

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**EFEKTİF U(1)' MODELLERİNDE DOĞALLIĞIN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YAŞAR HIÇYILMAZ

BALIKESİR, TEMMUZ - 2012

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**EFEKTİF U(1)' MODELLERİNDE DOĞALLIĞIN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YAŞAR HIÇYILMAZ

BALIKESİR, TEMMUZ - 2012


KABUL VE ONAY SAYFASI

Yaşar HİÇYILMAZ tarafından hazırlanan “**EFEKTİF U(1)' MODELLERİNDE DOĞALLIĞIN İNCELENMESİ**” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 19 Temmuz 2012 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir..

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman
Prof. Dr. Levent SOLMAZ



Üye
Doç. Dr. Saime KERMAN



Üye
Yard. Doç. Dr. Pınar METE



Jüri üyeleri tarafından kabul edilmiş olan bu tez BAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Prof. Dr. Hilmi NAMLI

.....

ÖZET

EFEKTİF U(1)' MODELLERİNDE DOĞALLIĞIN İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

YAŞAR HİÇYILMAZ

BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)

BALIKESİR, TEMMUZ - 2012

U(1)' modeli standart model sonrası süpersimetrik modellerin en etkililerinden biridir. Bu modele göre doğada ekstra bir elektro-zayıf ayar simetrisi vardır. Bundan dolayı bu modelin parçacık spektrumunda MSSM'e ek olarak Z' ve S bozonik alanları ve onların süperdeşlerini barındırır ki bu fenomenolojiyi zenginleştirir.

U(1)' modelinin diğer modellere göre bazı dikkat çekici avantajları vardır. Bunların en önemlisi, MSSM süperpotansiyelindeki, μ parametresiyle ilgili probleme tatmin edici bir çözüm getirmesidir. Buna ek olarak, MSSM'de Higgs bozonunun kütlesi için öngörülen üst sınır (135 GeV) iken bu modelde çok daha yukarı enerji seviyesine (170-180 GeV) müsadde edilir. Alt sınır her iki model içinde yaklaşık aynıdır (114.4 GeV) ancak U(1)' modellerindeki hafif Higgs bozonu MSSM'dekinden farklı bağlaşımlar sergileyebilme potansiyeline sahiptir ve böylece farklı ve zengin bir fenomenoloji barındırır.

Diğer yandan, ince ayar kavramı fiziğin pek çok alanında kullanılan bir ölçüttür. Bir modelin sahip olduğu ince ayar miktarı, o modelin ne kadar doğal olduğunun önemli bir göstergesidir. İnce ayar ne kadar küçük ise model o kadar doğaldır, doğallık derecesi ne kadar fazla ise modelin barındırdığı simetriler o kadar fazladır.

Bu tez çalışmasında, U(1)' modeli için renormalizasyon grup eşitlikleri kullanılarak, Büyük Birleşim Teorisi (BBT) skalasından zayıf skalaya getirilen $A_t, A_b, A_s, h_t, h_b, \dots, v_b$ parametrelerin yardımıyla bunlara bağlı parçacık kütlelerinin, deneylerle uyumlu bölgeleri belirlenmiş, daha sonra bu izin verilen bölgeler için ince-ayar hesabı yapılmış ve diğer modellerle karşılaştırılmıştır. Tüm hesaplamalarda elde edilen deneysel sınırlar göz önüne alınmıştır.

ANAHTAR KELİMELEER: süpersimetrik U(1)' modelleri, ince ayar, doğallık

ABSTRACT

INVESTIGATION OF NATURALNESS IN EFFECTIVE U(1)' MODELS

MSC THESIS

YAŞAR HIÇYILMAZ

BALIKESİR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE

PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. LEVENT SOLMAZ)

BALIKESİR, TEMMUZ-2012

U(1)' models are among the most impressive supersymmetric models. In these models there is an additional gauge symmetry. Because of this, in addition to the MSSM, Z' and S bosonic fields and their superpartners appear in the spectrum which enriches the phenomenology.

There are numerous advantages of the U(1)' models in comparison to other supersymmetric models. One of the most important aspects is the satisfactory answer as to the μ problem of the MSSM. Additionally, while mass of the lightest Higgs can not be larger than 135 GeV in the MSSM, it can be as large as 170 GeV in the U(1)' models. While the lower bound on mass of Higgs is similar (114.4 GeV) in both of the models the U(1)' extensions have potential for different Higgs couplings and hence enriched phenomenology.

Fine tuning concept is ubiquitous in many branches of physics. The amount of fine-tuning shows how natural a model is. If a model is natural then the amount of fine-tuning might be small and hence symmetries are protected.

In this thesis, by using the RGEs we have taken certain model parameters such as $A_t, A_b, A_s, h_t, h_b...$ etc. from the GUT scale down to the EW scale in accordance with the experimental bounds and hence obtained restrictions on the model parameters that allow small fine tunings and compared with other models. At each step we have respected experimental bounds.

KEYWORDS: supersymmetric U(1)' models, fine tuning, naturalness

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ.....	viii
ÖNSÖZ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	3
2.1 Standart Model'in Problemleri.....	6
3. SÜPERSİMETRİ.....	10
3.1 Süpersimetri'nin Motivasyonları.....	10
3.2 Süpersimetri'ye Genel Bir Bakış.....	13
3.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model(MSSM).....	16
3.3.1 MSSM'in Parçacık Spektrumu.....	16
3.3.2 MSSM Lagrangian'ı.....	19
3.3.3 Higgs Sektörü.....	25
3.3.4 S-fermiyon Sektörü.....	31
3.3.5 Nötralino Sektörü.....	33
3.3.6 Yüklino Sektörü.....	34
4. SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELİ.....	36
4.1 U(1)' Modeli Motivasyonları.....	36
4.2 U(1)' Modeli Yapısı.....	37
4.2.1 U(1)' Lagrangian'ı.....	41
4.2.2 Higgs Sektörü.....	43
4.2.3 S-fermiyon Sektörü.....	48
4.2.4 Nötralino Sektörü.....	49
5. DOĞALLIK ve RENORMALİZASYON GRUP DENKLEMLERİ.....	51
5.1 İnce Ayar ve Doğallık.....	51
5.2 Renormalizasyon Gruplar ve Denklemleri.....	52
6. NUMERİK ANALİZ.....	57
7. SONUÇLAR.....	98
8. KAYNAKLAR.....	100

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

- Şekil 2.1:** Higgs bozonunun fermiyonlar, kendisi ve ayar bozonları ile etkileşmesi sonucu kütesine gelen kuantum düzeltmeleri.....7
- Şekil 2.2:** Standart Model’de üç etkileşimin ayar bağlaşım sabitlerinin enerji düzeyine göre davranışları.....9
- Şekil 3.1:** Kırılmamış varsayılan Süpersimetrik Modellerde Higgs Kütesine gelen halka düzeltmeleri.....11
- Şekil 3.2:** Süpersimetrik teorilerde ayar bağlaşım sabitlerinin Büyük Birleşik Teori skalasında birleşmesi.....12
- Şekil 6.1:** U(1)' I Model için (a) en hafif Higgs kütesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{t_1} ve m_{t_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{b_1} ve m_{b_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.....58
- Şekil 6.2:** (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.1'de verilen parametre değerlerini içerir.....59
- Şekil 6.3:** U(1)' I Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) m_{t_1} ve m_{t_2} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) m_{b_1} ve m_{b_2} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ 60
- Şekil 6.4:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.3'de verilen parametre değerlerini içerir.....61

- Şekil 6.5:** U(1)' I Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın,
 Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$,
 $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 50$ 62
- Şekil 6.6:** (a) A_0 ve m_{ν_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan
oluşan parametre uzayı ve (c) m_{ν_2} ve m_0 'dan parametre uzayı.
Şekil 6.5'de verilen parametre değerlerini içerir.....64
- Şekil 6.7:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre
grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$
ve $\tan \beta = 50$ 65
- Şekil 6.8:** (a) A_0 ve m_{ν_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan
oluşan parametre uzayı ve (c) m_{ν_2} ve m_0 'dan parametre uzayı.
Şekil 6.7'de verilen parametre değerlerini içerir.....66
- Şekil 6.9:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre
grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$, $h_s = 0.3$
ve $\tan \beta = 10$ 67
- Şekil 6.10:** (a) A_0 ve m_{ν_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan
oluşan parametre uzayı ve (c) m_{ν_2} ve m_0 'dan parametre uzayı.
Şekil 6.9'de verilen parametre değerlerini içerir.....68
- Şekil 6.11:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre
grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$
ve $\tan \beta = 10$ 69
- Şekil 6.12:** (a) A_0 ve m_{ν_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan
oluşan parametre uzayı ve (c) m_{ν_2} ve m_0 'dan parametre uzayı.
Şekil 6.11'de verilen parametre değerlerini içerir.....71
- Şekil 6.13:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği,
(b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre
grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.3$
ve $\tan \beta = 10$ 72

- Şekil 6.14:** (a) A_0 ve m_{v_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) m_{v_2} ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.13'de verilen parametre değerlerini içerir.....73
- Şekil 6.15:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 5000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ 74
- Şekil 6.16:** (a) A_0 ve m_{v_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) m_{v_2} ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.15'de verilen parametre değerlerini içerir.....75
- Şekil 6.17:** U(1)' Psi Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 5000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ 76
- Şekil 6.18:** (a) A_0 ve m_{v_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) m_{v_2} ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.17'de verilen parametre değerlerini içerir.....77
- Şekil 6.19:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ 78
- Şekil 6.20:** (a) A_0 ve m_{v_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) m_{v_2} ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.19'de verilen parametre değerlerini içerir.....80
- Şekil 6.21:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 1000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ 81
- Şekil 6.22:** (a) A_0 ve m_{v_2} 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) m_{v_2} ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.21'de verilen parametre değerlerini içerir.....82
- Şekil 6.23:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ 83

- Şekil 6.24:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.23 'de verilen parametre değerlerini içerir.....84
- Şekil 6.25:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ 85
- Şekil 6.26:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.25 'de verilen parametre değerlerini içerir.....86
- Şekil 6.27:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 50$ 87
- Şekil 6.28:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.27 'de verilen parametre değerlerini içerir.....88
- Şekil 6.29:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 5000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ 89
- Şekil 6.30:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.29 'de verilen parametre değerlerini içerir.....91
- Şekil 6.31:** U(1)' N Model için (a) m_{h^0} 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) $m_{Z'}$ 'ın, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, $v_s = 5000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ 92
- Şekil 6.32:** (a) A_0 ve $m_{1/2}$ 'den oluşan parametre uzayı, (b) A_0 ve m_0 'dan oluşan parametre uzayı ve (c) $m_{1/2}$ ve m_0 'dan parametre uzayı. Şekil 6.31 'de verilen parametre değerlerini içerir.....93

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 2.1: Standart Modelin ayar yapısında bulunan etkileşim türleri ile ilgili ayar grubu ve etkileşimin kuvvet taşıyıcı ayar alanı ile ona karşılık gelen ayar bozonu.....	3
Tablo 2.2: Standart Model Fermiyonları.....	4
Tablo 3.1: SM fermiyonları (spin-1/2) , süpereşleri (spin-0) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in kiral süperçokluları.....	17
Tablo 3.2: SM ayar bozonları (spin-1) , süpereşleri (spin-1/2) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in ayar süperçokluları.....	18
Tablo 4.1: ψ , N ve I U(1)' Modelleri için ayar yükleri.....	38
Tablo 6.1: $v_s = 1000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.....	94
Tablo 6.2: $v_s = 3000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.....	95
Tablo 6.3: $v_s = 5000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.....	96

ÖNSÖZ

Öncelikle, yüksek lisans hayatım boyunca gerek akademik ve bilimsel olarak gerekse insani ve sosyal olarak bana verdiği büyük emek ve yol göstericiliğinden dolayı danışman hocam Prof. Dr. Levent SOLMAZ'a teşekkür ederim.

Lisans hayatımdan bugüne kadar desteğini benden esirgememiş, aldığım fizik eğitiminin yanı sıra, bilimsel anlamda da bugünlere gelmem de çok değerli yardımları ve katkıları olan, saygıdeğer hocam Prof. Dr. Durmuş Ali DEMİR'e teşekkür ederim.

Ayrıca bu teze jüri üyeliği yaparak büyük bir katkıda bulunan değerli hocalarım Prof. Dr. Ersen METE'ye, Doç. Dr. Saime KERMAN'a, Yard. Doç. Dr. Pınar METE'ye ve Doç. Dr. Ali GÜVEN'e teşekkür ederim.

Verimli bir çalışma, her zaman huzurlu bir ortamda gerçekleşir. Bana bu ortamı sağlayan ve dostluklarına sahip olduğum için minnettar olduğum başta Aykut ILGAZ, Murat EVYAPAN ve Deniz PERİN olmak üzere tüm Balıkesir Üniversitesi Fizik Bölümündeki çalışma arkadaşlarıma, değerli arkadaşlarım Gülsün APPAK, Hatice ÜNAL ve Veysel ÇELİK'e teşekkür ederim.

Fiziğin bize verdiği heyecan üzerine farklı zamanlarda bu yola çıkıp, yine bu yolda tanıştığım ve bu heyecana beraber ortak olduğum İzmir Yüksek Teknoloji Entitüsü'nden değerli arkadaşlarım Hale SERT, Selin SOYSAL ve Aslı ALTAŞ'a teşekkür ederim.

Son olarak, bugünlere gelmemde en önemli pay sahibi olan ve desteklerini bir an olsun benden esirgemeyen babam ve annem Mustafa & Hatice HİÇYILMAZ'a, kardeşlerim Eda & Selin HİÇYILMAZ'a çok teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

Çok eski zamanlardan beri insanoğlunun, kendisini ve yaşadığı evreni meydana getiren maddenin temel yapıtaşının ne olduğu sorusuna yanıt verme çabası, 20. yüzyıldan itibaren modern fizik teorilerinin ortaya çıkışı ile hız kazanmıştır. Kuantum fiziği ve özel göreliliğin meydana getirdiği kuantum alan teorisi yardımıyla bu soruya yanıt olarak öne sürülen Standart Model (SM)[1,2] yapılan deneylerle de büyük uyumluluk göstermektedir.

İkinci Bölüm'de bahsedilen SM'e göre temel parçacıklar, doğada gözle görülür maddeyi oluşturan fermiyonlar ile bu parçacıklar arasındaki temel etkileşimleri sağlayan bozonlar olarak ikiye ayrılır. $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ olmak üzere üç ayar grubu üzerine kurulan SM, buna bağlı olarak sırasıyla Güçlü, Zayıf ve Elektromanyetik etkileşim olmak üzere üç temel etkileşim tipini içerir. SM için yazılan Lagrangian, yukarıdaki ayar simetrisi altında değişmez kalmalıdır. Buna ayar değişmezliği denir. SM Lagrangian'ında fermiyonlar ve bozonlar için yazılabilecek olası kütleli terimler, ayar değişmezliğini bozdukları için yasaklanmıştır. Dolayısıyla, kütleye sahip oldukları deneylerce bilinen fermiyon ve bozonlara kütle kazandırması için Higgs Mekanizması geliştirilmiştir.

Standart Model, deneylerle oldukça uyumlu olmasına rağmen, teorisinde İkinci Bölüm'de belirtilen "Hiyerarşi Problemi" ve birkaç önemli soruna daha sahip olmasından dolayı genişletilmeye ihtiyacı olan bir teoridir. Bu nedenle 1974'te J. Wess ve B. Zumino bu problemlere çözüm getirmek için "Süpersimetri" teorisini önermiştir. Bu teori özellikle Büyük Hiyerarşi Problemi'ni başarıyla çözmektedir. 1981'de ise SM'nin en basit süpersimetrik genişlemesi olan MSSM ortaya çıkmıştır. Süpersimetri ve MSSM hakkında Üçüncü Bölüm'de detaylı bilgi verilmiştir.

SM'in barındırdığı problemlere çözüm oluşturmasına rağmen, yapısında barındırdığı kütle boyutlu sabit $-\mu$ sabiti- MSSM için çok önemli bir sorundur.

Elektrozayıf skalada ve boyutsuz olması gereken bu doğal katsayı için, ne yazık ki, MSSM herhangi bir enerji skalası belirtmemektedir. Dördüncü Bölüm'de detaylı olarak bahsedilen U(1)' Model'i ise MSSM'e getirdiği ekstra bir U(1) genişlemesiyle bu problemi kendiliğinden çözmektedir. Öngördüğü ekstra bir Higgs teklisi ile nötrinoları bir kütle kaynağı kazandırması, U(1)' Model'in diğer bir kuvvetli motivasyonudur.

Beşinci Bölüm'de belirtilen ince ayar miktarının bulunması ile U(1)' Model'ine ait en hafif Higgs kütesinin doğallığının belirlenmesi, modelin de doğallığını belirleme açısından oldukça önemlidir. Yine Beşinci Bölüm'de verilen Renormalizasyon Grup Denklemleri (RGE) hesaplarımızın iki ana yapısından birini oluşturmaktadır. Diğer yapı ise şüphesiz ki Dördüncü Bölümde verilen U(1)' Model'e ait parçacık sektörleridir.

Altıncı Bölüm'de yukarıda bahsettiğimiz ince ayar yapısını ve parametre uzaylarını bulmak için yazılan döngü hakkında bilgi verilmiş ve ortaya çıkan sonuçlar grafik ve tablolar halinde sunulmuştur.

Yedinci Bölümde ise elde ettiğimiz sonuçlar tartışılmıştır.

2. STANDART MODEL

Standart Model (SM), belirli ayar simetrisi çerçevesinde temel parçacıkları ve aralarındaki güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimi açıklayan bir teoridir. Temel parçacıklar arasındaki bu üç etkileşim, Standart Model'e göre

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

üniter ayar grubu altında temsil edilir. İfade (2.1)' de gösterilen $SU(3)_C$ güçlü etkileşimin ayar grubu, $SU(2)_L$ zayıf etkileşimin ayar grubu ve $U(1)_Y$ ise elektromanyetik etkileşimin ayar grubudur. Her ayar grubunda, ilgili etkileşimin taşıyıcısı olarak bilinen ayar alanları mevcuttur.

Tablo 2.1: Standart Modelin ayar yapısında bulunan etkileşim türleri ile ilgili ayar grubu ve etkileşimin kuvvet taşıyıcı ayar alanı ile ona karşılık gelen ayar bozonu

Ayar Grubu	Etkileşim Türü	Kuantum Sayısı	Ayar Alanı	Ayar Bozonu
$SU(3)_C$	Güçlü Etkileşim	Renk	$G_\mu^a (a = 1, 2, \dots, 8)$	$g^a (a = 1, 2, \dots, 8)$
$SU(2)_L$	Zayıf Etkileşim	İzospin	$W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$	W^+, W^-, Z^0
$U(1)_Y$	Elektromanyetik Etkileşim	Hiperyük	B_μ	γ

Bahsedilen bu üç etkileşim, Tablo 2.1'de gösterilen ilgili ayar bozonlarının iki parçacık arasında değiş-tokuşu ile gerçekleşir. Ayar bozonlarının bazı özelliklerinden bahsedecek olursak: güçlü etkileşimin ayar bozonu olarak 8 farklı gluon (g^a) bulunur. Elektriksel olarak nötral olan gluonlar, renk dediğimiz kuantum

yüküne sahiptirler. Kendilerinin de renk yüküne sahip olmalarından dolayı sadece kuarklarla değil kendileriyle de etkileşime girerler ve kütsesizdirler. Öte yandan elektromanyetik etkileşimin ayar bozonu olan foton (γ) yüksüz ve kütsesiz olup, gluonların aksine kendisiyle etkileşime girmez. Zayıf etkileşimin ayar bozonları W^+, W^-, Z^0 diğer iki etkileşimin bozonlarından farklı olarak elektriksel yüke (Z^0 bozonu hariç) ve detaylarının ileride verileceği gibi Elektrozayıf Simetri Kırınımı yada Kendiliğinden Simetri Kırınımı olarak adlandırılan süreç sonucu kazandıkları kütleyle sahiptirler. Son olarak ayar bozonlarının menzilleri için, tahmin edilebileceği gibi foton menziline, parçacığın kütsesiz oluşundan dolayı sonsuz olduğu ve kütleli W^+, W^- ve Z^0 bozonlarının çok kısa menzile ($\sim 10^{-17} cm$) sahip olduğu söylenebilir. Fakat beklenen durumun aksine, kütsesiz gluonların farklı etkileşim şekilleri nedeniyle menzilleri yaklaşık $\sim 10^{-13} cm$ civarındadır.

Standart Model'in parçacık spektrumunda kuvvet taşıyıcı bozonların dışında, bu bozonların değiş-tokuşu ile aralarında etkileşimin oluşacağı ve doğada var olan maddeyi meydana getiren fermiyonlar yer alır.

Tablo 2.2: Standart Model Fermiyonları

FERMİYONLAR					
<u>Kuarklar</u>			<u>Leptonlar</u>		
<u>1.Aile</u>	<u>2.Aile</u>	<u>3.Aile</u>	<u>1.Aile</u>	<u>2.Aile</u>	<u>3.Aile</u>
u (yukarı kuark)	c (cazibe kuark)	t (üst kuark)	ν_e (elektron nötrinosu)	ν_μ (muon nötrinosu)	ν_τ (tau nötrinosu)
d (aşağı kuark)	s (garip kuark)	b (alt kuark)	e (elektron)	μ (muon)	τ (tau)

Tablo 2.1' de görüldüğü gibi maddeyi oluşturan kuarklar ve leptonlar üç ailede toplanır. Diğer yandan evrende görünür maddeyi oluşturan kısım sadece kararlı olan birinci ailedir. Diğer iki aile kararsız olduğu için bir alt ailedeki parçacığa bozunur. Nesiller arasındaki tek fark kütleleri olup, her nesilden bir alt

nesile bozunumda kütle azalır. Değişik kütlelere sahip olmalarına rağmen her nesildeki parçacığın etkileşimlerdeki davranışı aynıdır.

Parçacık fiziğinin Standart Modeli, global ve lokal ayar simetrisi üzerine inşa edilmiş bir alan teorisidir. Bu bağlamda Standart Model Lagrangian'ı bu ayar dönüşümleri altında değişmez, başka bir deyişle simetrik kalmalıdır. Gerek parçacıklar, gerekse etkileşimler için yazılan ve ayar dönüşümleri altında değişmez kalan Lagrangian'larda, fermiyon ve kütleli bozonlara deneylerle gözlenmiş kütlelerini kazandıracak terimler bulunmamaktadır. Oysa pek çok parçacığın kütleyle sahip olduğu bilinen bir deneysel gerçektir. Dolayısıyla simetri, burada kırılmalıdır.

Standart Model çerçevesinde kütle kazanımı Kendiliğinden Simetri Kırınımı ile açıklanır. Bu süreçte, simetriyi kıran yeni bir kompleks, skaler $SU(2)$ çiftlisi tanımlanır.

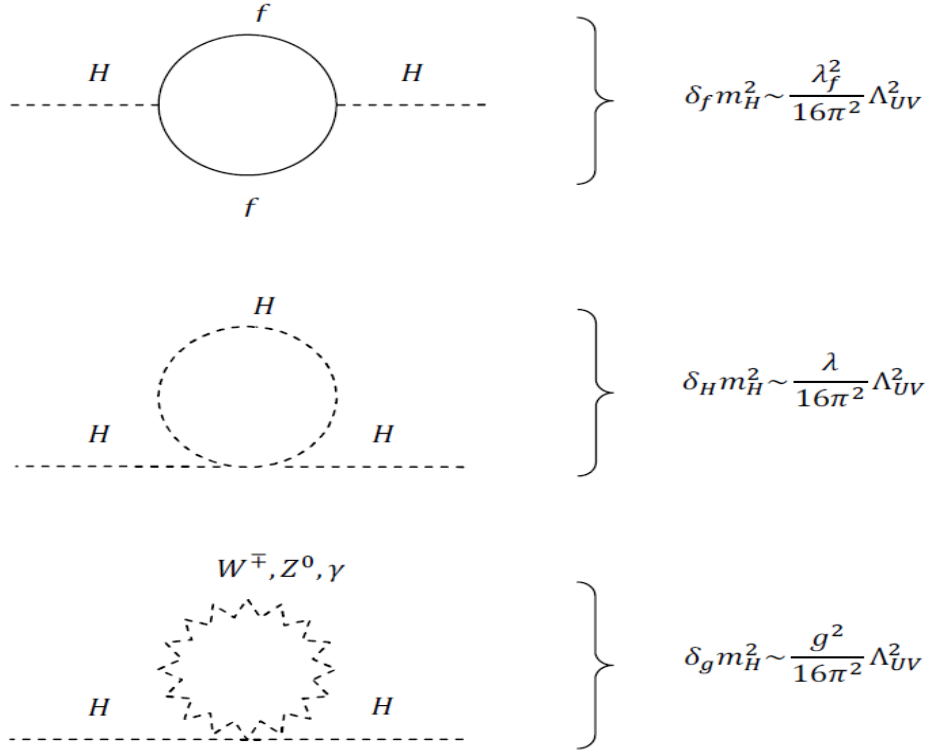
$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Higgs alanı olarak adlandırılan bu çiftlinin H^0 ile gösterilen nötral bileşeni, tüm uzayda ve minimum potansiyel enerji seviyesinde, bir Vakum Beklenen Değeri (VEV) oluşturarak elektrozayıf simetrisinin kırılmasına yol açar. Sonuç olarak, başta kütleli olan fermiyonlar, bu Vakum Beklenen Değeri etrafında Higgs alanı ile etkileşerek kütle kazanırlar. Bu etkileşimin şiddeti, parçacığın Higgs alanı ile bağlaşımına göre değişir. Bir parçacığın Higgs ile bağlaşımına, onun Yukawa bağlaşımı etkileşime de Yukawa etkileşimi denir. Her parçacığın Higgs alanına olan bağlaşımındaki farklılık, parçacıklar arasındaki kütle farkını doğurur. Higgs mekanizması da denilen bu süreçte, fermiyonların yanı sıra kütleli deneylerle ölçülmüş W^+, W^- ve Z^0 bozonları Higgs alanıyla etkileşmeleri sonucu kütle kazanırlar. Öte yandan Higgs alanı kendisiyle de etkileşime girebilir ve bunun sonucunda Higgs bozonu olarak adlandırılan yeni bir kütleli bozon ortaya çıkar[3].

2.1 Standart Model'in Problemleri

Doğanın yapı taşlarını ve kütlelerin kaynağını son derece güzel betimleyebilen ve deneylerle uyum içinde olan Standart Model teorisi ne yazık ki bütün sorularımıza cevap verememektedir. Standart Modelin hala yanıtlayamadığı ya da yetersiz kaldığı problemler vardır. Dolayısıyla Standart Model bu anlamda eksik bir teori olmakla beraber pek çok fizikçi için efektif bir teori olarak kabul edilmektedir.

- **Hiyerarşi Problemi:** Standart Model'de birimi olan tek parametre olan Higgs bozonu kütlesi, ışınımsal düzeltmeler altında ultraviyole duyarlılığa sahiptir. Başka bir deyişle zayıf skalada yaklaşık 100 GeV mertebesinde olan Higgs kütlesine ultraviyole kesme skalası olarak alınan Planck skalasında (λ_{UV}) gelecek olan ışınımsal düzeltmeler yaklaşık 10^{19} GeV mertebesinde dir. Higgs kütlesine gelen düzeltmelerin kendisinden bu denli büyük olmasına ise Hiyerarşi Problemi denir. Higgs kütlesine getirilen bu ışınımsal düzeltmeler, Higgs bozonunun kendisiyle kuplajına (λ), fermiyonlarla yaptığı Yukawa kuplajına (λ_f) ve bozonlarla yaptığı ayar kuplajına (g) bağlı olup, Planck skalasında kuadratik bir ıraksama gösterir. Fermiyonların ve bozonların kütlelerinin korunmasını sağlayan kiral ve ayar simetrilerine karşın, Higgs kütlesini koruyan herhangi bir simetrinin olmayışı bu kuadratik ıraksamaya neden olur.



Şekil 2.1: Higgs bozonunun fermiyonlar, kendisi ve ayar bozonları ile etkileşmesi sonucu kütesine gelen kuantum düzeltmeleri[4]

Sonuç olarak Şekil 2.1’de gösterilen halka düzeltmelerinin Higgs kütesine katkısı, Higgs’in kendi kütesinden çok büyüktür.

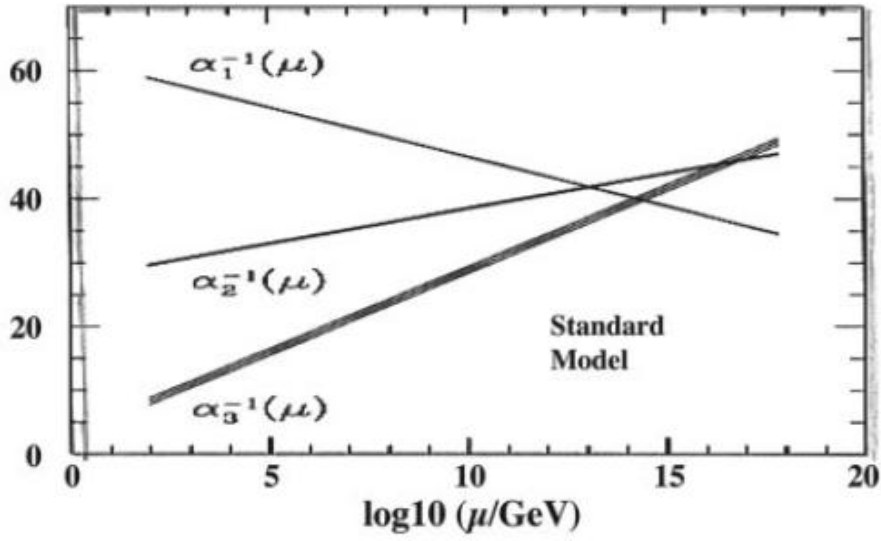
$$\delta m_H^2 \gg m_H^2 \quad (2.3)$$

Teorinin bu problemini aşmak adına yapılacak olan ince-ayar miktarı ise bir hayli yüksektir. Daha açık bir şekilde anlatacak olursak; eğer Standart Model Planck skalasında geçerli olsaydı, barındırdığı Higgs kütesi de ışınımsal düzeltmeleri eklenerek bu skalaya çekilmelidir. Bu kadar büyük bir düzeltmeden kaçınmak için ise, Standart Model Lagrangian’ındaki Higgs kütesinin 10^{17} kat kadar küçültülmesi gerekirdi. Dolayısıyla bu kadar büyük bir ince-ayar miktarı hiç doğal değildir. Hiyerarşi Problemi olarak bahsedilen tam olarak budur[5].

- **Fermiyon Problemi:** Daha önce de belirtildiği gibi Standart Model fermiyonları üç ailede gruplandırılır. Fakat Standart Model, bu aile sayısı ile ilgili bir açıklama veya sınırlandırmada bulunamaz. Yani Standart Model evrendeki maddeyi oluşturan birinci aile dışında neden ikinci ve üçüncü bir ailenin var olduğunu ve daha üst ailelerin var olup olmadığını açıklayamamaktadır. Bilindiği gibi aileler arasındaki tek fark parçacıkların kütleleridir. Standart Model, Higgs mekanizması ile bu kütlelerin kaynağını açıklayabilmesine karşın fermiyon kütlelerine dair kesin bir şey söyleyememektedir. Dolayısıyla fermiyon aileleri arasındaki kütle farkları ancak Standart Model sonrası bir fizik ile açıklanabilir[6].

- **Madde Anti-madde Asimetrisi:** Standart Model, teorik anlamda maddenin yanında anti-maddenin de var olduğunu açıklasa da, pratikte evrenin neden sadece maddeden oluştuğunu açıklamada yetersiz kalmaktadır. Standart Model’de, CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) matrisleri çerçevesinde kuark sektöründeki bir yük-parite simetri ihlali ile bu asimetri açıklanmaya çalışılmaktadır. Fakat bu şekilde elde edilen madde ve anti-madde miktarı arasındaki oran, evrendeki gözlemlerimizden çok uzaktadır. İçerisinde yeni CP (yük-parite) fazları barındıran Standart Model ötesi senaryolar bu açıdan dikkat çekicidir.

- **Ayar Bağlaşımları Birleşim Problemi:** Büyük Birleşme Teorisi, var olan tüm temel etkileşim türlerinin sahip olduğu ayar bağlaşımlarının yüksek enerjilerde birleşmesini ve aynı olmasını gerektirir. Standart Model’de bulunan üç temel etkileşimin ayar bağlaşımlarından sadece elektromanyetik ve zayıf etkileşimin ayar bağlaşımlarında bir birleşme gözlemlenirken, güçlü etkileşimin ayar bağlaşımı bu ikisi ile birleşmez. Öte yandan, Standart Model doğada bulunan diğer bir etkileşim olan gravitasyonel etkileşimi de içermez.



Şekil 2.2: Standart Model’de üç etkileşimin ayar bağlaşım sabitlerinin enerji düzeyine göre davranışları (α_1 , elektromanyetik etkileşimin, α_2 , zayıf etkileşimin, α_3 , güçlü etkileşimin ayar bağlaşım sabitidir.)[7]

- **Karanlık Madde Problemi:** Standart Model’in içinde barındırdığı parçacık spektrumu evrenden sadece %5’ ini oluşturmaktadır. Kozmolojik ve astrofiziksel gözlemler ve çalışmalar sonucu öne sürülmüş, evrenin %22’ini kapsayan ve fotonla etkileşime girmeyen ‘karanlık madde’ için Standart Model’in bir adayı yoktur. Bu Standart Model için diğer bir ciddi problemdir.

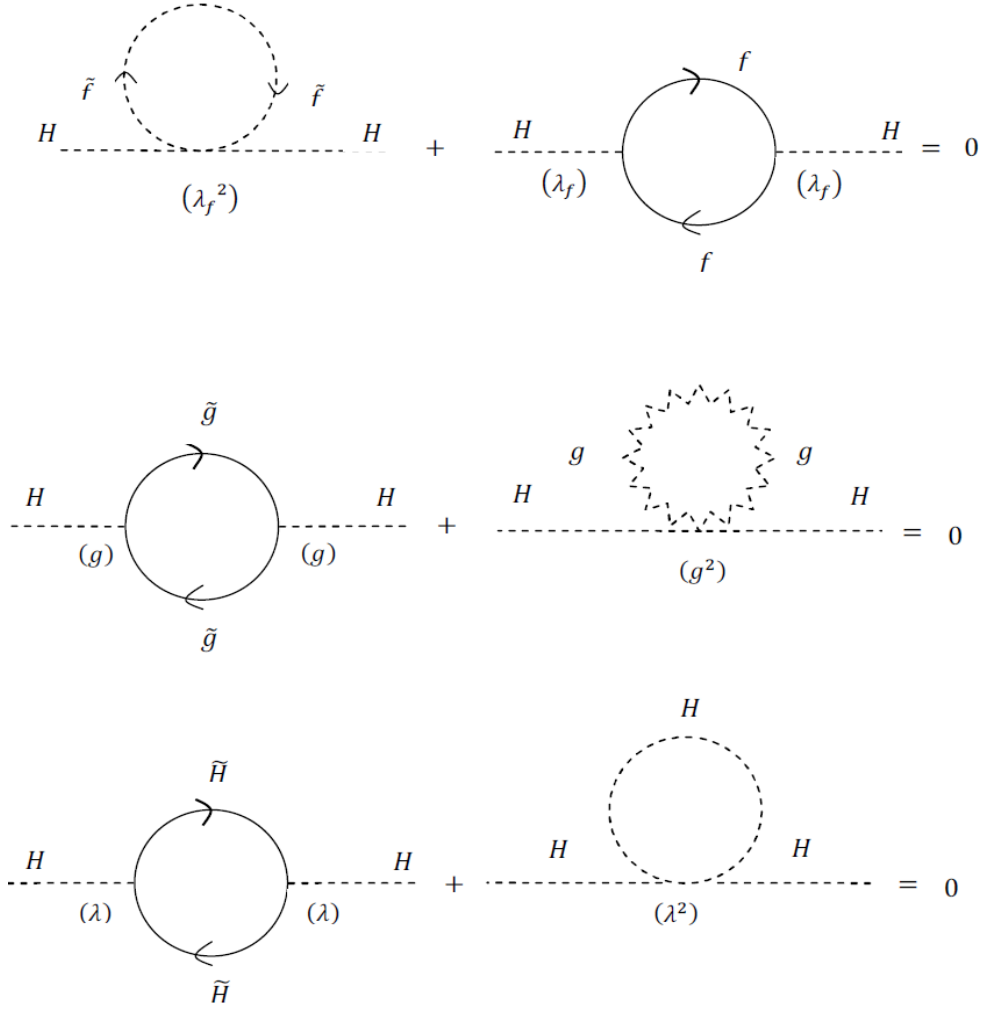
Bu problemlere ek olarak, Güçlü Yük-Parite Problemi (Strong CP problem), Nötrino Kütle Problemi, Kozmolojik Sabit Problemi de Standart Modelin açıklayamadığı veya açıklamada yetersiz kaldığı problemler arasındadır. Sonuç olarak, başta Hiyerarşi Problemine çözüm ve diğer problemlere de açıklama getirecek yeni temel bir fizik teorisi arayışına gidilmiştir. Bu aşamada, Ekstra Boyutlar, Sicim Teorisi, Yüksek Eğrilikli Uzay-Zaman Teorileri ve Süpersimetri gibi birçok teori geliştirilmiştir. Bir sonraki bölümde, Standart Model’in yüksek enerjilerdeki(Planck skalası gibi) en büyük problemi olan Hiyerarşi Problemine çözüm getiren ve diğer çoğu problemle ilgili makul açıklamalarda bulunabilen Süpersimetri Teorisi’nden bahsedilecektir.

3. SÜPERSİMETRİ

3.1 Süpersimetrinin Motivasyonları

Bir önceki bölümde de belirtildiği gibi, Standart Model kendi skalasında doğayı çok güzel betimleyebilmesine karşın, yüksek enerji skalasına gidildikçe başta Hiyerarşi problemi olmak üzere bir çok probleme sahiptir. Hiyerarşi Problemine çözüm getirmek için ise Higgs kütlelerini, yüksek enerjilerdeki kuadratik ıraksayan düzeltmelerinden kurtaran başka bir deyişle Higgs kütlelerini koruyan, yeni bir simetri gereklidir. Süpersimetri (SUSY), temel olarak fermiyonlar ve bozonlar arasında bir bağıntı kurabilen ve bahsettiğimiz bu düzeltmeleri önemli ölçüde azaltan bir uzay-zaman simetrisidir. Teoriye göre, fermiyonik ve bozonik durumları birbirine bağlayan bir jeneratör yardımı ile, Standart Model'deki her bir fermiyon için *bozonik bir süpereş* (*sfermiyon- \tilde{f}*) ve her bir ayar bozonu için ise *fermiyonik bir süpereş* (*ayarino- \tilde{g}*) söz konusudur. Yani Süpersimetrik modellerde Standart Model parçacık sayısı en az ikiye katlanır.

Süpersimetri, yukarıda yazdığımız yapısından dolayı Hiyerarşi Problemi'ne çözüm getirebilmektedir. Olası bir süpersimetrinin kırılmadığı düşünülduğünde, Standart Model'deki fermiyon ve bozonlar, onlara karşılık gelen süpereşleri ile aynı kütleyle sahip olmalıdır. Böyle bir durumda Higgs kütlelerine, fermiyonlar ile etkileşiminden gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_f m_H^2$) ile sfermiyonlardan gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_{\tilde{f}} m_H^2$) birbirlerini yok ederler[4]. Aynı şekilde, Higgs bozonu'nun ayar bozonlarıyla etkileşiminden, kütlelerine gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_g m_H^2$) ile ayarinolardan gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_{\tilde{g}} m_H^2$) ve Higgs'in kendisi ile etkileşiminden gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_H m_H^2$) ile süpereşi olan Higgsino ile etkileşiminden gelen ışınımsal düzeltmeler ($\delta_{\tilde{H}} m_H^2$) de birbirini yok eder.



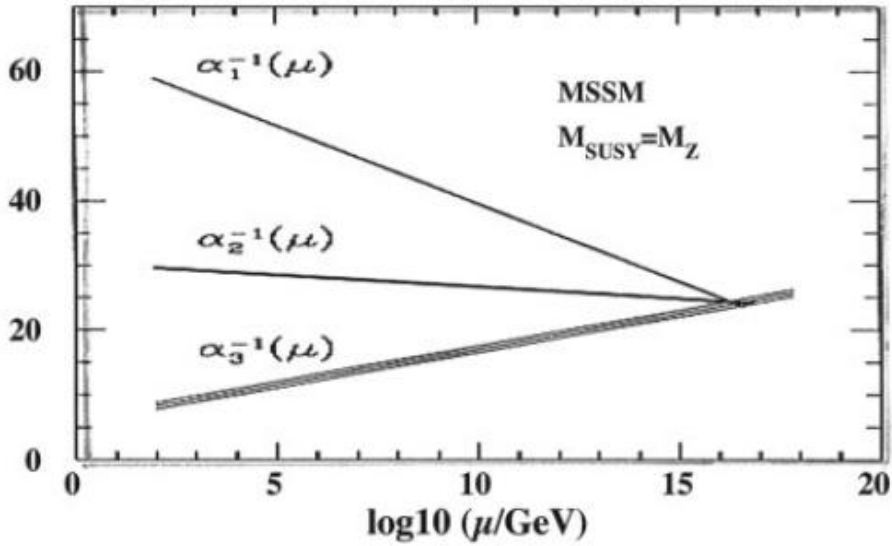
Şekil 3.1: Kırılmamış varsayılan Süpersimetrik Modellerde Higgs Kütlesine gelen halka düzeltmeleri[4]

Fakat, gerçek durum bundan farklıdır. Süpersimetri kırılmış bir simetri dir. Aksi takdirde elektron ile süpersimetrik eşleniği olan selektron aynı kütlede olmalıdır ki henüz selektron deneysel olarak tesbit edilememiştir. Yani, Standart Model parçacıklarının kütlesi ile onlara karşılık gelen süpersimetrik parçacıklarının kütlesi birbirinden farklıdır. Öyle olmasaydı şu anki parçacıkların yanı sıra, süpersimetrik parçacıkları da görebilmemiz gerekirdi. İşte bu kütle farkından dolayı Higgs kütlesine gelen ışınımsal düzeltmelerin miktarı sıfırdan farklıdır ve her bir sektörden gelen ışınımsal düzeltme o sektördeki parçacık ve süpereşi arasındaki kütle karelerinin farkıyla orantılıdır.

$$\delta_f m_H^2 \propto |m_f^2 - m_{\bar{f}}^2|, \delta_g m_H^2 \propto |m_g^2 - m_{\bar{g}}^2|, \delta_H m_H^2 \propto |m_H^2 - m_{\bar{H}}^2| \quad (3.1)$$

Sonuç olarak Süpersimetri'nin kırılmış olmasından dolayı, daha önce ortadan kalkan büyük Hiyerarşi Problemi, bu kez daha küçük bir Hiyerarşi Problemi olarak karşımıza çıkar. Standart Model'deki Büyük Hiyerarşi Probleminden farklı olarak, Süpersimetri'nin bu küçük hiyerarşi problemine getirilmesi gereken ince ayar miktarı çok daha makul ölçüdedir. Bu yüzden, doğallık açısından bakıldığında Süpersimetri, motivasyonu yüksek bir teoridir.

Standart Modelin bir diğer problemi ise ayar bağlaşımlarının birleşme problemi idi. Süpersimetri'nin sahip olduğu parçacık süpereşlerinin etkilerinin de hesaba katılmasıyla üç temel etkileşimin ayar bağlaşımlarının yüksek enerjilerde birleştiği görülmüştür[8].



Şekil 3.2: Süpersimetrik teorilerde ayar bağlaşım sabitlerinin Büyük Birleşik Teori skalasında birleşmesi (α_1 , elektromanyetik etkileşimin, α_2 , zayıf etkileşimin, α_3 , güçlü etkileşimin ayar bağlaşım sabitidir.)[7]

Süpersimetri'deki ekstra parçacıkların CKM matrisine olan katkılarından dolayı yük-parite simetri ihlalini artırması, SM'in açıklamakta yetersiz kaldığı evrendeki madde-antimadde asimetrisine SUSY'nin makul bir açıklama getirme olasılığını güçlendirir. Bu da SUSY için ayrı bir motivasyon kaynağı olarak görülür.

3.2 Süpersimetri'ye Genel Bir Bakış

Süpersimetri'nin, temel olarak fermiyonlar ve bozonlar arasında ilişki kuran bir uzay-zaman simetrisi olduğundan bahsetmiştik. Buna göre Q , 'Süpersimetrik Dönüşüm Operatörü' olmak üzere,

$$\begin{aligned} Q|Bozon\rangle &= |Fermiyon\rangle \\ Q|Fermiyon\rangle &= |Bozon\rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

şeklinde bir dönüşüm yapmak suretiyle fermiyonik ve bozonik durumlar arasında bir bağlantı kurulur. Q operatörünün etki ettiği fermiyon veya bozon ile ona karşılık gelen süperçesinin spinleri dışında bütün kuantum sayıları aynıdır. Öyle ki bu operatör fermiyonik bir duruma etki ettiğinde spinini $\frac{\hbar}{2}$ azaltarak bozonik bir duruma, bozonik bir durumu ise spinini $\frac{\hbar}{2}$ arttırarak fermiyonik bir duruma dönüştürür. Süpersimetri jeneratörü olarak bilinen Q , spinor tarzı (veya spinoral) bir operatördür.

Aslında, $SU(2)$ veya $SU(3)$ gibi iç simetriler ile Lorentz dönüşümleri gibi dış simetrileri bozonik yükler kullanarak bir araya getiren böyle bir simetri 'Coleman-Mandula Teoremi' tarafından yasaklanmıştır[9]. Fakat, Lie cebiri ile gösterilen Poincare grubuna, SUSY'nin getirdiği ekstra jeneratörlerle oluşturulan 'Lie Süpercebiri'nin getirdiği genişleme bu problemi ortadan kaldırır[10]. Bu yeni yapı, iki bileşenli spinoral operatör Q 'nun bir bileşeni olan Q_α , uzay-zamanda öteleme jeneratörü olan, enerji-momentum operatörü P^μ ve Lorentz dönüşüm jeneratörü olan, açısal momentum operatörü $M^{\mu\nu}$ arasında bir ilişki kurar.

Herhangi bir simetrinin üreteçleri, o simetrinin korunan yükleri olup, Süpersimetri'de ise bu yük Q 'dur. Dolayısıyla, spinoral yük Q_α ile sistemin Hamiltoniyeni komütatif olmalıdır.

$$[Q_\alpha, H] = 0 \quad (3.3)$$

Eşitlik (3.3)'ten yola çıkarak, SM parçacıkları ile onlara karşılık gelen süperleşlerin aynı kütleyle sahip olduğu ve Q 'nun iki bileşeninin antikomütasyonu ile sistemin Hamiltonyen'inin komütatif olduğu söylenebilir.

$$[\{Q_\alpha, Q_\beta\}, H] = 0 \quad (3.4)$$

Eşitlik (3.4)'teki komütasyon ilişkisi, Hamiltonyen'in enerji-momentum operatörü P^μ 'ün zamansal bileşeni olduğundan dolayı, Q_α ve Q_β 'nin antikomütasyonunun P^μ ile orantılı olduğunu garantiler. (Çünkü P^μ 'nün tüm bileşenleri birbiri ile komütatif olmak zorundadır. $[P^\mu, P^\rho] = 0$)

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} \propto P^\mu \quad (3.5)$$

Q_α , P^μ ve $M^{\mu\nu}$ arasındaki, Lie Süpercebiri altında yazılan, temel komütasyon ve antikomütasyon ilişkileri aşağıdaki gibidir[11].

$$\{Q_\alpha^i, \bar{Q}_\beta^j\} = 2\delta^{ij}(\sigma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu \quad (3.6)$$

$$[P_\mu, Q_\alpha^i] = [P_\mu, \bar{Q}_\alpha^i] = 0 \quad (3.7)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 0 \quad (3.8)$$

$$[Q_\alpha^i, M^{\mu\nu}] = \frac{1}{2}(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta^i \quad (3.9)$$

$$[\bar{Q}_\alpha^i, M^{\mu\nu}] = -\frac{1}{2}\bar{Q}_\beta^i(\sigma^{\mu\nu})_\alpha^\beta \quad (3.10)$$

$$[P^\mu, M^{\sigma\rho}] = i(g^{\mu\sigma}P^\rho - g^{\mu\rho}P^\sigma) \quad (3.11)$$

$$i, j = 1, 2, \dots, N; \alpha, \dot{\alpha}, \beta, \dot{\beta} = 1, 2$$

Burada $\sigma^\mu = (1, \vec{\sigma})$, $\bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma})$ ve $\vec{\sigma}$ Pauli matrisleri olmak üzere, $4\sigma^{\mu\nu} = (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu)$ ilişkisi kurulur. Öte yandan $\alpha, \dot{\alpha}, \beta, \dot{\beta}$ spinöral indisler olup sağ eli ve sol eli Weyl spinörlerini temsil ederler. μ, ν, σ, ρ ise uzay-zaman indisleridir. i ve j indisleri ise teorideki spinöral jeneratör Q_α 'nın sayısını belirtir. Örneğin, bu tezde çalışılan $N=1$ Süpersimetrik teoride, bir spinöral jeneratör Q_α ve onun konjugası \bar{Q}_α bulunur. $N > 1$ durumunda ise spini 1'den büyük parçacıklarda teoriye dahil edilir. Öte yandan $N \leq 4$ durumu için teori renormalize edilebilmesine rağmen, spin 5/2 parçacıklı teoriler renormalize edilemez.

SUSY'de parçacıklar, SM'deki tekli veya çiftli gösterimin aksine 'Süperçoklu' denilen ve süpersimetrik cebirinden kaynaklanan bir gösterimle temsil edilirler. Her bir süperçoklu, fermiyonik veya bozonik SM parçacığı ve ilgili parçacığın Q_α spinöral jeneratörü ile dönüşümü sonucu elde edilen süperesini içerir. Dolayısıyla, bir Süperçoklu hem fermiyonik hem de bozonik durumları içinde bulundurur. İfade (3.3)'te vurgulandığı gibi, aynı Süperçoklu'da gösterilen bütün parçacıklar aynı kütle ve ayar grubu gösterimine sahiptir. Dahası bu parçacıklar aynı bağlaşım sabitine, aynı renk ve elektrik yüküne ve de aynı izospine sahiptirler. Ayrıca, aynı Süperçoklu'daki fermiyonik ve bozonik serbestlik dereceleri birbirine eşittir[12].

$$n_f = n_b \quad (3.12)$$

Bir sonraki bölümde Standart Model'in en düşük düzeydeki süpersimetrik açılımı olan 'Minimal Süpersimetrik Standart Model(MSSM)'den bahsedeceğiz.

3.3 Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM)

Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), SM ile aynı ayar gruplarını içeren ve en az sayıda parçacık sayısına ve en az etkileşime sahip süpersimetrik modeldir.

3.3.1 MSSM'in Parçacık Spektrumu

MSSM'de, her bir SM parçacığı ve ilgili parçacığın süpereşi 'kiral (madde) veya ayar (vektör) süperçoklular' denen yapılarda gruplandırılırlar.

Kiral (Madde) Süperçoklular: Bilindiği gibi SM'de fermiyonlar, hareketleri ile spinlerinin aynı yönde olup olmamasına göre sağ-elli ya da sol-elli olmak üzere iki gruba ayrılır. Buna 'kirallık' denir. Her bir kiral sağ-elli ya da sol-elli parçacık ile onun süpereşinin bir araya gelerek oluşturduğu süperçoklu yapısına *kiral süperçoklu* denir.

Tablo 3.1: SM fermiyonları (spin-1/2) , süpereşleri (spin-0) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in kiral süperçokluları

Süperalanlar		Spin-1/2	Spin-0	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
Kuarklar	\hat{Q}	$(u_L d_L)$	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	3	2	1/6
	\hat{U}	u_R^c	\tilde{u}_R	$\bar{3}$	1	-2/3
Skuarklar	\hat{D}	d_R^c	\tilde{d}_R	$\bar{3}$	1	1/3
Leptonlar	\hat{L}	(νe_L)	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	1	2	-1/2
Sleptonlar	\hat{E}	e_R^c	\tilde{e}_R	1	1	1
Higgs	\hat{H}_u	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(H_u^+ H_u^0)$	1	2	1/2
Higgsino	\hat{H}_d	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(H_d^0 H_d^-)$	1	2	-1/2

Tablo 3.1’de de görüldüğü gibi, SM’deki tek Higgs çiftlisine karşın MSSM’de $H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}$ ve $H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$ olmak üzere iki Higgs çiftlisi bulunur.

MSSM ile birlikte bütün Süpersimetrik teorilerde iki Higgs çiftlisi vardır. Bunun birinci nedeni, teorinin ayar anomalisi barındırmasını önlemektir. Bilindiği gibi SM’de ayar anomalisinin olmaması için, sol-elli fermiyonların serbestlik dereceleri baz alınarak alınan izler(trace)

$$Tr(Y^3) = 0 \quad (3.13)$$

ve

$$Tr(T_3 T_3 Y) = 0 \quad (3.14)$$

şeklinde olmalıdır. Burada T_3 , zayıf izospinin üçüncü bileşeni ve Y ise zayıf hiperyüktür. Dolayısıyla herhangi bir Süpersimetrik teoride, Higgs’in süpersimetrik eşleniği olan fermiyonik Higgsino’nda hesaba katılmasıyla (3.13) ve (3.14) ifadeleri sıfırdan farklı olacaktır. Bu da teoriyi fiziksel olmayan uzaksamalara yönelten ayar anomalilerine neden olur. Eğer fermiyonik süpereşi ile zıt hiperyüklere sahip olan iki Higgs çiftlisi tanımlanırsa, (3.13) ve (3.14) ifadeleri yeniden kurulur ve teori bu tür anomalilerden kurtulabilir.

İkinci neden ise MSSM’in yapısının, hem yukarı-tip hem de aşağı-tip kuraka kütle kazandırması için iki Higgs çiftlisine sahip olması gerektiğidir. $Y = 1/2$ hiperyüklü H_u yukarı-tip kuarklara kütle kazandırırken, $Y = -1/2$ hiperyüklü H_d aşağı-tip kuarklara kütle kazandırır[13].

Ayar (Vektör) Süperçokluları: SM’de bulunan ayar (vektör) bozonları (spin-1) ile her bir ayar bozonunun fermiyonik süpereşinin (spin-1/2) oluşturduğu süperçoklu yapısıdır.

Tablo 3.2: SM ayar bozonları (spin-1) , süpereşleri (spin-1/2) ve ayar yükleri olmak üzere MSSM'in ayar süperçoklukları

Süperalanlar		Spin-1	Spin-1/2	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
Gluonlar, Gluinolar	\hat{G}^a	g^a	\tilde{g}^a	8	1	0
W bozonu, Wino	\hat{W}	W^0, W^+, W^-	$\tilde{W}^0, \tilde{W}^+, \tilde{W}^-$	1	3	0
B bozonu, Bino	\hat{B}	B^0	\tilde{B}^0	1	1	0

Standart Model'de ayar bozonlarıyla ilişkilendirilen elektrozayıf ayar simetrisi, SUSY'de hem ayar bozonları hem de ilgili süpereşleriyle ilişkilendirilir. Başka bir deyişle eletrozayıf simetri kırınımı sonrası SM'deki W^0 ve B^0 bozonlarının öz durumlarının karışımıyla oluşan Z^0 bozonu ve fotonun (γ) yanında süpersimetrik eşler wino (\tilde{W}^0) ve binonun (\tilde{B}^0) öz durumlarının karışımı ile Z^0 bozonunun süpereşi, zino (\tilde{Z}^0) ve fotonun süpereşi, fotino ($\tilde{\gamma}$) oluşur. Diğer yandan Higgs'in fermiyonik süpereşi olan Higgsinolar ile winolar ve bino ile karışarak iki yükli ($\chi_{1,2}^\pm$) ve 4 nötralinonun ($\chi_i^0, i=1,2,3,4$) kütle öz durumlarını verir[3].

3.3.2 MSSM Lagrangian'ı

Temel olarak MSSM Lagrangian'ı iki temel parçadan oluşur. Bunlardan ilki kinetik ve etkileşim terimlerini içerirken, ikinci kısım ise Süpersimetri'nin yumuşak kırınımı sağlayan ve SM parçacıklarının süpereşlerine kütle kazandıran terimleri içerir.

$$L = L_{SUSY} + L_{SOFT} \quad (3.15)$$

L_{SUSY} , SM ile aynı ayar gruplarıyla ilgili ayar-değişmez kinetik terimleri ve ayar etkileşim terimleri , daha sonra bahsedeceğimiz ‘*Süperpotansiyel*’ den türetilen Yukawa etkileşim terimlerini ve skaler potansiyeli içerir.

$$L_{SUSY} = L_{Kinetik} + L_{Ayar} - L_{Yukawa} - V_F \quad (3.16)$$

Ayar-değişmez kinetik terimler ve ayar etkileşim terimleri sırasıyla;

$$L_{Kinetik} = \sum_i (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \not{D} \psi_i + \frac{i}{2} \sum_a \bar{\lambda}_a \not{D} \lambda_a \quad (3.17)$$

$$L_{Ayar} = -\frac{1}{4} \sum_a (F_{\mu\nu})_a F_a^{\mu\nu} - \sqrt{2} \sum_a g_a \bar{\phi}_i (T^a)_{ij} \bar{\psi}_j P_L \bar{\lambda}^a + \frac{1}{2} \sum_a D^a D_a \quad (3.18)$$

şeklindedir.

İfade (3.17) ve (3.18)’de tüm MSSM parçacıklarının ayar bozonları ve fermiyonlarla yaptığı bütün etkileşimler gösterilmiştir. (3.18)’de D terimler olarak bilinen D^a ;

$$D^a = \phi_i^\dagger g_a (T^a)_{ij} \phi_j \quad (3.19)$$

olarak tanımlanır. ϕ_i terimi, $\hat{\Psi}$ kiral süperçoklusunun skaler bileşeni ve ψ_i , aynı süperçoklunun Majorana fermiyonudur. Bununla beraber λ^a terimi, ilgili ayar bozonunun süperleşini ve $F_{\mu\nu}$ ise ayar bozonunun alan güç tensörünü ifade eder. D_μ ayar-değişmez kovaryant türev operatörü olup,

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu \quad (3.20)$$

şeklindedir. (3.20)’de, γ^μ Dirac matrislerini temsil eder.

Öte yandan (3.17), ayar bozonları ile parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklar. (3.18)'in birinci kısmı, madde parçacıkları ve Higgs çokluları ile ayarınoların etkileşimlerini, ikinci kısım ise skaler etkileşim tiplerini tanımlar. Burada T^a , ilgili ayar simetri grubunun üretici ve g_a , SM ayar bağlaşımı iken, P_L ise '*Helicity operatörü*'dür.

$$P_L = \frac{(1-\gamma^5)}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Daha öncede bahsettiğimiz gibi L_{SUSY} 'nin içerdiği yukawa etkileşim terimleri (L_{Yukawa}) ve skaler potansiyel (V_F), *Süperpotansiyel* olarak adlandırılan ve en az iki, en çok üç kiral süperalanı barındıran terimlerden oluşan bir analitik fonksiyondan türetilir. Süperpotansiyel oluştururken üçten daha fazla süperalan içeren terimlerin yazılması Lagrangian'da renormalize edilemeyen etkileşimlere yol açar. Bu yüzden böyle terimler süperpotansiyelde yer almaz. Ayrıca, süperpotansiyel analitik bir fonksiyon olduğundan kiral süperalanlarının kompleks konjugalarının süperpotansiyel içinde yazılmasına izin verilmez.

MSSM için yazılabilecek en genel formdaki süperpotansiyel

$$\hat{W}_{MSSM} = -\mu \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u + \hat{Q} \cdot \hat{H}_u Y_u \hat{U} + \hat{H}_d \cdot \hat{Q} Y_d \hat{D} + \hat{H}_d \cdot \hat{L} Y_e \hat{E} \quad (3.22)$$

şeklinde yazılır. İfade (3.22)'de \hat{U}, \hat{D} ve \hat{E} sağ-elli parçacıkların süpereşlerini simgelerken, \hat{Q} ve \hat{L} skuark ve slepton çiftlilerini ifade eder. Y_u, Y_d ve Y_e ise sırasıyla yukarı-tipli kuarklar, aşağı-tipli kuarklar ve leptonlar için Yukawa bağlaşımalarıdır. Bunlar 3x3 matrisler olup,

$$Y_u = \begin{pmatrix} y_u & 0 & 0 \\ 0 & y_c & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix}, Y_d = \begin{pmatrix} y_d & 0 & 0 \\ 0 & y_s & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix}, Y_e = \begin{pmatrix} y_e & 0 & 0 \\ 0 & y_\mu & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

şeklindedir. Süperpotansiyel’de bu bağlaşımları içeren terimler, Standart Model’deki Yukawa etkileşimlerinin süpersimetrik genellemesidir. MSSM süperpotansiyelinde bulunan μ terimi ise Standart modeldeki Higgs’in kütle teriminin Süpersimetrik versiyonuna karşılık gelir. (3.22)’deki nokta ‘ \cdot ’ çarpımı ise, $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$ olmak üzere;

$$\hat{Q} \cdot \hat{H}_d \equiv \hat{Q}^T (i\sigma_2) \hat{H}_d = \varepsilon_{ij} \hat{Q}^i \hat{H}_d^j = \tilde{u}_L H_d^- - \tilde{d}_L H_d^0 \quad (3.24)$$

şeklinde tanımlanır.

Öte yandan, süperpotansiyeldeki terimlerin holomorfik olması gerektiğinden, $\mu \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u$ terimi yerine $\mu \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u^*$ yada $\mu \hat{H}_d^* \cdot \hat{H}_u$ yazılamaz. Aynı şekilde, Yukawa bağlaşım terimleri $\hat{Q} \cdot \hat{H}_u Y_u \hat{U}$, $\hat{H}_d \cdot \hat{Q} Y_d \hat{D}$ ve $\hat{H}_d \cdot \hat{L} Y_e \hat{E}$ yerine sırasıyla $\hat{Q} \cdot \hat{H}_u^* Y_u \hat{U}$, $\hat{H}_d^* \cdot \hat{Q} Y_d \hat{D}$ ve $\hat{H}_d^* \cdot \hat{L} Y_e \hat{E}$ yazılması yasaklanmıştır.

MSSM, Standart Model’deki tüm etkileşimleri ve korunum yasalarını süpersimetrik genişleme ile içine alan bir teoridir. Dolayısıyla SM’de olduğu gibi MSSM’de de baryon ve lepton sayısı korunur. MSSM süperpotansiyeli oluşturulurken, fonksiyonun analitikliğini ve ayar-değişmezliğini bozmayacak, Yukawa etkileşim terimleri dışında,

$$\hat{W}' = \mu' \hat{L} \cdot \hat{H}_d + \hat{L} \cdot \hat{Q} Y' \hat{E} + \hat{L} \cdot \hat{Q} Y'' \hat{D} + \hat{U} \cdot \hat{D} Y''' \hat{D} \quad (3.25)$$

gibi lepton ve baryon sayısını ihlal eden ek terimler yazılabilir.

İfade (3.25)’te, μ' (3.22)’deki gibi fakat ondan farklı bir kütle parametresi olup, Y' , Y'' ve Y''' ise Yukawa bağlaşımlarından farklı ve bilinmeyen bağlaşımlardır. İfade (3.25)’teki ilk üç terim lepton sayısı korunumunu, son terim ise baryon sayısı korunumunu ihlal eden etkileşimleri işaret eder.

Bilindiği gibi tabiatta bu iki korunum yasasını da ihlal eden bir etkileşim ve ya süreç gözlemlenmemiştir. Ayrıca bu süreçleri kısıtlayacak herhangi bir deneysel

veri de yoktur. MSSM’de de, SM’de olduğu gibi baryon ve lepton sayısının korunduğundan dolayı, bu terimler süperpotansiyelden çıkarılmalıdır. Bu yüzden teoriye , süperpotansiyelde baryon ve lepton sayısının korunumunu sağlayan ve ‘*R-parite*’ olarak adlandırılan, yeni bir kesikli ve çarpımsal bir simetri eklenir. Dolayısıyla, her bir parçacık için bir R-parite kuantum sayısı tanımlanır. B baryon sayısı, L lepton sayısı ve S spin parçacığının spini olmak üzere, bir parçacık için R-parite kuantum sayısı

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (3.26)$$

şeklindedir.

İfade (3.26)’ya göre tüm SM parçacıkları ve Higgs bozonları için $P_R = +1$ iken, tüm süpersimetrik parçacıklar için $P_R = -1$ ’dir. R-parite’nin korunması sonucu, SM parçacıkları ve Higgs bozonları ($P_R = +1$) ile süpersimetrik parçacıklar ($P_R = -1$) arasında bir karışım olmaz ve teorideki her bir etkileşim köşesinde çift sayıda süpersimetrik parçacık bulunur. Yani parçacık çarpışmalarında s-parçacıklar çiftler halinde üretilir. Bu s-parçacıklar ağır ve kararsızdır ve çabucak daha hafif durumlara bozunur. LSP (Lightest Supersymmetric Particle) adı verilen, bu en hafif süpersimetrik parçacık kararlı ve kararsız s-parçacıkların bozunum zincirinin en sonunda yer alır. Elektrik ve renk yükü bakımından nötral ve çok zayıf etkileşime giren bu parçacık, bu özellikleri ile önemli bir ‘*Soğuk Karanlık Madde*’ adaydır.

Süpersimetrik Lagrangian’ın son iki terimi olan Yukawa etkileşim terimleri, L_{Yukawa} ve skaler potansiyel, V_F , ifade (3.22)’de belirtilen süperpotansiyelden türetilir. Yukawa etkileşim terimleri, süperpotansiyelin, süperalanların skaler bileşenlerine göre çift türevi ile SM kuark ve leptonlarına kütle terimleri vermek amacıyla ψ_i ve ψ_j süperalanlarının fermiyonik kısmıyla çarpımı sonucu elde edilir.

$$\begin{aligned}
L_{Yukawa} &= \sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \\
&= \varepsilon_{ij} [EY_e L^i H_d^j + DY_d Q^i H_d^j + UY_u Q^i H_u^j + \mu H_u^i H_d^j] \\
&\quad + \varepsilon_{ij} [\tilde{E}Y_e L^i \tilde{H}_d^j + \tilde{D}Y_d Q^i \tilde{H}_d^j + \tilde{U}Y_u Q^i \tilde{H}_u^j] \\
&\quad + \varepsilon_{ij} [EY_e \tilde{L}^i \tilde{H}_d^j + DY_d \tilde{Q}^i \tilde{H}_d^j + UY_u \tilde{Q}^i \tilde{H}_u^j] + h.c
\end{aligned} \tag{3.27}$$

Son olarak, süpersimetrik Lagrangian'ın (L_{SUSY}) son terimi olan skaler etkileşim terimleri Higgs kütlelerini içerir ve skaler kütle terimlerini ve skaler etkileşimleri tanımlar. Skaler etkileşim terimleri, $F_i \equiv \partial W(\phi)/\partial \phi_i$ olarak tanımlanan ve F-terimler olarak adlandırılan terimlerin mutlak terim karesi ile elde edilir.

$$V_F = \sum_i \left| \frac{\partial W(\phi)}{\partial \phi_i} \right|^2 = |F_i|^2 \tag{3.28}$$

Sonuç olarak toplam Süpersimetrik Lagrangian,

$$\begin{aligned}
L_{SUSY} &= \sum_i (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) - \frac{1}{4} \sum_a (F_{\mu\nu})_a F_a^{\mu\nu} \\
&\quad + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \not{D} \psi_i + \frac{i}{2} \sum_a \bar{\lambda}_a \not{D} \lambda_a \\
&\quad - \sqrt{2} \sum_a g_a \bar{\phi}_i (T^a)_{ij} \bar{\psi}_j P_L \lambda^a - \frac{1}{2} \sum_a [\phi_i^\dagger g_a (T^a)_{ij} \phi_j]^2 \\
&\quad - \left[\sum_{i,j} \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \right] - |F_i|^2
\end{aligned} \tag{3.29}$$

şeklindedir.

İfade (3.29)'da yazılan Lagrangian, süpersimetrik dömüşümler altında değişmez kalır. Daha önce de bahsettiğimiz gibi kırılmamış bir süpersimetriye göre, her bir SM parçacığı süpereşi ile aynı kütleye sahip olmalıdır ve doğadaki gözlemlerimize göre Süpersimetri kırılmalıdır. Bu kırınımın düşük enerjilerde ve elektro-zayıf simetri kırınımında olduğu gibi kendiliğinden meydana geldiği

düşünülmektedir. SM parçacıkları ile süpereşleri arasındaki kütle farkının TeV seviyesinden çok fazla olmadığını göz önüne alınırsa bu simetri kırılımı yumuşak bir şekilde olmalıdır.

Süpersimetri'nin kırılımıyla ilgili kesin bir mekanizmanın olmamasından dolayı, simetriyi kıran terimler Lagrangian'a el ile yazılır. MSSM için yazılan holomorfik yumuşak simetri kırılım terimleri,

$$\begin{aligned}
-L_{soft} = & \tilde{Q}^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\
& + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + [-\mu B H_d \cdot H_u + h.c.] \\
& + [\tilde{Q} \cdot H_u Y_u^A \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d Y_d^A \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d Y_e^A \tilde{E} + h.c.] \\
& - [m_g \lambda_g^a \lambda_g^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + h.c.]
\end{aligned} \tag{3.30}$$

şeklinindedir. Burada, $m_{\tilde{Q}, \dots, \tilde{E}}^2$ skaler fermiyonların yumuşak kütle karelerini, $Y_{u,d,e}^A$ holomorfik üçlü-lineer bağlaşımlarını ve son olarak $m_{\tilde{g}}, M_2$ ve M_1 gluino, wino ve bino kütleleridir. Buna ek olarak, gluino indisi olan a , birden sekize kadar ve wino indisi olan i ise birden üçe kadar değerler alır. Yumuşak Lagrangian terimleri içerisinde Higgs sektörü $m_{H_u}^2$ ve $m_{H_d}^2$ yumuşak kütleleri ile tanımlanır ve B (bilineer skaler bağlaşım sabiti) ise iki Higgs çiftlisi arasındaki karışım sabitidir.

MSSM Lagrangian'ı ile ilgili bu bilgilerden sonra sırasıyla parçacık sektörlerinden bahsedebiliriz.

3.3.3 Higgs Sektörü

Daha önce de belirtildiği gibi MSSM'de, hiperyükleri $Y_{H_u} = 1/2$ ve $Y_{H_d} = -1/2$ olmak üzere iki Higgs çiftlisi vardır ve vakum durumunda bu iki çiftlinin nötral bileşenleri sıfırdan farklı değerler alır. Dolayısıyla H_u ve H_d ,

$$\begin{aligned}
H_u &= \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ \nu_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix} \\
H_d &= \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_d + \phi_d + i\varphi_d \\ H_d^- \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{3.31}$$

şeklinde vakum beklenen değerleri ve alanlar cinsinden açılabilir.

MSSM için Higgs bozonu kütlesini bulmak için öncelikle Higgs potansiyeli bulunmalıdır. MSSM’de, en basit süreç olan ‘ağaç-seviyesi’ sürecinde Higgs için skaler potansiyel, Lagrangian’daki F-terim, D-terim ve yumuşak kırınım terimlerinden elde edilir.

$$V_{tree} = V_F + V_D + V_{soft} \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned}
V_F &= |\mu|^2 (H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d) \\
V_D &= \frac{G^2}{8} (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d - |H_u \cdot H_d|^2) \\
V_{soft} &= m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d - \mu B(H_u \cdot H_d + h.c.)
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Eşitlik (3.33)’te $G^2 = g_2^2 + g_Y^2$ olarak tanımlanır. Burada g_2 ve g_Y , sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarının ayar bağlaşımlarıdır.

Dolayısıyla Higgs için skaler potansiyel,

$$\begin{aligned}
V_{tree} &= (m_{H_u}^2 + |\mu|^2) |H_u|^2 + (m_{H_d}^2 + |\mu|^2) |H_d|^2 - \mu B(H_u \cdot H_d + h.c.) \\
&+ \frac{G^2}{8} (|H_u|^2 - |H_d|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (|H_u|^2 |H_d|^2 - |H_u \cdot H_d|^2)
\end{aligned} \tag{3.34}$$

şeklinde yazılabilir.

Bu potansiyelin minimumunda kendiliğinden elektrozayıf simetri kırınımı sonrası nötral Higgs bileşenleri sıfırdan farklı vakum beklenen değerlerini alırken, elektromanyetik simetrisinin kırılmamasından dolayı yüklü Higgs bileşenlerinin vakum beklenen değeri sıfırdır.

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0 \quad (3.35)$$

Yüklü Higgs bileşenlerinin sıfır olması ile (3.34)'teki skaler potansiyel

$$V_{tree} = m_1^2 |H_d|^2 + m_2^2 |H_u|^2 - \mu B (H_d^0 H_u^0 + h.c.) + \frac{(g_2^2 + g_Y^2)}{8} (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \quad (3.36)$$

şeklinde indirgenebilir. Burada $m_3^2 = \mu B$, $m_1^2 = m_{H_d}^2 + |\mu|^2$ ve $m_2^2 = m_{H_u}^2 + |\mu|^2$ şeklinde tanımlanmıştır. Minimum potansiyelde $\partial V_{tree} / \partial H_u^0 = 0$ ve $\partial V_{tree} / \partial H_d^0 = 0$ koşullarının ifade (3.36)'ya uygulanması ile

$$m_1^2 + m_3^2 \tan \beta + \frac{1}{4} M_Z^2 \cos 2\beta = 0$$

$$m_2^2 + m_3^2 \cot \beta - \frac{1}{4} M_Z^2 \cos 2\beta = 0 \quad (3.37)$$

şartları bulunabilir. İfade (3.37)'de M_Z^2 , Z bozonunun kütle karesi olup, $M_Z^2 = \frac{1}{2} (v_u^2 + v_d^2) (g_2^2 + g_Y^2)$ ve $\tan \beta \equiv v_u / v_d$ olarak tanımlanır. Dolayısıyla elektrozayıf simetri kırınımı olması ve minimum potansiyelde nötral Higgs bileşenlerine vakum beklenen değeri gelmesi için (3.38)'den yola çıkararak

$$m_1^2 + m_2^2 \geq 2m_3^2$$

$$m_3^2 > m_1^2 m_2^2 \quad (3.38)$$

koşulları sağlanmalıdır.

Bilindiği gibi SM'de, serbestlik derecesi dört olan tek bir Higgs çiftlisi elektrozayıf simetri kırınımı sonrası serbestlik derecesi bir olan reel skaler Higgs bozonuna dönüşür. Geriye kalan diğer üç serbestlik derecesi ise elektrozayıf ayar bozonlarına kütle kazandırmak için yine o bozonlar tarafından yenir. SUSY'de ise varolan iki Higgs çiftlisinden gelen sekiz serbestlik derecesinin üç bileşeni yine W^\pm

ve Z^0 bozonları tarafından yenir. Geriye kalan beş serbestlik derecesi ise iki CP-çift nötral skaler (h^0, H^0), bir CP-tek psedu-skaler (A^0) ve iki farklı yüklü Higgs (H^\pm) şeklinde dağılır.

Yukarıda belirttiğimiz beş farklı Higgs durumu için en basit mertebede kütle matrisleri hesaplanırken, elektrik yükün korunmasından dolayı, yüklü ve yüksüz Higgs'ler arasında karışım olmadığı bilindiğinden bu Higgs bozonları için kütle matrisleri ayrı ayrı düşünülmelidir. En basit mertebede Higgs durumları için kütle matrisleri, Higgs potansiyeli'nin minimumda başka bir deyişle Higgs alanları vakum beklenen değerindeyken (VEV) iken ilgili alanlara göre iki kere türevi alınarak bulunur.

İlk olarak CP-tek psedu-skaler Higgs için kütle matrisini hesaplayalım. Nötral Higgs'lerin minimum potansiyelde ifade (3.31)'deki açılımındaki φ_u ve φ_d alanları CP-tek bileşenleridir ve Higgs potansiyeli bu alanlara göre türevlendirilir.

$$M_{tek} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j} \right|_{H_i=v_i} \quad (3.39)$$

$$M_{tek} = \left(\begin{array}{cc} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_u \partial \varphi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_u \partial \varphi_d} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_d \partial \varphi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_d \partial \varphi_d} \end{array} \right)_{H_i=v_i} = \left(\begin{array}{cc} \mu B \cot \beta & \mu B \\ \mu B & \mu B \tan \beta \end{array} \right) \quad (3.40)$$

İfade (3.40)'taki matrisin özdeğerleri bize ilgili Higgs bozonlarının fiziksel kütlelerini verir[14]. İki öz değerden biri sıfırdır ve bu özdeğer nötral Z^0 bozonu tarafından yutulan Goldstone (G^0) bozonudur. M_{tek} 'in özdeğerleri

$$m_{G^0}^2 = 0, m_{A^0}^2 = \mu B (\cot \beta + \tan \beta) \quad (3.41)$$

şeklindedir.

Diğer taraftan ifade (3.39)'a benzer şekilde CP-çift nötral skaler Higgs için kütle matrisi aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$M_{çift} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{H_i=v_i} \quad (3.42)$$

İfade (3.42)'den de anlaşılacağı gibi ϕ_u ve ϕ_d CP-çift nötral bileşenleridir.

$$M_{çift} = \left(\begin{array}{cc} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_u \partial \phi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_u \partial \phi_d} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_d \partial \phi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_d \partial \phi_d} \end{array} \right)_{H_i=v_i} \quad (3.43)$$

$$= \left(\begin{array}{cc} m_A^2 \cos^2 \beta + M_Z^2 \sin^2 \beta & -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta \\ -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta & m_A^2 \sin^2 \beta + M_Z^2 \cos^2 \beta \end{array} \right)$$

Eşitlik (3.43)'teki matrisin dikleştirilmesinin ardından bulunan özdeğerleri bize nötral Higgs bozonları h^0 ve H^0 'ın fiziksel kütlelerini verir.

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(m_{A^0}^2 + M_Z^2) \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + M_Z^2)^2 - 4m_{A^0}^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right] \quad (3.44)$$

Son olarak yüklü Higgs bozonları için kütle matrisi (3.39) ve (3.42)'ye benzer bir şekilde hesaplanır.

$$M_{H^\pm} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial H_i^+ \partial H_j^-} \right|_{H_i=v_i} \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned}
M_{H^\pm} &= \left(\begin{array}{cc} \frac{\partial^2 \mathcal{V}}{\partial H_u^+ \partial H_u^{+*}} & \frac{\partial^2 \mathcal{V}}{\partial H_u^{+*} \partial H_d^-} \\ \frac{\partial^2 \mathcal{V}}{\partial H_u^+ \partial H_d^-} & \frac{\partial^2 \mathcal{V}}{\partial H_d^- \partial H_d^{-*}} \end{array} \right)_{H_i=v_i} \\
&= \left(\begin{array}{cc} \mu B \cot \beta + \frac{g_2^2}{2} v_d^2 & -\mu B + \frac{g_2^2}{2} v_u v_d \\ -\mu B + \frac{g_2^2}{2} v_u v_d & \mu B \tan \beta + \frac{g_2^2}{2} v_u^2 \end{array} \right)
\end{aligned} \tag{3.46}$$

Eşitlik (3.46)'daki matrisin dikleştirilmesinin ardından özdeğerler, iki Goldstone ve iki kütleli ve yüklü Higgs bozonuna ait kütle terimlerini verir.

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

Burada M_W , W bozonlarının kütlesi olup $M_W^2 = g_2^2 (v_u^2 + v_d^2)/2$ olarak tanımlanır.

Dolayısıyla (3.41)'i (3.47)'de yerine yazarsak ifade (3.47),

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + M_W^2 \tag{3.48}$$

şeklinde yazılabilir.

İfade (3.44) ve (3.48)'den yola çıkarak Higgs kütleleri için aşağıdaki ilişkiler yazılabilir.

$$m_{H^\pm} \geq M_W \tag{3.49}$$

$$m_{h^0} \leq M_Z |\cos 2\beta| \leq M_Z \tag{3.50}$$

$$m_{h^0}^2 + m_{H^0}^2 = m_{A^0}^2 + M_Z^2 \tag{3.51}$$

İfade (3.50) 'den anlaşılacağı gibi MSSM için en temel düzeydeki Higgs potansiyelinden türetilen en hafif Higgs bozonu kütlesi Z bozonu kütlesinden düşük olmalıdır. Fakat Higgs bozonu için yapılan deneylerde (LEP2-Büyük Elektron

Pozitron Çarpıştırıcısı) bu üst sınırın altında Higgs bozonu gözlemlenememiştir. LEP için en hafif Higgs kütlesi alt sınırı yüzde 95 güvenilirlik derecesi ile,

$$m_{h^0} \geq 114.4 GeV \quad (3.52)$$

şeklindedir.

Diğer yandan, MSSM'de Higgs sektörüne gelen ışınımsal düzeltmeler azımsanmayacak miktardadır. Bu ışınımsal düzeltmelerin büyük ölçüde bir kısmı, $\tan \beta \leq 30$ durumunda üst kuark ve onun süpereşi olan skaler-üst kuark halka diyagramlarından gelir[15]. Sonuç olarak deneylerle uyumlu sonuçlar elde etmek için en azından tek halkadan gelen ışınımsal düzeltmeler potansiyele eklenmelidir. Dolayısıyla efektif potansiyel

$$V' = V_{tree} + V_{halka} \quad (3.53)$$

şeklindedir. Buradaki halka potansiyeli(*Coleman-Weinberg potansiyeli*) ise üst-kuark ve skaler üst-kuark katkısı için aşağıdaki gibi yazılabilir[16].

$$V_{halka} = \frac{6}{64\pi^2} \left[\sum_{i=1}^2 m_i^4(H) \left(\log \frac{m_i^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) - 2m_t^4(H) \left(\log \frac{m_t^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (3.54)$$

Eşitlik (3.54)'de Λ , renormalizasyon skalasını, m_i , s-fermion sektöründeki skaler üst-kuark kütlelerini ve m_t ise üst-kuark kütlesini ifade eder.

Sonuç olarak, üst kuark ve skaler-üst kuarktan gelen ışınımsal düzeltmelerinde eklenmesiyle, ifade (3.52)'ye de uygun, en hafif Higgs kütlesi aşağıdaki gibidir.

$$m_{h^0}^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4 \sin^4}{2\pi^2 (v_u^2 + v_d^2)} \ln \left(\frac{m_{t_1}^2 + m_{t_2}^2}{2m_t} \right) \quad (3.55)$$

Önemli halka katkılarının da hesaba katılmasıyla MSSM için en hafif Higgs bozonu kütlesi,

$$m_{h^0} \leq 135 \text{ GeV} \quad (3.56)$$

olarak sınırlandırılabilir.

3.3.4 S-fermion Sektörü

MSSM’de skuarkların ve sleptonların kütle matrisleri hesaplanırken sadece üçüncü aile parçacıklarının hesaba katılması yeterlidir. Yukawa bağlaşımları parçacık kütleleriyle orantılı olduğu için, doğal olarak sadece üçüncü aile parçacıklarının Yukawa bağlaşımlarının ve onların yumuşak kırınım terimlerini içeren terimler sfermion kütlelerine ciddi katkılar yapabilir. Birinci ve ikinci aile parçacıklarının Yukawa bağlaşımlarından gelen terimler, sfermion kütle skalası düşünüldüğünde ihmal edilebilir derecede azdır.

Skaler-üst kuark kütle matrisi için kütle terimleri, süpersimetrik Lagrangian’daki skaler potansiyelden (V_F), D-terimlerden ve yumuşak kırınım terimlerinden gelir. Burada ifade (3.30)’daki sfermion kütleleri, sol elli skaler-üst kuark için $(m_{\tilde{Q}}^2)_{33} \equiv m_{\tilde{t}_L}^2$, sağ elli skaler-üst kuark için $(m_{\tilde{U}}^2)_{33} \equiv m_{\tilde{t}_R}^2$ ve holomorfik üçlü lineer bağlaşım $(Y_U^A)_{33} = h_t A_t$ olarak tanımlanır. Diğer yandan (3.23)’teki skaler-üst kuark için Yukawa bağlaşımı $(Y_U)_{33} \equiv h_t$ olarak tanımlanır. Üst kuark’ın kütle karesi ise $m_t^2(H) = h_t^2 |H_u^0|^2$ şeklinde yazılabilir. Sonuç olarak,

$$\begin{aligned} m_{LL}^2 &= m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 - \frac{1}{4} \left(g_2^2 - \frac{1}{3} g_Y^2 \right) \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) \\ m_{LR}^2 &= h_t A_t^* H_u^{0*} - h_t \mu H_d^0 \\ m_{RL}^2 &= h_t A_t H_u^0 - h_t \mu^* H_d^{0*} \\ m_{RR}^2 &= m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 - \frac{1}{3} g_Y^2 \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right) \end{aligned} \quad (3.57)$$

olmak üzere skaler-üst kuark kütle kare matrisi,

$$M_i^2 = \begin{pmatrix} m_{LL}^2 & m_{LR}^2 \\ m_{RL}^2 & m_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (3.58)$$

şeklindedir. (3.58)'deki matrisin dikleştirilmesinin ardından elde edilen özdeğerler, iki skaler-üst kuark durumu için kütle kareleri verir.

$$m_{i,2}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{i_L}^2 + m_{i_R}^2 + 2m_i^2 + \frac{1}{2} \cos 2\beta M_Z^2 \mp \sqrt{\left(m_{i_L}^2 - m_{i_R}^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} s_W^2 \right) \cos 2\beta M_Z^2 \right)^2 + 4m_i^2 (A_i - \mu^2 \cot \beta)} \right] \quad (3.59)$$

İfade (3.58)'de $s_W \equiv \sin \theta_W$ olup, θ_W elektrozaıf karışım açısı olan Weinberg açısıdır.

$$\sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g_Y^2 + g_2^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_Y^2 + g_2^2}} \quad (3.60)$$

Aynı yöntemle skaler-aşağı kuark ve stau'nun kütle kare matrisleri bulunabilir. Genel bir ifade ile skaler-aşağı kuark ve stau'nun kütle kare matris elemanları

$$\begin{aligned} (m_{LL})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= m_{\tilde{b}_L,\tilde{\tau}_L}^2 + m_{b,\tau}^2 + \delta_{\tilde{b}_L,\tilde{\tau}_L}^2 \\ (m_{LR})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= h_{b,\tau} A_{b,\tau}^* H_d^{0*} - h_{b,\tau} \mu H_u^0 \\ (m_{RL})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= h_{b,\tau} A_{b,\tau} H_d^0 - h_{b,\tau} \mu^* H_u^{0*} \\ (m_{RR})_{\tilde{b},\tilde{\tau}}^2 &= m_{\tilde{b}_R,\tilde{\tau}_R}^2 + m_{b,\tau}^2 + \delta_{\tilde{b}_R,\tilde{\tau}_R}^2 \end{aligned} \quad (3.61)$$

olarak yazılıp,

$$\begin{aligned}
\delta_{\tau_L}^2 &= \frac{1}{4}(g_2^2 - g_Y^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
\delta_{b_L}^2 &= \frac{1}{4}\left(g_2^2 - \frac{1}{3}g_Y^2\right)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
\delta_{\tau_R}^2 &= \frac{1}{2}g_Y^2(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
\delta_{b_R}^2 &= \frac{1}{4}g_Y^2(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)
\end{aligned} \tag{3.62}$$

şeklinde tanımlanmıştır.

3.3.5 Nötrino Sektörü

Elektrozayıf simetrisinin kırınımı sonucu, aynı ayar gurubu gösterimine sahip nötral Higgsinolar (\tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0) ve nötral ayarinolar (\tilde{B}^0 \tilde{W}^0) birbirlerine karışarak ‘nötralinolar’ı ($\tilde{\chi}_i^0$) oluşturur. SUSY yumuşak kırınımın gelen \tilde{B}^0 ve \tilde{W}^0 kütle terimleri[17],

$$-\frac{1}{2}(M_1\tilde{B}^0 \cdot \tilde{B}^0 + M_2\tilde{W}^0 \cdot \tilde{W}^0) \tag{3.63}$$

ile

$$L_{\text{etkileşim}} = -\sqrt{2}g \left[(\phi_i^\dagger T^a \bar{\psi}_i) \cdot \lambda^a + h.c \right] - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + h.c \right] \tag{3.64}$$

etkileşim Lagrangian'ından gelen Higgsino ve ayarino karışım terimleri MSSM'in nötrino sektörünü oluşturur. (3.63)'teki M_1 ve M_2 sırasıyla bino ve wino'nun kütlelerini temsil ederken, (3.64)'te σ^a Pauli spin matrisleri olmak üzere, $T^a = \sigma^a/2$ olarak tanımlanır. λ^a ise ayarinolar için kiral süperalanlarını ifade eder. ‘g’ ise bir Higgs bozonunun ile bir ayarino veya Higgsino’ya bağlaşımıdır. Sonuç

olarak, $\psi^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$ ayar bazında nötralino kütle terimleri içeren lagrangian kısmı

$$L_{n\ddot{u}tralino} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T M_{\tilde{N}} \psi^0 \quad (3.65)$$

olarak yazılabilir. Burada $M_{\tilde{N}}$ nötralino kütle matrisi olup,

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \sin \beta \sin \theta_w \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (3.66)$$

şeklindedir. (3.66)'daki matrisin dikleştirilmesinin ardından $\tilde{\chi}_i^0 = (\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0)$ olarak ifade edilen dört nötralino öz durumu için kütleler, $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$ olarak sıralanır[14].

3.3.6 Yüklino Sektörü

Nötralino'lardaki duruma benzer bir şekilde, yüklü Higgsinolar $(\tilde{H}_u^+ \quad \tilde{H}_d^-)$ ile yüklü $SU(2)_L$ ayarınoların karışımı yüklino sektörü meydana gelir. Yüklino kütle matrisi oluşturan terimler, (3.64)'teki etkileşim lagrangianından gelir. Bu terimler iki yüklü Higgsinonun karışımını ve higgs bozonları, bir yüklü ayarino ve bir yüklü higgsino arasındaki etkileşimleri içerir. Dolayısıyla, yüklino kütle terimlerini içeren lagrangian,

$$L_{y\ddot{u}klino} = -\frac{1}{2}(\psi^\pm)^T M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} \psi^\pm \quad (3.67)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, $\psi^+ = (\tilde{W}^+ \quad \tilde{H}_u^+)$ ve $\psi^- = (\tilde{W}^- \quad \tilde{H}_d^-)$ olan iki baz ve $M_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$ ise yüklino kütle matrisidir.

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}; \quad X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_w \sin \beta \\ \sqrt{2}M_w \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (3.68)$$

(3.68)'den yola çıkarak, $\tilde{\chi}_{1,2}^+$ yüklinoları, $X^\dagger X$, $\tilde{\chi}_{1,2}^-$ yüklinoları ise XX^\dagger matrisinden elde edilir. Sonuç olarak yükliino kütleleri,

$$M_{\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}}^2 = \frac{1}{2} \left[M_2^2 + \mu^2 + 2M_w^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2) + 4M_w^4 \cos^2 2\beta + 4M_w^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)} \right] \quad (3.69)$$

şeklinde yazılabilir.

4. SÜPERSİMETRİK U(1)' MODELİ

4.1 U(1)' Modeli Motivasyonları

Standart Model'in en basit genişletilmiş süpersimetrik versiyonu olan MSSM, Hiyerarşi Problemi ve Karanlık Madde gibi SM'nin bazı sorunlarına başarılı bir açıklama getirmesine karşın, hala çözüm oluşturamadığı problemler mevcuttur.

Bilindiği gibi, ifade (3.22)'deki MSSM süperpotansiyelinde H_u ve H_d 'in bağlaşım yaptığı

$$W_{MSSM} \ni \mu H_u \cdot H_d \quad (4.1)$$

teriminde bulunan μ terimi süperpotansiyeldeki tek kütle boyutlu bağlaşımdır. Bu bağlaşım, üzerinde herhangi bir sınırlamanın olmadığı rastgele bir kütle skalasına sahiptir. Başka bir deyişle, μ teriminin süpersimetrimin zayıf bir şekilde kırıldığı kütle skalası olan Elektrozayıf Simetri Kırınım (EWSB) skalasında olması gerektiğini söyleyen sınırlayıcı bir şey yoktur. Bu sorun μ problemi olarak bilinir.

Süpersimetrik U(1)' Modeli, parçacık spektrumunda tanımlanan yeni bir SM kiral süperalanı başka bir deyişle yeni bir Higgs teklisi olan S ile bu problemi çözer. Temel olarak MSSM potansiyelindeki μ terimi,

$$\mu = h_s \langle S \rangle \quad (4.2)$$

olarak tanımlanır. Burada h_s , bu yeni parçacığın yukawa bağlaşımıdır. İfade (4.2)'ye göre Kendiliğinden Simetri Kırınımı altında S alanının kazandığı vakum beklenen değeri MSSM potansiyelindeki μ terimini indükler. Sonuç olarak ifade (4.1),

$$W \ni h_s SH_u \cdot H_d \quad (4.3)$$

şekline dönüşür.

μ problemine ek olarak MSSM, SM'de olduğu gibi nötrino kütlelerinin kaynağı hakkında herhangi bir öngöründe bulunmamaktadır. U(1)' Model'de ise, ekstra Higgs teklisi olan S alanı, nötrinolarla kütle vermekten sorumludurlar[18].

U(1)' Model, SM ve MSSM'in (2.1)'de gösterilen ayar yapısına ekstra bir ayar simetrisi eklenerek oluşturulmuştur. Zayıf enerjili süpersimetrik modellerden doğan bu gibi ekstra ayar simetrisi, bir sonraki bölümde göstereceğimiz gibi genellikle Büyük Birleşim Teorileri(GUTs)'nden ve Sicim Teorileri'nden ileri gelmektedir[19,20]. Bu ise U(1)' Model için bir diğer önemli motivasyon kaynağıdır.

4.2 U(1)' Modelin Yapısı

Önceki bölümde de belirtildiği gibi U(1)' Modeli, SM ve MSSM ayar yapısına, TeV mertebesinde kırılmış olan ekstra bir abelyan U(1) ayar simetrisi eklenmesiyle meydana gelmiştir.

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_{Y'} \quad (4.4)$$

İfade (4.4)'te gösterilen U(1)' Modelin ayar yapısı gibi yapılar Büyük Birleşim ve Sicim Teorileri'nden kaynaklanır. İncelemekte olduğumuz U(1)' Model, E(6) tabanlı Büyük Birleşim Teorisin ele alındığında,

$$E(6) \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_{\psi'} \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_{\chi} \otimes U(1)_{\psi'} \rightarrow G_{SM} \otimes U(1)' \quad (4.5)$$

şeklinde oluşabilir. İfade (4.5)'de gösterilen her bir ok, belirli bir enerji seviyesindeki kendiliğinden simetri kırınımına karşılık gelir. Kırınımlar sonrasında oluşan U(1)' simetrisi bir önceki simetri kırınımındaki iki farklı U(1) simetrisinin, $U(1)_{\chi}$ ve $U(1)_{\psi'}$ 'ın lineer kombinsyonu şeklindedir.

$$U(1)' = \cos \theta_{E(6)} U(1)_{\psi} - \sin \theta_{E(6)} U(1)_{\chi} \quad (4.6)$$

İfade (4.6)'da gösterilen simetri TeV seviyesinde kırılmış bir simetri olmasına karşın $U(1)_{\chi}$ ve $U(1)_{\psi}$ 'in ortogonal kombinasyonu olan $U(1)'' = \cos \theta_{E(6)} U(1)_{\psi} + \sin \theta_{E(6)} U(1)_{\chi}$ simetrisi (LHC'nin ulaşamayacağı) çok daha yüksek enerjilerde kırılmıştır. Karışım açısı olan $\theta_{E(6)}$ 'nin aldığı değerlere göre çeşitli sayıda $E(6)$ tabanlı $U(1)'$ modeli vardır. Örnek olarak; $\theta_{E(6)} = 0$ için ψ Model, $\theta_{E(6)} = \arcsin \sqrt{3/8}$ için η Model ve $\theta_{E(6)} = -\arcsin \sqrt{5/8}$ için I Model vb. gösterilebilir.

Ekstra bir $U(1)$ grubunun eklenmesi ayrıca ekstra bir ayar bozonunu ve parçacıklar için ekstra bir kuantum sayısını gerektirir. Dolayısıyla modeldeki her parçacığın bir $U(1)'$ yükü vardır.

Tablo 4.1: ψ , N ve I $U(1)'$ Modelleri için ayar yükleri

Süperalanlar		$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$2\sqrt{6} U(1)'_{\psi}$	$2\sqrt{10} U(1)'_N$	$2 U(1)'_I$
Kuarklar	\hat{Q}	3	2	1/6	1	1	0
	\hat{U}	$\bar{3}$	1	-2/3	1	1	0
Skuarklar	\hat{D}	$\bar{3}$	1	1/3	1	2	-1
Leptonlar	\hat{L}	1	2	-1/2	1	2	-1
Sleptonlar	\hat{E}	1	1	1	1	1	0
Higgs	\hat{H}_u	1	2	1/2	-2	-2	0
Higgsino	\hat{H}_d	1	2	-1/2	-2	-3	1
	\hat{S}	1	1	0	4	5	-1

Tablo (4.1)'de tez aşamasında kullanılan üç değişik U(1)' Modeli için kiral süperçoklularının ayar kuantum sayıları verilmiştir. Daha öncede belirtildiği gibi, MSSM'deki iki Higgs çiftlisine ek olarak U(1)' Model'de ekstra bir tekli Higgs alanı vardır. Dolayısıyla U(1)' Model'deki Higgs alanları,

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, \quad S \quad (4.7)$$

şeklindedir. Higgs sektörüne gelen S teklisi ve onun süpersimetrik eşi \tilde{S} dışında U(1)' Model, MSSM ile aynı kiral süperçoklulara sahiptir.

Diğer taraftan, MSSM'deki W^\pm ve Z bozon ve fotona ek olarak, ekstra U(1) simetrisinin gerektirdiği Z' bozonu, U(1)' Model'in ayar süperçokluları arasında yer alır. Nötral Z ve Z' bozonları önemsiz olmayan bir derecede karışım gösterirler. Sonuç olarak Z - Z' kütle kare matrisi,

$$M_Z^2 = \frac{G^2}{4} [v_u^2 + v_d^2] \quad (4.8)$$

$$M_{Z'}^2 = g_Y'^2 [Q_{H_u}^2 v_u^2 + Q_{H_d}^2 v_d^2 + Q_S^2 v_s^2] \quad (4.9)$$

$$\delta_{Z-Z'}^2 = \frac{g_Y' G}{2} [Q_{H_u}^2 v_u^2 - Q_{H_d}^2 v_d^2] \quad (4.10)$$

olmak üzere,

$$M_{Z-Z'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta_{Z-Z'}^2 \\ \delta_{Z-Z'}^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

şeklindedir.

İfade (4.9) ve (4.10)'da bulunan g_Y' , modelde bulunan ekstra U(1) simetrisinin bağlaşım sabiti olup,

$$g_Y' = \sqrt{\frac{5}{3}} g_2 \tan \theta_w \quad (4.12)$$

olarak yazılabilir. Burada g_2 zayıf kuvvetin ayar bağlaşım sabitidir.

Eşitlik (4.11)'deki matrisin iki öz değeri, nötral Z ve Z' bozonlarının fiziksel kütlelerini verir.

$$M_{Z,Z'}^2 = \frac{1}{2} [M_Z^2 + M_{Z'}^2 \mp \sqrt{(M_Z^2 - M_{Z'}^2)^2 + 4\delta_{Z-Z'}^4}] \quad (4.12)$$

Yine bu matrisin dikleştirilmesi ile Z - Z' arasındaki karışım açısı bulunabilir.

$$\alpha_{Z-Z'} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\delta_{Z-Z'}^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2} \right) \quad (4.13)$$

İfade (4.13)'teki $\alpha_{Z-Z'}$ karışım açısı LEP deneylerine göre 10^{-3} yada daha küçük olmalıdır. Dolayısıyla bu şart, Z' bozonunun kütesine bir sınırlama getirir. Tevatron deneyi sonuçlarına göre, genel E(6) tabanlı U(1)' Modellerinde Z' bozonunun kütesi TeV veya daha yüksek mertebede olmalıdır[21].

4.2.1 U(1)' Lagrangian'ı

U(1)' için yazılacak olan Lagrangian'ın, daha önce belirtilen MSSM Lagrangianı'na benzemesinin yanı sıra, modelin içerdiği ekstra bir ayar bozonu ve bir Higgs tekli alanını bir sonucu olarak bazı değişiklikler beklenilir. Bu değişikliklerin ilki Lagrangian'ın kinetik terimlerindeki kovaryant türevlerde yaşanır. Ekstra U(1) simetrisinin de eklenmesiyle tanımlanan yeni kovaryant türev

$$D'_\mu = D_\mu + ig_Y' Q_Y' B'_\mu \quad (4.14)$$

şeklindedir. Burada D_μ , MSSM Lagrangian'ındaki kovaryan türevi, Q'_Y , U(1)' grubunun jeneratörünü, B'_μ ise model ile beraber gelen ekstra vektör bozon alanını ifade eder.

Diğer bir değişiklik ise Lagrangian'ın ayar terimlerinde görülür. Kinetik karışımın olmadığı varsayılarak yazılacak olan U(1)' ayar Lagrangian'ı

$$L'_{Ayar} = L_{Ayar} - \frac{1}{4} (F'_{\mu\nu}) F'^{\mu\nu} \quad (4.15)$$

olarak ifade edilebilir. İfade (4.15)'te L_{Ayar} , (3.18)'de yazılan ayar Lagrangian'ını temsil ederken, $F'_{\mu\nu} = \partial_\mu Z'_\nu - \partial_\nu Z'_\mu$ olmak üzere U(1)' için alan güç tensörüdür.

Öte yandan U(1)' süperpotansiyeli,

$$\hat{W}_{U(1)'} = \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u Y_s \hat{S} + \hat{Q} \cdot \hat{H}_u Y_u \hat{U} + \hat{H}_d \cdot \hat{Q} Y_d \hat{D} + \hat{H}_d \cdot \hat{L} Y_e \hat{E} \quad (4.16)$$

olarak yazılır. Dolayısıyla bu yeni süperpotansiyelden, ifade (3.19) ve (3.28)'deki yöntemle elde edilecek F ve D terimler MSSM'dekinden farklılıklar gösterecektir.

Eşitlik (4.16)'daki süperpotansiyelin U(1)' simetrisi altında ayar değişmez kalması gerektiğinden, parçacıkların U(1)' yükleri arasında

$$\begin{aligned} Q_S + Q_{H_u} + Q_{H_d} &= 0 \\ Q_Q + Q_{H_u} + Q_U &= 0 \\ Q_Q + Q_{H_d} + Q_D &= 0 \\ Q_L + Q_{H_d} + Q_E &= 0 \end{aligned} \quad (4.17)$$

şartı sağlanmalıdır.

Buna ek olarak U(1)' süperpotansiyelinden türetilen Yukawa Lagrangianı,

$$\begin{aligned}
L'_{Yukawa} = & \varepsilon_{ij} [EY_e L^i H_d^j + DY_d Q^i H_d^j + UY_u Q^i H_u^j + \tilde{S}Y_s \tilde{H}_u^i H_d^j] \\
& + \varepsilon_{ij} [\tilde{E}Y_e L^i \tilde{H}_d^j + \tilde{D}Y_d Q^i \tilde{H}_d^j + \tilde{U}Y_u Q^i \tilde{H}_u^j + \tilde{S}Y_s H_u^i \tilde{H}_d^j] \\
& + \varepsilon_{ij} [EY_e \tilde{L}^i \tilde{H}_d^j + DY_d \tilde{Q}^i \tilde{H}_d^j + UY_u \tilde{Q}^i \tilde{H}_u^j + SY_s \tilde{H}_u^i \tilde{H}_d^j] + h.c
\end{aligned} \tag{4.18}$$

şeklindedir.

Son olarak U(1)' Model için yazılacak holomorfik yumuşak simetri kırınım terimleri aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
-L_{soft} = & \tilde{Q}^\dagger m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q} + \tilde{U}^\dagger m_{\tilde{U}}^2 \tilde{U} + \tilde{D}^\dagger m_{\tilde{D}}^2 \tilde{D} + \tilde{L}^\dagger m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L} + \tilde{E}^\dagger m_{\tilde{E}}^2 \tilde{E} \\
& + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 S^\dagger S \\
& + [\tilde{Q} \cdot H_u Y_u^A \tilde{U} + \tilde{Q} \cdot H_d Y_d^A \tilde{D} + \tilde{L} \cdot H_d Y_e^A \tilde{E} + H_u \cdot H_d Y_s^A S + h.c.] \\
& - [m_{\tilde{g}} \lambda_{\tilde{g}}^a \lambda_{\tilde{g}}^a + M_2 \lambda_{\tilde{W}}^i \lambda_{\tilde{W}}^i + M_1 \lambda_{\tilde{B}} \lambda_{\tilde{B}} + M_1' \lambda_{\tilde{B}'} \lambda_{\tilde{B}'} h.c.]
\end{aligned} \tag{4.19}$$

4.2.2 Higgs Sektörü

U(1)' Model'in Higgs sektörü MSSM'deki iki Higgs çiftlisi, H_u ve H_d 'ne bir tekli Higgs alanı, S'in eklenmesiyle oluşmuştur. Dolayısıyla, vakum etrafında açılmış Higgs alanları

$$\begin{aligned}
H_u &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} H_u^+ \\ \nu_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix} \\
H_d &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_d + \phi_d + i\varphi_d \\ \sqrt{2} H_d^- \end{pmatrix} \\
S &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu_s + \phi_s + i\varphi_s)
\end{aligned} \tag{4.20}$$

olarak gösterilebilir. Elektrozayıf simetri kırınımı sonrası, her bir nötral Higgs alanı sıfırdan farklı bir Vakum Beklenen Değeri'ne sahip olur.

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}}, \quad \langle S \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0 \quad (4.21)$$

U(1)' Model'de Higgs kütlelerinin bulunması için ifade (3.32) de gösterildiği gibi, en basit mertabede Higgs potansiyeli yazılmalıdır.

$$V_{tree} = V_F + V_D + V_{soft} \quad (4.22)$$

U(1)' süperpotansiyelinden türetilen F, D ve yumuşak kırınım Higgs potansiyeli terimleri

$$\begin{aligned} V_F &= |Y_s|^2 \left[|H_u \cdot H_d|^2 + S^\dagger S (H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d) \right] \\ V_D &= \frac{G^2}{8} (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d - |H_u \cdot H_d|^2) \\ &\quad + \frac{g_Y'^2}{2} (Q_{H_u} H_u^\dagger H_u + Q_{H_d} H_d^\dagger H_d + Q_S S^\dagger S) \\ V_{soft} &= m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 S^\dagger S + (Y_s^A S H_u \cdot H_d + h.c.) \end{aligned} \quad (4.23)$$

şeklindedir[22]. Kendiliğinden Simetri Kırınımı sonrası, yüklü Higgs bozonlarının Vakum Beklenen Değerlerinin sıfır olması dikkate alındığında en basit mertebede Higgs potansiyeli, nötral Higgs alanları cinsinden yazılabilir.

$$\begin{aligned} V_{tree} &= |Y_s|^2 \left[|H_u^0 H_d^0|^2 + |S|^2 (|H_u^0|^2 + |H_d^0|^2) \right] \\ &\quad + \frac{G^2}{8} (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (|H_u^0|^2 |H_d^0|^2 - |H_u^0 H_d^0|^2) \\ &\quad + \frac{g_Y'^2}{2} (Q_{H_u} |H_u^0|^2 + Q_{H_d} |H_d^0|^2 + Q_S |S|^2) \\ &\quad + m_{H_u}^2 |H_u^0|^2 + m_{H_d}^2 |H_d^0|^2 + m_S^2 |S|^2 + (Y_s^A S H_u^0 H_d^0 + h.c.) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Minimum potansiyelde, $\partial V_{tree}/\partial H_u^0 = 0$, $\partial V_{tree}/\partial H_d^0 = 0$ ve $\partial V_{tree}/\partial S = 0$ koşullarının (4.24)'e uygulanması ile en basit mertebede yumuşak skaler Higgs kütleleri, $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$ ve m_S^2 elde edilebilir[23].

$$\begin{aligned}
m_{H_u}^2 &= m_0^2 \cot \beta + \frac{G^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{1}{2} g_Y^2 Q_{H_u} (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_s^2) - \frac{1}{2} Y_s^2 (v^2 \cos^2 \beta + v_s^2) \\
m_{H_d}^2 &= m_0^2 \tan \beta - \frac{G^2}{8} v^2 \cos 2\beta - \frac{1}{2} g_Y^2 Q_{H_d} (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_s^2) - \frac{1}{2} Y_s^2 (v^2 \sin^2 \beta + v_s^2) \\
m_S^2 &= m_0^2 \frac{v^2}{v_s^2} \sin \beta \cos \beta - \frac{1}{2} g_Y^2 Q_S (\bar{Q}_H v^2 + Q_S v_s^2) - \frac{1}{2} Y_s^2 v^2
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Burada $m_0^2 = Y_s^A / \sqrt{2}$, $\bar{Q}_H = Q_{H_u} \sin^2 \beta + Q_{H_d} \cos^2 \beta$, $v^2 = v_u^2 + v_d^2$ ve $\tan \beta = v_u / v_d$ olarak tanımlanır.

Eşitlik (4.24)'teki en basit mertebede U(1)' modeli için yazılan potansiyel kullanılarak, daha önce (3.39) ve (3.42)'de bahsedilen yöntem ile yazılan CP-tek ve CP-çift 3x3 Higgs kütle matrisleri,

$$M_{tek} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_u \partial \varphi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_u \partial \varphi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_u \partial \varphi_s} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_d \partial \varphi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_d \partial \varphi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_d \partial \varphi_s} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_s \partial \varphi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_s \partial \varphi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi_s \partial \varphi_s} \end{pmatrix}, \tag{4.26}$$

$$M_{çift} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_u \partial \phi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_u \partial \phi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_u \partial \phi_s} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_d \partial \phi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_d \partial \phi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_d \partial \phi_s} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_s \partial \phi_u} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_s \partial \phi_d} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_s \partial \phi_s} \end{pmatrix}$$

şeklinindedir. CP-tek matrisinin dikleştirilmesi ile elde edilen üç özdeğerden ikisi Z ve Z' bozonları tarafından yutulan Goldstone bozonlarına gider. Dolayısıyla, bu iki özdeğer sıfırdır. Diğer özdeğer ise

$$m_{A^0}^2 = \frac{\sqrt{2}Y_s^A v_s}{\sin 2\beta} \left[1 + \frac{v^2}{4v_s^2} \sin^2 2\beta \right] \quad (4.27)$$

olup, pseduskaler Higgs bozununun kütlelerini verir. Öte yandan CP-çift matrisinin dikleştirilmesi ile elde edilen üç özdeğer ise en hafiften en ağıra sırasıyla h^0 , H^0 ve $H^{0'}$ skaler Higgs bozonlarının kütlelerini verir. Buna göre en basit mertebede U(1)' model için en hafif Higgs kütleleri[23],

$$m_{h^0}^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{1}{2} Y_s^2 v^2 \sin^2 2\beta + g_Y^2 (Q_{H_d} \cos^2 \beta + Q_{H_u} \sin^2 \beta)^2 v^2 \quad (4.28)$$

şeklindedir. Bununla beraber, yüklü Higgs kütleleri ise ifade (3.45) ve (3.46)'daki yöntem kullanılarak

$$m_{H^\pm}^2 = M_W^2 + \frac{\sqrt{2}Y_s^A v_s}{\sin 2\beta} - \frac{1}{2} Y_s^2 v_s^2 \quad (4.29)$$

şeklinde bulunur. Burada h_s , S teklisinin Yukawa bağlaşım sabiti ve A_s , S teklisinin üçlü-lineer bağlaşım sabiti olmak üzere, $Y_s^A = h_s A_s$ olarak tanımlanır.

Daha önce de belirtildiği gibi en hafif Higgs kütleleri hesaplanırken en basit mertebenin yanı sıra halka düzeltmelerinin de eklenmesi gereklidir. Şüphesiz ki bu düzeltmelere en büyük katkı MSSM de olduğu gibi üst kuark ve skaler üst kuarktan ve katkısı üst kuarka nispeten daha az olan alt kuark ve skaler alt kuarktan gelecektir. Eşitlik (3.54)'ten yararlanarak bu halka katkıları

$$V_{halka} = \frac{6}{64\pi^2} \left[\sum_{i=1}^2 m_{\tilde{t}_i, \tilde{b}_i}^4(H) \left(\log \frac{m_{\tilde{t}_i, \tilde{b}_i}^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) - 2m_{t,b}^4(H) \left(\log \frac{m_{t,b}^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (4.30)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade de bulunan $m_{\tilde{t}_i}$ ve $m_{\tilde{b}_i}$ ileride anlatılacak olan U(1)' modelin sfermyon sektöründen yazılacaktır.

İfade (4.30)'da verilen radyatif düzeltmelerin en basit mertebedeki potansiyele sadece üst kuark ve skuarklar göz önüne alındığında eklenmesiyle elde edilen yeni efektif Higgs potansiyelimiz yardımıyla (4.26)'daki gibi yeni CP-tek ve CP-çift 3x3 Higgs kütle matrisleri yazılır. Bu durumda halka düzeltmeleri eklenmiş Higgs potansiyeli için, skaler Higgs kütlelerini veren CP-çift kütle matrisi, $\tan \beta = v_u/v_d$ ve $\cot \alpha = v \sin \beta \cos \beta / v_s$ olmak üzere

$$M_{SS}^2 = \begin{pmatrix} M_{uu}^2 + M_A^2 \cos^2 \beta & M_{ud}^2 - M_A^2 \sin \beta \cos \beta & M_{us}^2 - M_A^2 \cot \alpha \cos \beta \\ M_{ud}^2 - M_A^2 \sin \beta \cos \beta & M_{dd}^2 + M_A^2 \sin^2 \beta & M_{ds}^2 - M_A^2 \cot \alpha \sin \beta \\ M_{us}^2 - M_A^2 \cot \alpha \cos \beta & M_{ds}^2 - M_A^2 \cot \alpha \sin \beta & M_{ss}^2 + M_A^2 \cot^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

şeklindedir[24].

Burada,

$$M_0^2 = \frac{h_s A_s v_s}{\sqrt{2} \sin \beta \cos \beta} \quad \text{ve} \quad \mathfrak{I}(\Lambda^2, m_{t_1}^2, m_{t_2}^2) = -2 + \ln \left(\frac{m_{t_1}^2 m_{t_2}^2}{\Lambda^4} \right) \quad (4.32)$$

olmak üzere

$$M_A^2 = M_0^2 \left(1 + \frac{3h_t^2}{32\pi^2} \frac{A_t}{A_s} \mathfrak{I} \right) \quad (4.33)$$

şeklindedir. Ayrıca, matrisin diğer elemanlarındaki kütle parametreleri olan $M_{ij}^2 (i, j = u, d, s)$;

$$M_{ij}^2 = v_i v_j \left\{ \bar{\lambda}_{ij} + \frac{3}{(4\pi)^2} \left[\frac{\rho_i \tilde{m}_j^2 + \tilde{m}_i^2 \rho_j}{m_{t_1}^2 + m_{t_2}^2} (2 - G) + \left(\rho_i \rho_j + \zeta_i \zeta_j + \delta_{id} \delta_{js} \frac{h_t^2 h_s^2}{4} \right) \mathfrak{I} \right] + \left(\rho_i \rho_j + \frac{\tilde{m}_i^2 \tilde{m}_j^2}{(m_{t_1}^2 - m_{t_2}^2)^2} \right) G - \delta_{iu} \delta_{ju} h_t^4 \ln \left\{ \frac{m_t^4}{Q^4} \right\} \right\} \quad (4.34)$$

olarak gösterilebilir.

Burada , $i \neq j$ durumunda $\bar{\lambda}_{ij} = \lambda_{ij}$ ve $i = j$ durumunda $\bar{\lambda}_{ij} = \lambda_{ij}$ için

$$\lambda_{u,d} = \frac{1}{8}G^2 + \frac{1}{2}Q_{(H_u,H_d)}^2 g_{Y'}^2, \quad \lambda_s = \frac{1}{2}Q_S^2 g_{Y'}^2 \quad (4.35)$$

$$\lambda_{ud} = -\frac{1}{4}G^2 + \frac{1}{2}Q_{H_u}Q_{H_d} g_{Y'}^2 + h_s^2, \quad \lambda_{us,ds} = Q_S Q_{(H_u,H_d)} g_{Y'}^2 + h_s^2$$

ve

$$G(m_{t_1}^2, m_{t_2}^2) = 2 - \frac{m_{t_1}^2 + m_{t_2}^2}{m_{t_1}^2 - m_{t_2}^2} \ln \left(\frac{m_{t_1}^2}{m_{t_2}^2} \right) \quad (4.36)$$

şeklindedir. İfade (4.34)'teki diğer değerler aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$\rho_u = h_t^2 - \lambda_u, \quad \rho_d = (h_s^2 - \lambda_{ud}) / 2, \quad \rho_s = (h_s^2 - \lambda_{us}) / 2 \quad (4.37)$$

$$\begin{aligned} \zeta_u &= -\frac{1}{8} \left(g_2^2 - \frac{5}{3} g_Y^2 \right) + \frac{1}{2} (Q_Q - Q_U) Q_{H_u} g_{Y'}, \\ \zeta_d &= \frac{1}{8} \left(g_2^2 - \frac{5}{3} g_Y^2 \right) + \frac{1}{2} (Q_Q - Q_U) Q_{H_d} g_{Y'}, \\ \zeta_s &= -(\zeta_u + \zeta_d) \end{aligned} \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} \tilde{m}_u^2 &= \zeta_u \delta + h_t^2 A_t (A_t - h_s v_s \cot \beta) \\ \tilde{m}_d^2 &= \zeta_d \delta + h_t^2 h_s v_s (h_s v_s - A_t \tan \beta) \\ \tilde{m}_s^2 &= \zeta_s \delta + \frac{v_d^2}{v_s^2} h_t^2 h_s v_s (h_s v_s - A_t \tan \beta) \\ [\delta &= M_Q^2 - M_u^2 + \zeta_u v_u^2 + \zeta_d v_d^2 + \zeta_s v_s^2] \end{aligned} \quad (4.39)$$

Sonuç olarak (4.31)'deki matrisin dikleştirilmesinin ardından bulunan 3 özdeğer sırasıyla bize h^0 , H^0 ve $H^{0'}$ skaler Higgs kütlelerinin halka düzeltmeleri yapılmış halini verir. Tez boyunca bu kısımlar numerik hesaplamalarla yapılmıştır.

4.2.3 S-fermiyon Sektörü

Daha önce MSSM’de bahsedildiği gibi, U(1)’ skaler-üst ve alt kuark kütle matrisi için kütle terimleri, U(1)’ Süpersimetrik Lagrangian’daki skaler potansiyelden (V_F), D-terimlerden (4.32) ve yumuşak kırınım terimlerinden (4.19) gelir. U(1)’da skaler üst kuark için kütle terimleri;

$$\begin{aligned}
m_{LL}^2 &= m_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 - \frac{1}{12}(3g_2^2 - g_Y^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
m_{LR}^2 &= h_t A_t^* H_u^{0*} - h_s S H_d^0 \\
m_{RL}^2 &= h_t A_t H_u^0 - h_s S^* H_d^{0*} \\
m_{RR}^2 &= m_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 - \frac{1}{3}g_Y^2(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)
\end{aligned} \tag{4.40}$$

şeklindedir. Bu kütle terimlerinin eşitlik (3.58)’de belirtilen kütle kare matrisine yerleştirilmesi ve matrisin dikleştirilmesinin ardından bulunan özdeğerler bize U(1)’ Model’de skaler üst kuarkın kütlesini verecektir. Öte yandan skaler fermiyon sektörü için kütle kare terimlerini genel olarak aşağıdaki gibi yazabiliriz[22].

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{f}_{LL}}^2 &= m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 + \frac{1}{2}(Y_{f_L} g_Y^2 - T_3 g_2^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
&\quad + g_Y^2 Q'_{f_L} (|H_u^0|^2 Q'_{H_u} + |H_d^0|^2 Q'_{H_d} + |S|^2 Q'_S) \\
m_{\tilde{f}_{LR}}^2 &= h_f (A_f^* H_f^{0*} + h_s S H_f^0) \\
m_{\tilde{f}_{RL}}^2 &= h_f (A_f H_f^0 + h_s S^* H_f^{0*}) \\
m_{\tilde{f}_{RR}}^2 &= m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 + \frac{1}{2}(Y_{f_R} g_Y^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\
&\quad + g_Y^2 Q'_{f_R} (|H_u^0|^2 Q'_{H_u} + |H_d^0|^2 Q'_{H_d} + |S|^2 Q'_S)
\end{aligned} \tag{4.41}$$

Yukarıdaki matris elemanlarının oluşturduğu

$$\mathbf{M}_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_{LL}}^2 & m_{\tilde{f}_{LR}}^2 \\ m_{\tilde{f}_{RL}}^2 & m_{\tilde{f}_{RR}}^2 \end{pmatrix} \tag{4.42}$$

matrisinin

$$D^\dagger M_f^2 D = \text{diag}(m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2) \quad (4.43)$$

şeklinde dikleştirilmesinin ardından bulunan $m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2$ özdeğerleri bize ilgili fermiyonun kütle karelerini verir. Burada D ilgili fermiyonlar için, üniter dikleştirme matrisidir.

4.2.4 Nötralino Sektörü

U(1)' Model'de, ekstra bir ayar yapısının gelmesi ile MSSM'den farklı olarak üç Higgsino $(\tilde{H}_u^0 \ \tilde{H}_d^0 \ \tilde{S})$ ve üç nötral ayarino $(\tilde{B}^0 \ \tilde{W}^0 \ \tilde{B}'^0)$ birbirine karışarak altı adet nötralino oluşturur. U(1)' Model için yumuşak Süpersimetri kırılımından gelen \tilde{B}^0, \tilde{W}^0 ve \tilde{B}'^0 kütle terimleri

$$-\frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B}^0 \cdot \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W}^0 \cdot \tilde{W}^0 + M_1' \tilde{B}'^0 \cdot \tilde{B}'^0 \right) \quad (4.44)$$

ile (3.64)'de verilen etkileşim Lagrangian'ından gelecek olan etkileşim terimleri, U(1)' in nötralino sektörünü meydana getirir.

Eşitlik (3.65)'teki nötralino Lagrangian'ı U(1)' Model için yazılması durumunda, bu model için nötralino kütle matrisi $(\tilde{B}^0 \ \tilde{W}^0 \ \tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_u^0 \ \tilde{S} \ \tilde{B}'^0)$ bazında,

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z s_\beta s_W & 0 & M \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W & 0 & 0 \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu_{\text{eff}} & -\mu_\lambda s_\beta & Q'_{H_d} m_\nu c_\beta \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & -\mu_{\text{eff}} & 0 & -\mu_\lambda c_\beta & Q'_{H_u} m_\nu s_\beta \\ 0 & 0 & -\mu_\lambda s_\beta & -\mu_\lambda c_\beta & 0 & Q'_S m_s \\ M & 0 & Q'_{H_d} m_\nu c_\beta & Q'_{H_u} m_\nu s_\beta & Q'_S m_s & M_1' \end{pmatrix} \quad (4.45)$$

şeklindedir. (4.45)'teki matriste $s_W, c_W = \sin \theta_W, \cos \theta_W$, $m_\nu = g_Y \nu$, $m_s = g_Y \nu_s$,
 $\mu_{eff} = h_s \frac{\nu_s}{\sqrt{2}}$ ve $\mu_\lambda = \frac{\nu}{\sqrt{2}}$ olarak tanımlanır. Bu matrisin dikleştirilmesinin ardından nötralino kütle özdeğerleri bulunur.

5- DOĞALLIK VE RENORMALİZASYON GRUP DENKLEMLERİ

5.1 İnce Ayar ve Doğallık

Standart Model (SM) Hiyerarşi Problemi ve Kozmolojik Sabit Problemi vb. gibi parçacık fiziği ve kozmolojinin birçok alanında kullanılan ince ayar (fine tuning) kriteri, öne sürülen modelin doğallığını açıklaması bakımından önemli bir ölçüttür. Özellikle zayıf skala Süpersimetrik modellerde, SM'e göre çok azda olsa bir Hiyerarşi probleminin varlığından dolayı, bu modeller arasındaki özellikle en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarlarının karşılaştırılması, deneylerde incelenmesine öncelik verilecek modelleri belirlemede büyük etken oluşturur. Bu nedenle süpersimetrik modellerde doğallığın incelenmesi önemlidir; her bir süpersimetrik model için gereklidir.

Bir modelin herhangi bir parametresine gelen ince ayar miktarının hesaplanmasında en çok kullanılan yöntem,

$$\Delta_{p_a} = \left| \frac{p_a \times \delta M_Z^2}{\delta p_a \times M_Z^2} \right| \quad (5.1)$$

şeklindedir[25]. Burada p_a , ilgili parametre değerini, δp_a ise parametrenin Büyük Birleşim Teorisi (GUT) skalasındaki değişimini ifade eder. Diğer yandan, U(1)' Model için, Süpersimetri kırılım skalasında Higgs'e bağlı analitik ifadesi eşitlik (5.2)'de verilen Z bozonunun kütle karesi M_Z^2 , bizim bu skaladaki gözlemlenebilirimizdir. Dolayısıyla δM_Z^2 , Z bozonu kütle karesinin zayıf skaladaki değişimini ifade eder.

$$M_Z^2 = \frac{2(m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2 \tan^2 \beta)}{\tan^2 \beta - 1} - 2|h_s \langle S \rangle|^2 \quad (5.2)$$

Dolayısıyla büyük Δ_{p_a} (ince ayar) değeri, ilgili parametrenin GUT skalasındaki küçük bir değişiminin, zayıf skaladaki M_Z^2 üzerinde büyük bir değişime neden olduğunu ifade eder. Bu modelin doğallığı açısından istenilen bir durum değildir. Bir model için $\Delta_{p_a} \leq 10$ iyi bir ince ayar miktarıdır[26]. Böyle bir ince ayar, modelin doğal olduğunu vurgular.

5.2 Renormalizasyon Gruplar ve Denklemleri

Renormalizasyon Gruplar(RG), farklı skalalarda (uzaklık, enerji vb.) bakıldığında, fiziksel bir sistemdeki değişikliklerin incelenmesine olanak veren matematiksel bir yöntemdir. Parçacık fiziğinde ise, fiziksel sürecin meydana geldiği enerji skalasının değişimi sonucu ilgili kuvvet yasasındaki değişimi ifade eder. Kısacası, fiziksel süreçler için bir skala transformasyonu düşünülürse, RG'lar, bütün skalalarda aynı kalan bir sistemin sahip olduğu simetri ("skala değişmezi") ile ilgilidir.

Renormalize edilebilir teorilerde, herhangi bir skaladaki sistem, daha küçük bir uzaklık skalasında bakıldığında, sistemin bileşenlerini tarif eden fakat farklı parametrelere(kütle parametreleri, bağlaşım sabitleri vb.) sahip kendine benzer kopyalardan oluştuğu görülür. İki skala arasındaki bu parametre değişimlerini bulmak için, Renormalizasyon Grup Denklemleri (RGE) adı verilen özel diferansiyel denklemler kullanılır. Deneysel verilerin çok yüksek enerji skalalarına projeksiyonlarını yapmak için ilgili modeldeki RGE denklemlerinin çözülmesi gereklidir. Kısacası RGE'ler iki skalayı birbirine bağlar.

U(1)' Model için Büyük Birleşim skalası ile zayıf skalayı birbirine bağlayan tek halka RGE'ler sırasıyla verilmiştir[27].

İlk olarak U(1)' Model'e ait dört ayar bağlaşım sabitinin RGE'leri aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\frac{dg_3}{dt} &= (2N_F - 9)g_3^3 \\
\frac{dg_2}{dt} &= (2N_F - 5)g_2^3 \\
\frac{dg_1}{dt} &= (2N_F + \frac{3}{5})g_1^3 \\
\frac{dg_1'}{dt} &= (2N_F + \rho\lambda_H)g_1'^3
\end{aligned} \tag{5.3}$$

Burada $t \equiv (4\pi)^{-2} \ln Q / M_{GUT}$, $N_F = 3$, $\lambda_H = Q_{H_d}^2 + Q_{H_u}^2 + \frac{1}{2}Q_S^2$ ve

$$\rho = \frac{4}{6Q_Q^2 + 3(Q_U^2 + Q_D^2) + 2Q_L^2 + Q_E^2} \text{ olarak tanımlanmıştır.}$$

Sırasıyla üst kuark, alt kuark, tau ve skaler S Higgs teklisini ait RGE'ler

$$\begin{aligned}
\frac{dh_t}{dt} &= h_t(6h_t^2 + h_b^2 + h_s^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{13}{15}g_1^2 - \rho(Q_{H_u}^2 + Q_Q^2 + Q_U^2)g_1'^2) \\
\frac{dh_b}{dt} &= h_b(6h_b^2 + h_t^2 + h_\tau^2 + h_s^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{7}{15}g_1^2 - \rho(Q_{H_d}^2 + Q_Q^2 + Q_D^2)g_1'^2) \\
\frac{dh_\tau}{dt} &= h_\tau(4h_\tau^2 + 3h_b^2 + h_s^2 - 3g_2^2 - \frac{9}{5}g_1^2 - \rho(Q_{H_d}^2 + Q_L^2 + Q_E^2)g_1'^2) \\
\frac{dh_s}{dt} &= h_s(4h_s^2 + 3h_t^2 + 3h_b^2 + h_\tau^2 - 3g_2^2 - \frac{3}{5}g_1^2 - \rho(Q_{H_d}^2 + Q_{H_u}^2 + Q_S^2)g_1'^2)
\end{aligned} \tag{5.4}$$

şeklindedir.

Ayario kütleleri için RGE'ler aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\frac{dM_3}{dt} &= (4N_F - 18)g_3^2M_3 \\
\frac{dM_2}{dt} &= (4N_F - 10)g_2^2M_2 \\
\frac{dM_1}{dt} &= (4N_F + \frac{6}{5})g_1^2M_1 \\
\frac{dM_1'}{dt} &= (4N_F - \rho(2Q_{H_d}^2 + 2Q_{H_u}^2 + Q_S^2))g_1'^2M_1'
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Üçlü-lineer bağlaşımların RGE'leri ise

$$\begin{aligned}
\frac{dA_\tau}{dt} &= 2(6h_\tau^2 A_\tau + h_b^2 A_b + h_s^2 A_s) + 2\left(\frac{16}{3} g_3^2 M_3 + 3g_2^2 M_2 + \frac{13}{15} g_1^2 M_1 + \rho(Q_{H_u}^2 + Q_Q^2 + Q_U^2) g_1'^2 M_1'\right) \\
\frac{dA_b}{dt} &= 2(6h_b^2 A_b + h_\tau^2 A_\tau + h_s^2 A_s) + 2\left(\frac{16}{3} g_3^2 M_3 + 3g_2^2 M_2 + \frac{7}{15} g_1^2 M_1 + \rho(Q_{H_d}^2 + Q_Q^2 + Q_D^2) g_1'^2 M_1'\right) \\
\frac{dA_\tau}{dt} &= 2(4h_\tau^2 A_\tau + 3h_b^2 A_b + h_s^2 A_s) + 2(+3g_2^2 M_2 + \frac{9}{5} g_1^2 M_1 + \rho(Q_{H_d}^2 + Q_L^2 + Q_E^2) g_1'^2 M_1') \\
\frac{dA_s}{dt} &= 2(4h_s^2 A_s + 3h_\tau^2 A_\tau + 3h_b^2 A_b + h_\tau^2 A_\tau) + 2(3g_2^2 M_2 + \frac{3}{5} g_1^2 M_1 + \rho(Q_{H_d}^2 + Q_{H_u}^2 + Q_S^2) g_1'^2 M_1')
\end{aligned} \tag{5.6}$$

olarak verilmiştir.

Son olarak skaler parçacıkların yumuşak kütlelerine ait RGE'ler aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\frac{dm_{\tilde{\tau}_L}^2}{dt} &= 2(m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_{H_d}^2 + m_{\tilde{\tau}_R}^2 + |A_\tau|^2) h_\tau^2 \\
&\quad - 8\left(\frac{3}{4} g_2^2 |M_2|^2 + \frac{3}{20} g_1^2 |M_1|^2 + \frac{1}{2} \rho Q_L^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\
&\quad - \frac{3}{5} g_1^2 S + \rho Q_L g_1'^2 S' \\
\frac{dm_{\tilde{\tau}_R}^2}{dt} &= 4(m_{\tilde{\tau}_L}^2 + m_{H_d}^2 + m_{\tilde{\tau}_R}^2 + |A_\tau|^2) h_\tau^2 \\
&\quad - 8\left(\frac{3}{5} g_1^2 |M_1|^2 + \frac{1}{2} \rho Q_E^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\
&\quad - \frac{6}{5} g_1^2 S + \rho Q_E g_1'^2 S' \\
\frac{dm_{\tilde{u}_L}^2}{dt} &= -8\left(\frac{4}{3} g_3^2 |M_3|^2 + \frac{3}{4} g_2^2 |M_2|^2 + \frac{1}{60} g_1^2 |M_1|^2 + \frac{1}{2} \rho Q_Q^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\
&\quad + \frac{1}{5} g_1^2 S + \rho Q_Q g_1'^2 S' \\
\frac{dm_{\tilde{u}_R}^2}{dt} &= -8\left(\frac{4}{3} g_3^2 |M_3|^2 + \frac{4}{15} g_1^2 |M_1|^2 + \frac{1}{2} \rho Q_U^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\
&\quad - \frac{4}{5} g_1^2 S + \rho Q_U g_1'^2 S'
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{d_R}^2}{dt} &= -8\left(\frac{4}{3}g_3^2|M_3|^2 + \frac{1}{15}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_D^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad + \frac{2}{5}g_1^2 S + \rho Q_D g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{e_L}^2}{dt} &= -8\left(\frac{3}{4}g_2^2|M_2|^2 + \frac{1}{20}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_L^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad - \frac{3}{5}g_1^2 S + \rho Q_{H_d} g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{e_R}^2}{dt} &= -8\left(\frac{3}{5}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_E^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad - \frac{6}{5}g_1^2 S + \rho Q_E g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{H_u}^2}{dt} &= 2(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + |A_s|^2)h_s^2 \\ &\quad + 6(m_{H_u}^2 + m_{t_L}^2 + m_{t_R}^2 + |A_t|^2)h_t^2 \\ &\quad - 8\left(\frac{3}{4}g_2^2|M_2|^2 + \frac{3}{20}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_{H_u}^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad + \frac{3}{5}g_1^2 S + \rho Q_{H_u} g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{H_d}^2}{dt} &= 2(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + |A_s|^2)h_s^2 \\ &\quad + 2(m_{H_d}^2 + m_{\tau_L}^2 + m_{\tau_R}^2 + |A_\tau|^2)h_\tau^2 \\ &\quad + 6(m_{H_d}^2 + m_{t_L}^2 + m_{b_R}^2 + |A_b|^2)h_b^2 \\ &\quad - 8\left(\frac{3}{4}g_2^2|M_2|^2 + \frac{3}{20}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_{H_d}^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad - \frac{3}{5}g_1^2 S + \rho Q_{H_d} g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_S^2}{dt} &= 4(m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + m_S^2 + |A_s|^2)h_s^2 \\ &\quad - 4\rho Q_S^2 g_1'^2 |M_1'|^2 + \rho Q_S g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dm_{t_L}^2}{dt} &= 2(m_{t_L}^2 + m_{H_d}^2 + m_{b_R}^2 + |A_b|^2)h_b^2 \\ &\quad + 2(m_{t_L}^2 + m_{H_u}^2 + m_{t_R}^2 + |A_t|^2)h_t^2 \\ &\quad - 8\left(\frac{4}{3}g_3^2|M_3|^2 + \frac{3}{4}g_2^2|M_2|^2 + \frac{1}{60}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_Q^2 g_1'^2 |M_1'|^2\right) \\ &\quad - \frac{1}{5}g_1^2 S + \rho Q_Q g_1'^2 S'\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dm_{\tilde{t}_R}^2}{dt} &= 2(m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{H_u}^2 + m_{\tilde{t}_R}^2 + |A_t|^2)h_t^2 \\
&\quad - 8\left(\frac{4}{3}g_3^2|M_3|^2 + \frac{4}{15}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_U^2 g_1'^2|M_1'\right)^2 \\
&\quad - \frac{4}{5}g_1^2 S + \rho Q_U g_1'^2 S' \\
\frac{dm_{\tilde{b}_R}^2}{dt} &= 4(m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{H_d}^2 + m_{\tilde{b}_R}^2 + |A_b|^2)h_b^2 \\
&\quad - 8\left(\frac{4}{3}g_3^2|M_3|^2 + \frac{1}{15}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{2}\rho Q_D^2 g_1'^2|M_1'\right)^2 \\
&\quad - \frac{2}{5}g_1^2 S + \rho Q_D g_1'^2 S'
\end{aligned} \tag{5.7}$$

Burada S' aşağıdaki gibi tanımlanmış olup, $Tr[Q] = 0$ 'dır.

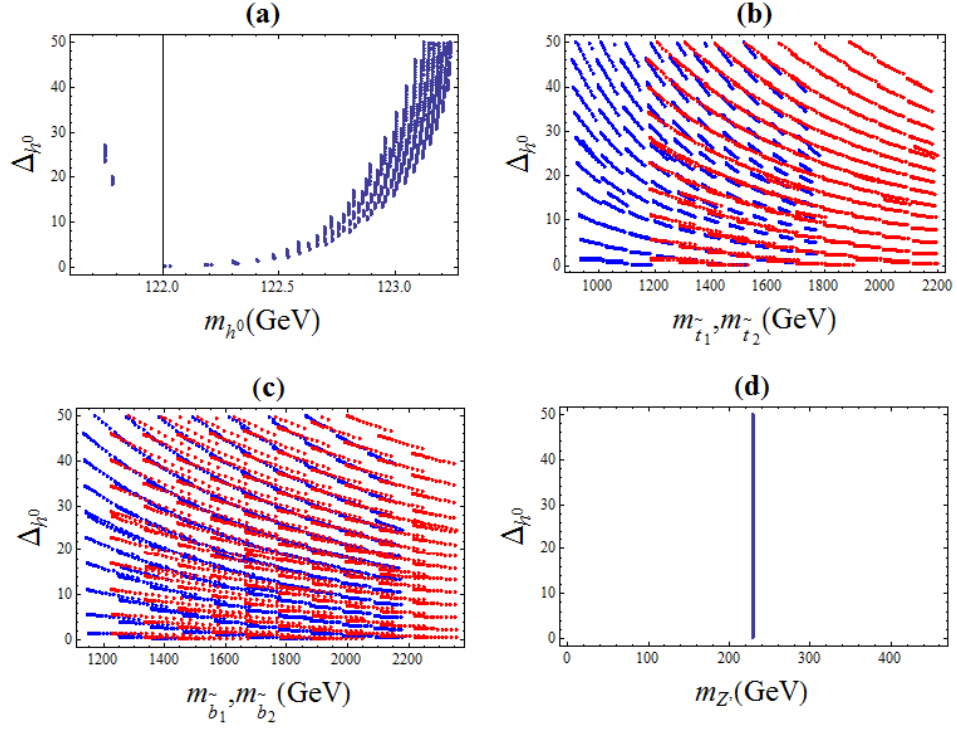
$$\begin{aligned}
S' = Tr[m^2 Q] &= 2(Q_{H_u} m_{H_u}^2 + Q_{H_d} m_{H_d}^2 + \frac{1}{2}Q_S m_S^2) \\
&\quad + 6Q_Q(m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{c}_L}^2 + m_{\tilde{u}_L}^2) + 3Q_U(m_{\tilde{t}_R}^2 + m_{\tilde{c}_R}^2 + m_{\tilde{u}_R}^2) \\
&\quad + 3Q_D(m_{\tilde{b}_R}^2 + m_{\tilde{s}_R}^2 + m_{\tilde{d}_R}^2) + 2Q_L(m_{\tilde{t}_L}^2 + m_{\tilde{\mu}_L}^2 + m_{\tilde{e}_L}^2) \\
&\quad + Q_E(m_{\tilde{t}_R}^2 + m_{\tilde{\mu}_R}^2 + m_{\tilde{e}_R}^2)
\end{aligned} \tag{5.9}$$

6. NUMERİK ANALİZ

Bu kısımda U(1)' modelleri için farklı alt modellerde doğallık ve bunun yanı sıra bazı parçacıkların kütlelerini inceleyeceğiz. Renormalizasyon Grup Denklemleri'ni *MATHEMATICA* programı yardımı ile nümerik olarak çözdürüp elde ettiğimiz sonuçları görsel olarak grafiklerle ve tablo halinde sunacağız.

(a) I Model

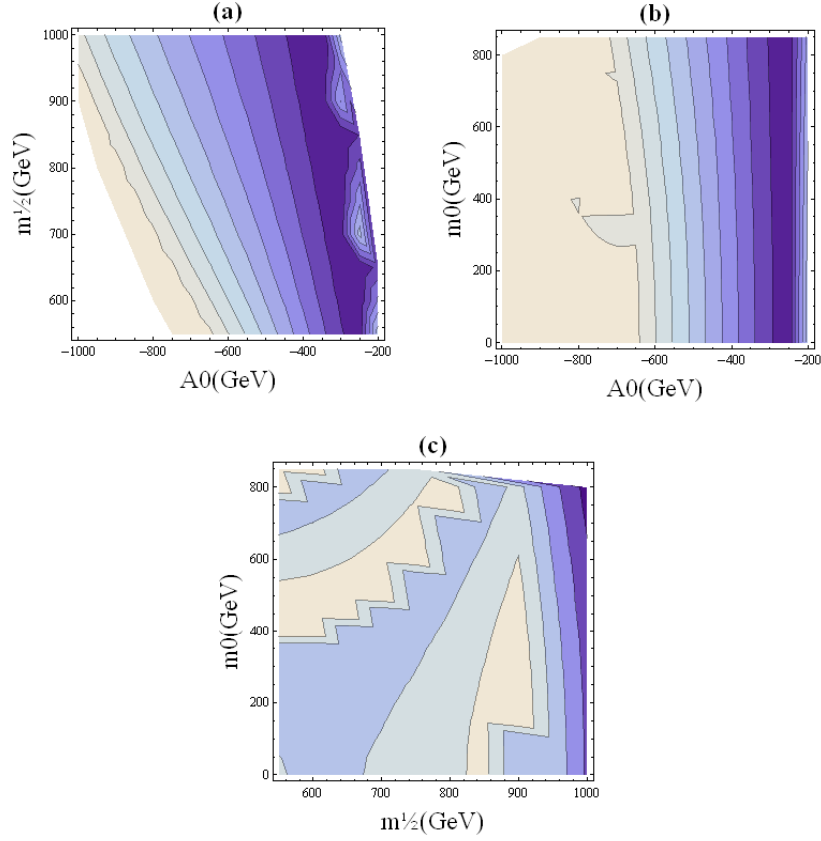
İlk olarak Şekil 6.1 ile başlayalım. Bu şekilde ince ayarın yanı sıra Higgs kütlesi (m_{h^0}), ve skaler üst ve alt kuark kütleleri gibi çeşitli değerler araştırılmıştır. Şekil 6.1'de, (a) grafiğinde daha önce 5.1'de belirtilen ifadeyle hesaplanan ince ayar miktarına karşı aynı parametrelerle hesaplanan en hafif Higgs kütesinin grafiği verilmiştir. Grafikten de anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 122-123 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 900-1800 GeV ve 1200-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 1100-2200 GeV ve 1200-2400 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen ve şekil 6.1'deki grafiklerde kullanılan parametrelerce hesaplanan Z' bozonu kütesinin teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 220$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.1: U(1)' I Model için (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{t_1}^-$ ve $m_{t_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{b_1}^-$ ve $m_{b_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.2'de, şekil 6.1(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.2(a)'da A_0 parametresi, (-400) GeV ve (-200) GeV arasında değerler alırken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 500-1000 GeV gibi geniş bir aralıktadır. Şekil 6.2(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, (-300) GeV ve (-200) GeV arasında değerler alırken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 500-1000 GeV gibi geniş bir aralıktadır. Şekil 6.2(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi

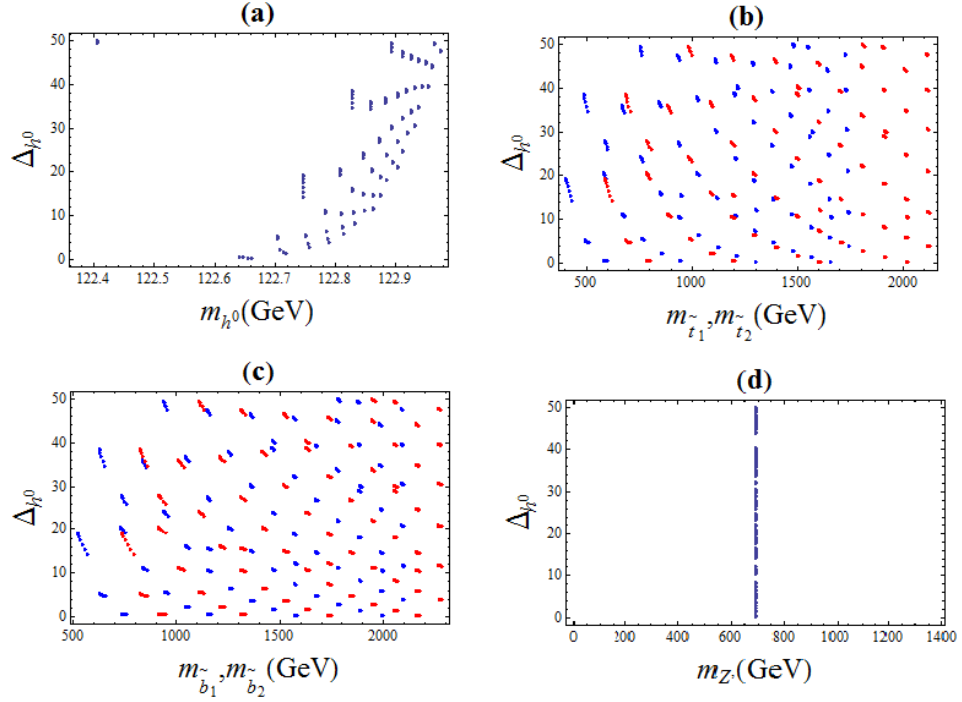
yaklaşık 1000 GeV civarındadır. Diğer yandan ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 500-1000 GeV gibi geniş bir aralıkta değerler alabilir.



Şekil 6.2: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.1'de verilen parametre değerlerini içerir.

Bir sonraki Şekil 6.3, tamamen şekil 6.1 ile aynı değerleri inceler. Tek fark v_s parametresinin 3000 olarak alınmasıdır. Şekil 6.3(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 122.6-122.9 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1800 GeV ve 800-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve

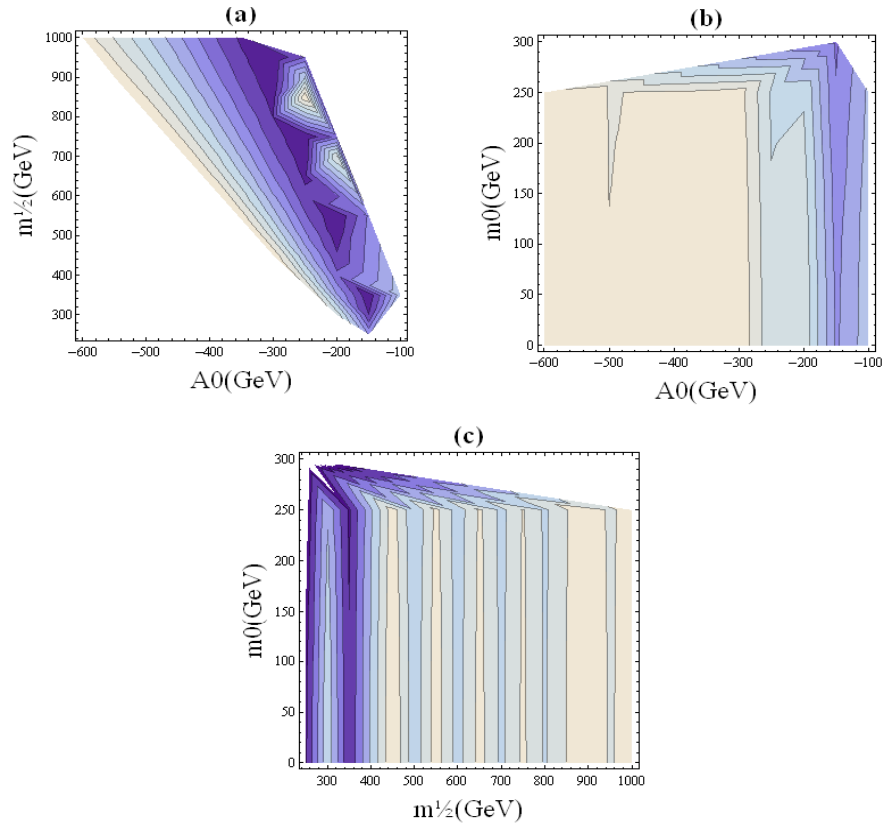
$m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 800-2200 GeV ve 1000-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği fakat şekil 6.1'dekinin aksine daha kesikli değerler alacağı söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, şekil 6.1'dekine nazaran daha yüksek olduğu ama yine teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 700$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.3: U(1)' I Model için, (a) en hafif Higgs kütesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

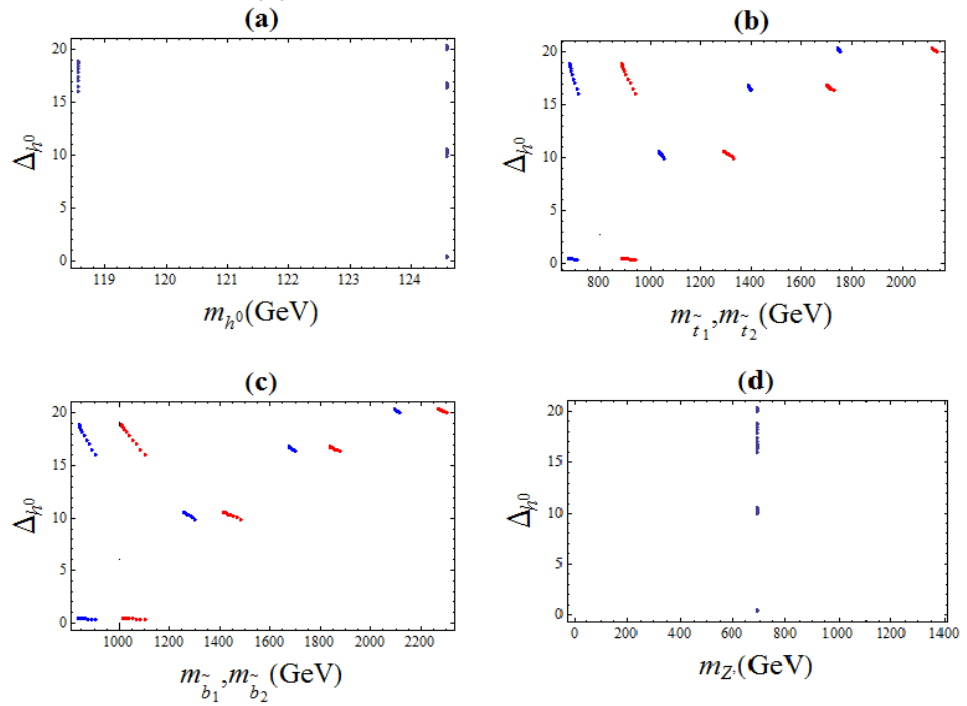
Şekil 6.4'de, şekil 6.3(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı

azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.4(a)'da A_0 parametresi, (-300) GeV ve (-150) GeV arasında değerler alırken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV gibi geniş bir aralıktadır. Şekil 6.4(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, yaklaşık (-150) GeV iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-300 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.4(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-500 GeV arasında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-300 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.4: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.3'de verilen parametre değerlerini içerir.

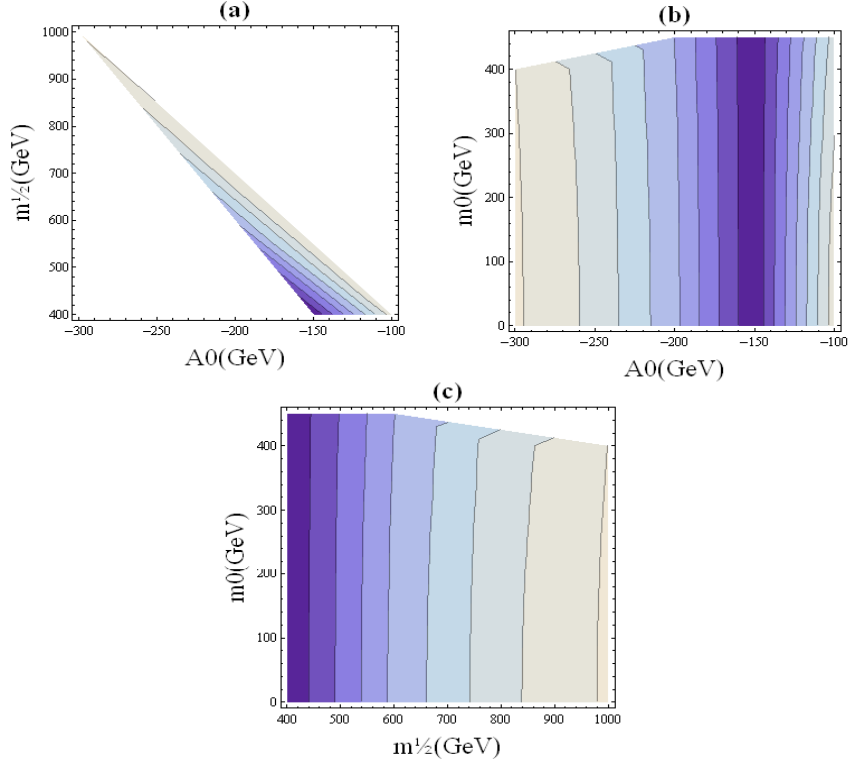
Şekil 6.5, tamamen Şekil 6.1 ve Şekil 6.3 ile aynı değerleri inceler. Tek fark v_s parametresinin 3000 ve $\tan \beta$ 'in 10 olarak alınmasıdır. Şekil 6.5(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 124.6 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 700GeV, 1100GeV, 1400GeV, 1800GeV ve 900GeV, 1300GeV, 1700GeV, 2200GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri m_{b_1} (mavi) ve m_{b_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 900GeV, 1300GeV, 1700GeV, 2100GeV ve 1100GeV, 1500GeV, 1900GeV, 2300GeV gibi değerler alır. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütlesinin bağlı olduğu h_s ve v_s parametrelerinin şekil 6.32'dekilerle aynı olmasından dolayı tekrar $m_{Z'} \cong 700$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.5: U(1)' I Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{t_1} ve m_{t_2} 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{b_1} ve m_{b_2} 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif

Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 50$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

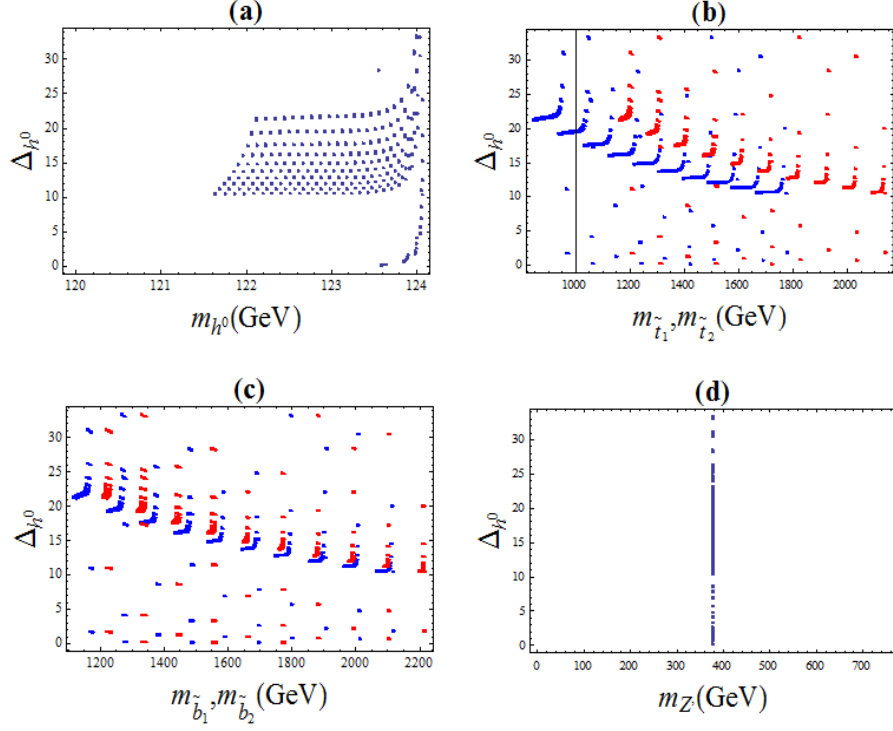
Şekil 6.6'de, şekil 6.5(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütesi için, şekil 6.6(a)'da A_0 parametresi, (-150) GeV civarındayken, ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 400-500 GeV arasındadır. Şekil 6.6(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, şekil 6.6(a)'daki gibi yaklaşık (-150) GeV iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-500 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.4(c)'ye göre ise ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 400 GeV civarında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-500 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.6: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ ’den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 ’dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 ’dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.5’de verilen parametre değerlerini içerir.

Bir sonraki Şekil 6.7, U(1)’ in diğer bir modeli olan Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.7(a)’dan anlaşılacağı gibi, Higgs’in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 121.6-124 GeV civarındadır. Burada 124 GeV dolaylarındaki keskin düşüş dikkat çekicidir. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)’ın sırasıyla 800-1800 GeV ve 1200-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri m_{b_1} (mavi) ve m_{b_2} (kırmızı)’ın sırasıyla 1000-2100 GeV ve 1200-2200 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği fakat şekil

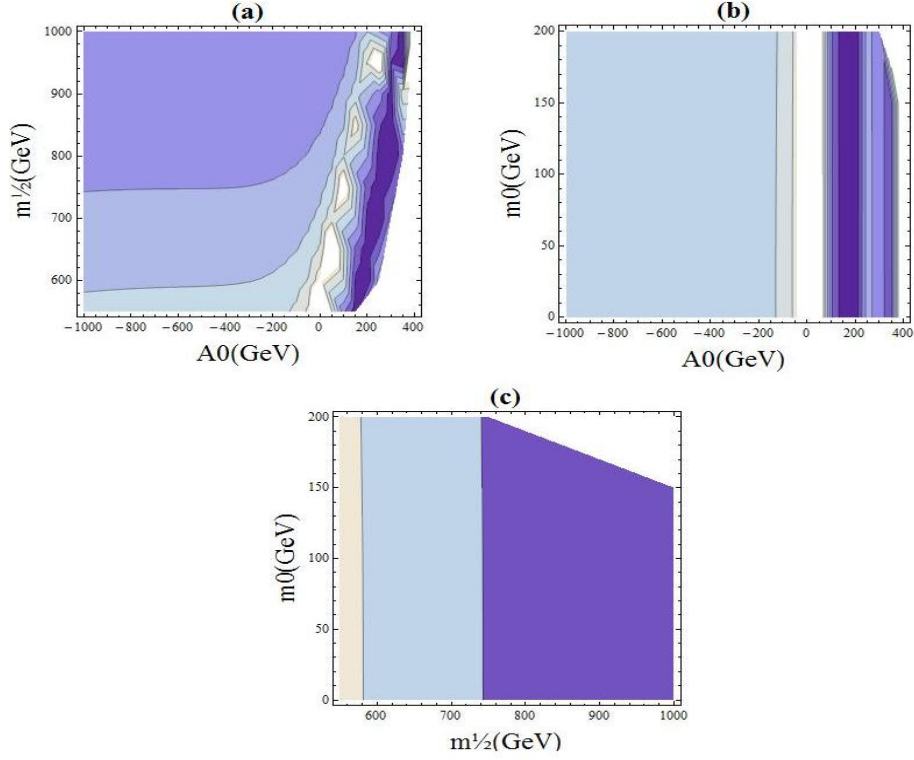
6.1'dekinin aksine daha kesikli değerler alacağı söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 400$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.7: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{t_1}^-$ ve $m_{t_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{b_1}^-$ ve $m_{b_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.8'de, Şekil 6.7(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütesi için, şekil 6.8(a)'da A_0 parametresi, 150-350 GeV civarındayken, ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 500-1000

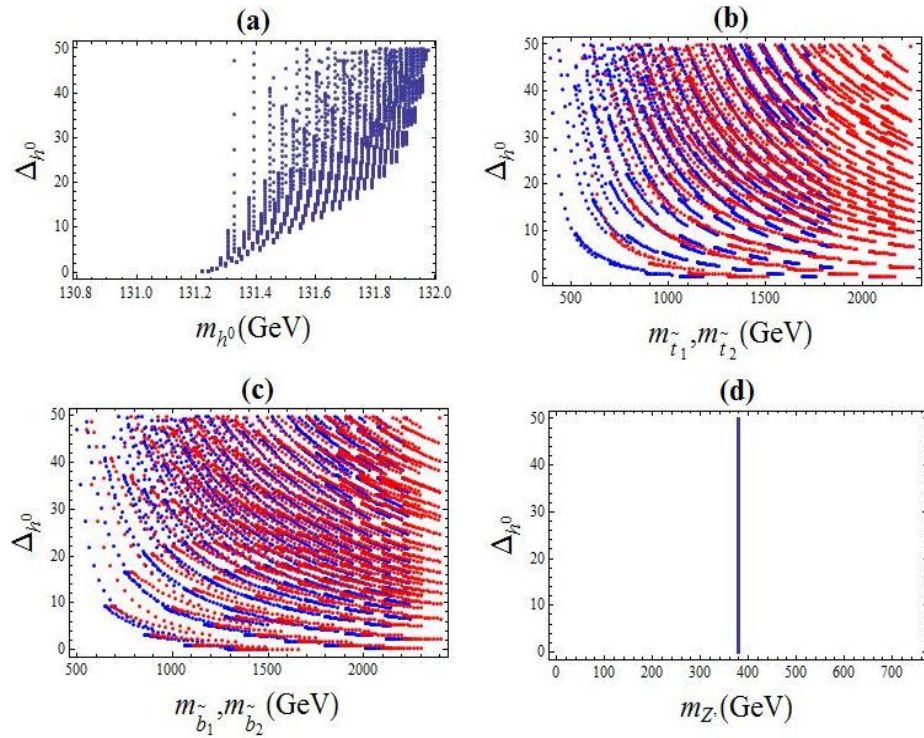
GeV arasındadır. Şekil 6.8(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 150-250 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-200 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.8(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 750-1000 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-200 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.8: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.7'de verilen parametre değerlerini içerir.

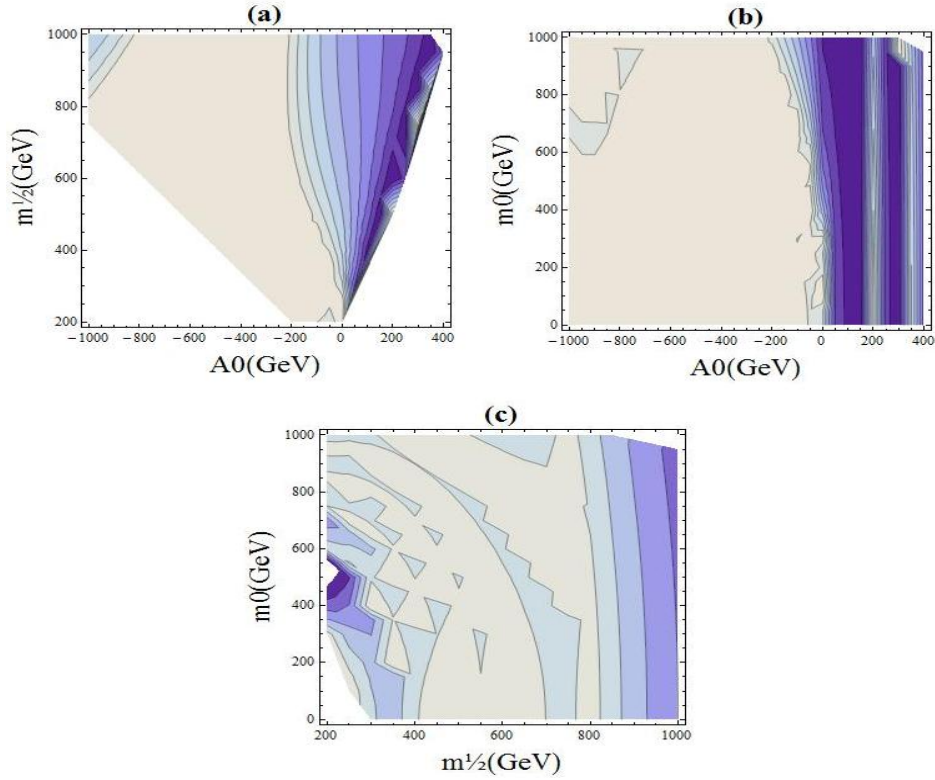
Şekil 6.9, farklı parametrede Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.9(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 131.2-131.5 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b)

grafiginde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1800 GeV ve 700-2300 GeV ve (c) grafiginde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2200 GeV ve 700-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 400$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.9: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütle, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı ve (d) Z' bozonu kütle, $m_{Z'}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı verilmektedir. $v_s = 1000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

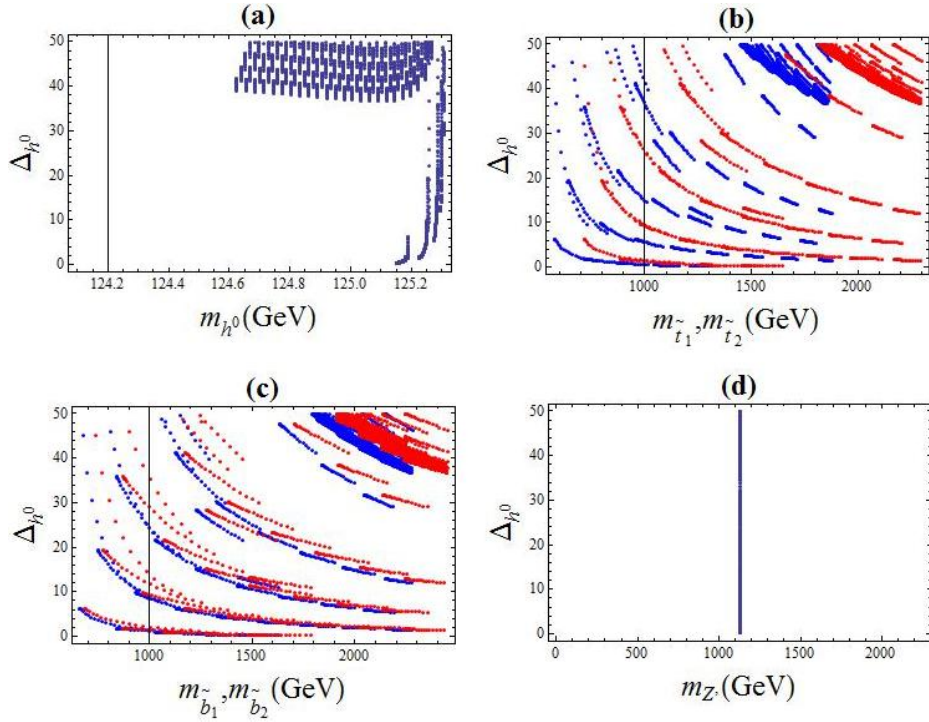
Şekil 6.10'da, Şekil 6.9(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütleğine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütleği için, şekil 6.10(a)'da A_0 parametresi, 0-400 GeV civarındayken, ortak ayarino kütleği olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.10(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 50-200 GeV ve 250-300 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütleği m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.10(c)'ye göre ise ortak ayarino kütleği olan $m_{1/2}$ parametresi 200-300 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütleği m_0 ise 400-600 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.10: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütleğine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütleği $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütleği m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütleği, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütleği m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.9'de verilen parametre değerlerini içerir.

(b) Psi Model

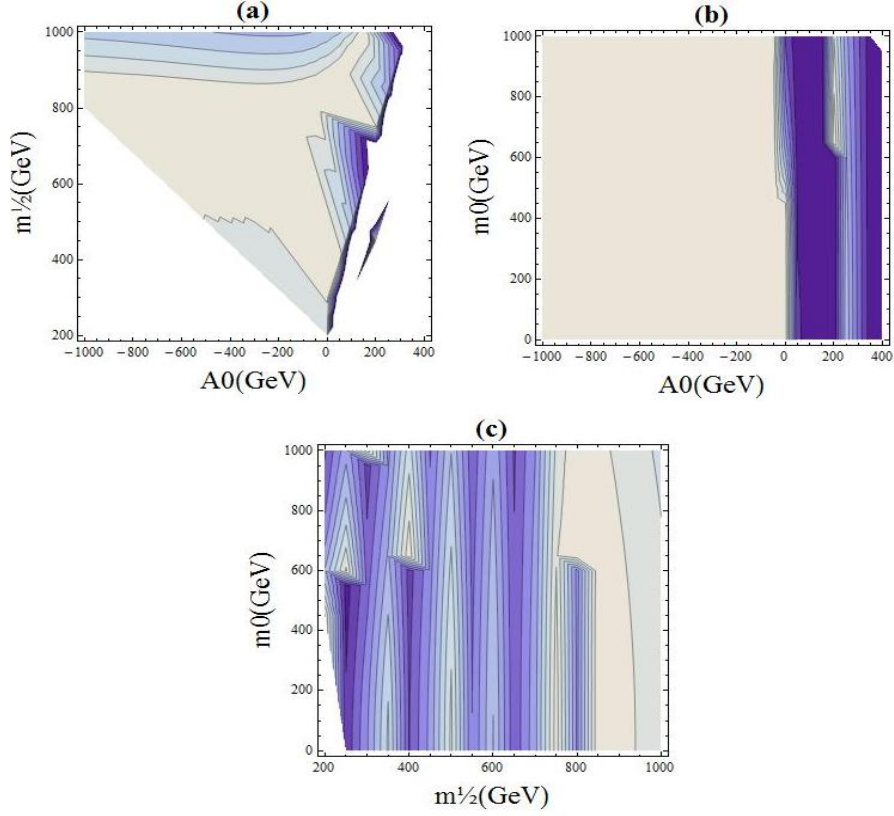
Şekil 6.11, bir başka parametrede Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.11(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 125.2 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{t_1}^-$ (mavi) ve $m_{t_2}^-$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1900 GeV ve 750-2300 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{b_1}^-$ (mavi) ve $m_{b_2}^-$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2300 GeV ve 500-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1150$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.11: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri

olan, m_{τ_1} ve m_{τ_2} 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{b_1} ve m_{b_2} 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

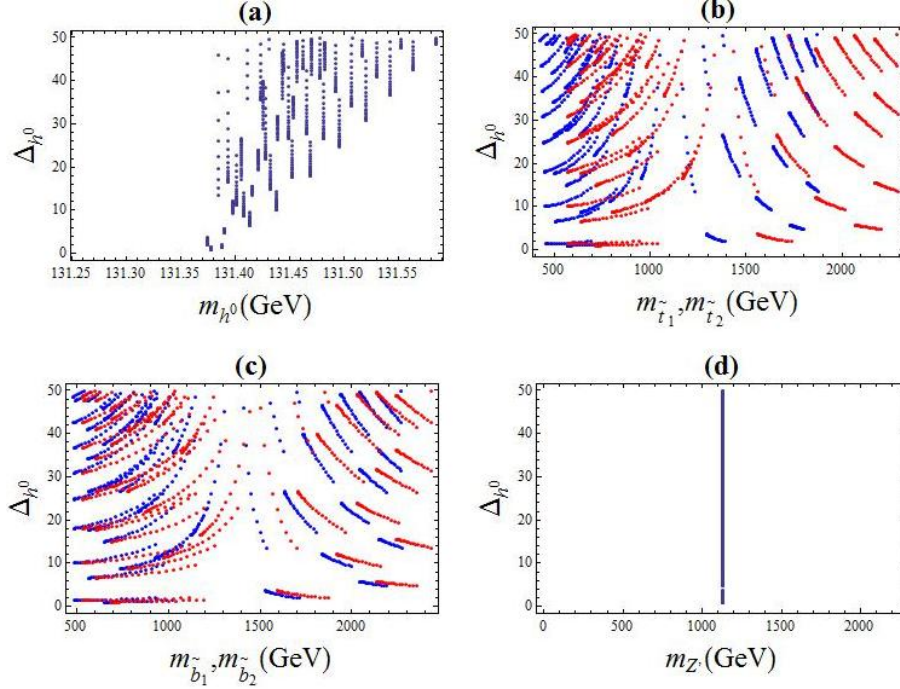
Şekil 6.12'da, Şekil 6.11(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.12(a)'da A_0 parametresi, 0-300 GeV civarındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.12(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-200 GeV ve 300-400 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.12(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 300-400 GeV aralığında ve kesikli değerlerde iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-1000 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.12: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlelerine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütle $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütle m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütle, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütle m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.11'de verilen parametre değerlerini içerir.

Şekil 6.13, bir başka parametrede Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.13(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütle 121.4 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1800 GeV ve 600-2300 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri m_{b_1} (mavi) ve m_{b_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2200 GeV ve 500-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu

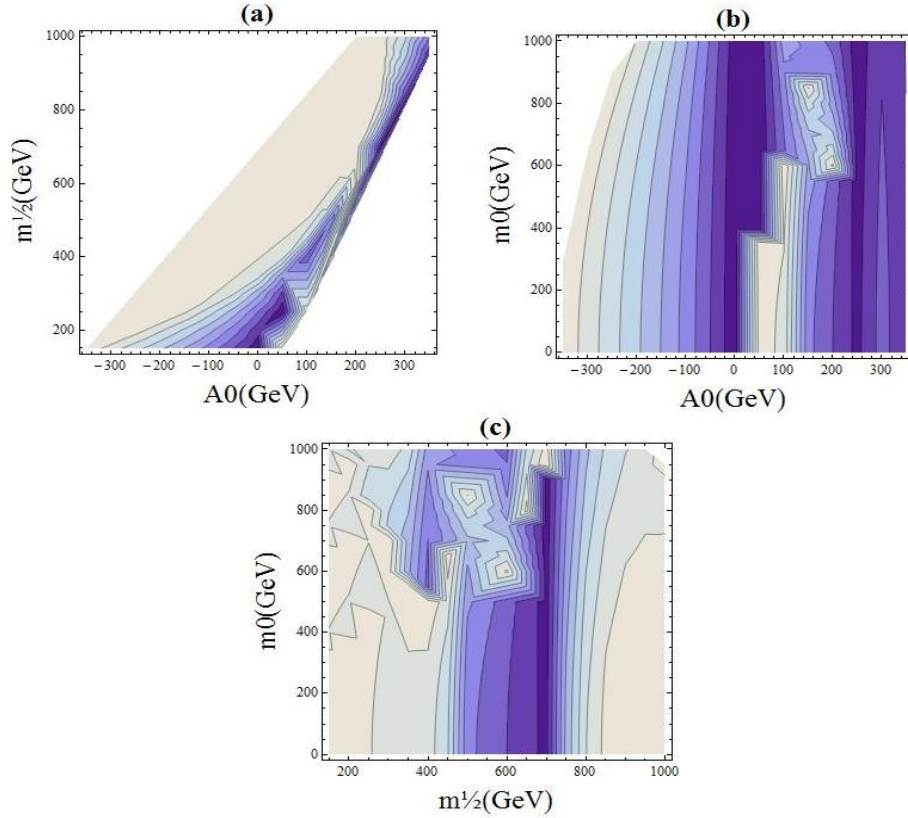
kütlesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1150$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.13: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{t_1}^-$ ve $m_{t_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{b_1}^-$ ve $m_{b_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.14'da, Şekil 6.13(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.14(a)'da A_0 parametresi, 0-90 GeV ve 200-400 GeV civarındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-300 GeV ve 600-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.14(b)'ye göre üçlü-lineer

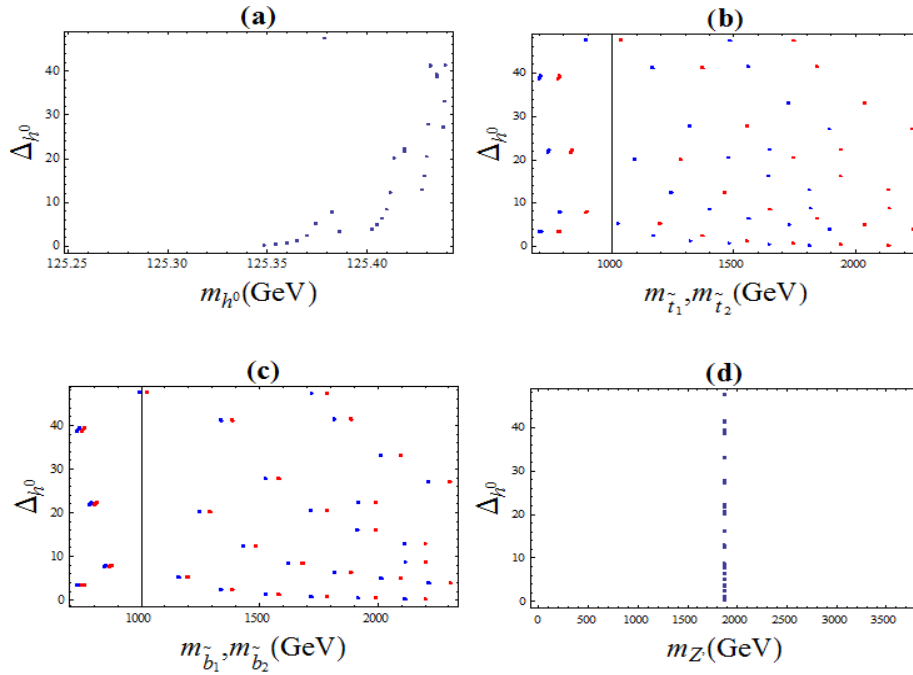
bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-100 GeV ve 240-280 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.14(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 600-700 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-900 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.14: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlelerine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.13'de verilen parametre değerlerini içerir.

Şekil 6.15, bir başka parametrede Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.15(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 125.35-125.4 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b)

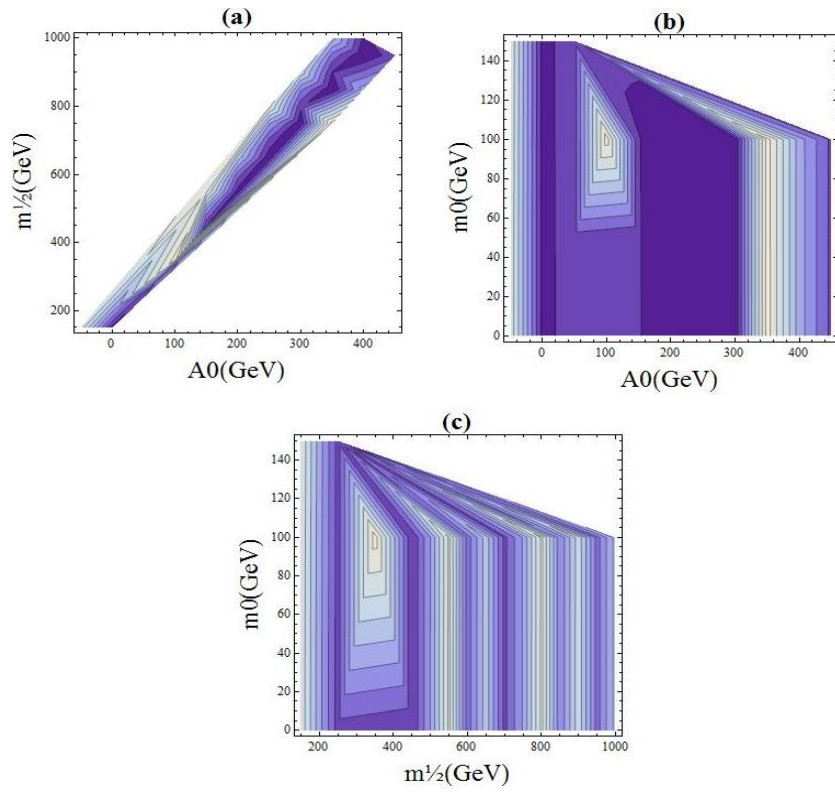
grafiginde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1900 GeV ve 600-2300 GeV ve (c) grafiginde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2200 GeV ve 500-2400 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1900$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.15: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafığı verilmektedir. $v_s = 5000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.16'da, Şekil 6.15(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı

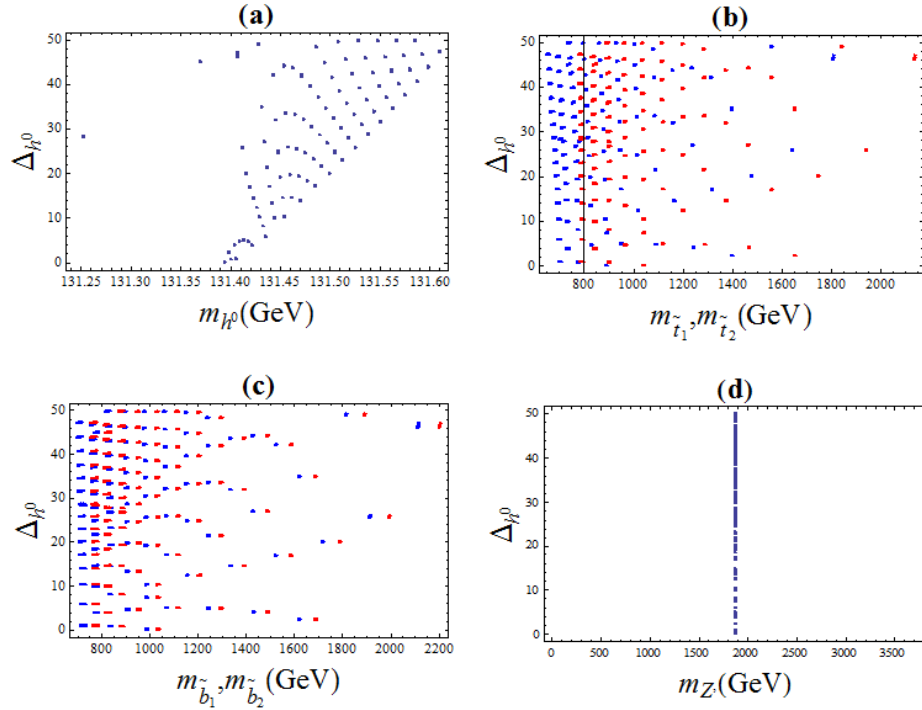
azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.16(a)'da A_0 parametresi, 0-400 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.16(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-300 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-140 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.16(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-400 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-140 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.16: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.15'de verilen parametre değerlerini içerir.

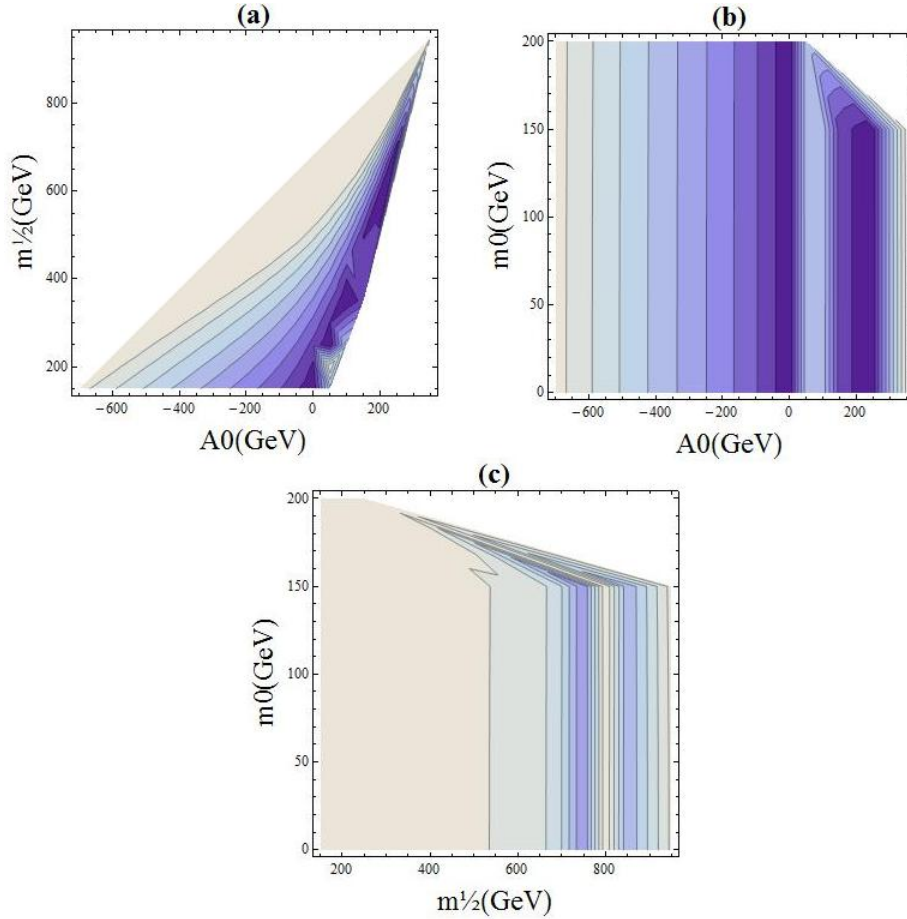
Şekil 6.17, bir başka parametrede Psi Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.15(a)'dan anlaşılacağı

gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 131.4-131.45 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 700-1400 GeV ve 800-1700 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 700-1600 GeV ve 800-1700 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1900$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.17: U(1)' Psi Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 5000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.18’de, Şekil 6.17(a)’da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs’in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütesi için, şekil 6.18(a)’da A_0 parametresi, 0-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 100-900 GeV arasındadır. Şekil 6.16(b)’ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, (-50)-0 GeV ve 200-300 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-200 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.18(c)’ye göre ise ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 700-750 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-150 GeV aralığında değerler alabilir.

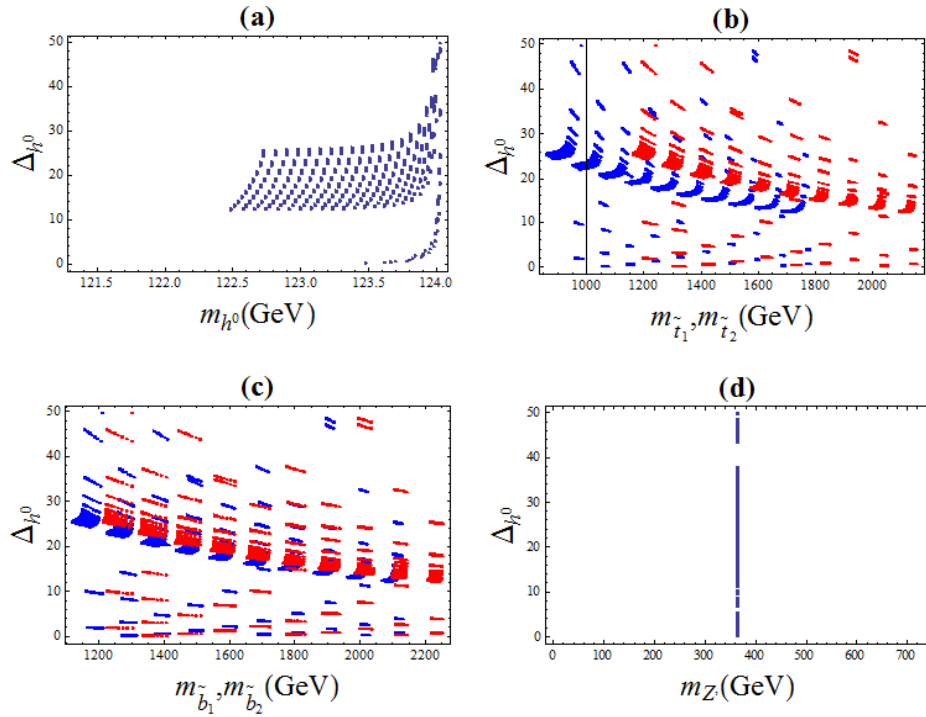


Şekil 6.18: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ ’den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler

parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.17'de verilen parametre değerlerini içerir.

(c) N Model

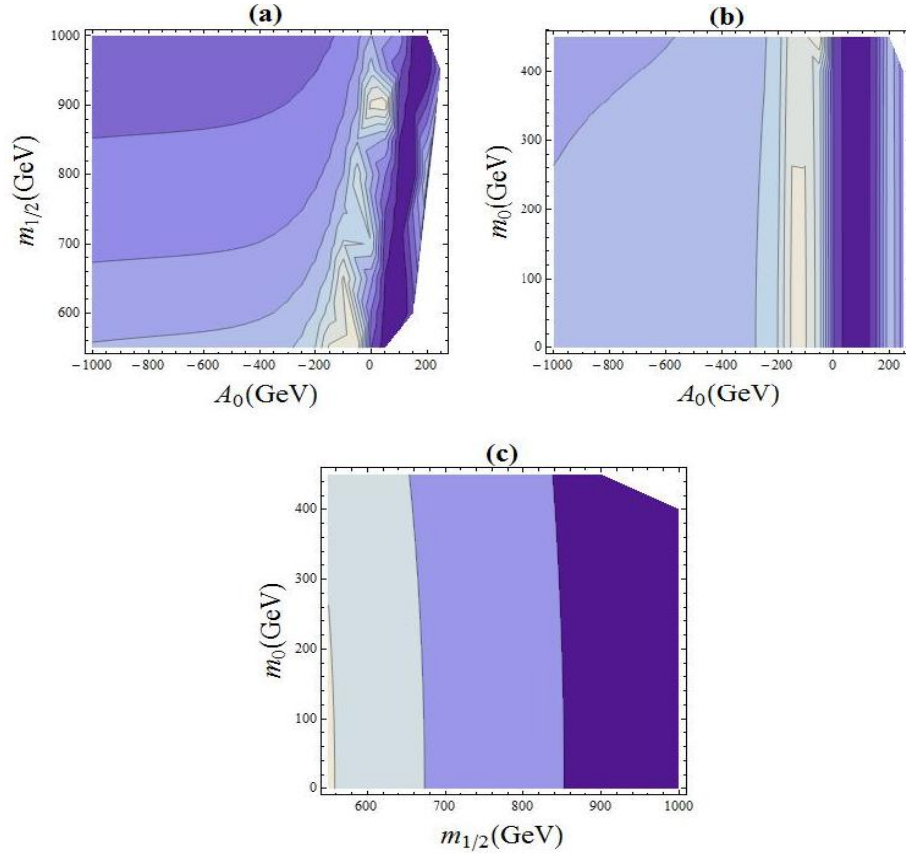
Bir sonraki Şekil 6.19, U(1)' 'in bir diğer modeli olan N Model için daha önceki grafiklerdeki gibi doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.18(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 123.5-124 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 1000-1800 GeV ve 1200-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri m_{b_1} (mavi) ve m_{b_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 1200-2100 GeV ve 1200-2300 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütlesinin, teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 350$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.19: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{t_1}^-$ ve $m_{t_2}^-$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{b_1}^-$ ve $m_{b_2}^-$ 'ın, en hafif

Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 1000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

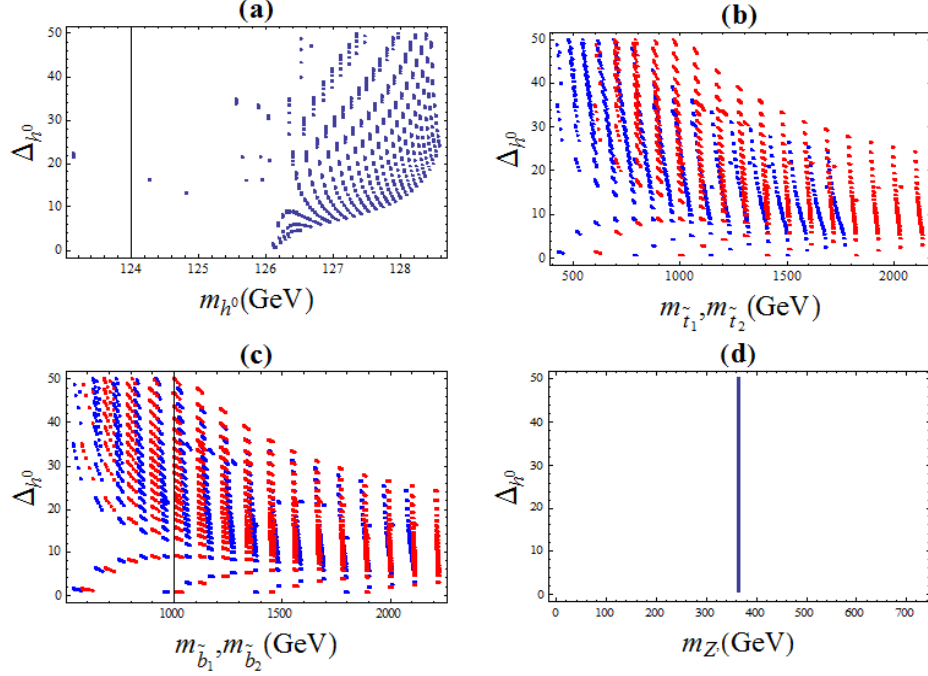
Şekil 6.20'de, Şekil 6.19(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.20(a)'da A_0 parametresi, 0-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 500-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.20(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-200 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-500 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.20(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 750-1000 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-500 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.20: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.19'de verilen parametre değerlerini içerir.

Şekil 6.21, farklı parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.21(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 126-128 GeV civarındadır. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1700 GeV ve 600-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2200 GeV ve 500-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir.

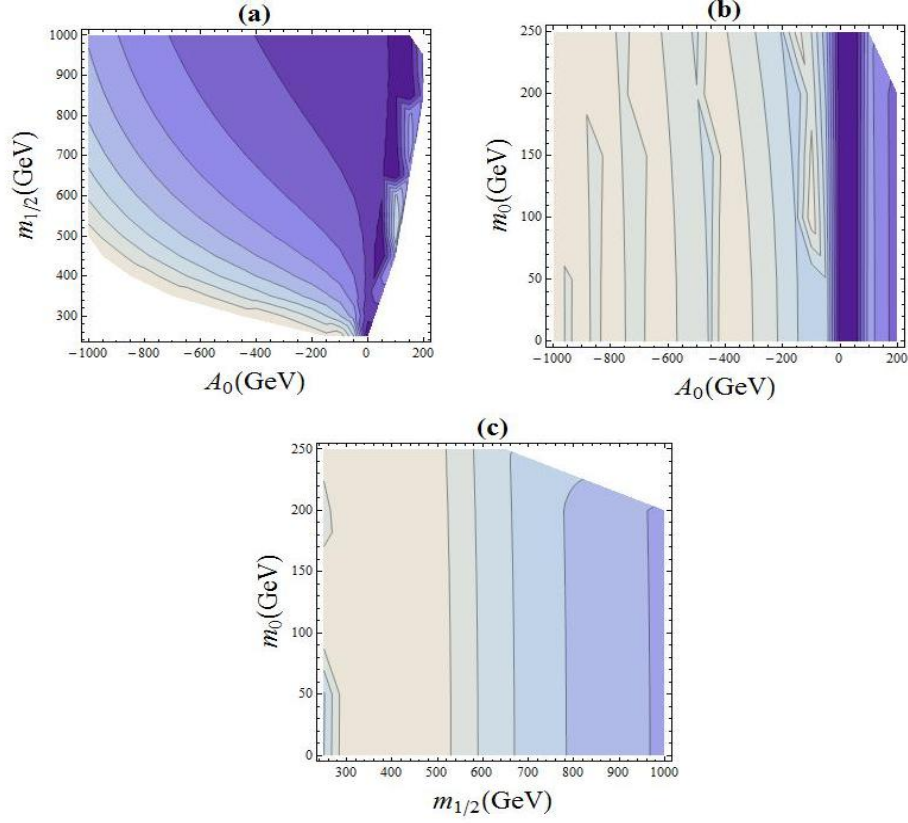
Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütlesinin, teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı ve $m_{Z'} \cong 350$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.21: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{t_1}^-$ ve $m_{t_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{b_1}^-$ ve $m_{b_2}^-$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 1000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.22'de, Şekil 6.21(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.22(a)'da A_0 parametresi, (-200)-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.22(b)'ye göre üçlü-linear bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-100 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-250

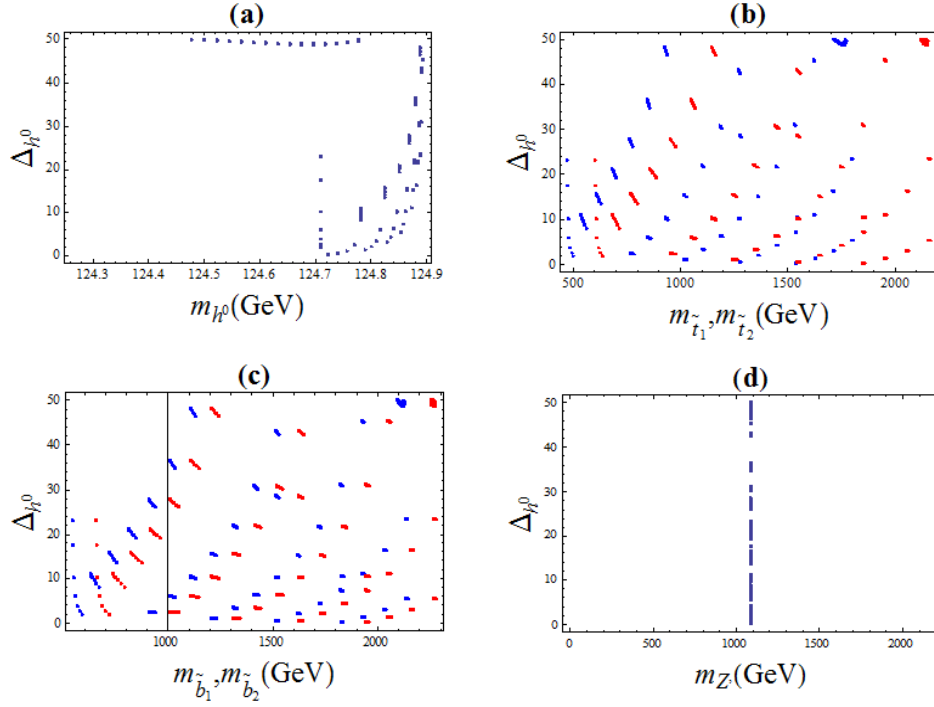
GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.22(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 800-1000 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-200 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.22: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.21'de verilen parametre değerlerini içerir.

Şekil 6.23, bir başka parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.23(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 124.7-124.9 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1800 GeV ve 600-2200 GeV ve

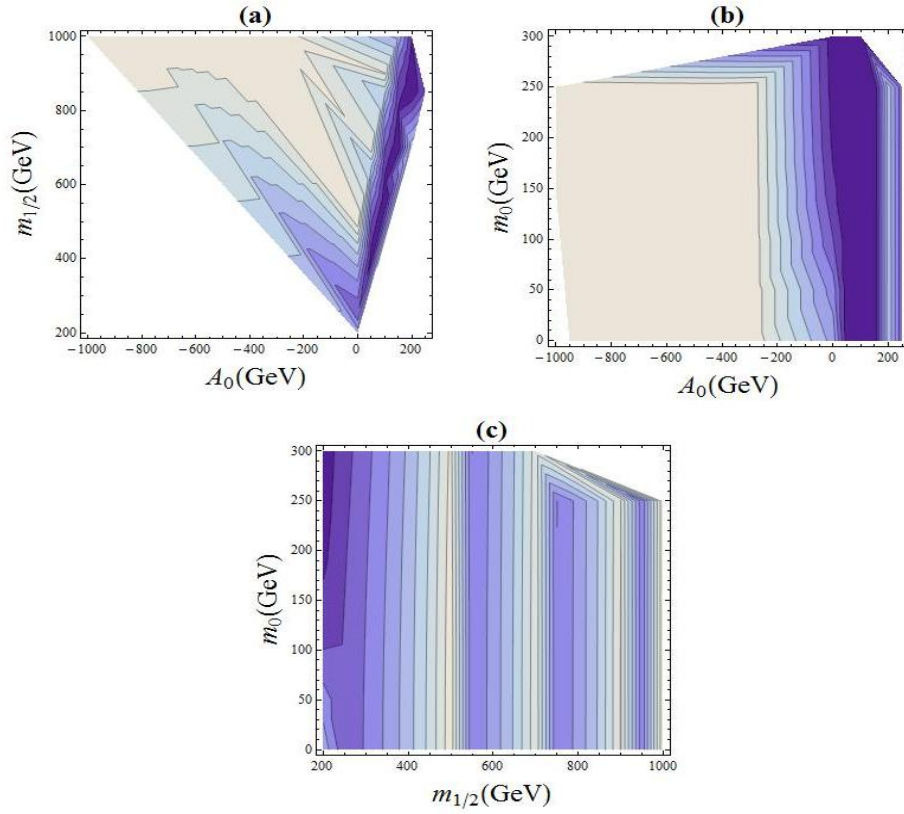
(c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2200 GeV ve 700-2300 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1100$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.23: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütleleri, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütleleri, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.24'de, Şekil 6.23(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütleleri için, şekil 6.24(a)'da A_0 parametresi,

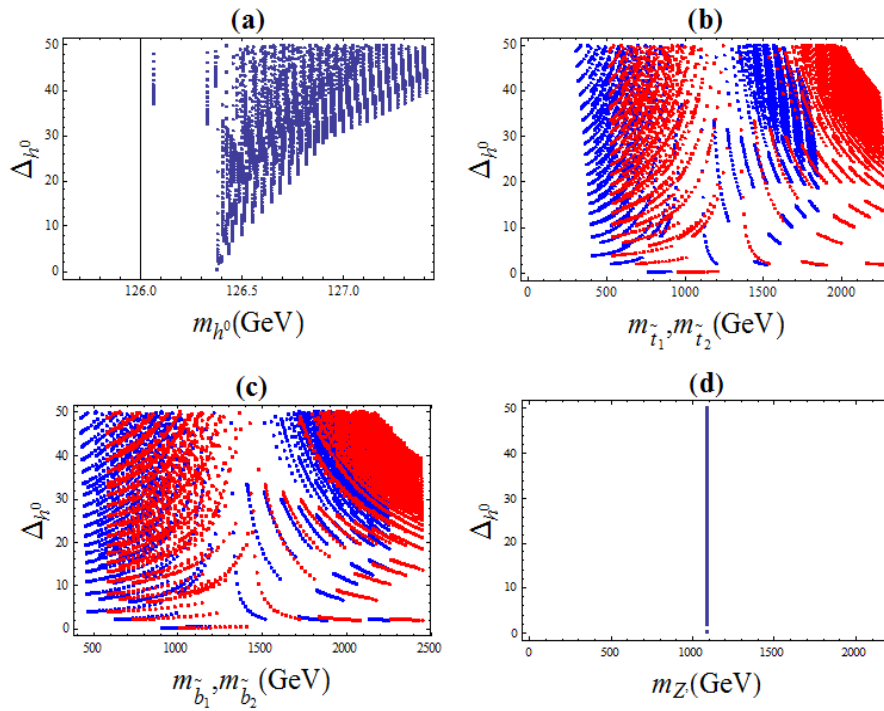
0-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.24(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-200 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-300 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.24(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200-300 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-300 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.24: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütlelerine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.23'de verilen parametre değerlerini içerir.

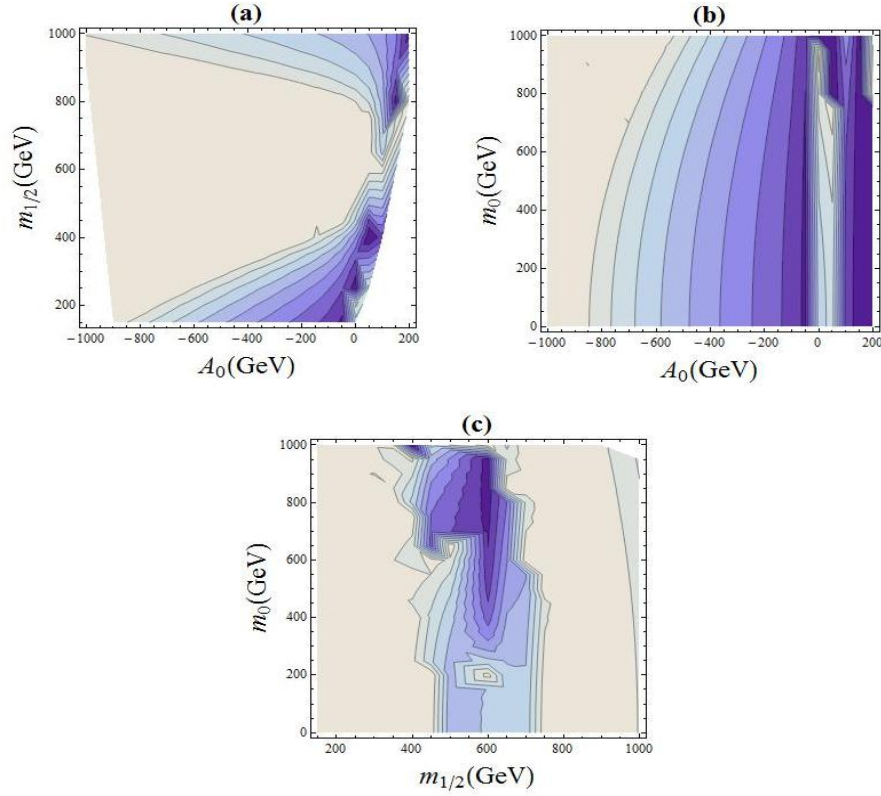
Şekil 6.25, bir başka parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.25(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul

edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 126.4-126.6 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 400-1500 GeV ve 500-2200 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-2300 GeV ve 600-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1100$ GeV civarında olduğu görülür.



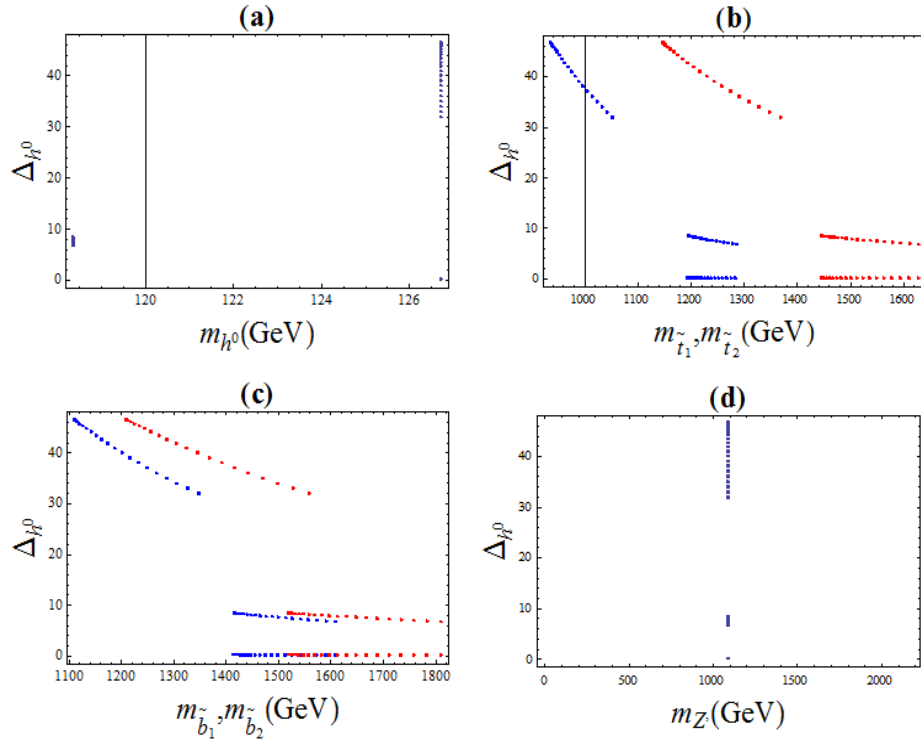
Şekil 6.25: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.26’de, Şekil 6.25(a)’da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs’in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütesi için, şekil 6.26(a)’da A_0 parametresi, (-150)-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 150-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.26(b)’ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, (-150)-200 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.26(c)’ye göre ise ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 400-700 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 400-1000 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.26: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ ’den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 ’dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 ’dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.25’de verilen parametre değerlerini içerir.

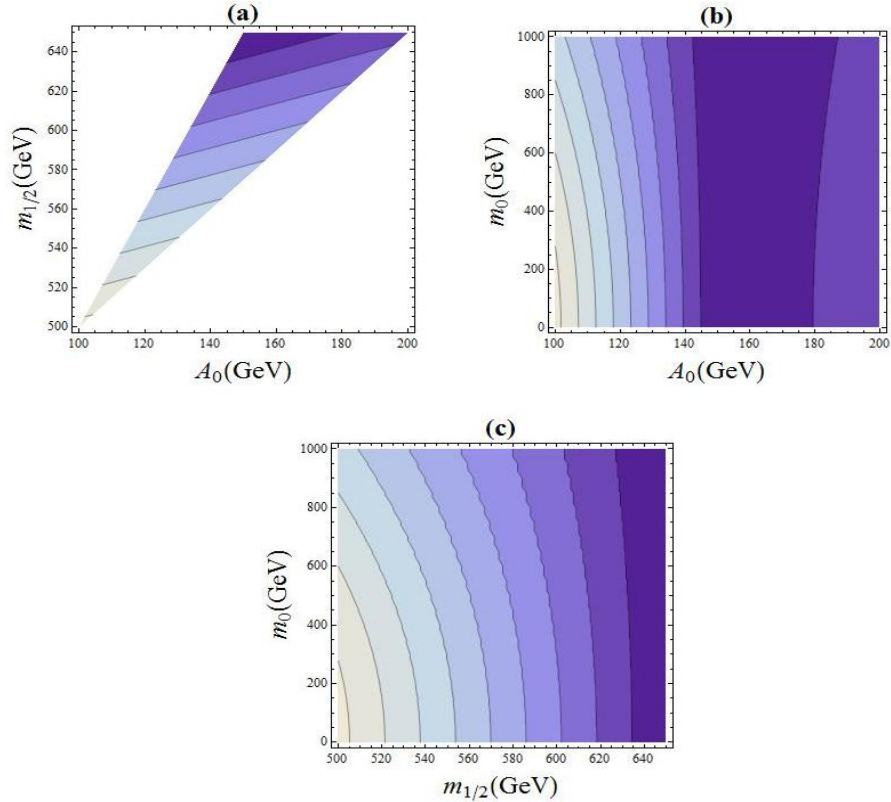
Şekil 6.27, bir başka parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.27(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 119 GeV ve 126 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri m_{t_1} (mavi) ve m_{t_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 1200-1300 GeV ve 1450-1650 GeV, (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri m_{b_1} (mavi) ve m_{b_2} (kırmızı)'ın sırasıyla 1400-1600 GeV ve 1500-1800 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1100$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.27: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{t_1} ve m_{t_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{b_1} ve m_{b_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütesi, $m_{Z'}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği

verilmektedir. $v_s = 3000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 50$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

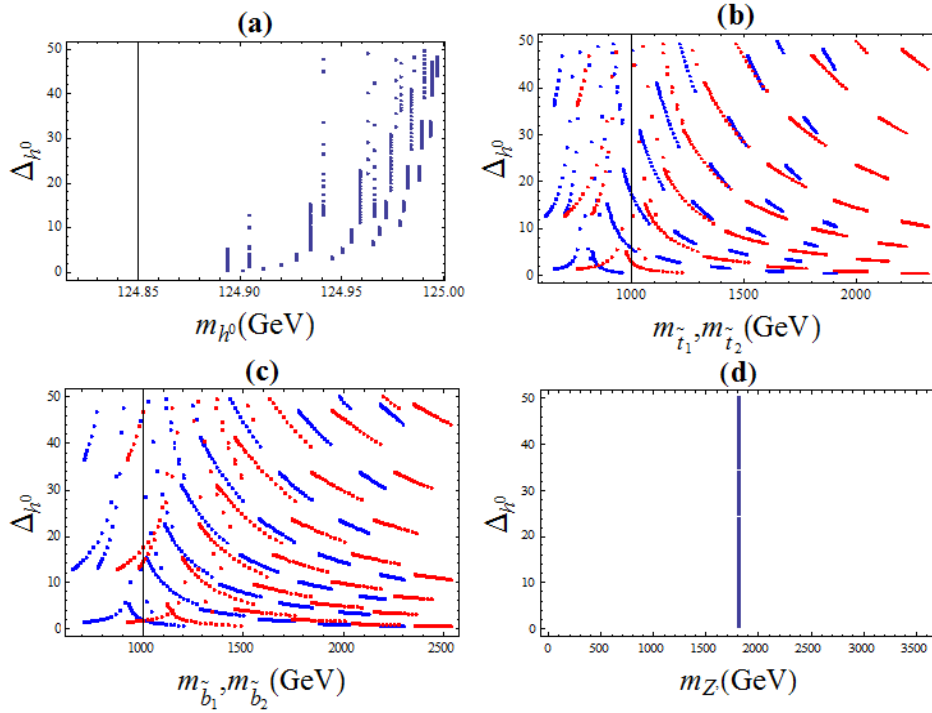
Şekil 6.28'de, Şekil 6.27(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütesi için, şekil 6.28(a)'da A_0 parametresi, 130-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 620-660 GeV arasındadır. Şekil 6.27(b)'ye göre üçlü-linear bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 140-200 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.27(c)'ye göre ise ortak ayarino kütesi olan $m_{1/2}$ parametresi 610-660 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütesi m_0 ise 0-1000 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.28: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-linear bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler

parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.27'de verilen parametre değerlerini içerir.

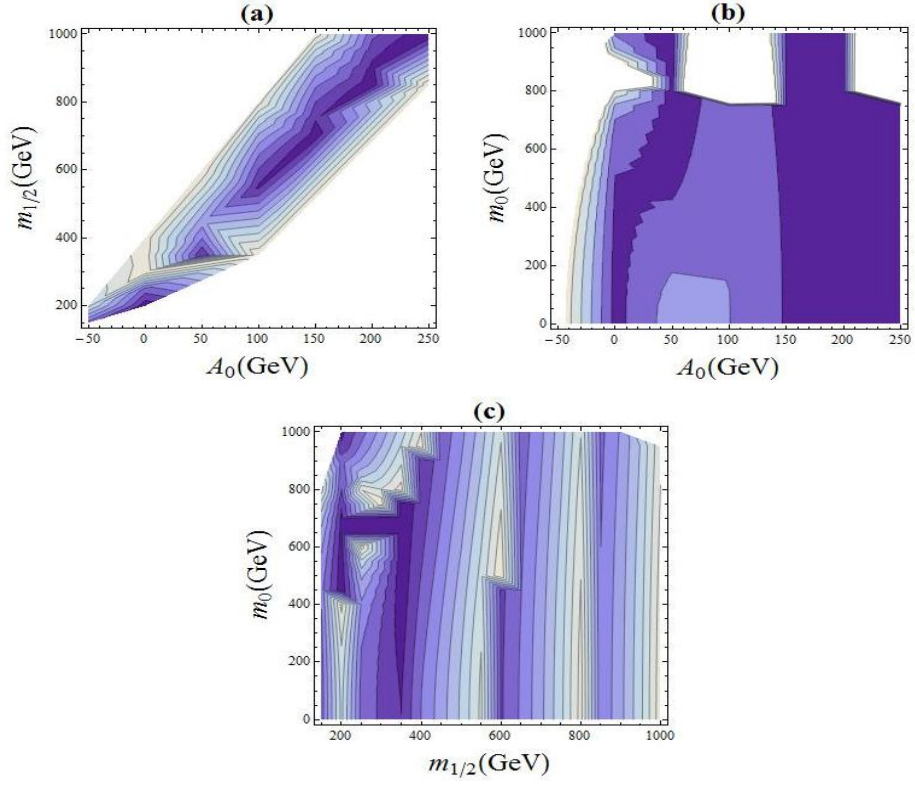
Şekil 6.29, bir başka parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.29(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h^0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi 124.9 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 500-1800 GeV ve 600-2300 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 600-2300 GeV ve 900-2500 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütlesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1800$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.29: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütlesi, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, $m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$ 'ın, en hafif

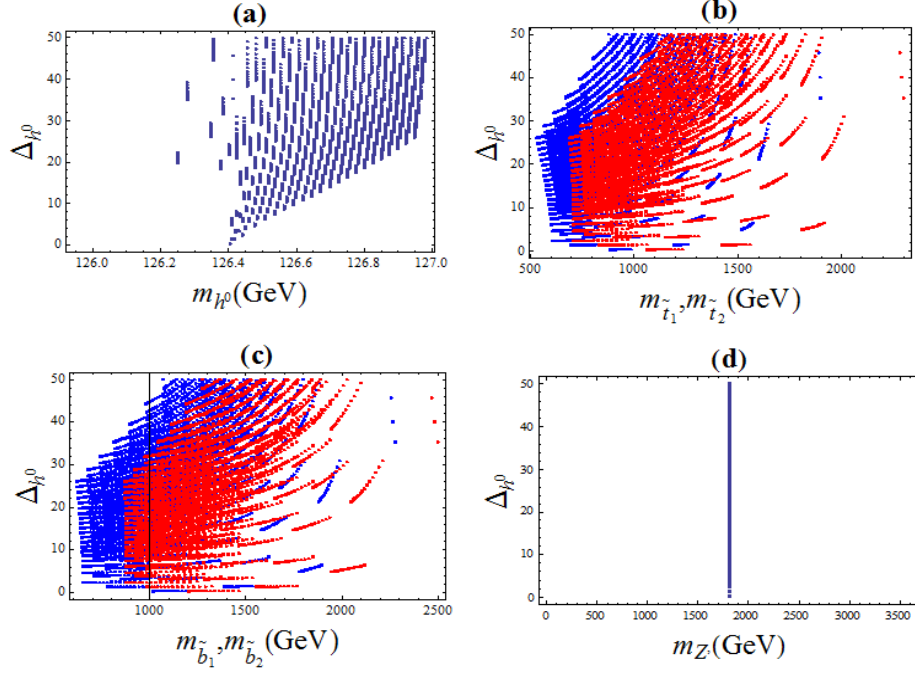
Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütlesi, $m_{Z'}$ 'in, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 5000$, $h_s = 0.1$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.30'de, Şekil 6.29(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlesine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütlesi için, şekil 6.30(a)'da A_0 parametresi, (-25)-25 GeV ve 90-250 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 200 GeV civarında ve 500-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.30(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, 0-70 GeV ve 100-250 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-1000 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.30(c)'ye göre ise ortak ayarino kütlesi olan $m_{1/2}$ parametresi 600 GeV civarında ve 200-400 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 0-1000 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.30: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.29'de verilen parametre değerlerini içerir.

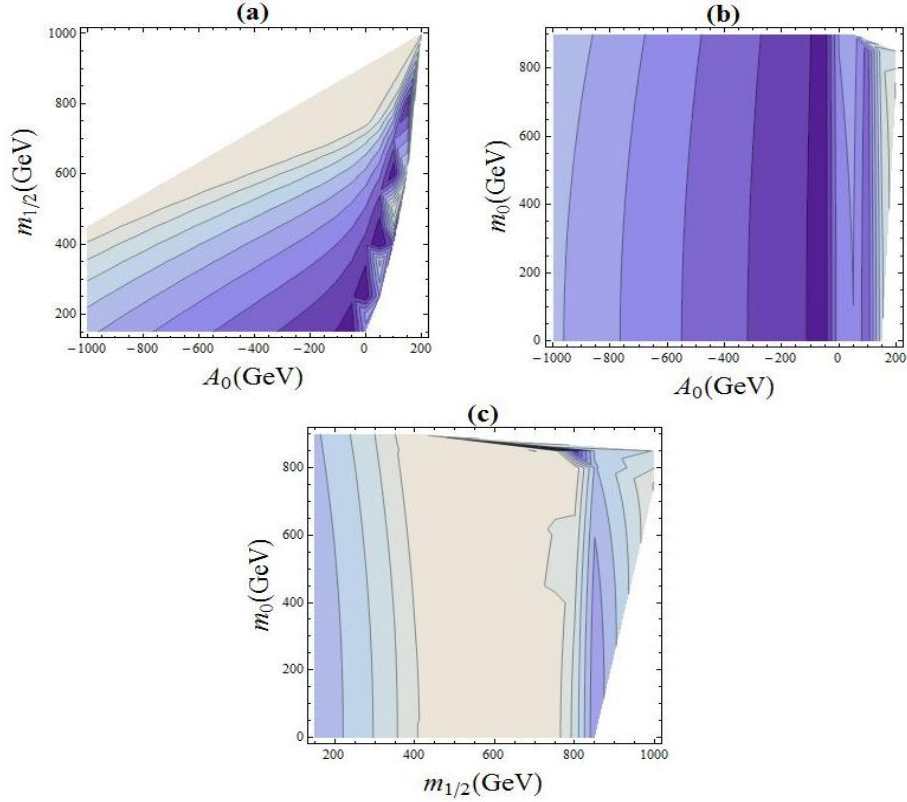
Şekil 6.31, bir başka parametrede N Model için doğallık ve bazı parçacıkların kütlelerini inceler. Şekil 6.31(a)'dan anlaşılacağı gibi, Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütesi 126.4 GeV civarındadır.. Diğer yandan, aynı doğallık bölgesi için, (b) grafiğinde gösterilen skaler üst kuark kütleleri $m_{\tilde{t}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{t}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 600-1500 GeV ve 800-2000 GeV ve (c) grafiğinde gösterilen skaler alt kuark kütleleri $m_{\tilde{b}_1}$ (mavi) ve $m_{\tilde{b}_2}$ (kırmızı)'ın sırasıyla 600-1900 GeV ve 900-2200 GeV gibi geniş aralıklarda bulunabileceği söylenebilir. Son olarak, (d)'de gösterilen Z' bozonu kütesinin, teorice öngörülen TeV skalasında olduğu ve $m_{Z'} \cong 1800$ GeV civarında olduğu görülür.



Şekil 6.31: U(1)' N Model için, (a) en hafif Higgs kütle, m_{h^0} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (b) skaler üst kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{t_1} ve m_{t_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği, (c) skaler alt kuark kütle kare matrisi özdeğerleri olan, m_{b_1} ve m_{b_2} 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği ve (d) Z' bozonu kütle, m_Z 'ın, en hafif Higgs için hesaplanan ince ayar miktarı, Δ_{h^0} 'a göre grafiği verilmektedir. $v_s = 5000$, $h_s = 0.3$ ve $\tan \beta = 10$ olarak ayarlanmış ve A_0 , -1000 GeV'den 1000 GeV'e kadar, m_0 ve $m_{1/2}$, 0'dan 1000 GeV'e kadar taranmıştır.

Şekil 6.32'de, Şekil 6.31(a)'da gösterilen en hafif Higgs kütlelerine gelen ince ayar miktarına göre Higgs'in doğal olduğu bölgelerde parametre uzayında sınırlandırmalara gidilmiştir. Bölgelerin renkleri koyulaştıkça ince ayar miktarı azalmaktadır. Buna göre en doğal Higgs kütle için, şekil 6.32(a)'da A_0 parametresi, (-300)-200 GeV aralığındayken, ortak ayarino kütle olan $m_{1/2}$ parametresi 300-1000 GeV arasındadır. Şekil 6.30(b)'ye göre üçlü-lineer bağlaşım sabiti olan A_0 parametresi, (-300)-0 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütle m_0 ise 0-900 GeV gibi bir aralıktadır. Şekil 6.30(c)'ye göre ise ortak ayarino kütle olan $m_{1/2}$

parametresi 300-800 GeV aralığında iken, ortak skaler parçacık kütlesi m_0 ise 800-900 GeV aralığında değerler alabilir.



Şekil 6.32: Açık renkten koyu renge doğru en hafif Higgs kütesine gelen ince ayarın azalması göz önüne alınarak, (a) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ 'den oluşan iki boyutlu parametre uzayı, (b) üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı ve (c) ortak ayarino kütlesi, $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 'dan oluşan iki boyutlu parametre uzayı verilmektedir. Şekil 6.21'de verilen parametre değerlerini içerir.

Tüm bu grafikler ışığında, v_s 'nin her bir değeri için yukarıdaki sonuçlar ayrı tablolar halinde toparlanabilir. İlk olarak, $v_s = 1000$ için her bir modeldeki en hafif Higgs kütesi, skaler üst ve alt kuark kütleleri ve Z' kütesi Tablo 6.1'de gösterilmiştir.

Tablo 6.1: $v_s = 1000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.

$\Delta_{h_0} \leq 10$	<i>I MODEL</i>		<i>Ψ MODEL</i>		<i>N MODEL</i>	
	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$
$\tan \beta$	10	-	10	10	10	10
m_{h^0} (GeV)	~ 121-123	-	~ 121-124	~ 131	~ 124	~ 126-128
$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV)	≥ 900	-	≥ 800	≥ 500	≥ 1000	≥ 300
$m_{\tilde{t}_2}$ (GeV)	≥ 1200	-	≥ 1200	≥ 700	≥ 1200	≥ 600
$m_{\tilde{b}_1}$ (GeV)	≥ 1100	-	≥ 1000	≥ 500	≥ 1200	≥ 500
$m_{\tilde{b}_2}$ (GeV)	≥ 1200	-	≥ 1200	≥ 700	≥ 1200	≥ 500
$m_{Z'}$ (GeV)	~ 220	-	~ 400	~ 400	~ 350	~ 350

Tablo 6.2'de ise $v_s = 3000$ için her üç modeldeki en hafif Higgs kütlesi, skaler üst ve alt kuark kütleleri ve Z' kütlesi belirtilmiştir. Son olarak Tablo 6.3'de $v_s = 5000$ için aynı tablo çizilmiştir.

Tablo 6.2: $v_s = 3000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.

$\Delta_{h_0} \leq 10$	<i>I MODEL</i>		$\Psi MODEL$		<i>N MODEL</i>		
	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.3$
$\tan \beta$	10	50	10	10	10	10	50
m_{h^0} (GeV)	~ 122	~ 124	~ 125	~ 121	~ 124.9	~ 126	~ 119
$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV)	≥ 500	≥ 700	≥ 500	≥ 500	≥ 500	≥ 400	≥ 1200
$m_{\tilde{t}_2}$ (GeV)	≥ 800	≥ 900	≥ 750	≥ 600	≥ 600	≥ 500	≥ 1450
$m_{\tilde{b}_1}$ (GeV)	≥ 800	≥ 900	≥ 500	≥ 500	≥ 500	≥ 500	≥ 1400
$m_{\tilde{b}_2}$ (GeV)	≥ 1000	≥ 1100	≥ 500	≥ 500	≥ 700	≥ 600	≥ 1500
$m_{Z'}$ (GeV)	~ 700	~ 700	~ 1150	~ 1150	~ 1100	~ 1100	~ 1100

Tablo 6.3: $v_s = 5000$ olmak üzere, I, Psi ve N Model için, numerik analizde kullanılan h_s ve $\tan \beta$ değerleri ve Higgs'in doğal olduğu kabul edilen $\Delta_{h_0} \leq 10$ bölgesi için, en hafif Higgs kütlesi (m_{h^0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütlesi.

$\Delta_{h_0} \leq 10$	<i>I MODEL</i>		$\Psi MODEL$		<i>N MODEL</i>	
	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$
$\tan \beta$	-	-	10	10	10	10
m_{h^0} (GeV)	-	-	~ 125	~ 131	~ 124.9	~ 126
$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV)	-	-	≥ 500	≥ 700	≥ 500	≥ 600
$m_{\tilde{t}_2}$ (GeV)	-	-	≥ 600	≥ 800	≥ 600	≥ 800
$m_{\tilde{b}_1}$ (GeV)	-	-	≥ 500	≥ 700	≥ 600	≥ 600
$m_{\tilde{b}_2}$ (GeV)	-	-	≥ 500	≥ 800	≥ 900	≥ 900
$m_{Z'}$ (GeV)	-	-	~ 1900	~ 1900	~ 1800	~ 1800

7- SONUÇLAR

Bu tezde, Süpersimetrik U(1)' Modelinde en hafif Higgs kütesine gelen ince ayar miktarına bakılmış ve modelin doğal olduğu parametre uzayları belirlenmiştir. En önemlisi nümerik analiz kısmından da anlaşılacağı gibi, doğallıktan yola çıkılarak en hafif Higgs, skalar üst ve alt kuark ve Z' kütesine ilişkin tahminlerde bulunulmuştur.

Tezin birinci kısmında konuya genel bir giriş yapılmış, ikinci kısmında ise Standart Model'den kısaca bahsedilerek, Modelin ana problemlerine değinilmiştir. Süpersimetri'nin temel motivasyonları ve yapısı hakkında bilginin verildiği üçüncü bölümde, aynı zamanda en basit süpersimetrik model olan Minimal Süpersimetrik Model'e göz atılmıştır.

Tezin ana konusunu oluşturan U(1)' Modeli, dördüncü bölümde geniş çapta tanıtılmış olup, nümerik analiz boyunca kullanılan temel fonksiyon, ilişki ve yapılar açık bir şekilde sunulmuştur. Bir sonraki bölüm olan altıncı bölümde ise, doğallığın tanımı yapılmış, fizikte nasıl bir önemi olduğuna değinilmiştir. Ayrıca, aynı bölümde Renormalizasyon gruplar hakkında bilgi verilmiş ve yine nümerik analizde kullanılan U(1)' Model için Renormalizasyon Grup Denklemleri detaylı bir şekilde gösterilmiştir. Tezin belki de en önemli kısmı olan nümerik analiz, detaylı grafikler, açıklamalar ve önemli kütle tahminlerini içeren tablolar halinde altıncı bölümde yerini almıştır.

Yedinci bölümün bundan sonraki kısmı, bir önceki kısımdaki sonuçların tartışılması üzerine devam edecektir.

Öncelikle nümerik analiz boyunca S Higgs teklisinin vakum değeri olan v_s , ve yine bu teklinin Yukawa bağlaşımı olan h_s ve $\tan \beta$ parametreleri ayrı ayrı üç değişik değerde sabit tutulmuştur. Kurduğumuz döngü boyunca döndürdüğümüz ana

parametrelerimiz olan üçlü-lineer bağlaşım sabiti, A_0 , ortak ayarino kütlesi $m_{\frac{1}{2}}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 sırasıyla (-1000)-1000 GeV, 0-1000 GeV ve 0-1000 GeV arasında taranmıştır. Parçacık kütle tahminlerinin verildiği grafiklere ve altıncı bölümün sonunda oluşan tablolara bakıldığında Z' kütlesinin teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı yerler olduğu görülmüştür. Sonuçlar kısmında dikkate alınmayacak olan bu yerler, numerik analiz bölümünde sadece görülmesi açısından bırakılmıştır. Numerik analizlerimiz neticesinde I Model için Z' kütlesinin 700 GeV civarında kaldığı görülmüştür. Belki, ν_s , h_s ve $\tan\beta$ 'in da parametre uzayının taranmasına eklendiğinde bu model için teorice uygun Z' kütlesine sahip datalar bulunabilir. Fakat bu tezde, numerik analizler sonucu I model dışarılanmıştır.

Öte yandan, geriye kalan Psi ve N Modellerinde, altıncı bölümdeki grafik ve tablolar ışığında en doğal Higgs bozonu için en hafif Higgs kütlesi tahmini sırasıyla Psi Model için 121-131 GeV ve N Model için 119-128 GeV aralığında değişmektedir. Higgs bu değerlerde iken Z' kütlesi TeV skalasındadır. Ayrıca aynı numerik analizler sonucu öngörülen skaler üst ve alt kuark kütleleri Süpersimetrinin öngördüğü seviyelere çıkmaktadır. Higgs için bulunan sonuçların daha önce yapılan Tevatron deneyindeki Higgs kütlesi sınırlamalarına uyduğu görülmektedir[28]. En önemlisi, hali hazırda devam etmekte olan CMS ve ATLAS deneylerinden gelen en hafif Higgs kütlesinin 125 GeV civarında olabileceğine dair son sonuçlar bu değer aralıklarını desteklemektedir[29,30].

8. KAYNAKLAR

- [1] Glashow, S. L., "Partial Symmetries Of Weak Interactions", *Nucl. Phys.*, 22, 579 (1961).
- [2] Weinberg, S., "A Model Of Leptons", *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264 (1967).
- [3] Sabancı, A., "Genel Yumuşak Kırıcı Terimlere Sahip MSSM'de Higgs Sektörü", Yüksek Lisans Tezi, *İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, İzmir, (2008).
- [4] Cincioğlu, E., "Holomorf Olmayan Süpersimetrik Standart Model ve Belirgin CP İhlalinin Nötral Higgs Bozonuna Gelen Loop Düzeltmeleri", Yüksek Lisans Tezi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, İzmir, (2010).
- [5] Burdman, G., "New Solutions to Hierarchy Problem", *Brazilian Journal of Physics*, 37, 2B , (2007).
- [6] Quigg, C. , "Unanswered Questions in the Electroweak Theory", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 59, 505, (2009).
- [7] Wilczek, F., "Asymptotic Freedom: From Paradox to Paradigm", *PNAS*, 102, 8403-8413 , (2005).
- [8] Dimopoulos, S., "Supersymmetry and the Scale of Unification", *Phys. Rev. D*, 24, 6, (1981).
- [9] Coleman, S. and Mandula, J., "All Possible Symmetries of the S-Matrix", *Phys. Rev.*, 159, 5, (1967).
- [10] Golfand, Y.A. and Likhthman, E.P., "Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P Invariance", *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letter*, 13, 8, (1971).

- [11] Kazakov, D.I., "Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry)" Caramulo 2000, *High-Energy Physics*, 125-199, (2000).
- [12] Martin, S. P., "A Supersymmetry Primer", *arXiv:hep-ph/9709356*, (1997).
- [13] Howard E. H., "The Status of the Minimal Supersymmetric Standard Model and Beyond", *Nucl. Phys. Proc.Suppl.*, 62, 469-484, (1998).
- [14] Aitchison, I.J.R., "Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction", *arXiv:hep-ph/0505105*, (2007).
- [15] Choi, S.Y., Drees, M. and Lee, J., " Loop corrections to The Neutral Higgs Boson Sector of The MSSM with Explicit CP Violation", *Phys. Lett. B*, 481,57, (2000).
- [16] Coleman, S. R. and Weinberg, E. J., *Phys. Rev. D*, 7, 1888, (1973).
- [17] Ellis J. R., "Supersymmetry for Alp Hikers", Beatenberg 2001, *High-Energy Physics*, 157-203, (2002).
- [18] Sert, H., Cincioglu, E., Demir, D. A. and Solmaz L., "Tevatron Higgs Mass Bounds: Projecting U(1)' Models to LHC Domain", *Phys. Lett. B*, 692, 327, (2010).
- [19] Cleaver, G. ,Cvetič, M.,Espinosa, J. R., Everett, L. L. and Langacker, P., "Intermediatescales, Mu Parameter, and Fermion Masses From String Models", *Phys. Rev. D*, 57, 2701, (1998).
- [20] Cvetič, M. and Langacker, P., "Implications of Abelian Extended Gauge Structures From String Models", *Phys. Rev. D*, 54, 3570, (1996).
- [21] Erler, J. ,Langacker, P., Munir, S. and PenaE. R., "Improved Constraints on Z' Bosons from Electroweak Precision Data", *JHEP*, 0908, 017, (2009).
- [22] Hayreter, A., Sabanci, A., Solmaz, L., and Solmaz, S., "Electric Dipole Moments in U(1)' Models", *Phys. Rev. D*, 78, 055011, (2008).
- [23] Sert, H., "Ayar Geniřletmeli Süpersimetrik Modellerin LHC'deki Higgs Sinyalleri", Yüksek Lisans Tezi, *İzmir Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fen Bilimleri Enstitüsü*, Fizik Anabilim Dalı, İzmir, (2010).

- [24] Demir, D. A., and Everett L. L., "CP Violation in Supersymmetric U(1)' Models", *Phys. Rev. D*, 69, 015008, (2004).
- [25] Barbieri, R. and Giudice, G. F., "Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses", *Nuclear Physics B*, 306, 63, (1988).
- [26] Athron, P. and Miller, D. J., "Measuring Fine Tuning In Supersymmetry", In Karlsruhe 2007, *SUSY 2007*, 554-557, (2007).
- [27] Demir, D. A., "Renormalization Group Invariants in The MSSM and Its Extensions", *JHEP*, 0511, 003, (2005).
- [28] CDF and D0 Collaborations, "Combination of Tevatron Searches for the Standard Model Higgs Boson in the W^+W Decay Mode", *Physical Review Letters*, 104, 061802, (2010).
- [29] CMS Collaboration, "Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", *arXiv:1202.1488 [hep-ex]*, (2012).
- [30] ATLAS Collaboration, "Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC", *arXiv:1202.1408 [hep-ex]*, (2012).