

Efektif U(1)' Modellerinde Doğallığın İncelenmesi

Yaşar HİÇYILMAZ*

Balikesir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü Çağış Yerleşkesi 10145 Balikesir

Özet

Bu çalışmada Süpersimetrik U(1)' Modeller'inde parçacık kütlelerinin deneylerle uyumlu bölgeleri belirlenmiştir. Bu yapılırken, renormalizasyon grup eşitlikleri ile Büyük Birleşim Teorisi (BBT) skalasından zayıf skalaya getirilen $A_t, A_b, A_s, h_t, h_b, h_s, \dots$ vb. parametreler kullanılmıştır. Ardından, bu izin verilen bölgeler için ince-ayar hesaplanmıştır. Tüm hesaplamalarda elde edilen deneysel veriler göz önüne alınmıştır. Sonuç olarak, en düşük ince ayara sahip (en doğal) parametre uzaylarının belirttiği en hafif Higgs kütlesi hesaplanmıştır.

Anahtar kelimeler: Süpersimetri, U(1)' Modeli, İnce Ayar.

Investigation of Naturalness in Effective U(1)' Models

Abstract

In this study, regions compatible with experiments of the particle masses m_t, m_b, m_s are determined for Supersymmetric U(1)' Models. While doing this, it is used the parameters, $A_t, A_b, A_s, h_t, h_b, h_s, \dots$ etc., brought from Grand Unification Theory (GUT) scale to the weak scale by renormalization group equations. Then, fine-tuning for the allowed regions is calculated. As a result, the lightest Higgs mass, noted parameter spaces with the lowest fine-tuning (the most natural), is calculated.

Keywords: Supersymmetry, U(1)' Model, Fine tuning.

1. Giriş

Parçacıkların Standart Modeli, 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 kütlesini, yüksek enerjilerdeki kuadratik ıraksayan düzeltmelerinden kurtaran başka bir deyişle,

*Yaşar HİÇYILMAZ, yasarhicilyilmaz@hotmail.com.

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.

Standart Model'in en basit genişletilmiş süpersimetrik versiyonu olan Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), Hiyerarşi Problemi ve Karanlık Madde gibi SM'nin bazı sorunlarına başarılı bir açıklama getirmesine karşın, μ problemi ve nötrinoların kütle kaynağı gibi çözüm oluşturamadığı problemler mevcuttur.

U(1) genişlemeli Süpersimetrik Modeller (Süpersimetrik U(1)' Modelleri), μ problemini zayıf enerji skalasında kendiliğinden çözebilirler. Bu modellerin ayar yapısı, var olan Standart Model (ya da MSSM) ayar yapısına TeV skalasında kırılmış bir ekstra U(1) simetrisi eklenerek oluşturulur.

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

Bu ekstra U(1) grubu, modele ekstra S skaler alanı kazandırır. Temel olarak MSSM potansiyelindeki μ terimi,

$$\mu = h_s \langle S \rangle \quad (2)$$

olarak tanımlanır. Burada h_s , bu yeni parçacığın Yukawa bağlaşımıdır. Denklem (2)'ye göre Kendiliğinden Simetri Kırılımı altında S alanının kazandığı vakum beklenen değeri MSSM potansiyelindeki μ terimini indükler. Sonuç olarak MSSM süper potansiyelindeki μ 'lü terim,

$$W \ni h_s S H_u \cdot H_d \quad (3)$$

şekline dönüşür.

Yukarıda gösterildiği gibi μ problemine çözüm getirmesinin yanı sıra, ekstra Higgs teklisi olan S alanı, nötrinoları kütle vermekten sorumludur[1].

U(1)' Modellerinde, W^\pm ve Z bozonuna ek olarak, ekstra U(1) simetrisinin gerektirdiği Z' bozonu yer alır. Nötral Z ve deneylerce kütlesi TeV mertebesinde olması beklenen Z' bozonları önemsiz olmayan derecede karışım gösterirler. MSSM'den farklı olarak, U(1)' modellerin diğer bir önemli özelliği ise en hafif Higgs kütlelerinin, en basit süreçte (tree level) ve küçük $\tan \beta$ değerlerinde bile Z bozonu kütlesinden büyük olmasıdır[2]. Böylelikle bu modellerdeki en hafif Higgs kütlesi, büyük ışınımsal düzeltmelere gerek kalmaksızın deneylerle belirlenen alt sınırlarla uyum içindedir.

Diğer yandan, ince ayar kavramı ise 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 makalede, E(6) tabanlı Süpersimetrik U(1)' Modeller için en doğal Higgs kütlelerine bakılmış ve en doğal Higgs kütleleri üzerinden Z' bozonu, skaler üst ve skaler alt kuark kütleleri için alt sınırlar belirlenmiştir.

Sıradaki bölümde, U(1)' Modelin yapısı ve parçacık sektörleri tanıtılmıştır. Üçüncü bölümde ince ayar kavramından bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde numerik analiz ve sonuçlar tablolar halinde sunulmuş, beşinci bölümde ise sonuçlar tartışılmıştır.

2. U(1)' model

Ayar yapısına getirdiği ekstra bir U(1) simetrisi ile MSSM' in en basit ayar genişlemesi olan U(1)' Model, çalışılmasını gerektiren önemli özelliklere sahiptir. Bunlardan ilki, U(1)' Model'in Dirac bağlaşımı içerisinde doğru deneysel aralıkta nötrino kütleleri üretmesidir. Zayıf skala civarında MSSM' deki μ parametresinin oluşmasından sorumlu olan skaler S alanı sayesinde, uygun bir parametre ayarlamasıyla, U(1)' Model içinde geçerli bir soğuk karanlık madde adayı var olabilir[3]. Diğer bir özelliği ise, gösterilen U(1)' Modelin ayar yapısı gibi yapılar Büyük Birleşim ve Sicim Teorileri'nden kaynaklanmaktadır. İncelemekte olduğumuz U(1)' Model, E(6) tabanlı Büyük Birleşim Teorisin ele alındığında,

$$E(6) \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_{\psi} \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_{\chi} \otimes U(1)_{\psi} \rightarrow G_{SM} \otimes U(1)' \quad (4)$$

şeklinde oluşabilir. (4)'de gösterilen her bir ok, belirli bir enerji seviyesindeki kendiliğinden simetri kırınımına karşılık gelir. Kırınımın 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.

$$U(1)' = \cos \theta_{E(6)} U(1)_{\psi} - \sin \theta_{E(6)} U(1)_{\chi} \quad (5)$$

İfade (5)'de gösterilen simetri TeV seviyesinde kırılmış bir simetri olmasına karşın $U(1)_{\chi}$ ve $U(1)_{\psi}$ 'ın ortogonal kombinsyonu olan

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

simetrisi (LHC'nin ulaşamayacağı) çok daha yüksek enerjilerde kırılmıştır. Karışım açısı olan $\theta_{E(6)}$ 'nın $(0, \pi)$ arasında 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. Modellerin yük değerler Referans [3]'ten bulunabilir.

Öte yandan U(1)' süperpotansiyeli,

$$\hat{W}_{U(1)'} = h_s \hat{H}_d \cdot \hat{H}_u \hat{S} + h_u \hat{Q} \cdot \hat{H}_u \hat{U} + h_d \hat{H}_d \cdot \hat{Q} \hat{D} + h_e \hat{H}_d \cdot \hat{L} \hat{E} \quad (7)$$

olarak yazılır. (7)'deki süperpotansiyelin U(1)' simetrisi altında ayar değişmez kalması gerektiğinden, parçacıkların U(1)' yükleri arasında

$$\begin{aligned}
 Q_S + Q_{H_u} + Q_{H_d} &= 0 \\
 Q_Q + Q_{H_u} + Q_U &= 0 \\
 Q_Q + Q_{H_d} + Q_D &= 0 \\
 Q_L + Q_{H_d} + Q_E &= 0
 \end{aligned} \tag{8}$$

şartı sağlanmalıdır.

U(1)' Model'in diğer bir ilgi çekici özelliği ise Higgs sektörünün fenomenolojik açıdan zengin olmasıdır[4]. 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

$$H_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}H_u^+ \\ v_u + \phi_u + i\varphi_u \end{pmatrix}, \quad H_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d + \phi_d + i\varphi_d \\ \sqrt{2}H_d^- \end{pmatrix}, \quad S = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_s + \phi_s + i\varphi_s) \tag{9}$$

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

$$\langle H_u^0 \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_d^0 \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}}, \quad \langle S \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_u^+ \rangle = \langle H_d^- \rangle = 0 \tag{10}$$

Bu vakum durumunda W^\pm , Z ve Z' bozonları kütle kazanır. Daha önce de belirtildiği gibi Z ve Z' bozonları önemsiz olmayan derecede karışırlar. Sonuç olarak Z-Z' kütle kare matrisi,

$$M_Z^2 = \frac{G^2}{4}[v_u^2 + v_d^2] \tag{11}$$

$$M_{Z'}^2 = g_Y'^2[Q_{H_u}^2 v_u^2 + Q_{H_d}^2 v_d^2 + Q_S^2 v_s^2] \tag{12}$$

$$\delta_{Z-Z'}^2 = \frac{g_Y' G}{2}[Q_{H_u}^2 v_u^2 - Q_{H_d}^2 v_d^2] \tag{13}$$

olmak üzere,

$$M_{Z-Z'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta_{Z-Z'}^2 \\ \delta_{Z-Z'}^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix} \tag{14}$$

şeklindedir. (12) ve (13)'te bulunan g_Y' , ekstra U(1) simetrisinin bağlaşım sabiti olup, g_2 ise zayıf kuvvetin ayar bağlaşım sabitidir. (14)'deki matrisin iki öz değeri, nötral Z ve Z' bozonlarının fiziksel kütlelerini verir.

$$M_{Z,Z'}^2 = \frac{1}{2} [M_Z^2 + M_{Z'}^2 \mp \sqrt{(M_Z^2 - M_{Z'}^2)^2 + 4\delta_{Z-Z'}^4}] \quad (15)$$

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

$$\alpha_{Z-Z'} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\delta_{Z-Z'}^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2} \right) \quad (16)$$

İfade (16)'daki $\alpha_{Z-Z'}$ 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.[5]

U(1)' Model'de Higgs kütlelerinin bulunması için MSSM' de olduğu gibi efektif potansiyel yönteminden yararlanılır. Işınımsal düzeltmelerin de hesaba katıldığı efektif Higgs potansiyeli,

$$V_{toplam}(H) = V_{tree}(H) + V_{halka}(H) \quad (17)$$

şeklinde olup V_{tree} , en basit mertebede (halka süreçlerinin olmadığı) Higgs potansiyelidir.

$$V_{tree} = V_F + V_D + V_{soft} \quad (18)$$

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

$$\begin{aligned} V_F &= |h_s|^2 \left[|H_u \cdot H_d|^2 + S^\dagger S (H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d) \right] \\ V_D &= \frac{G^2}{8} (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_u^\dagger H_u H_d^\dagger H_d - |H_u \cdot H_d|^2) \\ &\quad + \frac{g_Y'^2}{2} (Q_{H_u} H_u^\dagger H_u + Q_{H_d} H_d^\dagger H_d + Q_S S^\dagger S) \end{aligned} \quad (19)$$

$$V_{soft} = m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 S^\dagger S + (h_s A_s S H_u \cdot H_d + h.c.)$$

Şeklinde [6].

Eşitlik (17)'de belirtildiği gibi en hafif Higgs kütesi 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 (17)'deki bu halka katkıları

$$V_{halka} = \frac{6}{64\pi^2} \left[\sum_{i=1}^2 m_{\tilde{t}_i, \tilde{b}_i}^4(H) \left(\log \frac{m_{\tilde{t}_i, \tilde{b}_i}^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) - 2m_{t,b}^4(H) \left(\log \frac{m_{t,b}^2(H)}{\Lambda^2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (20)$$

şeklinde hesaplanır. İfade (20)'de Λ , renormalizasyon skalasını, $m_{\tilde{t}_i}$ ve $m_{\tilde{b}_i}$ s-fermion sektöründeki skaler üst-kuark ve skaler alt-kuark kütlelerini ve m_t ve m_b ise üst-kuark ve alt-kuark kütlelerini ifade eder. İfade (20)'de

$$m_t^2(H) = h_t^2 |H_u^0|^2, \quad m_b^2(H) = h_b^2 |H_d^0|^2 \quad (21)$$

olarak tanımlanır. Öte yandan skaler fermiyon sektörü için kütle kare terimlerini genel olarak aşağıdaki gibi yazabiliriz[6].

$$\begin{aligned} m_{\tilde{f}_{LL}}^2 &= m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 + \frac{1}{2}(Y_{f_L} g_Y^2 - T_3 g_2^2) (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\ &\quad + g_Y^2 Q'_{f_L} (|H_u^0|^2 Q'_{H_u} + |H_d^0|^2 Q'_{H_d} + |S|^2 Q'_S) \\ m_{\tilde{f}_{LR}}^2 &= h_f (A_f^* H_f^{0*} + h_s S H_f^0) \\ m_{\tilde{f}_{RL}}^2 &= h_f (A_f H_f^0 + h_s S^* H_f^{0*}) \\ m_{\tilde{f}_{RR}}^2 &= m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 + \frac{1}{2}(Y_{f_R} g_Y^2) (|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2) \\ &\quad + g_Y^2 Q'_{f_R} (|H_u^0|^2 Q'_{H_u} + |H_d^0|^2 Q'_{H_d} + |S|^2 Q'_S) \end{aligned} \quad (22)$$

Yukarıdaki matris elemanlarının oluşturduğu

$$m_f^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_{LL}}^2 & m_{\tilde{f}_{LR}}^2 \\ m_{\tilde{f}_{RL}}^2 & m_{\tilde{f}_{RR}}^2 \end{pmatrix}, \quad f = t, b \quad (23)$$

matrisinin

$$D^\dagger M_f^2 D = \text{diag}(m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2) \quad (24)$$

şeklinde dikleştirilmesinin ardından bulunan $m_{\tilde{f}_1}^2, m_{\tilde{f}_2}^2$ özdeğerleri bize ilgili fermiyonun kütle karelerini verir. Burada D, üniter dikleştirme matrisidir. Eşitlik (22)'deki $Y_{f_{L,R}}$ ve T_3 sırasıyla elektrik yükünü ve izospini ifade eder.

Üst ve alt kuark kütle matrisi özdeğerlerinin (20)'de yerine konulmasıyla toplam tek halka ışınımsal düzeltmeleri hesaplanmış olur. Böylece eşitlik (17)'de verilen toplam efektif potansiyel hesaplanabilir. Bu potansiyelin (25)'te gösterildiği gibi tüm skaler alanlara göre iki kez türevinin alınmasıyla oluşturulan Higgs kütle-kare matrisinden Higgs kütle özdeğerleri elde edilir. Analitik sonuçları Referans [7]'de bulunan bu işlemlerin sayısal hesaplamaları *MATHEMATICA* 'da yapılmıştır.

$$M_{ij}^2 = \left(\frac{\partial^2 V_{toplam}}{\partial \Psi_i \partial \Psi_j} \right)_0, \quad \Psi_i \in \{\phi_u, \phi_d, \phi_s, \varphi_u, \varphi_d, \varphi_s\} \quad (25)$$

3. İnce Ayar (Fine-tuning)

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.

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

$$\Delta_{p_a} = \left| \frac{p_a \times \delta M_Z^2}{\delta p_a \times M_Z^2} \right| \quad (26)$$

şeklinde dir[8]. 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 (27)'da verilen Z bozonunun kütle karesi M_Z^2 , bizim bu skaladaki Gözlemlenebilir'imizdir. Dolayısıyla δM_Z^2 , Z bozonu kütle karesinin zayıf skaladaki değişimini ifade eder.

$$M_Z^2 = \frac{2(m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2 \tan^2 \beta)}{\tan^2 \beta - 1} - 2|h_s \langle S \rangle|^2 \quad (27)$$

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. Böyle bir ince ayar, modelin doğal olduğunu vurgular.

4. Numerik analiz ve sonuçlar

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 tablo halinde sunacağız.

Hesaplamalar boyunca, üçlü-lineer bağlaşım sabiti A_0 , ortak ayarino kütlesi $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 , sırasıyla (-1000)-(1000)GeV, 0-1000 GeV ve

0-1000 GeV arasında taranmıştır. Diğer taraftan h_s bağlaşım sabiti, 0.1, 0.3 ve 0.6, $\tan \beta$, 1, 10 ve 50 ve S alanının vakum beklenen değeri v_s , 1000GeV, 3000GeV ve 5000GeV değerlerini almıştır.

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 kütleleri, skaler üst ve alt kuark kütleleri ve Z' kütleleri Tablo 1'de gösterilmiştir.

Tablo 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 kütleleri (m_{h_0}), skaler üst ve alt kuark kütleleri ile Z' kütleleri.

$\Delta_{h_0} \leq 10$	<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 2'de ise $v_s = 3000$ için her üç modeldeki en hafif Higgs kütleleri, skaler üst ve alt kuark kütleleri ve Z' kütleleri belirtilmiştir. Son olarak Tablo 6.3'de $v_s = 5000$ için aynı tablo çizilmiştir.

Tablo 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 MODEL		Ψ MODEL		N MODEL		
	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.3$
$\tan \beta$	10	50	10	10	10	10	50
m_{h_0} (GeV)	$\sqcup 122$	$\sqcup 124$	$\sqcup 125$	$\sqcup 121$	$\sqcup 124.9$	$\sqcup 126$	$\sqcup 119$
$m_{\tilde{t}_1}$ (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)	$\sqcup 700$	$\sqcup 700$	$\sqcup 1150$	$\sqcup 1150$	$\sqcup 1100$	$\sqcup 1100$	$\sqcup 1100$

Tablo 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 MODEL		Ψ MODEL		N MODEL	
	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$	$h_s = 0.1$	$h_s = 0.3$
$\tan \beta$	-	-	10	10	10	10
m_{h_0} (GeV)	-	-	$\sqcup 125$	$\sqcup 131$	$\sqcup 124.9$	$\sqcup 126$
$m_{\tilde{t}_1}$ (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)	-	-	$\sqcup 1900$	$\sqcup 1900$	$\sqcup 1800$	$\sqcup 1800$

4. Tartışma

Öncelikle numerik 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 $m_{1/2}$ ve ortak skaler parçacık kütlesi m_0 sırasıyla $[-1000,1000]$ GeV, $[0,1000]$ GeV ve $[0,1000]$ GeV arasında taranmıştır. Parçacık kütle tahminlerinin verildiği tablolara bakıldığında Z' kütlesinin teorice öngörülen TeV skalasının altında kaldığı yerler olduğu görülmüştür. Tartışma 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, v_s , h_s ve $\tan\beta$ 'ın da parametre uzayının taranmasına eklendiğinde bu model için teorice uygun Z' kütlesine sahip veriler bulunabilir. Fakat bu çalışmada, numerik analizler sonucu I model dışarılanmıştır.

Öte yandan, geriye kalan Psi ve N Modellerinde, numerik analiz bölümdeki 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 Süpersimetrimin öngördüğü seviyelere çıkmaktadır. Higgs için bulunan sonuçların daha önce yapılan Tevatron deneyindeki Higgs kütlesi sınırlamalarına uyduğu görülmektedir[9]. En önemlisi, hali hazırda devam etmekte olan CMS ve ATLAS deneylerinden gelen son sonuçlar bu değer aralıklarını desteklemektedir [10, 11].

Kaynaklar

- [1]. H. Sert, E. Cincioglu, D. A. Demir and L. Solmaz, Tevatron Higgs mass bounds: Projecting U(1)' models to LHC domain, **Physics Letters B** 692, 327, (2010).
- [2]. D. A. Demir, G. L. Kane and T. T. Wang, Minimal U(1)' extension of the minimal supersymmetric standard model, **Physical Review D** 72, 015012 (2005).
- [3]. E. Cincioglu, Z. Kirca, H. Sert, S. Solmaz, L. Solmaz and Y. Hicyilmaz, Muon anomalous magnetic moment constraints on supersymmetric U(1)' models, **Physical Review D** 82 (2010).
- [4]. V. Barger, P. Langacker, H. -S. Lee and G. Shaughnessy, Higgs sector in extensions of the MSSM, **Physical Review D** 73 (2006).
- [5]. Erler, J. , P. Langacker, S. Munir and E. R. Pena, Improved Constraints on Z' Bosons from Electroweak Precision Data, **Journal of High Energy Physics** 0908, 017 (2009).
- [6]. A. Hayreter, A. Sabanci, L. Solmaz and S. Solmaz, Electric dipole moments in U(1)' models, **Physical Review D** 78, 055011 (2008).
- [7]. D. A. Demir and L. L. Everett, CP violation in supersymmetric U(1)' models, **Physical Review D** 69, 015008 (2004).
- [8]. R. Barbieri and G. F. Giudice, Upper bounds on supersymmetric particle masses, **Nuclear Physics B** 306, 63 (1988).

- [9]. 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).
- [10]. 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]**.
- [11]. 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]**.