa matrisleri benzeri 3×3 'lük kompleks matrislerdir. b terimi ise Higgs alanlarının ikilineer etkileşim terimlerinin katsayısı olup genellikle kompleksdir.

3.5.3. MSSM parametre uzayı

Bölüm 2.5.4.'te belirtildiği üzere SM içerisinde toplamda 19 adet serbest parametre yer almaktadır. MSSM içerisinde ise ayar sektöründe g_1, g_2, g_3 ve θ_{KRD} terimlerine ek olarak 6 adet ayarino kütlesi yer almaktadır. Yük ve pariteyi ihlal eden ayarino kütlelerinden biri, ayarino alanının kiralite dönüşümü kullanılarak serbest parametreler arasından çıkarılabilir. Bu sayede ayar sektöründe toplamda 9 adet serbest parametre bulunmaktadır.

MSSM'in Higgs sektörü, gerçel Higgs kütle kareleri $m_{H_{u,d}}$, süperpotansiyelden μ terimi ve onun yumuşak simetri kırılımı terimi olan b serbest parametrelerinden oluşmaktadır. μ ve b kompleks sayılardır. Bunlardan b ile ilişkili olanın fazı Higgs alanlarından birinin fazı kullanılarak yeniden tanımlanarak ortadan kaldırılabilir. Böylelikle Higgs sektöründeki serbest parametre sayısı 5 olur.

Madde fermiyonları ve onların süperpartnerlerine gelindiğinde kuarklar ve leptonların süpersimetrik eşleri olan skaler alanlara ait 5 adet yumuşak süpersimetri kırılım terimlerinden hermitiyen matrisleri görmekteyiz. Her yumuşak kırılma terimi 6 gerçel parametreye ek olarak 3 adet faz açısına sahiptir. ($5 \times 9 = 45$). Ayrıca 3 adet 3×3 'lük kompleks Yukawa matrislerinden toplam 54 adet parametre gelmektedir ($18 \times 3 = 54$). \mathbf{a} ve \mathbf{c} matrislerinin ikisinden de 54 adet serbest parametre gelecektir. Hepsi toplandığında bu sektörde 207 adet serbest parametre yer almaktadır. Fakat bu parametrelerin tamamı fiziksel parametreler değildir.

Fiziksel olmayan parametrelerin sayısı, alanları yeniden tanımlayarak azaltılabilir. Öncelikle kinetik terimlerin ve ayar etkileşimlerinin global bir $U(3)^5$ dönüşümü altında değişmez olduğuna dikkat ediyoruz. Her bir $U(3)$ dönüşümü $\hat{L}_i, \hat{E}_i^c, \hat{Q}_i, \hat{U}_i^c$ ve \hat{D}_i^c alanlarına etki etmektedir. Süperpotansiyeldeki Yukawa terimleri ile yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden \mathbf{a} ve \mathbf{c} terimleri bu dönüşümler altında değişmez kalamazlar. Herhangi bir $U(3)$ simetrisi 3 açı ve 6 adet faz ile parametrize edilir. Bu dönüşümler ardından $5 \times (3 + 6) = 45$ adet parametre serbest parametre olmaktan çıkar.

Ayar, Higgs ve madde fermiyonları sektörlerindeki serbest parametreler toplandığında $9 + 5 + 207 - 42 = 179$ adet serbest parametre kalmaktadır. MSSM içerisine \mathbf{c} parametreleri dahil edilmezler. Bu işlemde yapıldıktan sonra MSSM içerisindeki serbest parametre sayısı 124'e düşmektedir.

3.5.4. Elektrozayıf simetri kırılımı

Buraya kadar yazılan teori $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisini sağlayan bir teoridir. Bu noktadaki hedefimiz $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisinin kırılarak gözlemlenebilir olan $SU(3)_C \times U(1)_{EM}$ simetrisini oluşturmaktır. Bu simetri kırılması sayesinde W^\pm , Z bozonları ve fermiyonlar SM'de olduğu gibi kütle kazanabilirler.

Elektrozayıf simetri kırılım mekanizmasının oluşturulabilmesi için MSSM'deki skaler potansiyelin minimumunun incelenmesi gereklidir. MSSM'in ağaç seviyesindeki skaler potansiyeli aşağıdaki denklemde görüldüğü üzere 3 gruptan oluşmaktadır.

$$V_{\text{MSSM}} = V_F + V_D + V_{\text{Yumuşak}} \quad (3.16)$$

Denklemdaki terimler,

$$V_F = \sum_i \left| \frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}=S}^2 \quad (3.17a)$$

$$V_D = \frac{1}{2} \sum_a \left[\sum_i S_i^\dagger g t_a S_i \right]^2 \quad (3.17b)$$

$$V_{\text{Yumuşak}} = \sum_i m_{\phi_i}^2 |\phi_i|^2 - B\mu(H_d H_u + \text{h.c.}) \quad (3.17c)$$

şeklinde yazılır. Burada i indisi modelde yer alan tüm skaler alanlar üzerinden toplamı ifade eder. Bütün skaler alanların gerçel bileşenleri, alan uzayında farklı bir doğrultu olarak düşünülebilir. MSSM için skaler alan uzayı, her bir aile için 14 adet gerçel madde skaleri, ve 4 adet kompleks skaler Higgs alanından oluşmaktadır. Skaler potansiyel, Higgs skalerinin doğrultusu boyunca minimum geliştirebilir. Diğer skaler alan yönleri boyunca daha derin

bir minimum olduğu zaman teoreminin taban durumu, elektrik yükü, renk yükü veya lepton sayısı simetrisi bozulacak şekilde gelişebilir. Yani modelde yer alan sadece Higgs alanları vakum beklenen değer geliştirmeye izinlidirler. Diğer skaler alanlar vakum beklenen değer geliştirdiklerinde korunması zorunlu olan simetrileri kırabilirler.

O zaman işlemlerimizi yalnızca Higgs skaler alanlarını içeren skaler potansiyelle sınırlayabiliriz. H_u 'nun vakum beklenen değerini nötr olarak tanımladığımız alt bileşeni cinsinden yazabilmek için $SU(2)_L$ ayar simetri dönüşümünü kullanabiliriz. Higgs skaler alanlarının içerisindeki \hat{h}_u^+ ve \hat{h}_d^- alanlarının vakum beklenen değerleri elektrik yükü simetrisinin korunmasını garanti altına almak için sıfır olmalıdır. Nötr Higgs alanları için skaler potansiyel,

$$V_{\text{Skaler}} = (m_{H_u}^2 + \mu^2) |h_u^0|^2 + (m_{H_d}^2 + \mu^2) |h_d^0|^2 - B\mu(h_u^0 h_d^0 + \text{h.c.}) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2)^2 \quad (3.18)$$

ifadesi ile verilir. Burada g ve g' sırası ile $U(1)_Y$ ve $SU(2)_L$ ayar alanları için etkileşim sabitleridir.

Skaler potansiyelin minimumunu bulabilmek için, bu potansiyelin alanlara ve bunların eşleniklerine göre birinci türevlerinin sıfıra eşitlenmesi gerekmektedir.

$$\frac{\partial V}{\partial h_u^0} = (m_{H_u}^2 + \mu^2)h_u^0 - B\mu h_d^0 + \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)h_u^0(|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2) = 0 \quad (3.19a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial h_d^0} = (m_{H_d}^2 + \mu^2)h_d^0 - B\mu h_u^0 - \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)h_d^0(|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2) = 0 \quad (3.19b)$$

Bu denklemleri sağlayan noktalar ağaç seviyesindeki skaler potansiyelin ekstremum noktalarını oluşturmaktadır. 3.19a ve 3.19b denklemlerinin ikisini de sağlayan çözümlerden biri $\langle h_u^0 \rangle = \langle h_d^0 \rangle = 0$ çözümdür. Bu duruma elektrozayıf simetri kırılması meydana gelemez ve bozonlar ile fermiyonlar kütle kazanamayacaktır. Bu durumun oluşmaması için, orjin, potansiyelin lokal maksimum noktası olmalıdır. Bu durumda potansiyelin ikinci türevi alınmalı ve elde edilen matrisin determinantı orjinde negatif olmalıdır. Bu işlemler yapıldığında,

$$(B\mu)^2 > (m_{H_u}^2 + \mu^2)(m_{H_d}^2 + \mu^2) \quad (3.20)$$

şartının sağlanması gerekliliği ortaya çıkmaktadır.

Ayrıca skaler potansiyelin gerçektende kararlı bir minimumda olup olmadığı da kontrol edilmelidir. Kararlı bir minimum durumu için aşağıdaki şartın sağlanması gerekmektedir.

$$m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2\mu^2 > 2|B\mu| \quad (3.21)$$

3.20 ve 3.21 denklemlerindeki şartlar sağlandığında, skaler potansiyel, elektrozaıf simetrisinin kendiliğinden kırılmasını sağlayacak vakum beklenen değerini geliştirebilir. Gerçel değerlere sahip vakum beklenen değerleri $\langle h_u^0 \rangle \equiv v_u$ ve $\langle h_d^0 \rangle \equiv v_d$ şeklinde tanımlanabilir. Bu vakum değerlerinin birbirine oranı,

$$\tan \beta \equiv \frac{v_u}{v_d} \quad (3.22)$$

şeklinde tanımlanır. Bu oran MSSM çalışmalarında önemli bir fenomenolojik role sahiptir. Tüm bu işlemlerin ardından skaler potansiyelin minimum olma şartları,

$$B\mu = \frac{(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2\mu^2) \sin 2\beta}{2} \quad (3.23a)$$

$$\mu^2 = \frac{m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2 \tan^2 \beta}{(\tan^2 \beta - 1)} - \frac{M_Z^2}{2} \quad (3.23b)$$

ifadeleri ile verilir. Burada $M_Z = \left(\frac{g^2 + g'^2}{2}\right)^{1/2} (v_u^2 + v_d^2)^{1/2}$ şeklinde tanımlanmıştır. Bu denklemlerden ilki, $B\mu$ parametresinden daha çok kullanılan $\tan \beta$ teriminin elde edilmesini sağlar. İkinci denklem ise yumuşak süpersimetri kırılması parametrelerinden Higgs kütleleri göz önüne alındığında, M_Z kütesinin deneylerde gözlenen değerini elde etmek için kullanılır. Burada μ parametresinin sadece sayısal değeri üzerinde bir kısıtlama olup işareti üzerinde bir kısıtlama bulunmamaktadır.

Bu noktaya kadar MSSM'in elektrozaıf simetri kırılması için ağaç seviyesindeki skaler potansiyeline odaklanıldı. Bu potansiyelin karakteristik bir özelliği ise, Higgs alanlarını birbirleri ile olan kuartik etkileşimlerinin yalnızca $SU(2)_L \times U(1)_Y$ etkileşim sabitleri ile tanımlanabilmesidir. Bu, MSSM'in Higgs sektörünün, Higgsin kendisi ile etkileşim sabitinin bağımsız bir parametre olduğu SM'in aksine, pertürbatif üniterlik kısıtlamalarını otomatik

olarak karşıladığı anlamına gelir. MSSM'in bu önemli özelliği, Higgs süperalanlarında μ teriminin tek olası süperpotansiyel terim olduğu gerçeğini ortaya çıkarır.

3.5.5. Ayar bozonlarının kütle terimleri

Bu noktada SM ayar bozonlarının kütle terimlerinin elde edilişi gösterilecektir. Vakum durumu, elektromanyetik ayar değişmezliğinden kaynaklı olarak $U(1)_{EM}$ simetrisini kırmayacağından dolayı fotonun kütsüz kalmasını sağlarken, Higgs mekanizması vasıtasıyla W^\pm ve Z^0 bozonlarına kütle kazandıracaktır. SM'de olduğu gibi ayar bozonları için kütle terimleri Higgs alanlarının kinetik terimlerinden elde edilir. MSSM içerisindeki Higgs alanları için kinetik terimleri içeren lagranjiyen,

$$\mathcal{L} \ni |\mathcal{D}_\mu H_u|^2 + |\mathcal{D}_\mu H_d|^2 \quad (3.24)$$

ile verilir. Burada kovaryant türevler,

$$\mathcal{D}_\mu H_u = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau_A}{2} W_{A\mu} + i \frac{g'}{2} B_\mu \right) H_u \quad (3.25a)$$

$$\mathcal{D}_\mu H_d = \left(\partial_\mu + ig \left(-\frac{\tau_A^*}{2} \right) W_{A\mu} - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) H_d \quad (3.25b)$$

ifadeleri ile tanımlanmaktadır. Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri,

$$\langle H_u \rangle \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix} \quad \text{ve} \quad \langle H_d \rangle \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ v_d \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

şeklinde tanımlanır. Kinetik terim içerisine aktarıldıktan sonra lagranjiyen açılıp, yüklü W_μ^\pm ayar bozonları için,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{1\mu} \mp iW_{2\mu}) \quad (3.27)$$

dönüşümü yapıldıktan sonra kütle terimleri aşağıdaki gibi bulunur.

$$M_W^2 = \frac{g^2}{2} (v_u^2 + v_d^2), \quad (v_u^2 + v_d^2)^{1/2} \simeq v_{SM} \quad (3.28)$$

SM'de olduğu gibi nötr bileşenler olan $W_{3\mu}$ ve B_μ alanları birbiriyle karışır. Buradan kütle öz durumlarını elde etmek için kütle matrisleri yeniden düzenlenip diyagonalize edilmelidir. Diyagonalizasyonun ardından A_μ ve Z_μ alanları,

$$A_\mu = \frac{(g'W_{3\mu} + gB_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3.29a)$$

$$Z_\mu = \frac{(-gW_{3\mu} + g'B_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3.29b)$$

olacak şekilde elde edilir. A_μ alanı SM içerisindeki foton alanının kütle terimine karşılık gelir ve değeri 0 olmalıdır. M_Z^2 bozonunun kütle terimi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$M_Z = \left(\frac{g^2 + g'^2}{2} \right) (v_u^2 + v_d^2) \quad (3.30)$$

3.5.6. Madde fermiyonlarının kütle terimleri

Madde fermiyonlarının kütle terimleri süperpotansiyel içerisindeki Yukawa etkileşim terimleri sayesinde oluşurlar. Bu terimler özellikle aşağıdaki terimlerden elde edilirler.

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \left[\left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S} \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) + \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S}^\dagger \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \right] \psi_j \quad (3.31)$$

Bu noktada SM elektronunun kütle terimi elde edilecektir. Diğer SM fermiyonlarının kütle terimleri de aynı yollar izlenerek kolayca elde edilebilmektedir. $\hat{f} \ni f_e \hat{e} \hat{h}_d^0 \hat{E}^c$ şeklinde tanımlanmaktadır.

$$\left. \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{e} \partial \hat{E}^c} \right|_{\hat{S}=S} = f_e \hat{h}_d^0 \Big|_{\hat{h}_d^0 = h_d^0} = f_e h_d^0 \quad (3.32)$$

işlemi uygulandıktan sonra 3.31 denkleminde kullanılırsa,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni & -\frac{1}{2} \bar{\psi}_e \left[f_e h_d^0 \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) + f_e h_d^{0*} \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \right] \psi_{E^c} \\ & -\frac{1}{2} \bar{\psi}_{E^c} \left[f_e h_d^0 \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) + f_e h_d^{0*} \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \right] \psi_e \\ & = \left[\bar{\psi}_{E^c} f_e h_d^0 \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \psi_e + \bar{\psi}_e f_e h_d^{0*} \left(\frac{1+\gamma_5}{2} \right) \psi_{E^c} \right] \end{aligned} \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 3.8’de verilen Dirac elektron alanında h_d^0 yerine vakum beklenen değeri yazıldığında Dirac elektronu için kütle terimi ifadesi,

$$\mathcal{L} \ni -f_e v_d \bar{e} e = -m_e^2 \bar{e} e \quad (3.34)$$

şeklini alır. Elektron SM’de olduğu gibi MSSM içerisinde de Higgs alanı ile etkileşimi vasıtasıyla kütle kazanmış oldu. MSSM içerisinde elektron için kütle terimi $\langle h_d^0 \rangle = v_d$ terimi ile etkileşiminden ortaya çıkar. Aynı durum, süperpotansiyelde sadece H_d dubleti ile etkileşen diğer yüklü leptonlar ve aşağı tip kuarklar için de geçerlidir. Aynı işlemler $T_3 = +1/2$ yüküne sahip fermiyonlar için yapıldığında kütle terimleri, süperpotansiyelde sadece H_u dubleti ile etkileşerek kolayca elde edilebilir. Nötrino için bir Yukawa etkileşim terimi yazılmadığı için SM’de olduğu gibi yine kütsüz olarak kalacaktır.

3.5.7. Higgs bozonlarının kütle terimleri

SM içerisinde sadece bir tane kompleks dublet yer almaktadır. $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ kırılımının ardından kompleks dubletle ilişkili olan tek bir tane elektriksel olarak nötr, spin sıfır olan Higgs bozonu ortaya çıkmaktadır. MSSM’in simetri kırılma mekanizması da SM ile aynıdır. MSSM’de farklı olarak 2 adet dublet bulunmaktadır. Dubletlerin 2 adet olması MSSM içerisinde iki adet yüklü 3 adet yüksüz spin sıfır bozonun ortaya çıkmasına neden olur. Bu durumları tanımlamak ve Higgs alanları ait kütle terimlerini oluşturabilmek için Higgs potansiyelini ele almak gerekmektedir. Higgs potansiyeli,

$$\begin{aligned} V_{\text{Higgs}} = & (m_{H_u}^2 + \mu^2)(|h_u^0|^2 + |h_u^+|^2) + (m_{H_d}^2 + \mu^2)(|h_d^0|^2 + |h_d^-|^2) \\ & - B\mu(h_u^+ h_d^- + h_u^0 h_d^0 + \text{h.c.}) \\ & + \frac{g^2}{8} \left[(|h_u^+|^2 - |h_u^0|^2 + |h_d^0|^2 - |h_d^-|^2)^2 + 4|h_u^+|^2|h_u^0|^2 + 4|h_d^0|^2|h_d^-|^2 \right] \\ & + \frac{g^2}{8} \left[-4(h_u^{+*} h_d^{-*} h_u^0 h_d^0 + h_u^{0*} h_d^{0*} h_u^+ h_d^-) \right] \\ & + \frac{g'^2}{8} \left[|h_u^+|^2 + |h_u^0|^2 - |h_d^0|^2 - |h_d^-|^2 \right]^2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

denklemleri ile verilmektedir. Nötr alanların gerçel ve sanal bileşenleri,

$$h_u^0 = \frac{h_{uR} + ih_{uI}}{\sqrt{2}} \quad \text{ve} \quad h_d^0 = \frac{h_{dR} + ih_{dI}}{\sqrt{2}} \quad (3.36)$$

şeklinde tanımlandığında skaler potansiyel $V(h_{uR}^0, h_{uI}^0, h_{dR}^0, h_{dI}^0, h_u^+, h_u^{+*}, h_d^-, h_d^{-*})$ 8 adet bağımsız alandan oluşmaktadır. Vakum etrafındaki sonsuz küçük pertürbasyonlarla ilgilendiği için, Higgs potansiyeli kendi minimumu etrafında genişletilir.

$$\begin{aligned} V_{\text{Higgs}} = & V_{\text{minimum}} + \sum_{h_i} \left. \frac{\partial V}{\partial h_i} \right|_{h_i = \langle h_i \rangle} (h_i - \langle h_i \rangle) \\ & + \frac{1}{2} \sum_{h_i, h_j} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_i \partial h_j} \right|_{h_{i,j} = \langle h_{i,j} \rangle} (h_i - \langle h_i \rangle)(h_j - \langle h_j \rangle) + \dots \end{aligned} \quad (3.37)$$

Burada h_i yukarıda V potansiyelinde tanımlanan 8 adet serbest alanı göstermektedir. Bu alanlardan yalnızca $\langle h_{dR} \rangle = \sqrt{2}v_d$ ve $\langle h_{uR} \rangle = \sqrt{2}v_u$ vakum beklenen değerlerini geliştirebilirler. Potansiyelin minimumu etrafındaki türevelere bakıldığından lineer terimlerin tümünün katsayıları ortadan kalkmalıdır. Kuartik terimler daha sonra Higgs bozonu kütle terimlerini oluşturacak ve genel olarak alanlar birbirleri ile karışacağından kütle matrislerini oluşturacaktır. Elektrik yükünün korunumu, yüklü ve nötr Higgs alanları arasındaki karışımları yasaklar. Böylece yüklü sektör için bir kütle matrisi ve nötr sektör içinde farklı bir kütle matrisi oluşturulur. Ayrıca, Higgs sektörünün yük ve parite değişmezliği nedeniyle, nötr Higgs bozonlarının gerçel ve sanal bileşenleri de birbirleri ile karışmaz, böylece nötr sektördeki 4×4 'lük kütle matrisi iki adet 2×2 'lik bloğa ayrışır.

İlk olarak yüklü alanlar ile başlanırsa lagranjiyen,

$$\mathcal{L} \ni (h_u^{+*} h_d^-) \mathcal{M}_{h^\pm}^2 \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_d^{-*} \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada $\mathcal{M}_{h^\pm}^2$ ifadesi kütle kare matrisidir ve

$$\mathcal{M}_{h^\pm}^2 = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_u^+ \partial h_u^{+*}} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_u^{+*} \partial h_d^-} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \\ \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_u^+ \partial h_d^-} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_d^- \partial h_d^{-*}} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

şeklinde tanımlanır. Higgs alanlarının vakum beklenen değerleri etrafındaki pertürbasyonlara bakılacağı için türevler alındıktan sonra h_u^+ , h_d^- , h_{uI}^0 ve h_{dI}^0 alanlarına sahip terimler ifadelerden çıkartılabilir. Örneğin kütle kare matrisindeki ilk terim;

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_u^+ \partial h_u^{+*}} \right|_{h_i \rightarrow v_i} &= (m_{H_u}^2 + \mu^2) + \frac{g^2}{4}(v_u^2 + v_d^2) + \frac{g'^2}{4}(v_u^2 - v_d^2) \\ &= B\mu \cot \beta + \frac{g^2}{2}v_d^2 \end{aligned} \quad (3.40)$$

şeklinde bulunabilir. Tüm türevler alındıktan sonra yüklü Higgs alanları için kütle kare matrisi,

$$\mathcal{M}_{h^\pm}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \cot \beta + \frac{g^2}{2}v_d^2 & -B\mu - \frac{g^2}{2}v_u v_d \\ -B\mu - \frac{g^2}{2}v_u v_d & B\mu \tan \beta + \frac{g^2}{2}v_u^2 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

şeklini alır. Bu kütle matrisinin özdeğerleri

$$m_{G^\pm} = 0 \quad , \quad m_{H_\pm}^2 = B\mu(\cot \beta + \tan \beta) + M_W^2 \quad (3.42)$$

olurlar. Üniter ayar seçiminden kaynaklı olarak G^\pm Goldstone alanının kütlelerinin 0 olduğu kabul edilir. Diğer durum olan H^\pm durumu hala spektrumda yer almaktadır. Alan uzayında rotasyonları içeren karışım matrisi,

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_d^{-*} \\ h_u^+ \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

şeklinde tanımlanır.

Nötr olan sektöre dönüldüğünde, nötr alanların sanal bileşenlerini içeren kütle terimleri için lagranjiyen,

$$\mathcal{L} \ni \frac{1}{2}(h_{uI}^0 h_{dI}^0) \mathcal{M}_{h_i^0}^2 \begin{pmatrix} h_{uI}^0 \\ h_{dI}^0 \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

şeklinde verilir. Burada $\mathcal{M}_{h_{iI}}^2$ ifadesi kütle kare matrisidir ve

$$\mathcal{M}_{h_{iI}}^2 = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uI}^0 \partial h_{uI}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uI}^0 \partial h_{dI}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \\ \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uI}^0 \partial h_{dI}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{dI}^0 \partial h_{dI}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

şeklinde tanımlanır. Yüklü sektörde yapılan işlemler aynı şekilde bu kısımda da tekrarlanırsa,

$$\mathcal{M}_{h_{iI}}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \cot \beta & B\mu \\ B\mu & B\mu \tan \beta \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

ifadesi elde edilir. Kütle özdeğerleri ise,

$$m_{G^0} = 0 \quad , \quad m_A^2 = B\mu(\cot \beta + \tan \beta) \quad (3.47)$$

olarak elde edilir. Alan uzayında rotasyonları içeren karışım matrisi,

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_{uI}^0 \\ h_{dI}^0 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

şeklinde tanımlanır.

Nötr Higgs alanların gerçel bileşenleri olan h_{uR}^0 ve h_{dR}^0 için kütle kare matrisi lagranjiyenin içerisinde aşağıdaki gibi yer alır.

$$\mathcal{L} \ni \frac{1}{2} (h_{uR}^0, h_{dR}^0) \mathcal{M}_{h_{iR}}^2 \begin{pmatrix} h_{uR}^0 \\ h_{dR}^0 \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

Burada $\mathcal{M}_{h_{iR}}^2$ ifadesi kütle kare matrisidir ve

$$\mathcal{M}_{h_{iR}}^2 = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uR}^0 \partial h_{uR}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uR}^0 \partial h_{dR}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \\ \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{uR}^0 \partial h_{dR}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} & \left. \frac{\partial^2 V}{\partial h_{dR}^0 \partial h_{dR}^0} \right|_{h_i \rightarrow v_i} \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir. Yüklü sektörde yapılan işlemler aynı şekilde bu kısımda da tekrarlanırsa,

$$\mathcal{M}_{h_{iR}}^2 = \begin{pmatrix} m_A^2 \cos^2 \beta + M_Z^2 \sin^2 \beta & -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta \\ -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta & m_A^2 \sin^2 \beta + M_Z^2 \cos^2 \beta \end{pmatrix} \quad (3.51)$$

denklemini elde edilir. Bu matrisin özdeğerleri,

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[(m_A^2 + m_Z^2) \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right] \quad (3.52)$$

şeklinde elde edilir. Fiziksel Higgs skaler alanları, h_{uR}^0 ve h_{dR}^0 cinsinden alan uzayında rotasyonları içeren karışım matrisini de içerecek şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_{uR}^0 \\ h_{dR}^0 \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

Burada α açısı Higgs skaler alanlarının karışımını temsil eder ve

$$\tan \alpha = \frac{(m_A^2 - M_Z^2) \cos 2\beta + \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}}{(m_A^2 + M_Z^2) \sin 2\beta} \quad (3.54)$$

şeklinde tanımlanır.

3.5.8. Gluino için kütle terimi

Gluino, gluon'un süpersimetrik eşi olup renk okteti bir fermiyondur. $SU(3)_C$ simetrisi kırılmadığından başka herhangi bir fermiyonla karışamaz ve kütle öz durumu halinde olmalıdır. Bu durumda kütle terimi yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden ayarino kütle terimi olarak aşağıdaki gibi ortaya çıkar.

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2} M_3 \bar{\tilde{g}} \tilde{g} \quad (3.55)$$

Ağaç seviyesindeki kütle terimi basit bir şekilde $m_{\tilde{g}} = |M_3|$ olarak bulunabilir. Gerçek bir parametre olan M_3 negatif bir değer alırsa gluino alanı $\tilde{g} \rightarrow -i\gamma_5 \tilde{g}$ şeklinde yeniden tanımlanmalıdır. Bu tanımlama ardından yeni gluino alanı için kütle terimi yeniden pozitif olmaya başlar.

3.5.9. Yüklino ve nötralino kütle terimleri

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisinin kendiliğinden kırılması aynı elektrik yükü, aynı renk yükü ve aynı spine sahip durumların birbirleri ile karışmasına sebep olur. Bu durum ayarino ve higgsinoların belirli kütleyle sahip fiziksel parçacıklar olamayacağı anlamına gelir. Bunun yerine, $\psi_{h_u^0}$, $\psi_{h_d^0}$, λ_3 ve λ_0 nötr fermiyon alanları, nötr fermiyon kütle öz durumlarını yani nötralinoları oluşturmak üzere karışırken, negatif yüklü alanlar $\psi_{h_u^+R}$, $\psi_{h_d^-L}$ ve lineer kombinasyon $\frac{\lambda_1+i\lambda_2}{\sqrt{2}}$, negatif yüklinoları oluşturmak üzere karışır.

Fiziksel yüklino ve nötralinoları bulabilmek için ilk olarak nötralino ve yüklinoları içeren kütle matrisleri bulunmalı ve ardından bu matrisler diyagonalize edilmelidir. Bu kütle matrisleri, süpersimetrik potansiyeldeki higgsino kütle terimi μ' den, yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden ve son olarak elektrozayıf simetri kırılımından katkı alırlar.

Kütle matrislerine gelen süpersimetrik katkılar, süperpotansiyelde yer alan terimlerden gelir. Bu katkılar

$$\hat{f} \ni \mu(\hat{h}_u^0 \hat{h}_d^0 + \hat{h}_u^+ \hat{h}_d^-) \quad (3.56)$$

ile verilir ve bu denklem sonucunda fermiyon ikilineer terimleri

$$\mathcal{L} \ni -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S} P_L \psi_j + \text{h.c.} \quad (3.57)$$

şeklinde ortaya çıkar. Bu denklemdeki türev işlemleri yapıldığında

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni & -\frac{\mu}{2} \left[\bar{\psi}_{h_u^0} \psi_{h_d^0} + \bar{\psi}_{h_d^0} \psi_{h_u^0} \right] \\ & -\frac{\mu}{2} \left[\bar{\psi}_{h_u^+} \psi_{h_d^-} + \bar{\psi}_{h_d^-} \psi_{h_u^+} \right] \end{aligned} \quad (3.58)$$

süpersimetrik katkılar 3.58 denklemindeki gibi elde edilir.

Ayarino-higgsino ikilineer terimleri elektrozayıf simetri kırılımı esnasında ortaya çıkar ve

aşağıdaki lagranjiyen ile tanımlanır.

$$\mathcal{L} \ni -\sqrt{2} \sum_i g S_i^\dagger t_A \bar{\lambda}_A P_L \psi_i + \text{h.c.} \quad (3.59)$$

Burada S_i 'ler vakum beklenen değer geliştirecek Higgs alanlarıdır. Ara işlemler yapıldığında elektrozayıf simetri kırılımından gelen katkılar,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni & -\sqrt{2} \begin{pmatrix} h_u^{+\dagger} \\ h_u^{0\dagger} \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} g\bar{\lambda}_3 + g'\bar{\lambda}_0 & g\bar{\lambda}_1 - ig\bar{\lambda}_2 \\ g\bar{\lambda}_1 + ig\bar{\lambda}_2 & -g\bar{\lambda}_3 + g'\bar{\lambda}_0 \end{bmatrix} P_L \begin{pmatrix} \psi_{h_u^+} \\ \psi_{h_u^0} \end{pmatrix} \\ & -\sqrt{2} \begin{pmatrix} h_d^{-\dagger} \\ h_d^{0\dagger} \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -g\bar{\lambda}_3 - g'\bar{\lambda}_0 & -g\bar{\lambda}_1 - ig\bar{\lambda}_2 \\ -g\bar{\lambda}_1 + ig\bar{\lambda}_2 & g\bar{\lambda}_3 - g'\bar{\lambda}_0 \end{bmatrix} P_L \begin{pmatrix} \psi_{h_d^-} \\ \psi_{h_d^0} \end{pmatrix} \\ & + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (3.60)$$

şeklinde bulunur. Ayarino ve higgsino kütlelerine elektrozayıf simetri kırılımından gelen terimler Higgs alanlarının vakum beklenen değer geliştirmesi ile oluşur. 3.60 denkleminde yüklü higgsinoları içeren terimler,

$$= -\frac{g v_u}{\sqrt{2}} (\bar{\lambda}_1 - i\bar{\lambda}_2) P_R \psi_{h_u^+} + \frac{g v_d}{\sqrt{2}} (\bar{\lambda}_1 - i\bar{\lambda}_2) P_L \psi_{h_d^-} \quad (3.61)$$

denkleminde yer almaktadır. Daha sonra negatif yüklü ayarınoları için Dirac alanlarını ve negatif yüklü higgsinoları,

$$\lambda = \frac{\lambda_1 + i\lambda_2}{\sqrt{2}}, \quad \tilde{\xi} = P_L \psi_{h_d^-} - P_R \psi_{h_u^+} \quad (3.62)$$

ifadesindeki gibi tanımlarsak, yüklü ve nötr ayarino-higgsino kütle terimleri aşağıdaki denklem ile verilir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{kütle}} = & g v_u \bar{\lambda} \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \tilde{\chi} + g v_d \bar{\lambda} \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \tilde{\chi} + \text{h.c.} \\ & + \frac{g v_u}{\sqrt{2}} \bar{\lambda}_3 \psi_{h_u^0} - \frac{g' v_u}{\sqrt{2}} \bar{\lambda}_0 \psi_{h_u^0} - \frac{g v_d}{\sqrt{2}} \bar{\lambda}_3 \psi_{h_d^0} + \frac{g' v_d}{\sqrt{2}} \bar{\lambda}_0 \psi_{h_d^0}. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Son olarak yumuşak süpersimetri kırılma terimlerinden gelen ayarino kütlelerini içeren lagranjiyen,

$$\mathcal{L}_{\text{kütle}} = -\frac{1}{2}M_1\bar{\lambda}_0\lambda_0 - M_2\bar{\lambda}_3\lambda_3 - M_2\bar{\lambda}\lambda \quad (3.64)$$

denklemleri ile verilir. 3.58, 3.63 ve 3.64 denklemleri birleştirilirse ayarino-higgsino için nötralino kütle terimleri,

$$\mathcal{L}_{\text{Nötralino}} = -\frac{1}{2}(\bar{\psi}_{h_u^0}, \bar{\psi}_{h_d^0}, \bar{\lambda}_3, \bar{\lambda}_0) \mathcal{M}_{\text{Nötr}} \begin{pmatrix} \psi_{h_u^0} \\ \psi_{h_d^0} \\ \lambda_3 \\ \lambda_0 \end{pmatrix} \quad (3.65)$$

lagranjiyeni ile verilir. Burada $\mathcal{M}_{\text{Nötr}}$ matrisi,

$$\mathcal{L}_{\text{Nötralino}} = \begin{pmatrix} 0 & \mu & -\frac{g v_u}{\sqrt{2}} & \frac{g' v_u}{\sqrt{2}} \\ \mu & 0 & \frac{g v_d}{\sqrt{2}} & -\frac{g' v_d}{\sqrt{2}} \\ -\frac{g v_u}{\sqrt{2}} & \frac{g v_d}{\sqrt{2}} & M_2 & 0 \\ \frac{g' v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{g' v_d}{\sqrt{2}} & 0 & M_1 \end{pmatrix} \quad (3.66)$$

ile tanımlanır. Ayarino-higgsino için yüklino kütle terimleri,

$$\mathcal{L}_{\text{Yüklino}} = -(\bar{\lambda}, \bar{\tilde{\chi}}) (\mathcal{M}_{\text{Yüklü}} P_L + \mathcal{M}_{\text{Yüklü}}^T P_R) \begin{pmatrix} \lambda \\ \tilde{\chi} \end{pmatrix} \quad (3.67)$$

lagranjiyeni ile verilir. Burada $\mathcal{M}_{\text{Yüklü}}$ matrisi,

$$\mathcal{L}_{\text{Yüklino}} = \begin{pmatrix} M_2 & -g v_d \\ -g v_u & -\mu \end{pmatrix} \quad (3.68)$$

ile verilir. Fiziksel yüklino ve nötralino kütleleri bu matrislerin özdeğerleridir. Nötralino kütle matrisi gerçel ve Hermitiyen bir matrisken, yüklino kütle matrisi simetrik bir matris değildir. Bundan dolayı nötralino kütle matrisi ile ayarino kütle matrisi birbirinden farklı şekillerde diyagonalize edilmelidir.

3.5.10. Nötralino matrisinin diyagonalizasyonu

Nötralino kütle matrisi olan $\mathcal{M}_{\text{Nötr}}$ Hermitiyen bir matris olduğundan özdeğerleri gerçel olur ve V_n üniter matrisi ile aşağıdaki formda diyagonalize edilebilir.

$$V_n^\dagger \mathcal{M}_{\text{Nötr}} V_n = \mathcal{M}_D \quad (3.69)$$

Burada \mathcal{M}_D gerçel değerlere sahip kütle özdeğerlerinin diyagonal matrisini ifade eder. V_n matrisi, sütunları $\mathcal{M}_{\text{Nötr}}$ 'in özvektörleri olan matristir. Nötralino matrisi analitik olarak diyagonalize edilmeye çalışıldığında sonuç çok uzun olmaktadır. Bunun yerine özdeğerler ve özvektörler numerik olarak hesaplanır. $\tilde{\chi}_l^0$ dört bileşene sahip bir Majorana spinörü olarak tanımlanırsa,

$$\tilde{\chi}_l^0 = \begin{pmatrix} \chi_l^0 \\ (\bar{\chi}_l^0)^T \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

ifadesi kullanılabilir. Nötralinolar için kütle lagranjyeni,

$$\mathcal{L}_{\text{Kütle}} = -\frac{1}{2} \sum_l \mathcal{M}_{\text{Nötr}_l} \bar{\tilde{\chi}}_l^0 \tilde{\chi}_l^0 \quad (3.71)$$

ile verilir.

3.5.11. Yüklino matrisinin diyagonalizasyonu

Yüklinolar için denklem 3.68'de verilen kütle matrisini diyagonalize etmek için U ve V gibi 2×2 'lik üniter matrisler kullanıldığında,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \ni & - \begin{pmatrix} \bar{\tilde{\chi}}_2^\pm & \bar{\tilde{\chi}}_1^\pm \end{pmatrix} V^\dagger \mathcal{M}_{\text{Yüklü}} U P_L \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_2^\pm \\ \tilde{\chi}_1^\pm \end{pmatrix} \\ & - \begin{pmatrix} \bar{\tilde{\chi}}_2^\pm & \bar{\tilde{\chi}}_1^\pm \end{pmatrix} U^\dagger \mathcal{M}_{\text{Yüklü}}^T V P_R \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_2^\pm \\ \tilde{\chi}_1^\pm \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.72)$$

lagranjiyeni elde edilir. Diyagonal kütle matrisini oluşturabilmek için,

$$\begin{aligned} V^\dagger \mathcal{M}_{\text{Yüklü}} U &= \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_2^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \end{pmatrix} \equiv \mathcal{M}_D \\ U^\dagger \mathcal{M}_{\text{Yüklü}}^T V &= \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_2^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \end{pmatrix} \equiv \mathcal{M}_D^\dagger \end{aligned} \quad (3.73)$$

işlemleri yapılmalıdır. Kütle matrisinin özdeğerleri,

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = \frac{1}{2} \left[(\mu^2 + M_2^2 + 2M_W^2 \pm \Omega) \right] \quad (3.74)$$

şeklinde bulunur. Burada Ω

$$\Omega^2 = (\mu^2 - M_2^2)^2 + 4M_W^2 \left[\mu^2 + M_2^2 + M_W^2 \cos^2 \beta - 2\mu M_2 \sin 2\beta \right] \quad (3.75)$$

şeklinde tanımlanmıştır. $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ hafif olan yüklinoyu tanımlarken ağır olan yüklinoyu tanımlamak için $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$ ifadesi kullanılır.

Yüklino ve nötralinoların kütle matrislerine bakıldığında, yüklinonun kütesinin M_2 ve μ parametrelerine, nötralinonun kütesinin ise M_1 , M_2 ve μ parametresine bağlı olduğu görülmektedir.

3.5.12. Skuark ve sleptonların kütle terimleri

Skuark ve sleptonların kütle terimleri madde fermiyonlarından farklı olarak 4 farklı kaynaktan katkı almaktadır. Bu noktadan sonra yazılacak katkılar üst kuarkın süpersimetrik eşi olan stop kuark için yazılacak olup, diğer squark ve sleptonlar için de aynı işlemler yapıldığında onlara gelen katkılarda bulunabilir.

Süperpotansiyelin skuarklarla ilişkili kısmı,

$$\hat{f} \ni \mu \hat{h}_u^0 \hat{h}_d^0 + f_i \hat{t} \hat{h}_u^0 \hat{T}^c \quad (3.76)$$

denklemdir.

$$\left. \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{t} \partial \hat{T}^c} \right|_{\hat{S}=\mathcal{S}} = \left. f_t \hat{h}_u^0 \right|_{\hat{h}_u^0 = h_u^0} = f_t h_u^0 \quad (3.77)$$

işlemi yapıldıktan sonra h_u^0 alanı vakum beklenen değeri geliştirerek v_u ifadesine evrilir. Böylece lagranjiyen,

$$\mathcal{L} \ni -m_{\tilde{t}}^2 \tilde{t}_L^\dagger \tilde{t}_L - m_{\tilde{t}}^2 \tilde{t}_R^\dagger \tilde{t}_R \quad (3.78)$$

şeklini alır. Dikkat edilmelidir ki 3.78 denklemi süperpotansiyelden gelebilecek tek ikilineer terim değildir. 3.76 denkleminin ilk parçasından da stopların karışım terimlerini içeren ifadeler gelecektir. Bu ifadeler lagranjiyene aşağıdaki gibi eklenir.

$$\mathcal{L} \ni -(\mu m_{\tilde{t}} \cot \beta) (\tilde{t}_L^\dagger \tilde{t}_R + \tilde{t}_R^\dagger \tilde{t}_L). \quad (3.79)$$

Yumuşak süpersimetri kırılmalarından gelen skaler kütleleri,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &\ni -\tilde{Q}_i^\dagger \mathbf{m}_{\tilde{Q}_{ij}}^2 \tilde{Q}_j - \tilde{u}_{Ri}^\dagger \mathbf{m}_{\tilde{U}_{ij}}^2 \tilde{u}_{Rj} \\ &\ni -m_{\tilde{t}_L}^2 \tilde{t}_L^\dagger \tilde{t}_L - m_{\tilde{t}_R}^2 \tilde{t}_R^\dagger \tilde{t}_R \end{aligned} \quad (3.80)$$

denklemleri ile verilirler. Yumuşak süpersimetri kırılım terimlerinde sol-elli skuarklardaki her aile için yalnızca bir kütle terimi olduğu bilinmektedir. Aynı durum sol-elli sleptonlarda da bulunmaktadır. Bu durum aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$m_{\tilde{t}_L} = m_{\tilde{b}_L} = m_{Q3} \quad , \quad m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{\nu}_e} = m_{L1}, \dots \quad (3.81)$$

Yumuşak süpersimetri kırılmalarından gelen üçlülineer terimler, skuarklar ile nötr Higgs alanlarının etkileşimlerini içerir (Denklemler 3.82).

$$\mathcal{L} \ni A_t f_t \tilde{t}_L h_u^0 \tilde{t}_R^\dagger. \quad (3.82)$$

Stopların karışım terimlerini içeren ifadeler aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\mathcal{L} \ni (A_t m_{\tilde{t}}) (\tilde{t}_L^\dagger \tilde{t}_R + \tilde{t}_R^\dagger \tilde{t}_L). \quad (3.83)$$

D-terim katkıları,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &\ni -\frac{1}{2} \sum_A \left| \sum_i S_i^\dagger g_{\alpha A} t_{\alpha A} S_i \right|^2 \\
&\ni -\frac{1}{2} \sum_A g^2 \left| \tilde{Q}^\dagger T_{3Q} \tilde{Q} + H_u^\dagger \left(\frac{\tau_3}{2} \right) H_u + H_d^\dagger \left(-\frac{\tau_3}{2} \right) H_d \right|^2 \\
&\quad - \left(\frac{g'}{2} \right)^2 \left| H_u^\dagger Y_{H_u} H_u + H_d^\dagger Y_{H_d} H_d + \tilde{Q}^\dagger Y_Q \tilde{Q} + \tilde{u}_{Ri}^\dagger Y_{U^c} \tilde{u}_{Ri} + \tilde{d}_{Ri}^\dagger Y_{D^c} \tilde{d}_{Ri} \right|^2
\end{aligned} \tag{3.84}$$

terimlerinden gelir. Skuarklar ve Higgs alanları arasındaki etkileşim terimlerinden skuarkların kütlelerine katkılar gelir. $SU(2)$ simetrisinin D-terimleri,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &\ni -\frac{1}{2} \left[2 \left(\frac{g}{2} \right)^2 (v_d^2 - v_u^2) (\tilde{t}_L^\dagger \tilde{t}_L - \tilde{b}_L^\dagger \tilde{b}_L) \right] \\
&= -M_W^2 \cos 2\beta T_{3Q_i} \tilde{Q}_{Li}^\dagger \tilde{Q}_{Li}
\end{aligned} \tag{3.85}$$

şeklinde gelirken, hiperyük D-terimleri ise,

$$\mathcal{L} \ni \sin^2 \theta_W \cos 2\beta M_Z^2 \left[\tilde{t}_L^\dagger \left(\frac{Y_Q}{2} \right) \tilde{t}_L + \tilde{b}_L^\dagger \left(\frac{Y_Q}{2} \right) \tilde{b}_L + \tilde{t}_R^\dagger \left(\frac{Y_{U^c}}{2} \right) \tilde{t}_R + \tilde{b}_R^\dagger \left(\frac{Y_{D^c}}{2} \right) \tilde{b}_R \right] \tag{3.86}$$

denkleminde yer aldığı gibidir. Hiperyükler elektrik yükü cinsinden yazıldığında D-terimlerinden herhangi bir MSSM skuarkının kütlelerine gelecek katkılar,

$$m_{\text{D-terimleri}}^2 = M_Z^2 \cos 2\beta (T_3 - Q \sin^2 \theta_W) \tag{3.87}$$

gibi yazılabilir.

Artık skuarklar için kütle kare matrisleri oluşturulabilir. Stop için,

$$\mathcal{L} \ni -(\tilde{t}_L^\dagger, \tilde{t}_R^\dagger) \mathcal{M}_{\tilde{t}}^2 \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \tag{3.88}$$

lagranjiyeni elde edilir. Burada \mathcal{M}_t^2 ,

$$\mathcal{M}_t^2 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.89)$$

şeklinde tanımlanır ve matris içerisindeki terimler aşağıdaki denklemlerde verilmiştir.

$$M_{11} = m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right), \quad (3.90a)$$

$$M_{12} = m_t(-A_t + \mu \cot \beta), \quad (3.90b)$$

$$M_{21} = m_t(-A_t + \mu \cot \beta), \quad (3.90c)$$

$$M_{22} = m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(+\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right). \quad (3.90d)$$

\mathcal{M}_t^2 matrisinin özdeğerleri,

$$m_{\tilde{t}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2) + \frac{1}{4}M_Z^2 \cos 2\beta + m_t^2 \mp \left\{ \left[\frac{1}{2}(m_{\tilde{t}_L}^2 - m_{\tilde{t}_R}^2) + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right]^2 + m_t^2(\mu \cot \beta - A_t)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.91)$$

olarak bulunur. Burada \tilde{t}_1 hafif olan stop kuark iken \tilde{t}_2 ise ağır olan stop kuarktır. Stop kuarkların karışım matrisi,

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_t & -\sin \theta_t \\ \sin \theta_t & \cos \theta_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \quad (3.92)$$

ile verilir. Buradaki θ_t stop kuark karışım açısıdır ve,

$$\tan \theta_t = \frac{m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) - m_{\tilde{t}_1}^2}{m_t(-A_t + \mu \cot \beta)} \quad (3.93)$$

olarak tanımlanır.

Aynı işlemler sbottom kuark için yapılırsa $\mathcal{M}_{\tilde{b}}^2$,

$$\mathcal{M}_{\tilde{b}}^2 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.94)$$

şeklinde tanımlanır ve matris içerisindeki terimler aşağıdaki denklemlerde verilmiştir.

$$M_{11} = m_{\tilde{b}_L}^2 + m_b^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right), \quad (3.95a)$$

$$M_{12} = m_b(-A_b + \mu \tan \beta), \quad (3.95b)$$

$$M_{21} = m_b(-A_b + \mu \tan \beta), \quad (3.95c)$$

$$M_{22} = m_{\tilde{b}_R}^2 + m_b^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right). \quad (3.95d)$$

$\mathcal{M}_{\tilde{b}}^2$ matrisinin özdeğerleri,

$$m_{\tilde{b}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{b}_L}^2 + m_{\tilde{b}_R}^2) - \frac{1}{4}M_Z^2 \cos 2\beta + m_b^2 \mp \left\{ \left[\frac{1}{2}(m_{\tilde{b}_L}^2 - m_{\tilde{b}_R}^2) - M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right]^2 + m_b^2(\mu \tan \beta - A_b)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.96)$$

olarak bulunur. Burada \tilde{b}_1 hafif olan sbottom kuark iken \tilde{b}_2 ise ağır olan sbottom kuarktır.

Sbottom kuarkların karışım matrisi,

$$\begin{pmatrix} \tilde{b}_1 \\ \tilde{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_b & -\sin \theta_b \\ \sin \theta_b & \cos \theta_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{b}_L \\ \tilde{b}_R \end{pmatrix} \quad (3.97)$$

ile verilir. Buradaki θ_b sbottom kuark karışım açısıdır ve,

$$\tan \theta_b = \frac{m_{\tilde{b}_L}^2 + m_b^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) - m_{\tilde{b}_1}^2}{m_b(-A_b + \mu \tan \beta)} \quad (3.98)$$

olarak tanımlanır.

Aynı işlemler stau için yapılırsa $\mathcal{M}_{\tilde{\tau}}^2$,

$$\mathcal{M}_{\tilde{\tau}}^2 = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.99)$$

şeklinde tanımlanır ve matris içerisindeki terimler aşağıdaki denklemlerde verilmiştir.

$$M_{11} = m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_{\tilde{\tau}}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right), \quad (3.100a)$$

$$M_{12} = m_{\tilde{\tau}}(-A_{\tilde{\tau}} + \mu \tan \beta), \quad (3.100b)$$

$$M_{21} = m_{\tilde{\tau}}(-A_{\tilde{\tau}} + \mu \tan \beta), \quad (3.100c)$$

$$M_{22} = m_{\tilde{\tau}_R}^2 + m_{\tilde{\tau}}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\sin^2 \theta_W \right). \quad (3.100d)$$

$\mathcal{M}_{\tilde{\tau}}^2$ matrisinin özdeğerleri,

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_{\tilde{\tau}_R}^2) - \frac{1}{4}M_Z^2 \cos 2\beta + m_{\tilde{\tau}}^2 \mp \left\{ \left[\frac{1}{2}(m_{\tilde{\tau}_L}^2 - m_{\tilde{\tau}_R}^2) - M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{4} - \sin^2 \theta_W \right) \right]^2 + m_{\tilde{\tau}}^2(\mu \tan \beta - A_{\tilde{\tau}})^2 \right\}^{1/2} \quad (3.101)$$

olarak bulunur. Burada $\tilde{\tau}_1$ hafif olan stau iken $\tilde{\tau}_2$ ise ağır olan staudur. Stauların karışım matrisi,

$$\begin{pmatrix} \tilde{\tau}_1 \\ \tilde{\tau}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{\tau}} & -\sin \theta_{\tilde{\tau}} \\ \sin \theta_{\tilde{\tau}} & \cos \theta_{\tilde{\tau}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix} \quad (3.102)$$

ile verilir. Buradaki $\theta_{\tilde{\tau}}$ stau karışım açısıdır ve,

$$\tan \theta_{\tilde{\tau}} = \frac{m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_{\tilde{\tau}}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) - m_{\tilde{\tau}_1}^2}{m_{\tilde{\tau}}(-A_{\tilde{\tau}} + \mu \tan \beta)} \quad (3.103)$$

olarak tanımlanır.

MSSM, her bir çeşni için bir tane olmak üzere sadece sol-elli nötrinoları ait skaler süper-simetrik eş tanımlar. Lepton sayısının korunumlu olduğu varsayıldığından üç snötrino birbiri

ile karışamazlar. Bu nedenle snötrinolar kütle öz durumları olmalıdırlar. Üçüncü aile için

$$m_{\tilde{\nu}_\tau}^2 = m_{L3}^2 + \frac{1}{2}M_Z^2 \cos 2\beta, \quad (3.104)$$

şeklinde bulunur. Burada ilk terim üçüncü ailenin skaler lepton ikililerini içeren yumuşak süpersimetri kırılım terimlerinden gelirken ikinci terim D-terimlerinden gelmektedir. Sfermionların ilk ailelerinin kütleleri ise,

$$m_{\tilde{u}_L}^2 = m_{Q_1}^2 + m_u^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105a)$$

$$m_{\tilde{d}_L}^2 = m_{Q_1}^2 + m_d^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105b)$$

$$m_{\tilde{u}_R}^2 = m_{U_1}^2 + m_u^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105c)$$

$$m_{\tilde{d}_R}^2 = m_{D_1}^2 + m_d^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105d)$$

$$m_{\tilde{e}_L}^2 = m_{L_1}^2 + m_e^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105e)$$

$$m_{\tilde{\nu}_e}^2 = m_{L_1}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} \right) \quad (3.105f)$$

$$m_{\tilde{e}_R}^2 = m_{E_1}^2 + m_e^2 + M_Z^2 \cos 2\beta \left(-\sin^2 \theta_W \right) \quad (3.105g)$$

$$(3.105h)$$

denklemleri ile verilirler.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

SM içerisinde, Higgs bozonunun kütlesine en büyük katkı, Yukawa çiftlenimi $\lambda \approx 1$ olan üst kuarkla olan etkileşiminden gelmektedir. Hiyerarşi probleminin çözümünde, süpersimetrik modellerde üst kuarkın süpersimetrik eşi olan stop parçacığının önemi büyüktür. Süpersimetrinin kırılmamış bir simetri olduğu durumda üst kuark ile stop kütlelerinin birbirine eşit olması gerekir ve böylelikle Higgs bozonunun kütle karesine gelecek sonsuz katkılar birbirlerini tamamen ortadan kaldırır. Fakat süpersimetrinin kırılmış bir simetri olması stop ile üst kuark arasında bir kütle farkının oluşmasına sebep olur. Bu durumda bu iki parçacıktan gelen katkılar tam olarak birbirlerini ortadan kaldırmasa da gelecek katkının kabul edilebilir bir seviyede olması beklenir. Bu beklentinin gerçekleşebilmesi için iki seçenek bulunmaktadır. Stop parçacığının kütlesinin 500 GeV'den daha hafif olması bu seçeneklerden ilkinin oluşturmaktadır. Diğer seçenek ise stop parçacığı ile Higgs bozonu arasındaki etkileşimin şiddetini belirleyen çiftlenim sabitinin (A_t) büyük olmasıdır. İlk seçenekte yer alan stop parçacığının hafif olması durumunun fiziksel olarak izinli olup olmayacağı veya hangi durumlarda deneylerle uyumlu sonuçlar verebileceği literatürde en fazla analiz edilen konulardan biridir.

Higgs bozonu herhangi bir renk yüküne sahip olmadığı için gluonlar ve gluinolarla etkileşime girmez. Etkileşime girmedikleri için hiyerarşi probleminin çözümünde doğrudan etki etmezler. Fakat gluino stop ile etkileşime girmeye izinli olduğundan özellikle döngü seviyesinde stop kütlesine katkıda bulunur. Gluonun sahip olacağı kütle değerine bağlı olarak stop kütlesi de belli bir değerden daha hafif olamaz (Demir ve Ün, 2014; Çiçi ve diğerleri, 2018).

Stop ve gluino parçacıkları günümüz deneyleri içinde büyük öneme sahiptir. Günümüzde Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (BHÇ) yapılmakta olan deneylerden elde edilen sonuçlar özellikle stop ve gluino parçacıklarının kütle değerleri üzerinde son derece hassas sınırlandırmalar getirmektedir. Yapılan analizlerden gelen sınırlamalar stop ve gluinonun belirli

bozunum kanallarına bağılı olarak yapılmaktadır ve analizlerde kullanılan bozunum kanallarına ait dallanma oranlarının maksimum (%100) olduğu kabul edilmektedir. Bu analizlerde BBT skalasında yer alan simetri ve sınır koşulları göz ardı edilerek sadece elektrozayıf skaladaki kütle spektrumu ve etkileşim köşeleri kullanılarak yapılmaktadır. MSSM'in elektrozayıf skalada 124 adet serbest parametresi bulunmaktadır. Bu kadar çok serbest parametrenin olması analizlerde kullanılan her bir parametrenin serbest parametre olarak kullanılabilmesine imkan sağlar. Böylece analizlerin temelini oluşturan şartlar kolayca elde edilebilir. Fakat süpersimetrik modellerin elektrozayıf skaladaki öngörülleri, BBT skalasında uygulanan sınır koşulları kullanılarak hesaplandığında, elektrozayıf skalada serbest parametre olarak tanımlanan parametrelerin pek çoğu serbest parametre olmaktan çıkar ve bir kaç parametre yardımı ile hesaplanabilir nicelikler haline gelirler. Bu durumda, deneysel veriler kullanılarak yapılan analizlerde kabul edilen koşullar süpersimetrik BBT modeller kullanıldığında oluşturulamayabilir. Örneğin, elektrozayıf skalada yapılan analizlerde, stop için tümüyle (%100) dışlanan kütle skalaları (700 GeV'in altı), BBT modeller ele alınarak tekrar incelendiğinde deneysel sonuçların bu bölgeyi 500 GeV'ye kadar en fazla %60, 500-700 GeV arasındaki kütle skalasını da ancak %5'e kadar dışarlayabildiği görülür (Demir Ün, 2014; Çiçi ve diğerleri, 2018). Bu veriler ışığında 500 GeV altında yer alan stop kütle skalalarının hala test edilebilir olduğu görülmektedir. Daha yüksek kütle merkezi enerjisi ve/veya daha yüksek ışınılık koşulları altında yeniden analiz edilmeleri gerekliliği ortaya çıkmaktadır. 500-700 GeV arasındaki kütle skalalarında ise BBT modeller için deneysel bir sınırlamanın söz konusu olmadığı ortaya çıkmaktadır.

Bu durumda, BHÇ deneylerinden elde edilen ve elektrozayıf skaladaki Süpersimetrik modeller için oldukça hassas olan sonuçların, süpersimetrik BBT modeller de hangi güvenilirlik seviyesinde uygulanabileceği elde edilmelidir.

4.1. BHÇ Deneylerinde Gluino Üretimi

BHÇ'de yapılan proton çarpışma deneylerinde üretilen her bir parçacık kuarklar ile doğrudan ya da dolaylı bir şekilde etkileşerek üretilirler. Bu çarpışma deneylerinde çok fazla SM

parçacıkları oluşur. Oluşan SM parçacıklarını içeren olaylar, modellerin önermiş olduğu yeni parçacıkların analizlerinde art alan etkileşimlerini oluştururlar. Genel olarak art alan etkileşimlerinin tesir kesitleri yüksek olduğundan, yeni parçacıkların oluşabileceği olası etkileşimlerin tesir kesitlerinin, art alan tesir kesiti ölçümlerinden gözle görülür bir fark oluşturacak kadar yüksek olması gerekir.

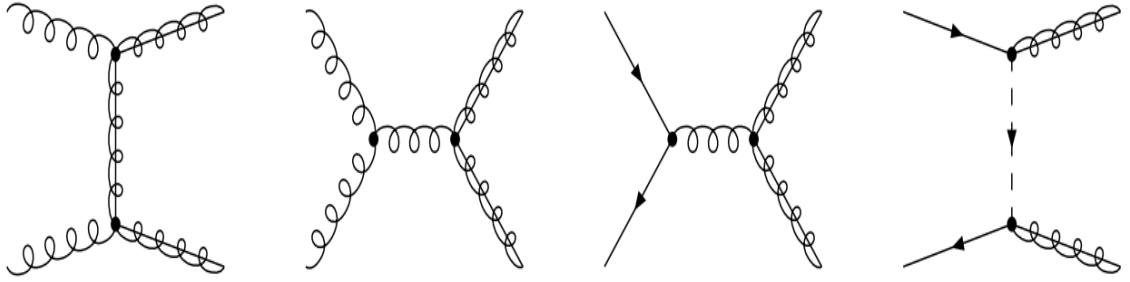
Modellerde yer alan yeni parçacıkların üretim ve bozunum mekanizmaları, onları öneren modellerin simetri yapısına ve parçacık içeriğine bakılarak elde edilir. MSSM, SM ile aynı simetri gruplarına sahiptir. MSSM, süpersimetrik eşlenikleri ve iki Higgs dubletli Higgs potansiyeli ile birlikte parçacık sayısı SM'e göre çok daha fazladır. SM içerisinde, ayar değişmezliğinin bir gereği olarak, lepton ve baryon sayısı bütün renormalize edilebilir etkileşimlerde korunur. Fakat simetri yapıları aynı olsa da MSSM içerisinde baryon ve lepton sayısını koruyan global $U(1)_{B-L}$ simetrisi bulunmamaktadır. Bunun nedeni, fermiyonlarla birlikte skaler süpereşlerinin de baryon ve lepton sayısı taşınmasıdır. Global $U(1)_{B-L}$ simetrisi protonun kararlılığını garanti altına alır. Protonun kararsız olduğu herhangi bir model fiziksel olamaz. MSSM içerisinde proton kararlılığını sağlamak için madde paritesi ya da R-pariteyi bir önceki bölümde tanımlamıştık. Tanımlanan bu parite ile baryon ve lepton sayısını ihlal eden süreçleri doğuracak etkileşimler ortadan kaldırılır. R-parite ifadesi

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}$$

şeklinde tanımlanır ve korunumlu yük kabul edilerek çözülebilir. Burada B baryon sayısı, L lepton sayısı ve s de spini ifade etmektedir. R-parite ifadesinin parçacığın spinine $(-1)^{2s}$ ile bağlı olması skaler ve fermiyonlara zıt işaretli R-parite kazandırır. Tanımlanan R-parite SM parçacıkları için +1 olurken, onların süpersimetrik eşleri olan parçacıklar için -1 değerine sahiptir. R-paritenin korunumlu olması süpersimetrik parçacıkların yapılan deneylerde çiftler halinde üretilmelerini gerektirir. Başka bir şekilde ifade edilirse, süpersimetrik parçacıkların tek olarak oluşmaları R-pariteden dolayı yasaktır.

4.2. Gluino Çift Üretimi

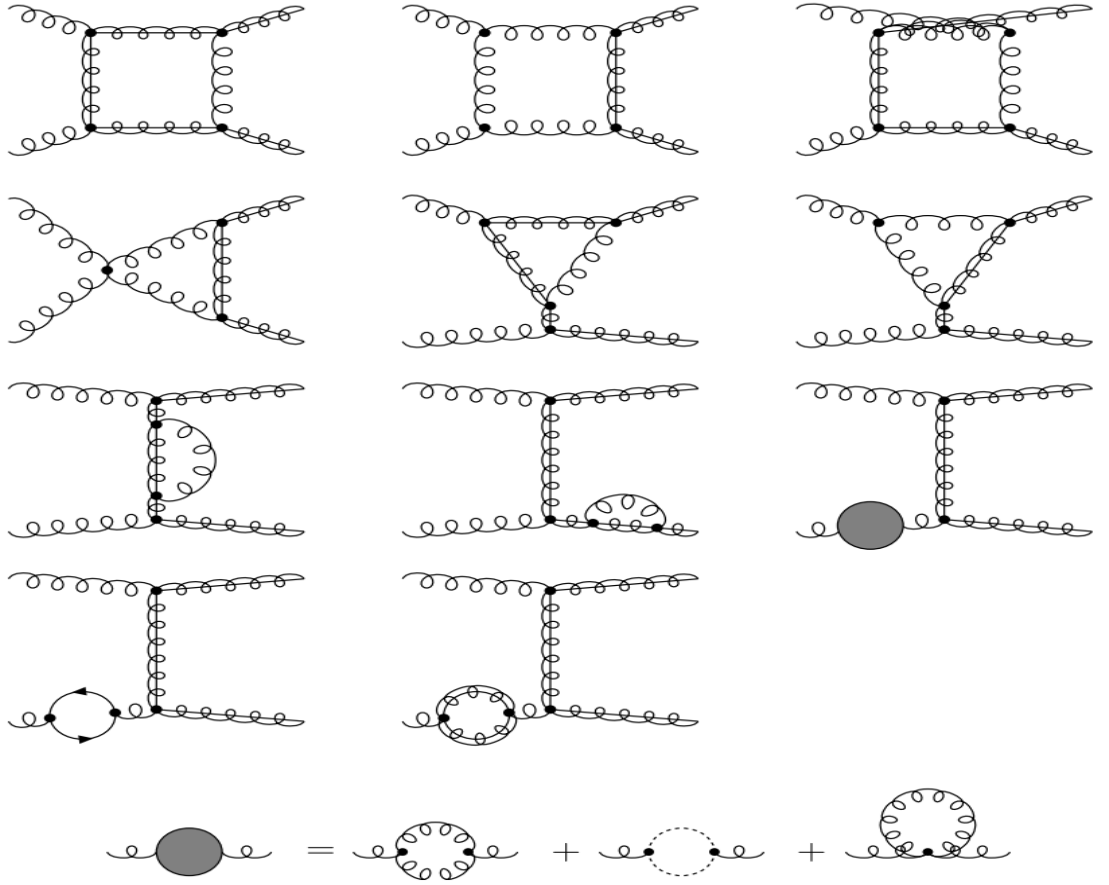
BHÇ deneylerinde gluino çift üretimini içeren süreçler genellikle gluon ayar bozonu ile taşınan etkileşimlerle ortaya çıkar. Gluon ayar bozonu ve onun fermiyonik süpersimetrik eşi olan gluino renk yükü simetrisi olan $SU(3)_c$ grubuna ait olduklarından dolayı kendi aralarında üçlü ve dörtlü etkileşime izinlidirler.



Şekil 4.1. Birinci merteye (Leading Order, LO) gluino çift üretimi

Şekil 4.1'de gluino çift üretimi süreçlerine ait Feynman diyagramları yer almaktadır. Bu diyagramlarda; dalgalı çizgiler gluon alanlarını, dalgalı ve düz çizgiler gluino alanlarını, üzerinde ok ile verilmiş düz çizgiler kuark alanlarını ve üzerinde ok ile verilmiş kesikli çizgiler de kuarkların süpersimetrik eşleri olan skuark alanlarını temsil etmektedir. Görüldüğü üzere bütün birinci merteye (Leading-order(LO)) diyagramları ağaç seviyesinde olup gluino ile gluon alanları arasında gerçekleşen etkileşimler ile meydana gelmektedir. Son diyagram ise gluino çift üretimine skuarklardan gelebilecek katkıyı ifade etmektedir. Ancak bu diyagramlardan gelen katkılar skuark kütlelerinin kareleriyle ters orantılı olduklarından skuarkların ağır olduğu durumlarda ihmal edilebilirler.

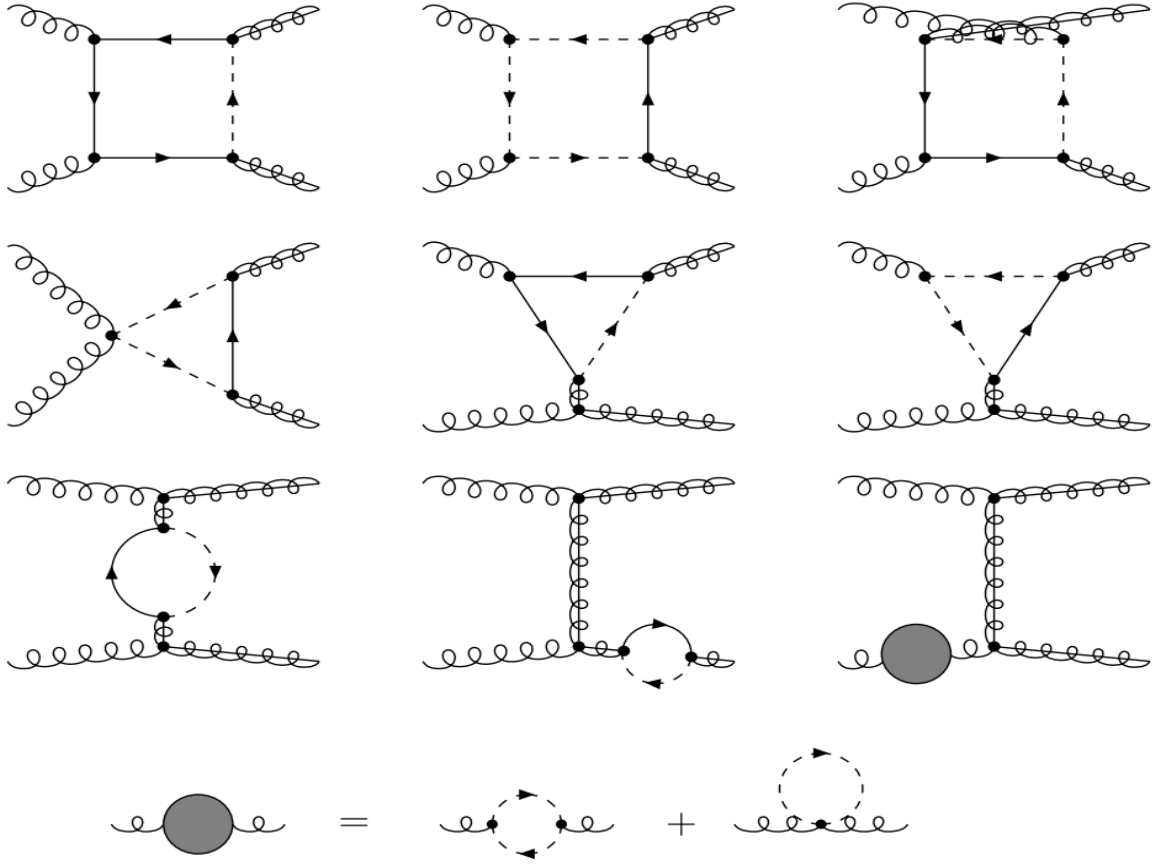
Süpersimetrik parçacıkların kütle spektrumlarına da bağlı olarak, gluino çift üretimi sürecine döngü seviyesinde gerçekleşen etkileşimlerden de ikinci merteye (NLO) katkılar gelebilir. Şekil 4.2'de gluino çift üretimine gelen NLO katkıları gösteren Feynman diyagramları verilmiştir. Döngülerde sadece gluino ve gluonun olduğu diyagramlar yer almaktadır. Döngü



Şekil 4.2. İkinci mertebe (Next to Leading Order, NLO) gluino çift üretimine gluon ve gluinodan gelen katkılar

seviyesinde gluinolardan gelen katkılar gluino kütlesiyle ters orantılı olacağından, gluinonun ağır olduğu durumlarda bu katkılar ihmal edilebilir olacaktır. Şekil 4.3'te de gluino çift üretime NLO mertebesinde gelen katkılarını gösteren Feynman diyagramları verilmiştir. Bu diyagramlar 4.2'den farklı olarak skuark alanlarını içermektedir. Bu diyagramlardan gelen katkılar skuark alanlarının kütle kareleri ile ters orantılı oldukları için küçük değerlere sahip olacaktır. Bu değerler bir düzeltme terimi olarak düşünülebilir veya ihmal edilebilirler.

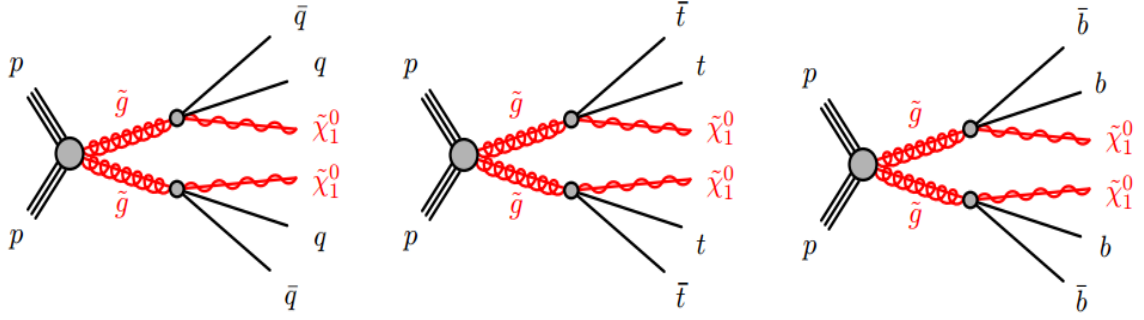
BHÇ deneylerinde gluino parçacıklarının gözlenebileceği olası süreçler, her ne kadar gluino çift üretime ile başlasa da, gluinonun izinli bozunum kanallarına göre değişiklikler göstermektedir. Deneylerde ağırlıklı olarak analiz edilen süreçlere ait Feynman diyagramları Şekil 4.4, 4.5 ve 4.6'da verilmiştir. Bu diyagramlarda p proton içinde yer alan bütün kuark ve gluonları temsil ederken, içi dolu daire de Şekil 4.1 ve 4.2'de verilen bütün diyagramları temsil etmektedir. Feynman diyagramlarında üretilen ana parçacıktan sonra süreçte yer alan



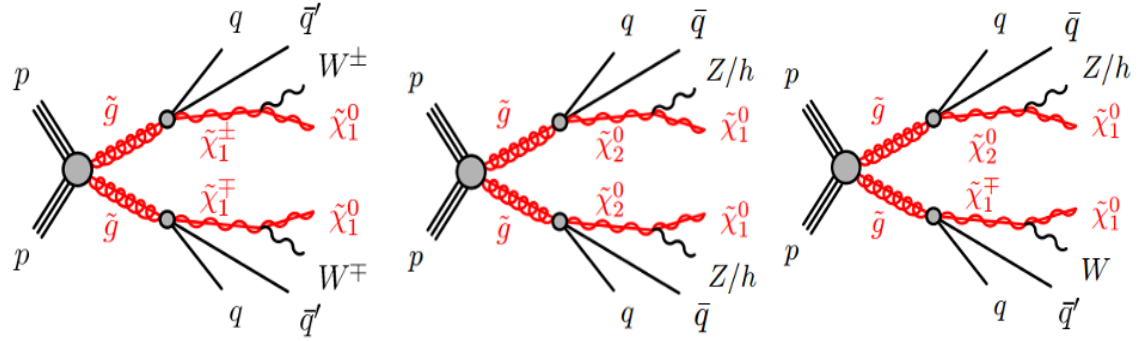
Şekil 4.3. İkinci mertebe (Next to Leading Order, NLO) gluino çift üretimine skuarklardan gelen katkılar

ara parçacık sayısına bağlı olarak bozunumlar doğrudan, 1 adımda, 2 adımda vb. bozunumlar olarak ifade edilebilmektedir. Şekil 4.4'te gluinonun doğrudan bozunumuna ait Feynman diyagramları yer almaktadır. İlk diyagramla gösterilen sinyal sürecinde gluino, ilk iki kuark ailesine ait bir kuark-antikuark ($k\bar{k}$, birinci diyagram) çifti ile birlikte en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) bozunmaktadır. İkinci ve üçüncü diyagramlarda ise gluinonun en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) ile birlikte üst-antiüst kuark ($t\bar{t}$, ikinci diyagram) ve alt-antialt kuark ($b\bar{b}$, üçüncü diyagram) çiftine bozunduğu görünmektedir. Bu bozunumaların hepsi doğrudan bozunum olarak ifade edilir.

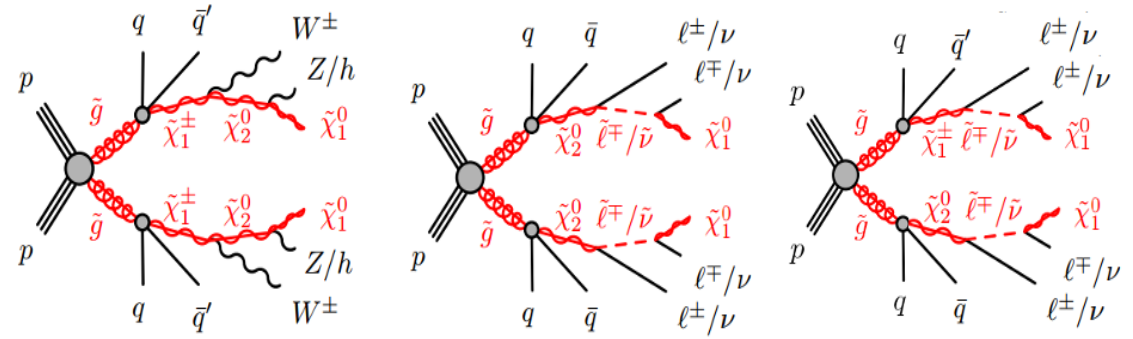
Şekil 4.5'te gluinonun bir adımda bozunum kanallarını içeren Feynman diyagramları gösterilmektedir. İlk diyagramda gösterilen sinyal sürecinde gluino, doğrudan bir üst tip (alt tip) kuark, bir alt tip antikuark (üst tip antikuark) ile birlikte en hafif yüklinoya ($\tilde{\chi}_1^\pm$) bozunmaktadır. Bozunumun birinci basamağında bozunacak parçacık yüklinodur ($\tilde{\chi}_1^\pm$) ve en hafif yüklino ($\tilde{\chi}_1^\pm$), W^\pm ile birlikte en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) bozunur. İkinci diyagramda



Şekil 4.4. BHÇ deneylerinde gluinonun doğrudan bozunumuna ait olası sinyal süreçleri



Şekil 4.5. BHÇ deneylerinde gluinonun 1 adımda bozunumuna ait olası sinyal süreçleri

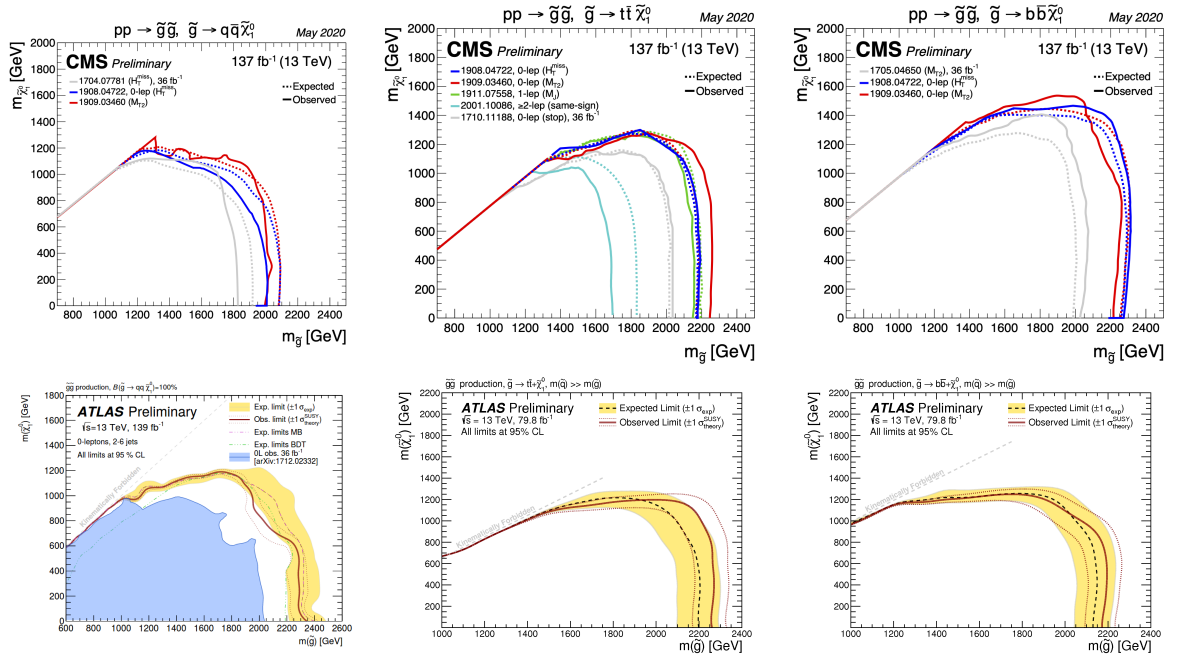


Şekil 4.6. BHÇ deneylerinde gluinonun 2 adımda bozunumuna ait olası sinyal süreçleri

yer alan sinyal süreci gluinonun bir kuark-antikuark çifti ile birlikte en hafif ikinci nötralinoya ($\tilde{\chi}_2^0$) bozunumu ile başlar. Sürecin birinci basamağında ikinci en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_2^0$) yüksüz bozonlar olan Z bozonu veya h bozonu ile birlikte en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) bozunarak süreç tamamlanır. Üçüncü diyagramda yer alan sinyal sürecinde çift olarak üretilen gluinolardan biri kuark-antikuark ($k\bar{k}$) çifti ile birlikte en hafif ikinci nötralinoya ($\tilde{\chi}_2^0$) bozunurken diğer gluino bir üst tip (alt tip) kuark, bir alt tip antikuark (üst tip antikuark) ile birlikte en hafif yüklinoya $\tilde{\chi}_1^\pm$ bozunmaktadır. İlk basamakta en hafif ikinci nötralinoya ($\tilde{\chi}_2^0$), Z bozonu veya

h bozon ile birlikte en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) bozunurken, en hafif yüküno W^\pm ile birlikte en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) bozularak süreci tamamlar. Şekil 4.6’da gluinoya ait iki adımda bozunum kanallarını içeren Feynman diyagramları bulunmaktadır. Buradaki sistemde 1 adımda bozunum ile aynı şekilde ilerlemektedir. Bütün bu diyagramlarda yer alan süreçlerde madde paritesinin korunduğu ve en hafif süpersimetrik parçacığın (LSP) en hafif nötralinoya ($\tilde{\chi}_1^0$) olduğu kabul edilmektedir.

Şekil 4.5 ve 4.6’de yer alan süreçlerdeki gibi ara süreçlerin sayısının artması diyagramlardan gelen katkıların azalmasına sebep olacaktır. Hatta, BHÇ’den gelen sınırlandırmalar göz önüne alındığında bu diyagramlarda yer alan parçacıkların bir fark yaratacak kadar katkı verebilmesi için oldukça hafif olmaları gerekmektedir. Fakat bu parçacıkların katkı verebilecek kadar hafif olmaları pek mümkün değildir. Bu şartlar altında, gluino parçacığının gözlemlenebilir olarak ifade edilebilmesi için gluinoların doğrudan bir kuark-antikuark çifti ile birlikte en hafif nötralinoya (LSP) veya en hafif yükünoya bozunması gerekmektedir.

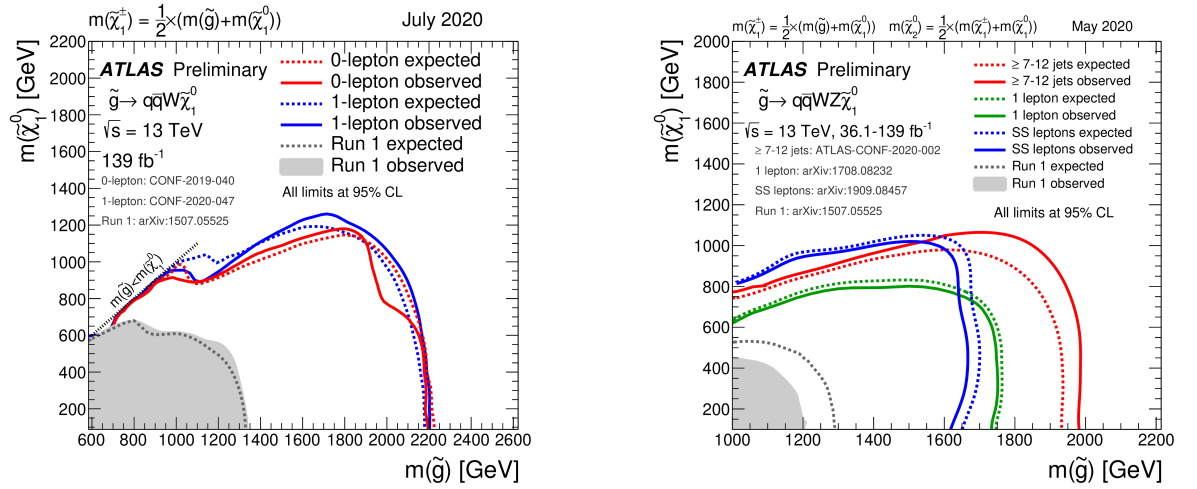


Şekil 4.7. Gluonun Şekil 4.4’te yer alan doğrudan bozunum kanallarına ait CMS ve ATLAS tarafından elde edilen dışarlama eğrileri

Şekil 4.7’de mevcut BHÇ deneylerinden elde edilen verilerin analiz edilmesiyle gluino ve nötralinoya kütleleri için elde edilen dışarlama eğrileri yer almaktadır (ATLAS, 2018, 2019,

2020). Şekil 4.7, Şekil 4.4'te Feynman diyagramları verilen süreçler için elde edilmiş dışarlama eğrileridir. Mevcut deneylerden alınan verilerin işlenmesi sonucunda elde edilen grafiklerden yola çıkarak, gluinonun doğrudan bir kuark-antikuark çifti ile nötralinoya bozunduğu durumda gluino kütlesi yaklaşık olarak 2200 GeV civarındadır. Mevcut deneyler, gluino parçacığını bu kütle değerine kadar tespit edebilecek hassasiyete sahiptir. Fakat deneylerde gluinonun varlığına işaret edebilecek herhangi bir sinyal gözlemlenememiş olması, grafiklerde yer alan eğrilerin altlarında kalan alanların fiziksel olarak dışarlanması anlamını taşımaktadır. Bu nedenden dolayı grafiklerde yer alan eğriler dışarlama eğrileri olarak adlandırılmaktadır.

Şekil 4.8'de sol tarafta yer alan grafik Şekil 4.5'te sol taraftaki Feynman diyagramına



Şekil 4.8. Gluonun 1 ve 2 adımda bozunum kanallarına ait dışarlama eğrileri

ait süreçte yer alan gluinonun 1 adımda bozunumuna karşılık gelen dışarlama eğrisini içermektedir. Sağ tarafta yer alan grafik ise Şekil 4.6'da sağ taraftaki Feynman diyagramına ait süreçteki gluinonun 2 adımda bozunumuna ait dışarlama eğrisi bulunmaktadır (ATLAS, 2020). Gluonun 1 adımda bozunma süreci için gluino kütlesi 2200 GeV'e kadar, 2 adımda bozunma süreci için 2000 GeV'e kadar dışarlanmıştır.

Elde edilen bu dışarlama eğrileri oldukça hassas analizlerle elde edilmiş olup, elektrozayıf skalada yer alan süpersimetrik modellerin kısıtlanmasında oldukça büyük etkilere sahiptir. Ancak elde edilen bu dışarlama eğrilerinde parçacıkların seçilen kanala %100 olacak şekilde

bozulduğu durumlar ele alınmıştır. Seçilen bu bozunma kanallarının haricinde olası bozunma süreçleri tamamen yasaklanmıştır.

4.3. Nümerik Programlar

Tez kapsamında yürütülen çalışmalarda BBT skalasında Süpersimetrik modellerin serbest parametre uzayları taranmıştır. Bu parametrelere belirli bir aralıkta rastgele sayısal değerler atanarak, RG denklemleri vasıtasıyla; parçacık kütleleri, üretim tesir kesitleri, dallanma oranları, bozunma süreçleri ve genişlikleri gibi deneysel olarak ölçülebilecek parametreler hesaplanır. Kullanılan denklemlerin ve hesaplanacak fiziksel parametre sayısının çok fazla olması veri üretiminde ISAJET (Paige ve diğerleri, 2003), SPheno (Porod ve Staub, 2012; Porod, 2003), MadGraph (Alwall ve diğerleri, 2011, 2014) gibi nümerik hesaplama paketlerinin kullanımını zorunlu kılmaktadır.

Çalışmalarımızda analizlerini yapacağımız veriler, büyük ölçüde, SARAH (Staub, 2008) Mathematica paketleri kullanılarak elde edilen SPheno-4.0.3 nümerik hesaplama paketleri kullanılarak elde edilmiştir. Günümüzde kullanım oranı gittikçe artan nümerik hesaplamalar yapan SPheno; süpersimetrik parçacıkların kütlelerini, bozunumları, B-mezon bozunumları, Higgs bozonu özellikleri de olmak üzere on binden fazla parametre hesaplamakta ve oldukça detaylı çıktı vermektedir. Analizlerimize karanlık madde çalışmalarını da eklemek için Micromegas (Belanger ve diğerleri, 2007, 2014) kullanılmıştır. Karanlık madde analizi için SPheno ile Micromegasın paralel çalıştırılması gerekmektedir. Üretilen verilerin hesaplanmasında, programların çalışmaları esnasında üretecekleri veri sayısı çok fazla olduğundan dolayı zamandan ve bilgisayar gücünden kazanç sağlamak amacıyla TÜBİTAK ULAKBİM Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezinin altyapısı kullanılmıştır. Çok büyük veri kümeleri ile ilgilenileceği için programlar arasındaki işlemleri kolaylaştıracak bilgisayar kodları hazırlanmış ve verimlilikleri test edilmiştir.

4.4. Veri Üretimi ve Deneysel Sınırlandırmalar

Üretilen verilerin radyatif simetri kırılması koşulunu ve LSP'nin nötralino olması koşulunu sağlamaları için gerekli kodlar hazırlanmıştır. Ayrıca bu şartlara ek olarak süpersimetrik parçacıklar üzerinde Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı (Large Electron-Positron Collider, LEP) II deneylerinden gelen model bağımsız olarak elde edilmiş sınırlandırmalar (Olive ve diğerleri, 2014) ile B-mezonunun $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow X_s \gamma$ ve $B_u \rightarrow \tau \nu$ gibi nadir bozunumlarının ölçüldüğü deneylerden gelen sınırlandırmalar da analizlerimizde kullandığımız veri kümelerine uygulanmışlardır. Ayrıca, çözümlerin Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) ve Planck uydularının karanlık madde ölçümleriyle uyum içerisinde olmasına dikkat edilmiştir. Kullanılan deneysel sınırlamaların bir kısmı aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \text{ (chargino)} &\geq 103.5 \text{ GeV}, \\ 123 &\leq m_h \text{ (lightest Higgs boson)} \leq 127 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{\tau}} \text{ (stau)} &\geq 105 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{g}} \text{ (gluino)}_{\text{LEP}} &\geq 260 \text{ GeV}, \\ m_{\tilde{t}_1} \text{ (light stop)} &\geq 175 \text{ GeV}, \\ 0.8 \times 10^{-9} &\leq BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \leq 6.2 \times 10^{-9} (2\sigma), \\ 2.99 \times 10^{-4} &\leq BR(b \rightarrow s\gamma) \leq 3.87 \times 10^{-4} (2\sigma), \\ 0.0913 &\leq \Omega h^2(\text{WMAP}) \leq 0.1363 (5\sigma), \\ 0.114 &\leq \Omega h^2(\text{Planck}) \leq 0.126 (5\sigma). \end{aligned}$$

Deneysel sınırlandırmalar SPheno ile elde edilen veri kümesine uygulandıktan sonra, tüm deneysel sınırlandırmaları sağlayan çözümler için gluino çift üretim tesir kesitleri ve sinyal tesir kesitleri hesaplamaları, veri dosyalarının MadGraph'a aktarılması ile elde edilmiştir. MadGraph sürece ait bütün matris elemanını hesaplayarak sinyal sürecinin tesir kesitlerini hesaplamaktadır. Ancak bu işlem, ele alınan modele de bağlı olmakla birlikte tek bir

dosyaya ait çözüm için en az 45 dakika sürmektedir. Elimizde yaklaşık olarak 130000 dosya bulunmakta ve bu dosyaların her biri için sürece ait tesir kesitlerinin hesaplanması gerekmektedir. Bu problemin üstesinden gelmek amacıyla hesaplamalar sırasında,

$$\sigma(\text{Sinyal}) \approx \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times \text{BR} (\text{bozunum dallanma oranları}) \quad (4.1)$$

yaklaşıklık metodu kullanılmıştır. Burada, $\sigma(\text{Sinyal})$ sinyal sürecinin toplam tesir kesitini, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$ gluino çiftlerinin üretim tesir kesitini ve son terimde sinyal sürecinde yer alan ilgili bozunum kanallarına ait dallanma oranlarını ifade etmektedir. Denklem 4.1’de bahsedilen yaklaşıklık metodu kullanılmadan önce, bir kontrol grubu oluşturulmuş, önce MadGraph kullanılarak tüm matris elemanı hesaplanarak sonuçlar alınmış, sonrasında yukarıda verilen yaklaşıklık hesaplama yöntemi ile tekrar hesaplanmış ve hata hesapları yapılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre, MadGraph ve yaklaşıklık yöntem kullanılarak yapılan hesaplamaların sonuçları arasında en fazla 0.7% oranında bir fark gözlemlenmiştir. Bu sonuçlardan yola çıkarak yaklaşıklık hesaplama yönteminin oldukça iyi ve geçerliliği yüksek sonuçlar verdiği sonucuna varılabilir.

Denklem 4.1’e göre elde edilen sürece ait sinyal tesir kesitlerinden sonra, ele alınan sinyal süreçlerini baskılayan art alan etkileşimlerinin de tesir kesitleri hesaplanarak, aşağıdaki gibi sinyal gücü tanımlanmıştır:

$$SS = \frac{S}{\sqrt{S + B}} \quad (4.2)$$

Burada S ve B sırasıyla sinyal ve art alan süreçlerine dair elde edilen olay sayılarını SS ise sinyal gücünü ifade etmektedir. Olay sayıları sürece ait tesir kesiti ile deneylerde ulaşılan ışınlılık (luminosite) seviyesinin çarpımıyla aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$S = \sigma(\text{Sinyal}) \times \mathcal{L} \quad (4.3)$$

Burada ışınlılık \mathcal{L} ile verilir. Her bir çözüm için SS değeri elde edildikten sonra çözümlerin hangi mertebede test edilebileceği ya da dışarlanabileceği aşağıdaki aralıklar kullanılarak elde edilmiştir (Cranmer, 2014):

$$\begin{aligned}
0 \leq SS < 1 &\rightarrow \text{Dışarlama yok,} \\
1 \leq SS < 2 &\rightarrow \text{Dışarlama 68\%,} \\
2 \leq SS < 3 &\rightarrow \text{Dışarlama 95\%.}
\end{aligned} \tag{4.4}$$

4.5. CMSSM Çerçevesinde Gluino Sinyalleri

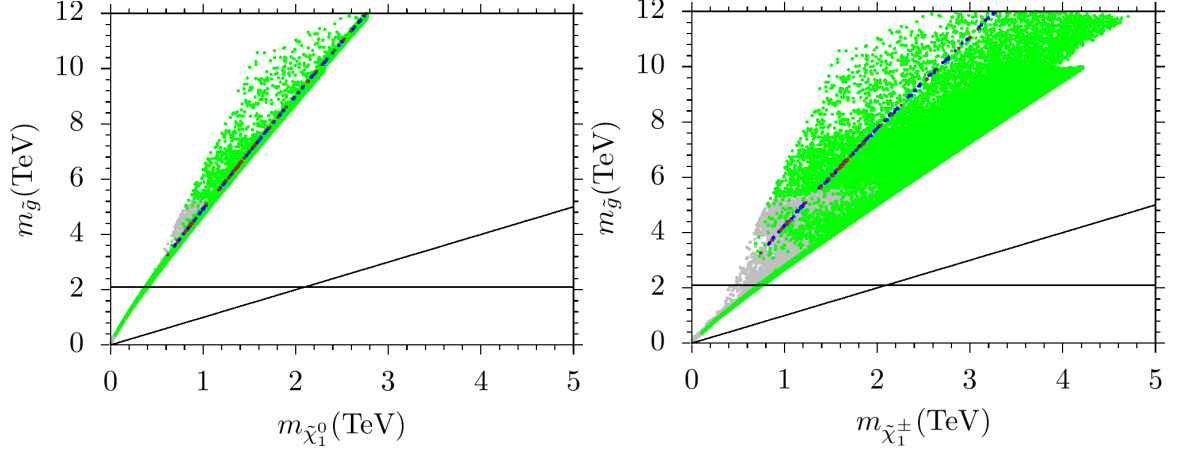
Tezin bu bölümünde BBT skalasında sınırlandırılan MSSM modeller ele alınmıştır. Bu modellerde BBT skalasında belirlenen m_0 , $M_{1,2,3}$, A_0 , $\tan\beta$ parametreleri serbest parametreler olarak alınır. Burada m_0 modelde yer alan tüm skaler parçacıkların BBT skalasındaki ortak kütesidir. $M_{1,2,3}$ parametreleri de sırasıyla $U(1)_Y$, $SU(2)_L$, $SU(3)_C$ ayar gruplarına ait ayar bozonlarının süpersimetrik eşleri olan ayarınoların kütle terimleridir. A_0 üçlü skaler alan etkileşim şiddetini belirleyen kuplaj sabiti ve $\tan\beta$ ise MSSM Higgs dubletlerinin vakum beklenen değerlerinin oranıdır. Bu parametrelere belirli bir aralıkta rastgele sayısal değerler atanarak, Renormalizasyon Grup (RG) denklemleri vasıtasıyla; parçacık kütleleri, üretim tesir kesitleri, dallanma oranları, bozunma süreçleri ve genişlikleri gibi deneysel olarak ölçülebilecek parametreler hesaplanır. CMSSM çerçevesinde BBT skalasındaki sınır koşulları aşağıdaki gibi uygulanmıştır:

$$\begin{aligned}
0 &\leq m_0 \leq 5 \text{ TeV} \\
0 &\leq M_1 = M_2 = M_3 = M_{1/2} \leq 5 \text{ TeV} \\
-3 &\leq A^0/m_0 \leq 3 \\
2 &\leq \tan\beta \leq 60
\end{aligned}$$

CMSSM içerisinde ayarino kütlelerinin BBT skalasındaki değerleri birbirine eşittir. Bu kütle terimlerinin birbirine eşit olması Şekil 4.15’de görüldüğü üzere gluino ile LSP nötralino kütleleri arasında doğrusal bir ilişkinin ortaya çıkmasına sebep olur. Nötralino kadar olmasa da, doğrusallık ilişkisi gluino ile yükliino kütleleri arasında da ortaya çıkmaktadır. Bu ilişkiler ışığında gluino CMSSM içerisinde LSP nötralinodan ortalama olarak altı kat daha ağır olarak elde edilir. Bu çerçeveden bakıldığında, elektrozayıf skalada yürütülen analizlerde incelenen, gluinonun en hafif (LSP) nötralinodan sonra ikinci en hafif süpersimetrik parçacık olması

kabulünün CMSSM için geçerli olmadığı sonucuna varılabilir. Bu durum gluinonun başka bozunum kanallarına bakılması gerekliliğini ortaya koymaktadır.

Elektrozayıf skala Süpersimetrik modeller için elde edilen deneysel sonuçların, CMSSM



Şekil 4.9. CMSSM çerçevesinde gluino kütlesi ve LSP nötralino (sol) ile en hafif yüküno (sağ) kütleleri. Bütün çözümler radyatif elektrozayıf simetri kırılımı (REWSB) ve LSP nötralino koşullarını sağlamaktadır. Yeşil noktalar yukarıdaki listede tanımlanan kütle ve B-mezon bozunum ölçümlerini sağlamaktadır. Mavi ve kırmızı noktalar ise yeşil noktaların alt kümesi olup, sırasıyla WMAP ve Planck uydularından gelen karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan çözümleri ifade etmektedir.

için de uygulanabilir olmasını beklemek yanlış olmaz. Bizim CMSSM çalışmalarımız, analizlerimizde kullanacağımız yöntem ve tekniklerin güvenilirliği ve verimliliğinin test edilebilmesi için büyük önem arz etmektedir.

Bu çalışmada, gluino için olası sinyallerin analizlerinde, literatürde fazla yer verilmeyen, gluinonun önce bir stop ve üst kuarka bozunduğu sinyal süreçleri ele alınmıştır. Bu sinyal süreçleri, çift halinde üretilen gluinoların bir stop ve üst kuarka bozunması ile devam eder. Daha sonra stop kuarkın farklı bozunum kanallarına bağlı olarak sinyal süreçleri çeşitlendirilebilir. Olası sinyal süreçlerine:

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \xrightarrow{\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t} \tilde{t}^* \tilde{t} \xrightarrow{\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0} t\tilde{t}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0, \quad (4.5)$$

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \xrightarrow{\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t} \tilde{t}t \xrightarrow{\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm} b\tilde{t}\tilde{t} \xrightarrow{\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0} b\tilde{t}\tilde{t}W^\pm W^\pm \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0. \quad (4.6)$$

örnek verilebilir. Bu iki sinyal sürecinin kinematik olarak izinli olabilmesi için, gluino ile LSP nötralino arasındaki kütle farkının bir stop kuarkın kütlesine eşit olması veya stop kuarkın kütlesinden daha fazla olması gerekmektedir. Gluino ile LSP nötralino arasındaki kütle farkı bu koşulu sağlayamadığı durumda üçüncü bir sinyal süreci olarak:

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \xrightarrow{\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t\tilde{\chi}_1^0} \tilde{t}\tilde{t}\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0. \quad (4.7)$$

ele alınabilir.

4.5, 4.6, 4.7 denklemlerinde yer alan sinyal süreçlerinin tesir kesitleri, Denklem 4.1'de verilen yaklaşık metod kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir:

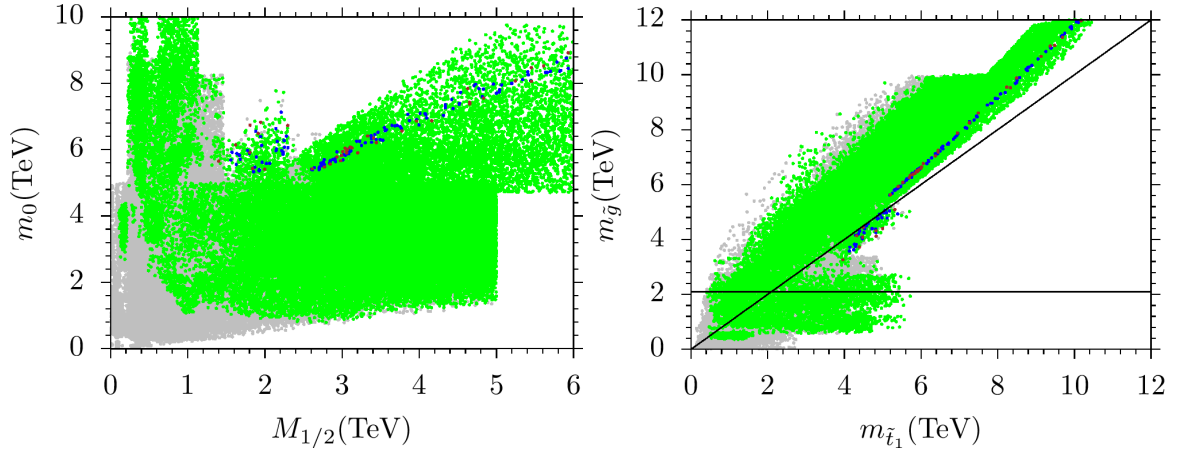
$$\sigma(\text{Sinyal1}) \approx \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)^2 \times BR(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0)^2, \quad (4.8)$$

$$\sigma(\text{Sinyal2}) \approx \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)^2 \times BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm)^2 \times BR(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0)^2, \quad (4.9)$$

$$\sigma(\text{Sinyal3}) \approx \sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t\tilde{\chi}_1^0)^2. \quad (4.10)$$

Yukarıda yer alan sinyal süreçleri ile aynı son durumları oluşturabilecek SM süreçleri de mevcuttur. Bu sinyal süreçleri; $\tilde{t}t$, tek üst kuark, $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}t$, $t\bar{t}h$, WW , WZ , ZZ , W/Z +jets (Aad ve diğerleri, 2016) şeklinde listelenebilir. Burada yer alan süreçler art alan etkileşimleri olarak ifade edilirler. Bu art alan etkileşimlerinden en baskın olanın üst kuark çift üretiminin olması ($\tilde{t}t$) beklenir. Fakat, analiz edilecek sinyallerde gözlenebilecek kayıp enerji miktarı $\tilde{t}t$ süreçlerinden daha fazladır ve eğer $E_T \gtrsim 300$ GeV şeklinde bir sınırlandırma getirilirse (Çiçi ve diğerleri, 2018), $\tilde{t}t$ süreçleri baskılanarak sinyal üzerindeki etkisi azaltılabilir. Bu durumda en baskın art alan etkileşmesi iki üst kuark çiftinin üretim süreçleri ($\tilde{t}\tilde{t}$) olarak öne çıkar.

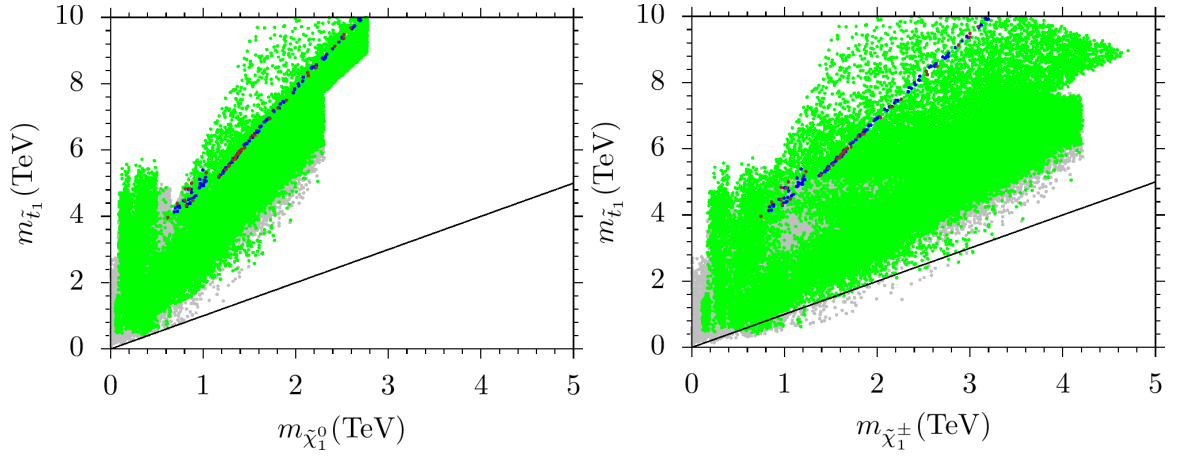
m_0 modelde yer alan tüm skaler parçacıkların BBT skalasındaki ortak kütle terimini, $M_{1/2}$ ise tüm ayarino alanlarının BBT skalasındaki ortak kütle terimini temsil etmektedir. Bu durumda



Şekil 4.10. BBT skalasında tüm skaler parçacıklar ile ayarino parçacıklarının (sol) ve elektrozayıf skala kütle spektrumunda gluino ve stop kuark kütleleri (sağ). Kullanılan renkler Şekil 4.15’de yer alan renklerle aynı anlamdadır. Diyagonal çizgi gluino ile stop kuarkın kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Gluino ekseninde yer alan yatay çizgi ise gluino kütlesi için BHC’den gelen sınır değerini temsil etmektedir.

stop kuarkın kütlesinde m_0 terimi baskınken, gluino kütlesinin belirlenmesinde baskın olan terim ise $M_{1/2}$ ’dir. $M_{1/2}$ aynı zamanda LSP nötralinonun kütlesini de belirlemektedir. Şekil 4.10’da sağ taraftaki grafikte, elde edilen parametre uzayının büyük bir kısmında gluino parçacığı stop kuarkın kütlesinden daha ağır olduğu gözlemlenmiştir. Buradan yola çıkarak, diyagonal çizginin altında kalan küçük bir bölge dışında, CMSSM gluinonun stop ve üst kuarka bozunumuna izin veren sonuçlar içermektedir. Ayrıca karanlık madde analizlerinden gelen veriler, stop kuark ve gluino kütlelerini $m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{g}} \gtrsim 4$ TeV olacak şekilde sınırlandırır. Bu kütle limitleri günümüz parçacık hızlandırıcılarının ulaşabilecekleri kütle merkezi enerjilerinin üzerindedir. Yakın gelecekte yapılabilecek yeni deneylerle gluino ve stop kuark için bulunan bu limitler test edilebilir konuma gelebilir.

Şekil 4.11’de stop kuark, en hafif nötralinoya ve en hafif yüklinoya ait grafikler yer almaktadır. Renk dağılımları şekil 4.10’de yer aldığı gibidir. Diyagonal çizgiler grafikte yer alan parçacıkların kütlelerinin birbirlerine eşit olduğu kütle değerlerini göstermektedir. Stop kuark 10 TeV’e kadar kütle değerlerini alabilmektedir. Ayrıca soldaki $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ grafiği incelendiğinde yaklaşık olarak 500 GeV civarında stop kuark ile en hafif nötralinoya kütlelerinin yaklaşık olarak birbirlerine eşit olduğu görülebilmektedir. Bu durumda stop kuarkın en hafif ikinci süpersimetrik parçacık olabilmesi de mümkün olmaktadır. Sağ tarafta yer alan $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ grafiği analiz edildiğinde parametre uzayının çok büyük bir kısmında stop kuark

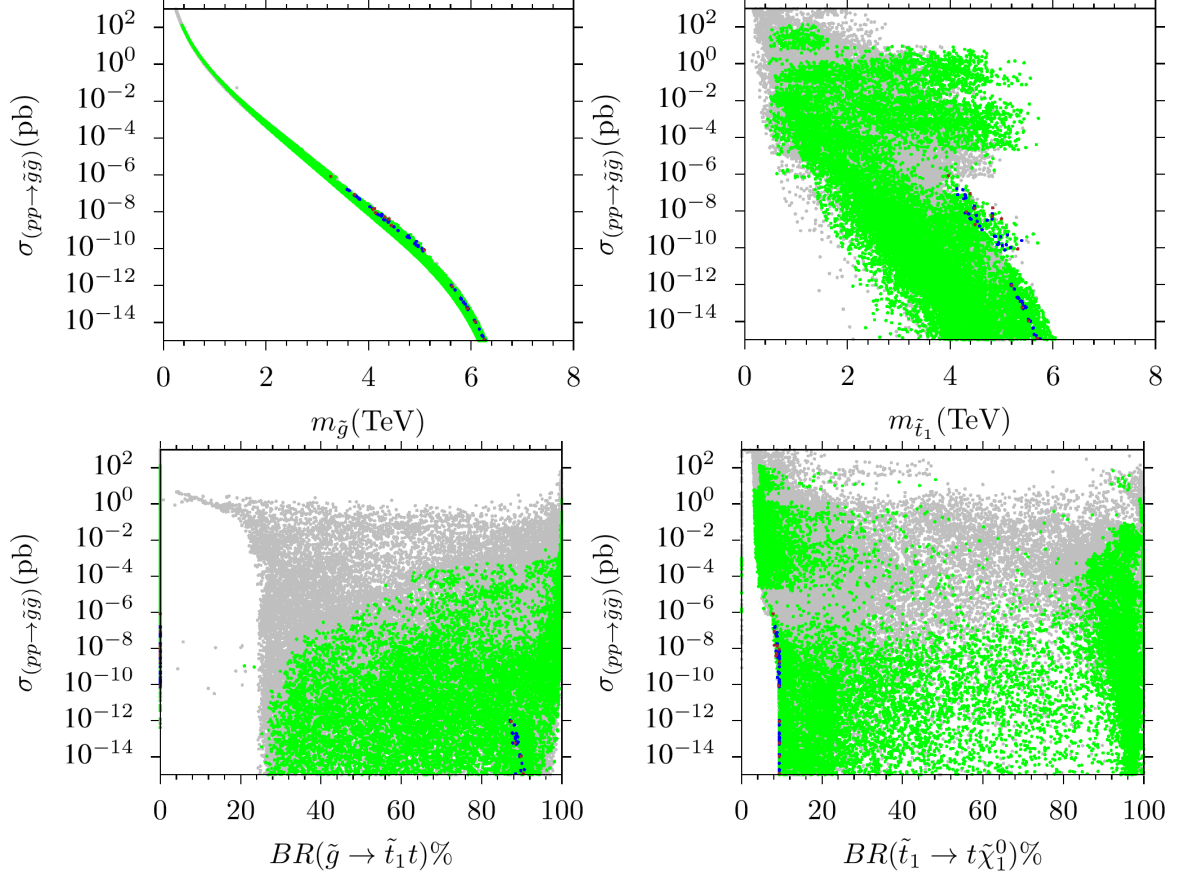


Şekil 4.11. Stop kuark nötralinno (sol) ve stop kuark yüklinno (sağ) kütle grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Diyagonal çizgiler parçacık kütlelerinin aynı olduğu değerleri göstermektedir.

kütlesi en hafif yüklinno kütesinden daha ağırdır. Parametre uzayının sadece küçük bir kısmında (diyagonal çizginin altında kalan bölge) en hafif yüklinno kütesi stop kuarkın kütesinden daha ağır olmaktadır. Karanlık madde analizleri 4 TeV altındaki stop kuark kütelelerini ($m_{\tilde{t}_1} \lesssim 4 \text{ TeV}$) ve yaklaşık olarak 600 GeV altındaki en hafif nötralinno ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 600 \text{ GeV}$) ile en hafif yüklinno kütelelerini ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 600 \text{ GeV}$) dışlamaktadır.

Gluino kütesi için güncel deneylerde belirlenmiş kütle sınırlarının altındaki gluino kütelelerinin algılanabilme olasılıkları sinyal gücüne bağlıdır. Sinyal gücü, gluinonun çift üretim tesir kesitine bağlıdır. Gluino üretim tesir kesitinin gluino kütesi, stop kuark kütesi, gluinonun bir üst kuark ile bir stop kuarka dallanma oranı ile stop kuarkın bir üst kuark ve en hafif nötralinoya dallanma oranlarını içeren grafikler şekil 4.12'te yer almaktadır.

$\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}$ grafiğini ele alırsak, artan gluino kütesi ile birlikte gluino çift üretim tesir kesitinin düştüğü görülmektedir. Büyük küteleli parçacıkların oluşabilmesi için yüksek enerjilere ihtiyaç duyulacağından bu beklenen bir durumdur. $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}$ grafiğinde ortaya koyulan sonuçlar daha önce yapılan çalışmalar ile uyum içerisindedir (Borschensky ve diğerleri, 2014) (Baer ve diğerleri, 2017a). Yapmış olduğumuz analizleri ele aldığımızda gluino kütesinin yaklaşık olarak 100 GeV civarında çift üretim tesir kesiti 100 pb seviyelerine kadar çıkabilmekte, gluino kütesi TeV skalasına çıkarıldığında ise yaklaşık 10^{-2} seviyelerine



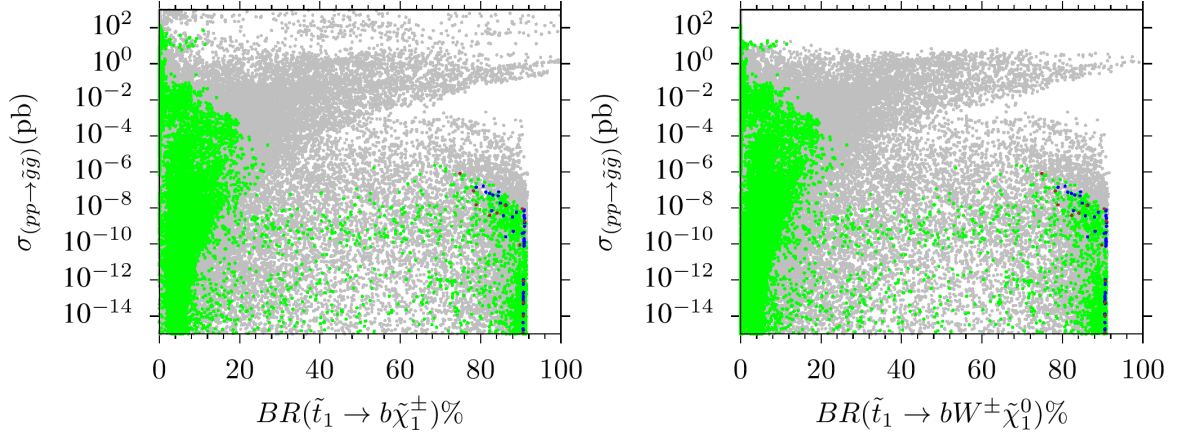
Şekil 4.12. Gluino üretim tesir kesiti - gluino kütlesi (sol üst), gluino üretim tesir kesiti - stop kuark kütlesi (sağ üst), gluino üretim tesir kesiti - gluinonun stop kuark ve üst kuarka dallanma oranı (sol alt) ve gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın bir üst kuark ve en hafif nötralinoya dallanma oranları (sağ alt) grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır.

düşmektedir. Gluino kütlesi 5 TeV üzerine çıktığında gluino çift üretimi tesir kesiti ihmal edilebilir değerlere düşmektedir. $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{t}_1}$ grafiği ele alındığında, stop kuark kütlesi ile gluino üretim tesir kesiti arasındaki korelasyon, gluino kütlesi ile üretim tesir kesiti arasındaki korelasyon kadar belirgin ve keskin olmamaktadır. Benzer şekilde stop kuark kütlesinin 5 TeV'den daha büyük olduğu durumlarda gluino çift üretimi tesir kesiti ihmal edilebilir değerlere düşmektedir. Altaki grafiklerde gluino ve stop kuarkın ilgili kanallara bozunumlarındaki dallanma oranları yer almaktadır. $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t) \approx \%100$ olduğu sonuçların mümkün olabileceği görülmektedir. Fakat karanlık madde analizlerinden gelen sınırlamalar bu oranı yaklaşık olarak % 90'a düşürmektedir. Son grafik, stop kuarkın bir üst kuark ile en hafif nötralinoya bozunum sürecini içermektedir. Bu bozunum kanalı stop

kuarkın kütlesi üzerindeki en güçlü dışarımlara sahip olan bozunma kanalıdır. %100 bozunma oranını sağlamak mümkün olsa da, karanlık madde analizlerinden gelen sınırlandırmalar uygulandığında, dallanma oranı %10 seviyelerine düşmektedir.

Stop kuarkın bozunumu için bir başka olasılık da bir b kuark ile en hafif yüklinoya gittiği süreci içermektedir. Bir sonraki adımda en hafif yüklino en hafif nötralino ve W-boson'a bozunur.

Şekil 4.13 gluinonun çift üretim tesir kesitinin, stop kuarkın b kuark ve en hafif yüklino kanalı



Şekil 4.13. Gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın b kuark ve en hafif yüklinoya dallanma oranı (sol), gluino üretim tesir kesiti - stop kuarkın b kuark, en hafif nötralino ve W-bosona dallanma oranı (sağ) grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları Şekil 4.15 ile aynıdır.

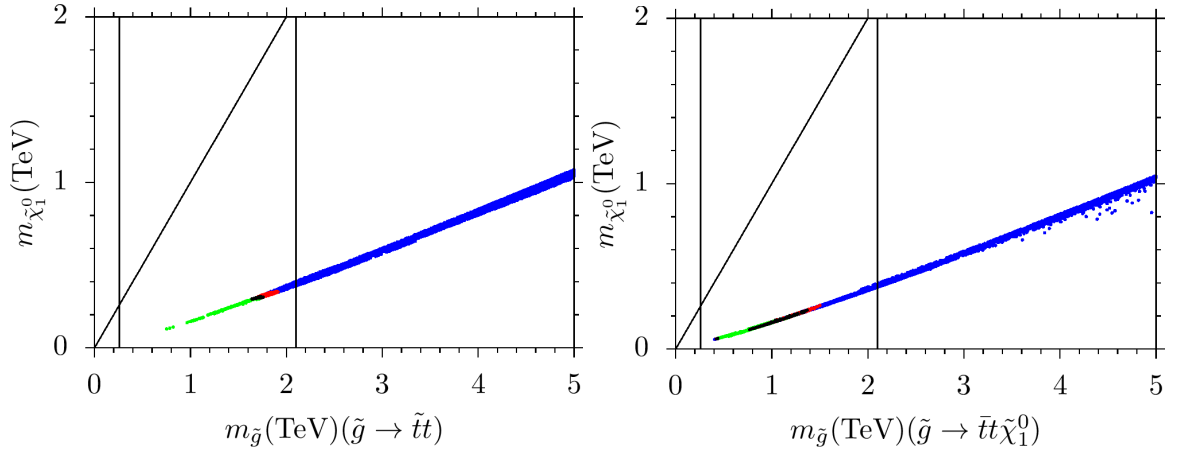
ile en hafif nötralino ve W-bozon içeren kanallara ait dallanma oranlarını içeren grafikleri içermektedir. Sağ taraftaki grafik $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b W^\pm \tilde{\chi}_1^0) \approx BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b \tilde{\chi}_1^\pm) \times BR(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0)$ yaklaşıklık metodu kullanılarak elde edilmiştir. Bu grafiklerden görüleceği üzere stop kuark için bu bozunum kanalı %90'a kadar çıkabilmektedir. Ayrıca karanlık madde analizlerinden gelen sınırlamalar ile de gayet uyumludur.

Bu bölümde elde edilen tüm bu sonuçlar ilgili ardalın süreçleri kullanılarak sinyal gücü açısından incelenecektir. Bölümde yer alan sonuçların tümünde veri üretimi ve deneysel sınırlandırmalar kısmında yer alan sınırlandırmaların hepsi kullanılmıştır.

Grafiklerde yer alan renklerin anlamları,

$$\begin{aligned}
 0 \leq SS < 1 &\rightarrow \text{Dışarlama yok, mavi} \\
 1 \leq SS < 2 &\rightarrow \text{Dışarlama } 68\%, \text{ kırmızı} \\
 2 \leq SS < 3 &\rightarrow \text{Dışarlama } 95\% \text{ siyah,} \\
 3 \leq SS &\rightarrow \text{Dışarlama } > 95\% \text{ yeşil.}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

olacak şekilde kodlanmıştır.



Şekil 4.14. Gluionun stop kuark ve üst kuarka (sol) ve üst kuark çifti ile LSP nötralinoya bozunduğu sinyallere ait grafikler. Burada yer alan renkler, mavi noktalar sinyal gücü < 1 , kırmızı noktalar $1 \leq$ sinyal gücü < 2 , siyah noktalar $2 \leq$ sinyal gücü < 3 olduğu durumları ve geriye kalan yeşil noktalar ise $3 \leq$ sinyal gücü olacak şekilde kodlanmıştır. Gluino ekseninde yer alan dikey çizgi ise gluino kütlesi için BHC'den gelen sınır değerini temsil etmektedir. Işınlılık değeri 36.1 fb^{-1} olarak alınmıştır.

Şekil 4.14'de verilen grafiklerde olası sinyal süreçlerinin sinyal gücü değerleri gösterilmiştir. Buna göre gluino kütle skalası 1.9 TeV'e kadar %68 mertebesinde dışarlanırken, 1.8 TeV'e kadar olan skalalarda %95 mertebesinde dışarlanmıştır.

Gluionun, en hafif nötralinoya bir üst kuark ve bir stop kuark ile birlikte bozunumunun izinli olmadığı durumlarda, oluşabilecek yeni bozunum kanalı üst kuark çifti ile birlikte en hafif nötralinoya bozunumudur. Şekil 4.14'te sağ tarafta bulunan $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})\text{-BR}(\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\chi_1^0)$ grafiği bu bozunum kanalı için sinyal gücü değerlerini içermektedir. Gluino kütlesi için

dışarlama limitleri bu kanal sayesinde biraz daha aşağıya çekilebilir. Gluino kütle skalası 1.6 TeV'e kadar %68 mertebesinde dışarlanırken, 1.4 TeV'e kadar olan skalalarda %95 mertebesinde dışarlanmıştır.

Elde edilen veriler ışığında, kütle spektrumu hesabında ortaya çıkabilecek %10'luk belirsizlikler ve kullanılan ışınllık miktarı düşünöldüğünde, gluinonun üst kuark ve stop kuarka bozunum kanalı için elde edilen sınırlandırmalar ATLAS ve CMS tarafından yapılan çalışmaların düşük skala sonuçları ile örtüşmektedir. Bu durum, izlenen analiz yöntemlerinin ve kullanılan yaklaşıklıkların diğer süpersimetrik modellerde de kullanılabileceğini ve elde edilecek sonuçların güvenilirliğini de arttırmaktadır.

4.6. NUGM Çerçevesinde Gluino Sinyalleri

Bu bölümde, LSP nötralino ve gluino kütleleri arasındaki doğrusal ilişkiyi ortadan kaldırmak istiyoruz. Bunun için ayarino kütlelerini birbirinden bağımsız olacak şekilde ayarlayarak evrenselliği genişletiyoruz. Bu şartlar altında oluşan süpersimetrik model Üniversal Olmayan Ayarino Kütleleri Modeli olur (Non-Universal Gaugino Mass Model, NUGM).

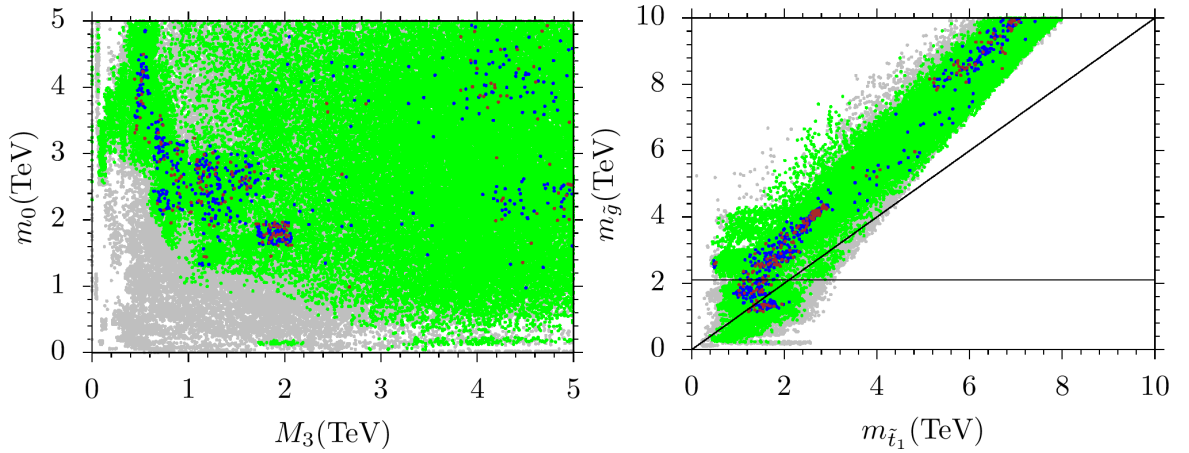
Bu modellerde BBT skalasında belirlenen m_0 , $M_{1,2,3}$, A_0 , $\tan\beta$ parametreleri serbest parametreler olarak alınır. Bu parametrelere belirli bir aralıkta rastgele sayısal değerler atanarak, Renormalizasyon Grup (RG) denklemleri vasıtasıyla; parçacık kütleleri, üretim tesir kesitleri, dallanma oranları, bozunma süreçleri ve genişlikleri gibi deneysel olarak ölçülebilecek parametreler hesaplanır. NUGM için BBT skalasındaki sınır koşulları aşağıdaki gibi uygulanmıştır:

$$\begin{aligned}
0 &\leq m_0 \leq 5 \text{ TeV} \\
0 &\leq M_1 \leq 5 \text{ TeV} \\
0 &\leq M_2 \leq 5 \text{ TeV} \\
0 &\leq M_3 \leq 5 \text{ TeV} \\
-3 &\leq A^0/m_0 \leq 3 \\
2 &\leq \tan\beta \leq 60
\end{aligned}$$

Süpersimetriye büyük birleşim durumundaki evrensel olmayan şartlar büyük birleşim teorilerinde (BBT) temel simetriyi kırmadan da oluşturulabilir. Bu durumu oluşturmanın yollarından biri vakum beklenen değeri sıfırdan farklı olan tekli olmayan F-terimlerini kullanarak ayar sabitlerini tek bir değer olacak şekilde birleştirmek (Bhattacharya ve diğerleri, 2007; Chakraborty ve Raychaudhuri, 2009; Martin, 2009) veya iki ve daha fazla farklı gösterimden gelen alanların lineer bir kombinasyonu ile oluşturulmuş F-terimlerini kullanmaktır (Martin, 2014). Bir diğer yol ise süpersimetri kırılımına iki farklı kaynağın sebep olduğunu varsaymaktır (Anandkrishnan ve Raby, 2013).

BBT parametrelerinden olan skalerler ve ayarino kütle grafikleri ile gluino ve stop kuarkın elektrozayıf skalada yer alan kütle grafikleri şekil 4.15’de yer alan $m_0 - M_3$ ve $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1}$ düzlemleri ile verilmiştir.

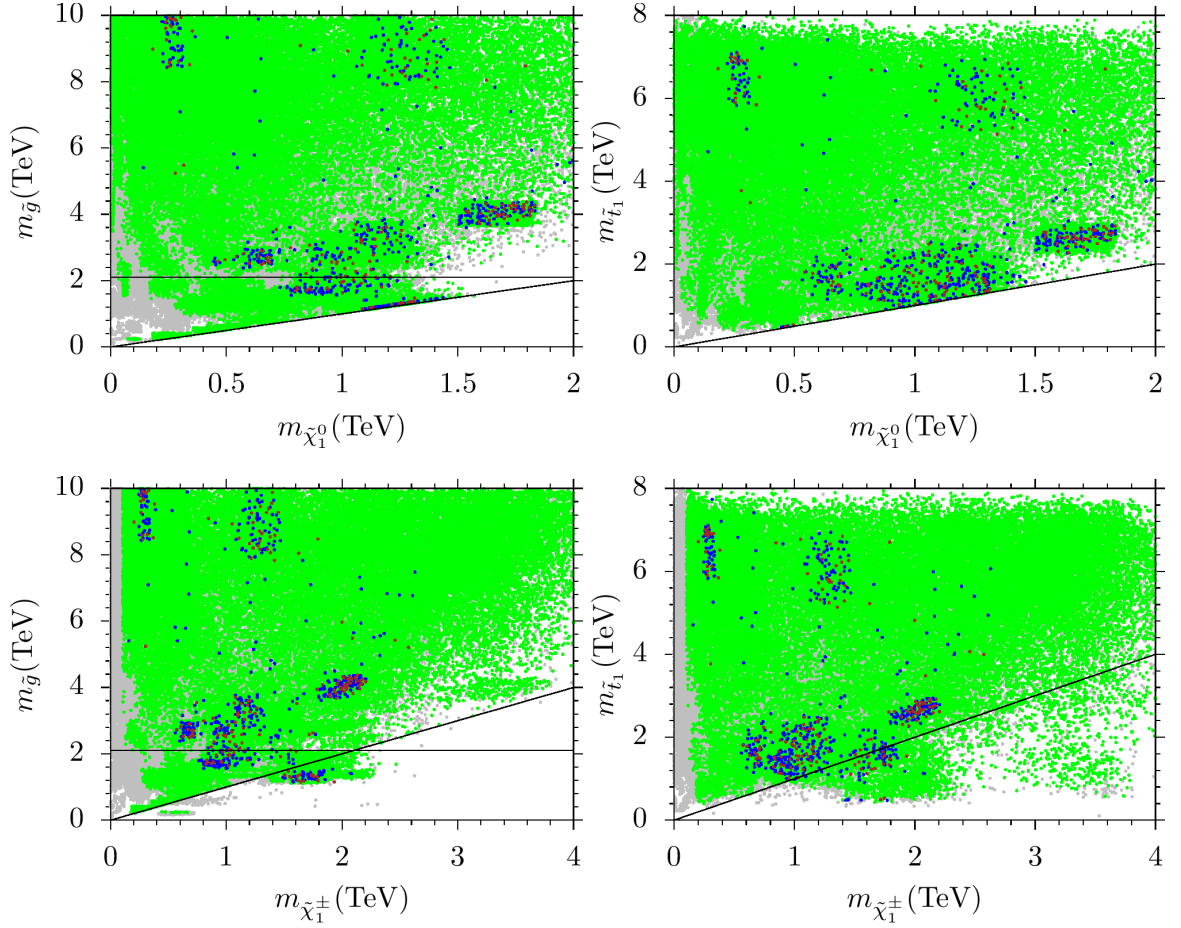
Bütün çözümler radyatif elektrozayıf simetri kırılımı (REWSB) ve LSP nötrino koşullarını



Şekil 4.15. BBT skalasında tüm skaler parçacıklar ile M_3 parçacıklarının (sol) ve elektrozayıf skala kütle spektrumunda gluino ve stop kuark kütleleri (sağ). Bütün çözümler radyatif elektrozayıf simetri kırılımı (REWSB) ve LSP nötrino koşullarını sağlamaktadır. Yeşil noktalar bölüm 4.4.’de tanımlanan kütle ve B-mezon bozunum ölçümlerini sağlamaktadır. Mavi ve kırmızı noktalar ise yeşil noktaların alt kümesi olup, sırasıyla WMAP ve Planck uydularından gelen karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan çözümleri ifade etmektedir. Diagonal çizgi gluino ile stop kuarkın kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Gluino ekseninde yer alan yatay çizgi ise gluino kütlesi için BHC’den gelen sınır değerini göstermektedir.

sağlamaktadır. Yeşil noktalar bölüm 4.4.'de tanımlanan kütle ve B-mezon bozunum ölçümlerini sağlamaktadır. Mavi ve kırmızı noktalar ise yeşil noktaların alt kümesi olup, sırasıyla WMAP ve Planck uydularından gelen karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan çözümleri ifade etmektedir. Diyagonal çizgi gluino ile stop kuarkın kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Gluino ekseninde yer alan yatay çizgi ise gluino kütlesi için BHÇ'den gelen sınır değerini göstermektedir. $m_0 - M_3$ grafiğinden görüleceği üzere, BHÇ deneylerinden gelen kısıtlamalar sebebi ile gri renk olarak kalmış kısımlar olmasına rağmen, karanlık madde sınırlandırmaları temel parametre uzayının herhangi bir bölümünü dışlamamıştır. $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1}$ grafiğinden, stop kuark ile gluino kütleleri arasında hala bir korelasyon olduğu görülebilmektedir. Bu korelasyonun sebebi RGD birbirlerinin kütle terimlerini içermeleridir. RGD vasıtası ile iki parçacık birbirinin kütle değerlerini sürekli olarak arttırmaktadır. $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1}$ grafiğinden, elde edilebilecek bir diğer bilgi ise, parametre uzayının çok büyük bir kısmında gluino parçacığının kütesinin stop kuarkın kütesinden daha ağır olduğudur. Küçük bir bölge olsa da bazı kısımlarda stop kuarkın kütlesi gluino kütesinden büyük olabilmektedir. CMSSM'in aksine NUGM içerisinde karanlık madde ölçümlerinden gelen sınırlandırmalar dahilinde gluino ve stop kuark kütleleri 1 TeV değerine kadar inebilmektedir. Karanlık madde ölçümleri ile uyumlu olan bu değer CMSSM için 4 TeV civarı olarak bulunmuştur (şekil 4.10).

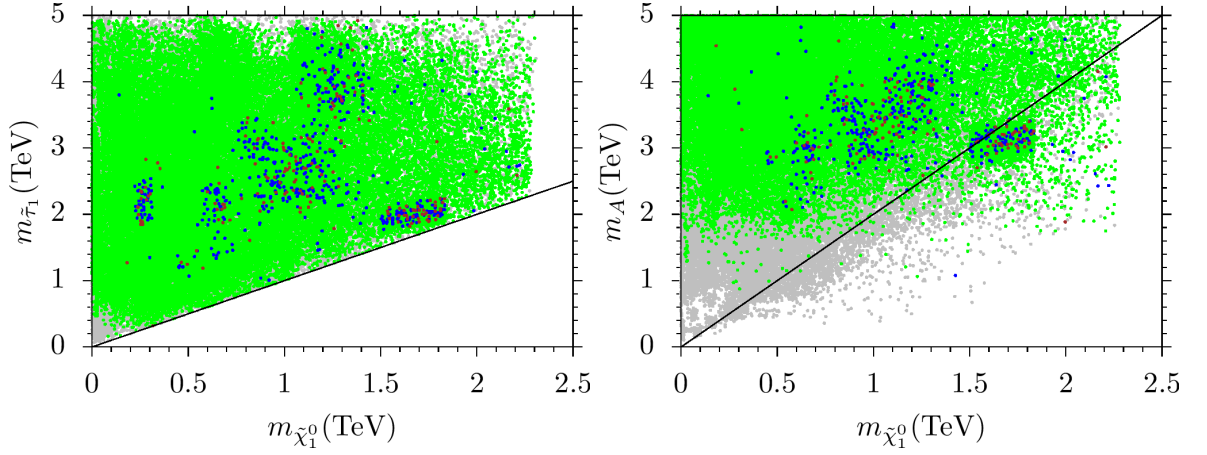
Şekil 4.16'da yer alan $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$, $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ ve $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ grafikleri ile elektrozayıf skaladaki kütle spektrumları daha detaylı incelenebilmektedir. $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ grafiği, gluino parçacığının $1.1 \gtrsim m_{\tilde{g}} \gtrsim 1.5$ aralığındaki kütle değerlerinde gluino ile LSP nötralinio neredeyse dejenere olabilmektedir. Bu tür çözümler gluino-nötralinonun birlikte yok olma senaryolarını ortaya koymaktadır (Profumo ve Yaguna, 2004; Chatterjee ve diğerleri, 2015; Ellis ve diğerleri, 2016; Nath ve Spisak, 2016). Bu senaryolar, LSP nötralinio'nun termal kalıntı bolluğunu WMAP ve Planck uydularının yapmış olduğu karanlık madde ölçümlerinin izin verdiği aralıklara getirebilir. Ayrıca $m_{\tilde{g}} \approx m_{\tilde{\chi}_1^0}$ şeklinde dejenere olan değerler $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ ve $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t} t \tilde{\chi}_1^0$ süreçlerinin kinematik olarak yasaklı olmasına da sebep olmaktadır. Gluionun en hafif ikinci parçacık (NLSP) olması durumunda ($m_{\tilde{g}} \gtrsim 800$ GeV), gluino üzerindeki dışarlama limitleri de diğer süreçlerdeki gibi yüksek olmamaktadır. Gluino-nötralinio'nun birlikte yok olma senaryolarına benzer şekilde, $m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ grafiğinde stop kuarkın $0.9 \gtrsim m_{\tilde{t}_1} \approx m_{\tilde{\chi}_1^0} \gtrsim 1.5$



Şekil 4.16. Gluino nötrينو (sol-üst), Stop kuark nötrينو (sağ-üst), Gluino yükliino (sol-alt) Stop kuark yükliino (sağ-alt) kütle grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Ayrıca diyagonal çizgiler parçacıkların kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir.

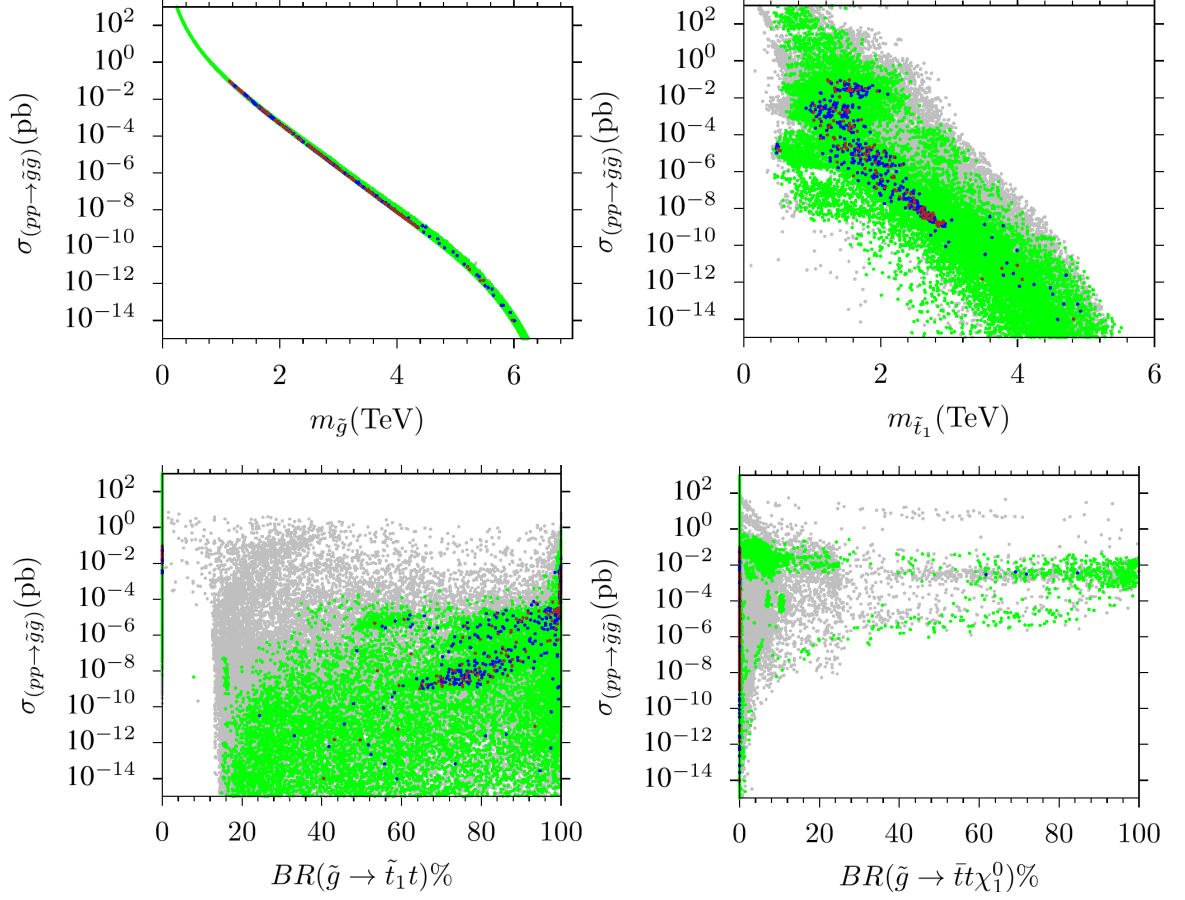
TeV kütle değerlerinin yer aldığı diyagonal çizgi etrafındaki çözümlerde stop-nötrينو'nun birlikte yok olma senaryoları da tanımlanabilmektedir (Le Boulc'h, 2013; Harz ve diğerleri, 2015; Pierce ve diğerleri, 2018). Şekil 4.16'da alt kısımda yükliinonun gluino ve stop kuarkın kütlelerine bağlı grafikleri yer almaktadır. Yükliino parametre uzayının ufak bir kısmında gluino ve stop kuark külesinden daha büyük olabilmektedir. Bu aralık yükliinonun $1.1 \gtrsim m_{\tilde{g}} \gtrsim 3$ TeV kütle aralığına denk gelmektedir. Bu aralıkta yer alan çözümler karanlık madde çözümleri ile de uyumlu olabilmektedir.

Gluino ve stop kuarka ek olarak, $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ve $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ parçacıklarının da kütle spektrumu incelenmelidir. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Diyagonal çizgiler parçacıkların kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Ayrıca sağ taraftaki



Şekil 4.17. $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ve $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ parçacıklarının kütle spektrumu. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Diyagonal çizgiler parçacıkların kütlelerinin birbirine eşit olduğu değerleri göstermektedir. Ayrıca sağ taraftaki grafikte $m_A = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ şeklinde tanımlanmıştır.

grafikte $m_A = 2m_{\tilde{\chi}_1^0}$ şeklinde tanımlanmıştır. Sol taraftaki $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ grafiğinden yola çıkarak stau kütlelerinin 2.2 TeV değerinden daha büyük değerler alamayacağı ifadesi kullanılabilir. Ayrıca stau $1.5 \lesssim m_{\tilde{\tau}_1} \sim m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 1.9$ TeV aralığında nötrino ile neredeyse dejenere konuma gelmiştir. Bu dejenerilik gluino ve stop kuarkta da olduğu gibi stau-nötrino'nun birlikte yok olma senaryolarının düşünülmesi gerekliliğini ortaya koyar (Khotilovich ve diğerleri, 2005; Arnowitt ve Dutta, 2005; Arnowitt ve diğerleri, 2007). Bu aralıktaki çözümler WMAP ve Planck uydularından gelen veriler ile son derece uyumlu sonuçlar vermektedir. Bu kütle skalası $m_A - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ grafiğinde yer alan A-rezonans çözümleri ile desteklenmektedir.



Şekil 4.18. Gluonun çift üretim tesir kesitinin, bozunum kanallarına bağlı grafikleri $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}$, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{t}_1}$, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$ ve $BR(\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0)$. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır.

Şekil 4.18’de Gluonun çift üretim tesir kesitinin, bozunum kanallarına bağlı grafikleri $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}$, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{t}_1}$, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$ ve $BR(\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0)$ ile verilmiştir. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Sol üstteki $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{g}}$ grafiği CMSSM çerçevesinde çizilen grafik ile büyük benzerlik göstermektedir. Bu benzerliğin sebebi simetri gruplarının veya parçacık içeriğinin genişletilmemesinden dolayı parçacık dinamiğinin aynı kalmasıdır. Gluino çifti üretim tesir kesiti gluonun düşük kütle değerlerinde yaklaşık olarak 100 pikobarn (pb) seviyelerine kadar çıkabilmektedir. Karanlık madde ölçümlerinden gelen kısıtlamalar gluino kütesini 1 TeV değerinin üzerinde olmaya zorlamakla birlikte gluino çifti üretim tesir kesitinin 10^{-1} pb seviyelerine düşmesine sebep olmaktadır. Gluino kütesinin $m_{\tilde{g}} \gtrsim 3$ TeV büyük olduğu değerler gluino çifti üretim tesir kesiti değerini 10^{-5} pb seviyelerinin altına indirmekte ve gluino çifti üretimini mümkün olmaktan

çıkartmaktadır. Sağ üstte yer alan $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - m_{\tilde{t}_1}$ grafiğinde stop kuarkın 1.2 TeV'den daha küçük olduğu değerlerde gluino çifti üretim tesir kesiti 100 pb civarında olmaktadır. Stop kuarkın kütle değeri 2 TeV üzerine çıkmaya başladığında gluino çifti üretim tesir kesiti değeri 10^{-5} pb altına düşmektedir. Sol alt taraftaki $\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) - \text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$ grafiği, gluinonun bir stop kuark bir de üst kuarka dallanma oranının %100'e kadar çıkabildiğini göstermektedir. Dallanma oranının %100 olduğu çözümler hem BHÇ hem de karanlık madde ölçümü deneylerinden gelen sonuçlarla uyumlu olmaktadır. $\text{BR}(\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0)$ sürecinde de dallanma oranı %100 değerlerine çıkmaktadır. Fakat bu çözümler karanlık madde ölçüm deneylerinden gelen izinli aralık ile uyumlu olmadığından dışlanmış değerlerdir. %85 dallanma oranının altında olup karanlık madde ölçüm deneylerinden gelen değerlerle uyumlu olan bir kaç nokta bulunmaktadır. Fakat unutulmamalıdır ki, bu noktadaki uyumlu sonuçlar istatistiksel dağılımlar kullanılarak arttırılabilir.

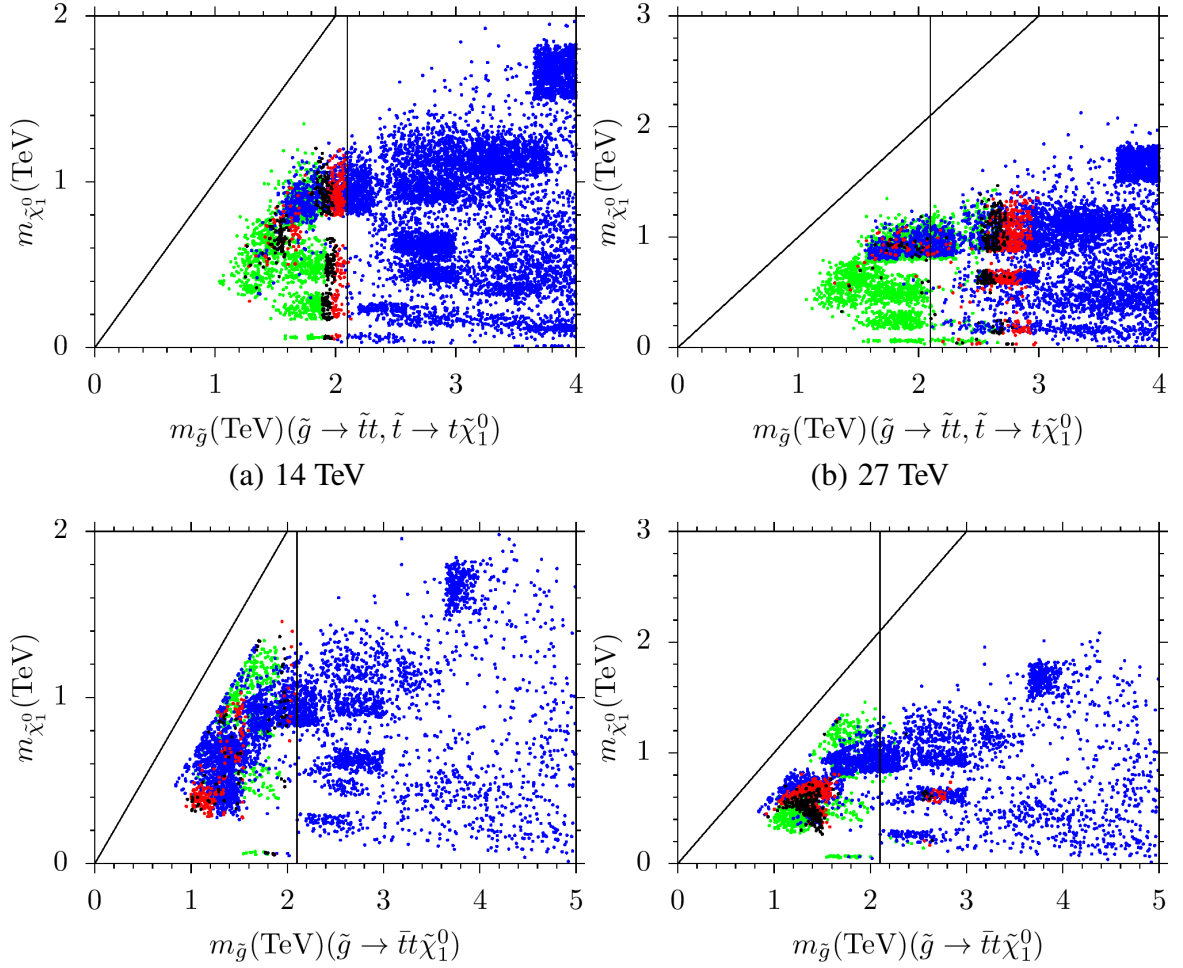
Bu bölümde elde edilen tüm bu sonuçlar ilgili ardalın süreçleri üzerinden sinyal gücü açısından incelenecektir. Bölümde yer alan sonuçların tümünde veri üretimi ve deneysel sınırlandırmalar kısmında yer alan sınırlandırmaların hepsi kullanılmıştır.

Grafiklerde yer alan renklerin anlamları,

$$\begin{aligned}
0 \leq SS < 1 &\rightarrow \text{Dışarlama yok, mavi} \\
1 \leq SS < 2 &\rightarrow \text{Dışarlama } 68\%, \text{ kırmızı} \\
2 \leq SS < 3 &\rightarrow \text{Dışarlama } 95\% \text{ siyah,} \\
3 \leq SS &\rightarrow \text{Dışarlama } > 95\% \text{ yeşil.}
\end{aligned} \tag{4.12}$$

olacak şekilde kodlanmıştır.

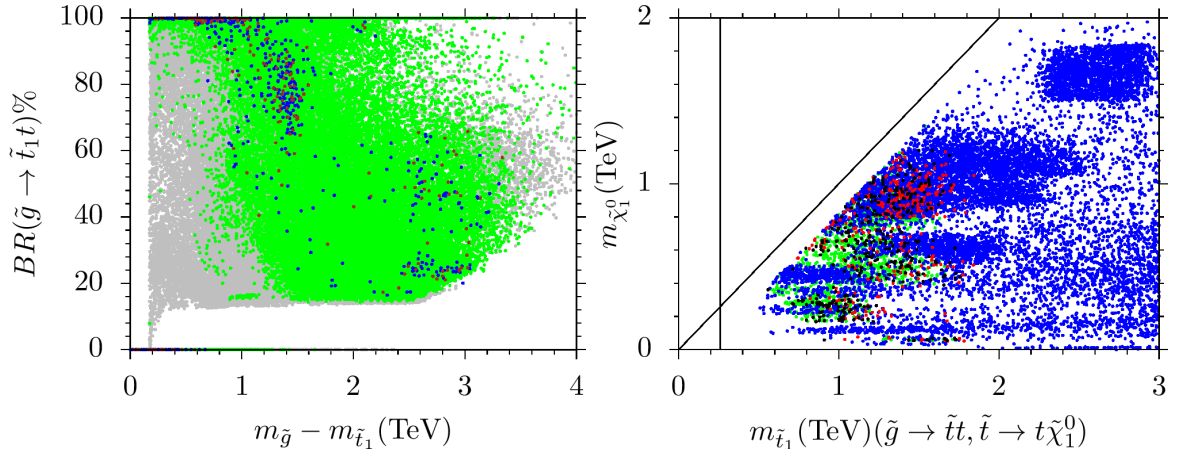
$\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ ve $\tilde{g} \rightarrow \bar{t} t \tilde{\chi}_1^0$ süreçleri için elde edilen dışarlama limitleri sinyal gücü cinsinden şekil 4.19'da gösterilmiştir. Sol üstte yer alan $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ grafiğinde elde edilen sonuçlar, 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip olan süreçte gluinonun bir stop kuark ve bir üst kuarka bozunum kanalını içermekte olup gluino kütesinin yaklaşık 2.2 TeV'e kadar %68 oranla, 2 TeV'e kadar da %95 oranla dışlanmış olduğunu göstermektedir. Elde edilen bu sonuçlar ATLAS ve



Şekil 4.19. LSP nötralinon ve gluino kütlelerinin sinyal gücü üzerinden $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ ve $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t} t \tilde{\chi}_1^0$ grafikleri. Grafiklerde yer alan renklerin anlamları, mavi noktalar sinyal gücü < 1 , kırmızı noktalar $1 \leq$ sinyal gücü < 2 , siyah noktalar $2 \leq$ sinyal gücü < 3 olduğu durumları ve geriye kalan yeşil noktalar ise $3 \leq$ sinyal gücü olacak şekilde kodlanmıştır.

CMS deneylerinden alınan veriler ile uyum içerisindedir (Stark, 2018). Kütle merkezi enerjisi sağ üst şekilde yer aldığı gibi 27 TeV'e çıkarılıp gluinonun bir stop kuark ve bir üst kuarka bozunum kanalı incelendiğinde gluinonun kütle değerinin %68 oranla 3 TeV'e kadar, %95 oranla da 2.7 TeV'e kadar test edilebileceği ön görülmektedir. Sol altta yer alan $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t} t \tilde{\chi}_1^0$ grafiğinde ise, 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip olan süreçte gluinonun üst kuark çifti ile birlikte LSP nötralinoya bozunumunu içermektedir. Bu süreç dahilinde gluino kütlesi %68 oranla 2.1 TeV'e kadar, %95 oranla 1.9 TeV'e kadar dışarılandığını göstermekte olup ATLAS ve CMS deneylerinden gelen dışarlama grafikleri ile uyumlu sonuçlar vermektedir (Stark, 2018). Kütle merkezi enerjisi sağ alt grafikteki gibi 27 TeV değerine çıkarıldığında gluinonun dedekte edilebileceği kütle değeri yaklaşık 3 TeV değerine kadar çıkabilmektedir.

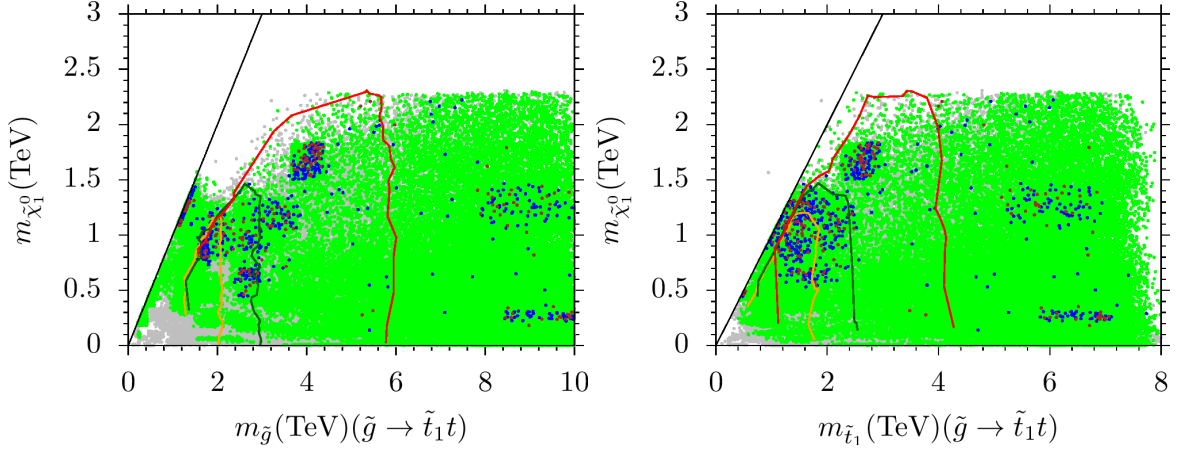
Gluino ve LSP nötralinoya ek olarak, $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ bozunma modu da stop kütesine duyarlıdır ve



Şekil 4.20. $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t) - (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1})$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{t}_1}$ grafikleri. Soldaki grafikte kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır, sağ taraftaki grafikteki renk kodlaması ise şekil 4.19 ile aynıdır.

stop kütesi ile ilgili ilginç sonuçlara yol açar. Bir SUSY parçacığı, eğer izinliyse, kütle spekt-rumunda bir sonraki SUSY parçacığına bozunma yönünde güçlü bir eğilim sergilemektedir. Eğer stop kuark gluinodan sonraki en ağır parçacık ise şekil 4.20’de görüldüğü gibi gluino bir stop kuark ve üst kuarka bozunma konusunda büyük bir eğilime sahiptir. Soldaki grafikte kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır, sağ taraftaki grafikteki renk kodlaması ise şekil 4.19 ile aynıdır. Sol taraftaki grafikte yola çıkarak $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1} \lesssim 1$ TeV değerinden küçük olduğunda dallanma oranı %100 olabilmektedir. $m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{t}_1} \sim 2$ TeV aralığında büyük dallanma oranları yakalanabilmektedir. Fakat bu aralıktaki çözümler gluinonun yüksek kütle değerlerine karşılık gelmekte ve çift oluşum sürecini mümkün olmaktan çıkarmaktadır. Sağ tarafta yer alan $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{t}_1}$ grafiğinden elde edilen veriler, güncel çarpıştırıcı deneylerinin analizlerinde bu kütle skalasına kadar herhangi bir sinyal gözlenememesi durumunda, stop kuarkın kütesini 1.8 TeV değerine kadar dışarlayabilmektedir.

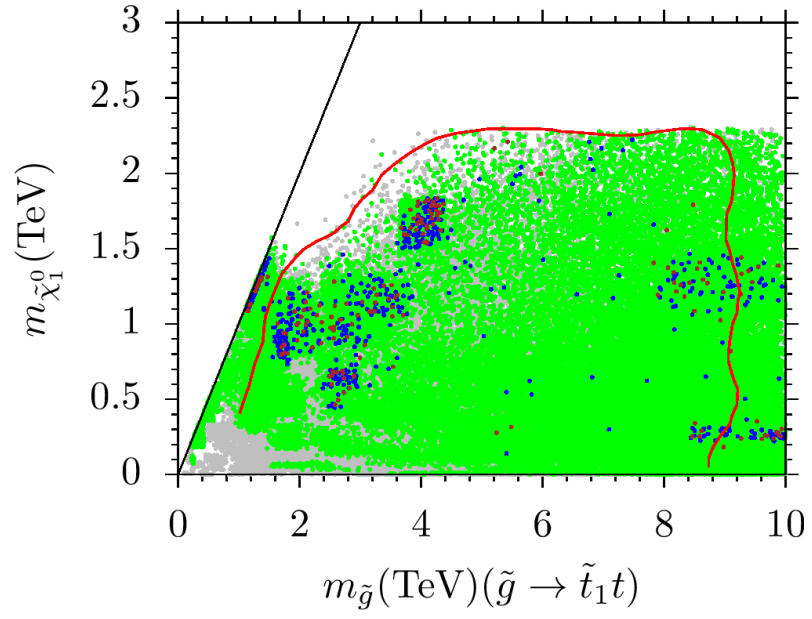
Şekil 4.21’de yer alan grafiklerde kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Kullanılan eğrileri renkleri ise turuncu eğri 14 TeV kütle merkezindeki dışarlama eğrisini, koyu yeşil eğri 27 TeV kütle merkezi için test edilebilir kütle limitlerini ve kırmızı eğri ise 100 TeV kütle merkezi enerjisi için test edilebilir kütle limitlerini gösterecek şekilde kodlanmıştır. Gluinonun kütesinin 2 TeV’den daha küçük olduğu değerler güncel BHÇ deneyleri ile de



Şekil 4.21. $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{g}}$ ve $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{\tau}_1}$ grafikleri. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Turuncu eğri 14 TeV kütle merkezindeki dışarlama eğrisini, koyu yeşil eğri 27 TeV kütle merkezi için dedekte edilebilir kütle limitlerini ve kırmızı eğri ise 100 TeV kütle merkezi enerjisi için dedekte edilebilir kütle limitlerini göstermektedir.

dışarlanmış durumdadır. Yüksek Enerjili BHÇ (YE-BHÇ) gluinoyu 3 TeV'e kadar, FCC ise 6 TeV değerine kadar dedekte edebilir. 14 TeV ve 27 TeV için elde edilen dışarlama bölgeleri karşılaştırıldığında stau-nötrino birlikte yok olma ve A-rezonans durumunun herhangi etki yaratmadığı görülmektedir. Gelecekte oluşturulacak 100 TeV'lik bir çarpıştırıcı bu durumları test edebilir veya doğrudan bir sinyal bulamadığı durumda ise dışarlayabilir.

Şekil 4.21'de yer alan grafiklerde gösterilen eğriler, gelecek deneylerdeki minimum değerlere karşılık gelmektedir. Bu grafiklerde yer alan analizlerde limunosite değeri 36.1 fb^{-1} olarak alınmıştır. Eğer limunosite değeri 3000 fb^{-1} olarak ele alınırsa FCC gluino kütlesini 10 TeV değerine kadar dedekte edebilir (Baer ve diğerleri, 2017a,b). Kendi analizlerimizde FCC deneylerinde luminosite değeri 3000 fb^{-1} olarak ayarladığı takdirde elde edilen grafik Şekil 4.22 ile verilmiştir. Bu grafik ışığında gluino kütleleri 9-10 TeV kütle skalasına kadar test edilebileceği düşünülmektedir. Elde edilen bu bilgiler bizlere yakın gelecekte gluino parçacığının dedekte edilebileceği umudunu aşlamaktadır.



Şekil 4.22. 100 TeV kütle merkezi enerjisine sahip FCC’de gluino kütlesi. Kullanılan renklerin anlamları şekil 4.15 ile aynıdır. Kırmızı eğri luminosite değeri 3000 fb^{-1} . olarak aarladığında gluinonun erişebileceği kütle değerlerini göstermektedir.

5. SONUÇ

Standart Modelin süpersimetrize edilmiş hali olan MSSM içerisinde yer alan gluino parçacığı hiyerarşi probleminin çözümünde doğrudan etkisi olan bir parçacık olmamasına rağmen stop kuark ile yapmış olduğu etkileşimler sayesinde önem kazanmaktadır. Ağır gluino kütleleri özellikle döngü seviyesinde stop kuarkın kütesinin artmasına sebep olmaktadır.

Bu çalışmada, gluino için olası sinyallerin analizlerinde, literatürde fazla yer verilmeyen, gluinonun önce bir stop ve üst kuarka bozunduğu sinyal süreçleri ele alınmıştır. Bu sinyal süreçleri, çift halinde üretilen gluinoların bir stop ve üst kuarka bozunması ile devam eder. Daha sonra stop kuarkın farklı bozunum kanallarına bağlı olarak sinyal süreçleri çeşitlendirilebilir. Sinyal süreçlerinin kinematik olarak izinli olabilmesi için, gluino ile LSP nötralino arasındaki kütle farkının bir stop kuarkın kütesine eşit olması veya stop kuarkın kütesinden daha fazla olması gerekmektedir. Gluino ile LSP nötralino arasındaki kütle farkı bu koşulu sağlayamadığı durumda gluino bir üst kuark çifti ile birlikte en hafif nötralinoya bozunduğu sinyal süreci incelenmelidir.

CMSSM çerçevesinde karanlık madde analizlerinden gelen veriler, nümerik olarak elde edilen veri kümelerine uygulandığında, stop kuark ve gluino kütlelerini $m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{g}} \lesssim 4$ TeV, yaklaşık olarak 600 GeV altındaki en hafif nötralino ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 600$ GeV) ile en hafif yüküklino kütlelerini ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 600$ GeV) dışarlamaktadır. Bu kütle limitleri günümüz parçacık hızlandırıcılarının ulaşabilecekleri kütle merkezi enerjilerinin üzerindedir. CMSSM'in aksine NUGM içerisinde karanlık madde ölçümlerinden gelen sınırlandırmalar dahilinde gluino ve stop kuark kütleleri 1 TeV değerine kadar, en hafif nötralino ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 200$ GeV) ile en hafif yüküklino kütleleri ise ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 200$ GeV) 200 GeV değerine kadar inebilmektedir.

Gluino kütlesi için güncel deneylerde belirlenmiş kütle sınırlarının altındaki gluino kütlelerinin algılanabilme olasılıkları sinyal gücüne bağlıdır. Sinyal gücü, gluinonun çift üretim tesir kesitine ve kullanılacak sürecinin dallanma oranına bağlıdır. CMSSM çerçevesinde

14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip bir çarpıştırıcıda gluinonun bir stop bir de üst kuarka gittiği kanal için, gluino kütle skalası 1.9 TeV'e kadar %68 güvenilirlik oranı ile dışarlanırken, 1.8 TeV'e kadar %95 güvenilirlik oranı ile dışarlanır. Gluino kütle skalasının kinematik olarak stop kuark ve üst kuark bozunmaya izinli olmadığı durumlarda, üst kuark çifti ile birlikte en hafif nötralinoya gittiği kanal incelenmelidir. Bu kanal CMSSM içerisinde 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip bir çarpıştırıcıda incelendiğinde gluino kütle skalası için dışarlama limitleri bu kanal sayesinde biraz daha aşağıya çekilebilir. Gluino kütle skalası 1.6 TeV'e kadar %68 mertebesinde dışarlanırken, 1.4 TeV'e kadar olan skalarda %95 olasılık ile dışarlanmaktadır.

Aynı durum NUGM içerisinde 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip bir çarpıştırıcıda gluinonun bir stop bir de üst kuarka gittiği kanal için kontrol edilirse gluino kütle skalası yaklaşık olarak 2.2 TeV'e kadar %68 güvenilirlik oranı ile dışarlanırken, 2 TeV'e kadar %95 güvenilirlik oranı ile dışarlanmaktadır. Elde edilen bu sonuçlar ATLAS ve CMS deneylerinden alınan veriler ile uyum içerisinde (Stark, 2018). Kütle merkezi enerjisi 27 TeV'e çıkarılıp gluinonun bir stop kuark ve bir üst kuarka bozunum kanalı incelendiğinde gluinonun kütle değerinin %68 oranla 3 TeV'e kadar, %95 oranla da 2.7 TeV'e kadar dedekte edilebileceği ön görülmektedir. Stop kuark ve üst kuark kanalı izinli olmadığına oluşacak yeni kanal bir üst kuark çifti ile en hafif nötralinoya kanalı olacaktır. Bu kanal NUGM içerisinde 14 TeV kütle merkezi enerjisine sahip bir çarpıştırıcıda incelendiğinde gluino kütle skalası için dışarlama limitleri %68 oranla 2.1 TeV'e kadar, %95 oranla 1.9 TeV'e kadar dışarlandığını göstermekte olup ATLAS ve CMS deneylerinden gelen dışarlama grafikleri ile uyumlu sonuçlar vermektedir (Stark, 2018). Kütle merkezi enerjisi 27 TeV değerine çıkarıldığında gluinonun dedekte edilebileceği kütle değeri yaklaşık 3 TeV değerine kadar çıkabilmektedir.

Gluino ve LSP nötralinoya ek olarak, $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t$ bozunma modu da stop kütlelerine duyarlıdır ve stop kütleleri ile ilgili ilginç sonuçlara yol açar. $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{t}_1}$ grafiğinden elde edilen veriler, güncel çarpıştırıcı deneylerinin analizlerinde bu kütle skalasına kadar herhangi bir sinyal gözlenmemesi durumunda, stop kuarkın kütlelerini 1.8 TeV değerine kadar dışarlayabilmektedir.

Gluinonun kütle skalasının 2 TeV'den daha küçük olduğu değerler güncel BHC deneyleri ile de dışarlanmış durumdadır. Yüksek Enerjili BHC (YE-BHC) gluinoyu 3 TeV'e kadar, FCC ise

6 TeV değerine kadar dedekte edebilir. 14 TeV ve 27 TeV için elde edilen dışarlama bölgeleri karşılaştırıldığında stau-nötralino birlikte yok olma ve A-rezonans durumunun herhangi etki yaratmadığı görülmektedir. Gelecekte oluşturulacak 100 TeV'lik bir arpıştırıcı bu durumları dedekte edebilir veya doğrudan bir sinyal bulamadığı durumda ise dışarlayabilecektir.

Eğer liminosite değeri 3000 fb^{-1} olarak ele alınırsa FCC gluino kütlesini 10 TeV değerine kadar dedekte edebilir (Baer ve diğerleri, 2017a,b). Kendi analizlerimizde FCC deneylerinde luminosite değeri 3000 fb^{-1} olarak ayarladığı takdirde elde edilen grafik Şekil 4.22 ile verilmiştir. Bu grafik ışığında gluino ktleri 9-10 TeV kütle skalasına kadar dedekte edilebileceği düşünülmektedir. Elde edilen bu bilgiler bizlere yakın gelecekte gluino parçacığının dedekte edilebileceği umudunu aşılamaktadır.

KAYNAKLAR

- Aad, G. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716, 1–29. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- Aad, G. (2016). Search for pair production of gluinos decaying via stop and sbottom in events with b -jets and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Physical Review D*, 94(3), 032003. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.032003>.
- Aaij, R. (2013). First Evidence for the Decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Physical Review Letters*, 110(2), 021801. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.021801>.
- Abachi, S. (1995). Observation of the top quark. *Physical Review Letters*, 74, 2632–2637. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632>.
- Abe, F. (1995). Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Physical Review Letters*, 74, 2626–2631. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- Adams, J. B. (1955). The alternating gradient proton synchrotron. *La Rivista del Nuovo Cimento* ., 2(1), 355–374. <http://doi.org/10.1007/BF02746095>.
- Ade, P. A. R. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 594, A13. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830>.
- Aghanim, N. (2020). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 641, A6.
- Aker, M. (2019). Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN. *Physical Review Letters*, 123(22), 221802. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.221802>.
- Altarelli, G. ve Feruglio, F. (2001). SU(5) grand unification in extra dimensions and proton decay. *Physics Letters B*, 511, 257–264. [http://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00650-5](http://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00650-5).
- Altın, Z. (2016). Küçük Higgs Modelde Lineer Elektron-Pozitron Çarpıştırıcılarında Ağır W Bozon, Ağır Üst Kuark ve Alt Kuark Üretimi, [Yüksek Lisans Tezi, Bursa Uludağ Üniversitesi].
- Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., Shao, H. S., Stelzer, T., Torrielli, P. ve Zaro, M. (2014). The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07, 079. [http://doi.org/10.1007/JHEP07\(2014\)079](http://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079).
- Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F., Mattelaer, O. ve Stelzer, T. (2011). MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06, 128. [http://doi.org/10.1007/JHEP06\(2011\)128](http://doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128).

- Amsler, C. (2008). Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667, 1–1340. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.018>.
- Anandakrishnan, A. ve Raby, S. (2013). Yukawa Unification Predictions with effective "Mirage" Mediation. *Physical Review Letters*, 111(21), 211801. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.211801>.
- Angstadt, R. (2010). The Layer 0 Inner Silicon Detector of the D0 Experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 622, 298–310. <http://doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.148>.
- Arkani-Hamed, N., Cohen, A. G., Katz, E. ve Nelson, A. E. (2002). The Littlest Higgs. *JHEP*, 07, 034. <http://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/034>.
- Arkani-Hamed, N., Cohen, A. G. ve Georgi, H. (2001). Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction. *Physics Letters B*, 513, 232–240. [http://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00741-9](http://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00741-9).
- Arnison, G. (1983). Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c**2 at the CERN SPS Collider. *Physics Letters B*, 126, 398–410. [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90188-0](http://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90188-0).
- Arnowitt, R. L., Aurisano, A., Dutta, B., Kamon, T., Korev, N., Simeon, P., Toback, D. A. ve Wagner, P. (2007). Detection of SUSY Signals in Stau Neutralino Co-annihilation Region at the LHC. *AIP Conference Proceedings*, 903(1), 229–232. <http://doi.org/10.1063/1.2735167>.
- Arnowitt, R. L. ve Dutta, B. (2005). The stau-neutralino co-annihilation region and the collider experiments. *New Astronomy Reviews*, 49, 143–148. <http://doi.org/10.1016/j.newar.2005.01.044>.
- Aseev, V. N. (2011). An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment. *Physical Review D*, 84, 112003. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.112003>.
- ATLAS (2018). Search for supersymmetry in final states with missing transverse momentum and multiple b -jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *ATLAS Conference Notes 2018-041*.
- ATLAS (2019). Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum using 139 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data with the ATLAS detector. *ATLAS Conference Notes 2019-040*.
- ATLAS (2020). SUSY July 2020 Summary Plot Update. *ATLAS Public notes -2020-020*.
- Aubert, J. J. (1974). Experimental Observation of a Heavy Particle J . *Physical Review Letters*, 33, 1404–1406. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1404>.
- Aubert J.J. and others (1983). The ratio of the nucleon structure functions f_2^n for iron and deuterium. *Physics Letters B*, 123(3), 275–278.

- Augustin, J. E. (1974). Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Physical Review Letters*, 33, 1406–1408. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.1406>.
- Baer, H., Barger, V., Gainer, J. S., Huang, P., Savoy, M., Serce, H. ve Tata, X. (2017). What hadron collider is required to discover or falsify natural supersymmetry?. *Physics Letters B*, 774, 451–455. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.09.086>.
- Baer, H., Barger, V., Gainer, J. S., Serce, H. ve Tata, X. (2017). Reach of the high-energy LHC for gluinos and top squarks in SUSY models with light Higgsinos. *Physical Review D*, 96(11), 115008. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.115008>.
- Baer, H. ve Tata, X. (2006). *Weak Scale Supersymmetry*. Cambridge University Press. New York, USA. p. 537.
- Bagger, J., Barger, V. D., Cheung, K.-m., Gunion, J. F., Han, T., Ladinsky, G. A., Rosenfeld, R. ve Yuan, C. P. (1995). CERN LHC analysis of the strongly interacting W W system: Gold plated modes. *Physical Review D*, 52, 3878–3889. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.52.3878>.
- Barber, D. P. (1979). Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies. *Physical Review Letters*, 43, 830. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.830>.
- Barbier, R. (2005). R-parity violating supersymmetry. *Physics Reports*, 420, 1–202. <http://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.08.006>.
- Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A. ve Semenov, A. (2007). MicrOMEGAs 2.0: A Program to calculate the relic density of dark matter in a generic model. *Computer Physics Communications*, 176, 367–382. <http://doi.org/10.1016/j.cpc.2006.11.008>.
- Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A. ve Semenov, A. (2014). micrOMEGAs_3: A program for calculating dark matter observables. *Computer Physics Communications*, 185, 960–985. <http://doi.org/10.1016/j.cpc.2013.10.016>.
- Beringer, J. (2012). Review of Particle Physics (RPP). *Physical Review D*, 86, 010001. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- Bertolini, M. (2022). Lectures on Supersymmetry. p. 495–582.
- Bhattacharya, S., Datta, A. ve Mukhopadhyaya, B. (2007). Non-universal gaugino masses: A Signal-based analysis for the Large Hadron Collider. *JHEP*, 10, 080. <http://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/10/080>.
- Bloom, E. D. (1969). High-Energy Inelastic e p Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees. *Physical Review Letters*, 23, 930–934. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.930>.
- Borschensky, C., Krämer, M., Kulesza, A., Mangano, M., Padhi, S., Plehn, T. ve Portell, X. (2014). Squark and gluino production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13, 14, 33$ and 100 TeV. *The European Physical Journal C*, 74(12), 3174. <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3174-y>.

- Breidenbach, M., Friedman, J. I., Kendall, H. W., Bloom, E. D., Coward, D. H., DeStaebler, H. C., Drees, J., Mo, L. W. ve Taylor, R. E. (1969). Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Physical Review Letters*, 23, 935–939. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.935>.
- Çiçi, A., Kırca, Z. ve Ün, C. S. (2018). Light Stops and Fine-Tuning in MSSM. *The European Physical Journal C*, 78(1), 60. <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5549-y>.
- Chadwick, J. (1932). Possible existence of a neutron. *Nature*. <http://doi.org/10.1038/129312a0>.
- Chakraborty, J. ve Raychaudhuri, A. (2009). A Note on dimension-5 operators in GUTs and their impact. *Physics Letters B*, 673, 57–62. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.01.065>.
- Chatrchyan, S. (2012). Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716, 30–61. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- Chatrchyan, S. (2013). Observation of a New Boson with Mass Near 125 GeV in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP*, 06, 081. [http://doi.org/10.1007/JHEP06\(2013\)081](http://doi.org/10.1007/JHEP06(2013)081).
- Chatterjee, A., Choudhury, A., Datta, A. ve Mukhopadhyaya, B. (2015). Gluino mass limits with sbottom NLSP in coannihilation scenarios. *JHEP*, 01, 154. [http://doi.org/10.1007/JHEP01\(2015\)154](http://doi.org/10.1007/JHEP01(2015)154).
- Cheung, K.-m. (1995). An Update on strong W(L) W(L) scattering at the LHC. In 4th International Conference on Physics Beyond the Standard Model. p. 588–590.
- Close, F. E. (1979). An Introduction to Quarks and Partons. Academic press.
- Cohen, A. G., De Rujula, A. ve Glashow, S. L. (1998). A Matter - antimatter universe?. *The Astrophysical Journal*, 495, 539–549. <http://doi.org/10.1086/305328>.
- Collaboration, C. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}. *Physics Letters B*, 716(1), 1 – 29. <http://doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- Cottingham, W. N. ve Greenwood, D. A. (2007). An introduction to the standard model of particle physics. Cambridge university press.
- Cranmer, K. (2014). Practical Statistics for the LHC. In 2011 European School of High-Energy Physics. p. 267–308. <http://doi.org/10.5170/CERN-2014-003.267>.
- Csaki, C. (2004). TASI lectures on extra dimensions and branes. In Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics (TASI 2002): Particle Physics and Cosmology: The Quest for Physics Beyond the Standard Model(s). p. 605–698.

- Danby, G., Gaillard, J. M., Goulianos, K. A., Lederman, L. M., Mistry, N. B., Schwartz, M. ve Steinberger, J. (1962). Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Physical Review Letters*, 9, 36–44. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36>.
- Demir, D. A. ve Ün, C. S. (2014). Stop on Top: SUSY Parameter Regions, Fine-Tuning Constraints. *Physical Review D*, 90, 095015. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.095015>.
- Dicus, D. A. ve Mathur, V. S. (1973). Upper bounds on the values of masses in unified gauge theories. *Physical Review D*, 7, 3111–3114. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.7.3111>.
- Drees, M., Godbole, R. ve Roy, P. (2004). Theory and phenomenology of sparticles: An account of four-dimensional N=1 supersymmetry in high energy physics.
- Ellis, J., Evans, J. L., Luo, F. ve Olive, K. A. (2016). Scenarios for Gluino Coannihilation. *JHEP*, 02, 071. [http://doi.org/10.1007/JHEP02\(2016\)071](http://doi.org/10.1007/JHEP02(2016)071).
- Farhi, E. ve Susskind, L. (1981). Technicolor. *Physics Reports.*, 74, 277. [http://doi.org/10.1016/0370-1573\(81\)90173-3](http://doi.org/10.1016/0370-1573(81)90173-3).
- Gell-Mann, M. (1961). The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry . *DOE Technical Report*.
- Gildener, E. (1976). Gauge Symmetry Hierarchies. *Physical Review D*, 14, 1667. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.14.1667>.
- Gildener, E. (1980). Gauge Symmetry Hierarchies Revisited. *Physics Letters B*, 92, 111–114. [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90316-0](http://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90316-0).
- Glashow, S. L. (1961). Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4), 579–588. [http://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](http://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- Goldstone, J. (1961). Field Theories with Superconductor Solutions. *La Rivista del Nuovo Cimento.*, 19, 154–164. <http://doi.org/10.1007/BF02812722>.
- Griffiths, D. (2008). Introduction Elementary Particles. Wiley-VCH. Chapter 8, p. 285.
- Gross, D. J. (2005). The discovery of asymptotic freedom and the emergence of qcd. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 102(26), 9099–9108. <http://doi.org/10.1073/pnas.0503831102>.
- Gross, D. J. ve Wilczek, F. (1973). Asymptotically Free Gauge Theories - I. *Physical Review D*, 8, 3633–3652. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.8.3633>.
- Gross, D. J. ve Wilczek, F. (1973). Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Physical Review Letters*, 30, 1343–1346. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- Harz, J., Herrmann, B., Klasen, M. ve Kovarik, K. (2015). One-loop corrections to neutralino-stop coannihilation revisited. *Physical Review D*, 91(3), 034028. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.034028>.

- Herb, S. W. (1977). Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Physical Review Letters*, 39, 252–255. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.252>.
- Hewett, J. L. ve Spiropulu, M. (2002). Particle physics probes of extra space-time dimensions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 52, 397–424. <http://doi.org/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090706>.
- Huo, Y.-J., Li, T. ve Nanopoulos, D. V. (2011). Canonical Gauge Coupling Unification in the Standard Model with High-Scale Supersymmetry Breaking. *JHEP*, 09, 003.
- Kane, G. L. ve Shifman, M. (2000). The supersymmetric world: The beginning of the theory.
- Kaul, R. K. (1982). Gauge Hierarchy in a Supersymmetric Model. *Physics Letters B*, 109, 19–24. [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90453-1](http://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90453-1).
- Khotilovich, V., Arnowitt, R. L., Dutta, B. ve Kamon, T. (2005). The Stau neutralino co-annihilation region at an international linear collider. *Physics Letters B*, 618, 182–192. <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.04.078>.
- Kodama, K. (2001). Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504, 218–224. [http://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](http://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- Lane, K. (2002). Two Lectures on Technicolor.
- Le Boulc'h, Q. (2013). Neutralino-stop coannihilation in the MSSM: flavor violation, radiative corrections and their impact on the dark matter relic density, [Doktora tezi, Grenoble].
- Lee, B. W., Quigg, C. ve Thacker, H. B. (1977). Weak Interactions at Very High-Energies: The Role of the Higgs Boson Mass. *Physical Review D*, 16, 1519. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.1519>.
- Luty, M. A. (2005). 2004 TASI lectures on supersymmetry breaking. In *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Physics in $D \geq 4$* . p. 495–582.
- Martin, S. P. (1998). A Supersymmetry primer. *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, 18, 1–98. <http://doi.org/10.1142/9789812839657-0001>.
- Martin, S. P. (2009). Non-universal gaugino masses from non-singlet F-terms in non-minimal unified models. *Physical Review D*, 79, 095019. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.095019>.
- Martin, S. P. (2014). Nonuniversal Gaugino Masses and Seminal Supersymmetry in View of the Higgs Boson Discovery. *Physical Review D*, 89(3), 035011. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.035011>.
- Mohr, P. J., Newell, D. B. ve Taylor, B. N. (2016). CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014. *Reviews of Modern Physics*, 88(3), 035009. <http://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.035009>.

- Nath, P. ve Spisak, A. B. (2016). Gluino Coannihilation and Observability of Gluinos at LHC RUN II. *Physical Review D*, 93(9), 095023. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.095023>.
- Olive, K. A. (2014). Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 38, 090001. <http://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001>.
- Paige, F. E., Protopopescu, S. D., Baer, H. ve Tata, X. (2003). ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for pp, anti-p p, and e+e- reactions.
- Patrignani, C. (2016). Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, 40(10), 100001. <http://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>.
- Perl, M. L. (1975). Evidence for Anomalous Lepton Production in e+ - e- Annihilation. *Physical Review Letters*, 35, 1489–1492. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.1489>.
- Pierce, A., Shah, N. R. ve Vogl, S. (2018). Stop Co-Annihilation in the Minimal Supersymmetric Standard Model Revisited. *Physical Review D*, 97(2), 023008. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.023008>.
- Politzer, H. D. (1974). Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions. *Physics Reports*, 14, 129–180. [http://doi.org/10.1016/0370-1573\(74\)90014-3](http://doi.org/10.1016/0370-1573(74)90014-3).
- 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, 275–315. [http://doi.org/10.1016/S0010-4655\(03\)00222-4](http://doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00222-4).
- Porod, W. ve Staub, F. (2012). SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM. *Computer Physics Communications*, 183, 2458–2469. <http://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.05.021>.
- Profumo, S. ve Yaguna, C. E. (2004). Gluino coannihilations and heavy bino dark matter. *Physical Review D*, 69, 115009. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.115009>.
- Rutherford, E. (1919). Liv. collision of α particles with light atoms. iv. an anomalous effect in nitrogen. *Philosophical Magazine Series 5*. <http://doi.org/10.1080/14786440608635919>.
- Röntgen, W. (1896). On a New Kind of Rays. *Nature*, 53, 274–276. <http://doi.org/10.1038/053274b0>.
- Salam, A. ve Ward, J. C. (1959). Weak and electromagnetic interactions. *La Rivista del Nuovo Cimento.*, 11, 568–577. <http://doi.org/10.1007/BF02726525>.
- Schmaltz, M. ve Tucker-Smith, D. (2005). Little Higgs review. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55, 229–270. <http://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151502>.
- Soding, P. (2010). On the discovery of the gluon. *The European Physical Journal H*, 35, 3–28. <http://doi.org/10.1140/epjh/e2010-00002-5>.

- Stark, G. H. (2018). The Search for Supersymmetry in Hadronic Final States Using Boosted Object Reconstruction, [Doktora tezi, Chicago U. <http://doi.org/10.6082/2r2s-4590>].
- Staub, F. (2008). SARAH.
- Susskind, L. (1979). Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory. *Physical Review D*, 20, 2619–2625. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.20.2619>.
- Tao, C. (1986). The UA1 Experiment. *International Journal of Modern Physics A*, 1, 749–880. <http://doi.org/10.1142/S0217751X86000307>.
- Thomson, J. J. (1897). Cathode rays. *Philosophical Magazine Series 5*, 44, 293–316. <http://doi.org/10.1080/14786449708621070>.
- Veltman, M. J. G. (1981). The Infrared - Ultraviolet Connection. *Acta Physica Polonica B*, 12, 437.
- Weinberg, S. (1967). A Model of Leptons. *Physical Review Letters*, 19, 1264–1266. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- Weinberg, S. (1976). Implications of Dynamical Symmetry Breaking. *Physical Review D*, 13, 974–996. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.13.974>.
- Weinberg, S. (1979). Gauge Hierarchies. *Physics Letters B*, 82, 387–391. [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)90248-X](http://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90248-X).
- Wess, J. ve Zumino, B. (1974). Supergauge Transformations in Four-Dimensions. *Nuclear Physics B*, 70, 39–50. [http://doi.org/10.1016/0550-3213\(74\)90355-1](http://doi.org/10.1016/0550-3213(74)90355-1).
- Witten, E. (1981). Dynamical Breaking of Supersymmetry. *Nuclear Physics B*, 188, 513. [http://doi.org/10.1016/0550-3213\(81\)90006-7](http://doi.org/10.1016/0550-3213(81)90006-7).
- Wolfenstein, L. (1984). Introduction to the physics of electroweak interactions by s. m. bilenky; g. b. pontecorvo. *American Scientist*. <http://doi.org/10.2307/27852452>.
- Yoh, J. (1998). The Discovery of the B quark at Fermilab in 1977: The Experiment coordinator's story. *AIP Conference Proceedings*, 424(1), 29–42. <http://doi.org/10.1063/1.55114>.
- Zweig, G. (1964). An su3 model for strong interaction symmetry and its breaking. *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, 1(Part1), 24p.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Zafer ALTIN
Doğum Yeri ve Tarihi : Tekirdağ – 03.06.1990
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Muratlı Anadolu Lisesi 2004-2008
Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik
Bölümü 2008-2013
Yüksek Lisans :Fizik Bölümü, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa Uludağ
Üniversitesi, Bursa - Türkiye, 2014 - 2016
Doktora :Fizik Bölümü, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa Uludağ
Üniversitesi, Bursa - Türkiye, 2016 - 2022

İletişim : zaferaltin59@gmail.com

Yayınları

Altın, Z., Kırca, Z., Tanımak, T. ve Ün, C.S. (2020). Stop search in SUSY SO(10) GUTs with nonuniversal Gaugino masses. *The European Physical Journal C*, 80(9), 818. <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8368-x>.

Ün, C.S., Altın, Z., Çiçi, Z., Raza, S., Shafi, Q. ve Tanımak, T. (2020). Testing SUSY GUTs at the Dark Matter and Collider Experiments. *In International Conference on Neutrinos and Dark Matter*. <http://doi.org/10.31526/ACP.NDM-2020.15>.

Kırca, Z., Ün, C. S. ve Altın, Z. (2019). Associated production of charged Higgs boson and heavy top quark in the left-right twin Higgs model at high energy e^-e^+ collider. *AIP Conference Proceedings*, 2075(1), 080006. <http://doi.org/10.1063/1.5091207>.

Altın, Z., Özdal, Ö. ve Ün, C. S. (2018). Muon g-2 in an alternative quasi-Yukawa unification with a less finetuned seesaw mechanism. *Physical Review D*, 97(5), 055007. <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.055007>.

Altın, Z., Kirca, Z. ve Ün, C. S. (2017). Probing the Littlest Higgs Model in $e^-e^+ \rightarrow W_H^+ \bar{T} b$ process. *AIP Conference Proceedings*, 1815(1), 060002. <http://doi.org/10.1063/1.4976398>.

Altın, Z., Kirca Z., Ün, C.S 2016. Production of heavy w boson and heavy top quark in the littlest higgs model at high energy linear e^-e^+ collider. *Applied Science Reports*, 14(3), 152-155. <http://doi.org/10.15192/PSCP.ASR.2016.14.3.152155>