

Kozmolojik sınırlamalar altında skaler fermiyonların bozunumu

Levent SELBUZ^{††}

Ankara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü, 06100 Tandoğan, Ankara

Özet

Kompleks parametrelili Minimal Süpersimetrik Standart Modelde üçüncü aile skaler fermiyonların (sfermiyonlar) nötralino içeren iki-cisim bozunum süreçleri sayısal olarak incelendi. Sfermiyonların bozunum kanalları için kısmi bozunum genişliği hesap edilip CP-faz bağımlılığı çizdirildi. Bu analiz yapılırken özellikle Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)'dan elde edilen verilerin modelin parametreleri üzerine getirdiği kozmolojik sınırlamalar göz önünde bulunduruldu. Ve ilk iki gaugino kütle parametresi (M_1 ve M_2) arasındaki evrensellik şartının yumuşatıldığı yani M_1 ve M_2 'nin iki ayrı bağımsız parametre olarak davrandığı durum dikkate alındı.

Anahtar Kelimeler: Minimal Süpersimetrik Standart Model (MSSM), CP-bozulumu, $\mathcal{P}_{U(1)}$ CP-fazı, skaler lepton, skaler kuark, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP).

Abstract

The numerical investigation of the two-body decays ,those include neutralino, of third family scalar fermions (sfermions) in the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) with complex parameters is presented. The partial decay widths for the decay channels of sfermions are calculated and their CP-phase dependences are plotted. In the analysis, the cosmological bounds imposed by Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) are particularly taken into account. We relax the universality condition among the first two gaugino mass parameters, M_1 and M_2 , and treat M_1 and M_2 as two independent parameters.

Keywords: Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM), CP-violation, $\mathcal{P}_{U(1)}$ CP-phase, scalar lepton, scalar quark, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP).

^{††} eposta: selbuz@eng.ankara.edu.tr

1. Giriş

Deneysel Yüksek Enerji Fiziği sınırları nihayet TeV mertebesine ulaşmakta ve birçok fizikçi, teorik olarak öngörülen Higgs bozonlarının ve süpereşlerin keşfedilmesini sabırsızlıkla beklemektedir. Bu konuda iyimser olmak için birçok neden vardır. Bunlardan ilki; büyük başarılarına rağmen Standart Model (SM), hiyerarşi problemini çözen ve radyatif düzeltmelere karşın Higgs bozonunun kütesini kararlı tutan daha kapsamlı bir teoriye genişletilmelidir. Bu amaçları gerçekleştirebilecek en cazip model süpersimetri (SUSY) (1). SUSY'nin minimal versiyonu (MSSM), SM'in δ_{CKM} fazının (2) ötesinde ekstra CP-bozulmuş kaynakları (3, 4) ortaya koyan minimal olmayan bir Higgs kesimi içerir (5). Bu CP bozucu fazların çokluğu B mezounlarının bozulmalarını ve karışımalarını da etkiler. BABAR, Tevatron, KEK'de şimdi yapılan ve LHC'de de başlayacak olan deneylerle değişik bozulma kanallarının, CP-bozulmuş süpersimetrik kaynakları açısından incelenmesi hedeflenmektedir. Bu ekstra CP-bozucu kaynaklar, evrenin kozmolojik baryon asimetrisinin açıklanabilmesi için de önem teşkil etmektedirler. Bunun yanında, en hafif süper parçacık, yani en hafif nötrino $\tilde{\chi}_1^0$, evrendeki soğuk karanlık madde için mükemmel bir aday olabilir.

WMAP tarafından yapılan hassas ölçümlerde soğuk karanlık maddenin kalıntı yoğunluğu 2σ seviyesinde $0.0945 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.1287$ değerleri arasına sınırlanabilmektedir (6). Bu kozmolojik sınırlama ışığı altında, CP fazlarının da varlığı göz önünde tutularak, ayrıntılı bir nötrino kalıntı yoğunluğu analizi Bélanger ve grubu tarafından yapılmıştır (7). SUSY parametreleri kompleks alınarak, üçüncü aile skaler kuarkların (skuark) ve skaler leptonların (slepton) bozunum analizi Bartl ve grubu tarafından yapılmıştır (8, 9).

Bélanger ve grubu tarafından yapılan çalışmalardan faydalanarak SUSY parametre uzayındaki mevcut bütün sınırlamaların göz önünde bulundurulduğu kapsamlı bir skuark (10,11) ve slepton (12) analizini daha önce yapılmıştı. Bu analizler gösterdi ki M_1 ve onun fazı $\varphi_{U(1)}$ 'in sfermiyonların bozunumu üzerindeki etkisi oldukça önemlidir.

Bu çalışmada ise; WMAP'dan elde edilen verilerin modelin parametreleri üzerine getirdiği kozmolojik sınırlamalar göz önünde bulundurulurken, ilk iki gaugino kütle parametresi (M_1 ve M_2) arasındaki evrensellik şartının yumuşatıldığı durum dikkate alındı. Yani M_1 ve M_2 'nin iki ayrı bağımsız parametre olarak davrandığı durumda $\varphi_{U(1)}$ CP-fazının üçüncü aile sfermiyonların nötrino içeren iki-cisim bozunum süreçlerine etkisi incelendi. μ , M_1 , M_2 ve A_f SUSY parametreleri genelde kompleksdir; ama bu çalışmadaki sayısal hesaplamalarda μ , M_2 , A_t , A_b ve A_τ reel alındı. M_1 ve onun fazı $\varphi_{U(1)}$ için ise Kaynak (7)'de verilen, WMAP-izinli bantlar üzerine düşen değerler kullanıldı. Bu bant ayrıca Elektrik Dipol Momenti (EDM) sınırlamalarını da sağlamaktadır. Elektron, nötron, ^{299}Hg ve ^{205}Tl atomlarının EDM'leri üzerindeki deneysel üst sınırlar, SUSY-CP fazlarının büyüklükleri üzerine sınırlamalar getirebilmektedir (13). Fakat bu sınırlamalar yine de model bağımlıdır.

Sayısal hesaplamalarda bütün $\varphi_{U(1)}$ fazları için bir tane sabit M_1 değeri kullanmak yerine $M_1 - \varphi_{U(1)}$ düzlemindeki WMAP-izinli bant değerlerini kullanıldı. Grafikte kullanılan diğer parametrelerin değerleri; $\tan \beta = 10$, $m_{H^+} = \mu = 1$ TeV, $A_f = 1.2$ TeV,

$\varphi_\mu = \varphi_{A_f} = 0$ ve $M_2 = 200$ GeV dir. Sfermionların kütle değerleri ise, $m_{\tilde{f}_2} = 1000$ GeV ve $m_{\tilde{f}_1} = 750$ GeV olarak alınmıştır. Bu $m_{\tilde{f}_{1,2}}$ değerleri için skaler nötrino kütlesi $m_{\tilde{\nu}_\tau} = 745$ GeV ($M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumunda) dir.

2. Yöntem

2.1 Üst ve alt skuark kütleleri, karışım ve bozunum genişlikleri

Sol ve sağ helisiteli SM fermiyonlarının süpereşleri sol ve sağ sfermionlardır. Üst skuark ve alt skuark durumlarında sol ve sağ durumlar genellikle karışım halindedirler. Bundan dolayı Lagranjiyenin sfermion kütle terimleri, $(\tilde{q}_L, \tilde{q}_R)$ bazında şöyle tanımlanırlar (14):

$$L_{\tilde{q}}^M = -(\tilde{q}_L^\dagger, \tilde{q}_R^\dagger) \begin{pmatrix} M_{LL}^2 & M_{LR}^2 \\ M_{RL}^2 & M_{RR}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Burada,

$$M_{LL}^2 = M_{\tilde{Q}}^2 + (I_{3L}^q - e_q \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 + m_q^2, \quad (2)$$

$$M_{RR}^2 = M_{\tilde{Q}'}^2 + e_q \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 + m_q^2, \quad (3)$$

$$M_{RL}^2 = (M_{LR}^2)^* = m_q (A_q - \mu^* (\tan \beta)^{-2I_{3L}^q}), \quad (4)$$

dir. m_q, e_q, I_{3L}^q kuarkların ($q = t, b$) kütle, elektrik yükü ve zayıf izospindir. θ_W ise zayıf karışım açısıdır. $\tan \beta = v_2 / v_1$, Higgs alanlarının ($H_i^0, i=1,2$) vakum beklenen değerlerinin oranıdır. Denklem ((2)-(3))'de kullanılan yumuşak bozucu parametreler $M_{\tilde{Q}}, M_{\tilde{Q}'} = M_{\tilde{U}} (M_{\tilde{D}})$ ($q=t(b)$) için ve A_t ve A_b parametreleri şu bağıntılar yardımıyla hesaplanır:

$$M_{\tilde{Q}}^2 = \frac{1}{2} (m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \pm \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) - (\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2, \quad (5)$$

$$M_{\tilde{U}}^2 = \frac{1}{2} (m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2, \quad (6)$$

$$M_{\tilde{D}}^2 = \frac{1}{2} (m_{\tilde{q}_1}^2 + m_{\tilde{q}_2}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{q}_2}^2 - m_{\tilde{q}_1}^2)^2 - 4m_q^2 |A_q - \mu^* \cot \beta|^2}) + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 - m_q^2. \quad (7)$$

Skuark kütle öz durumları olan \tilde{q}_1 ve \tilde{q}_2 'ler, \tilde{q} -karışım matrisi (8) kullanılarak zayıf durumlardan (\tilde{q}_L ve \tilde{q}_R) kurulabilir.

Denklem (1)'deki kütle matrisi köşegenleştirilerek skuark kütle özdeğerleri elde edilebilir:

$$m_{\tilde{q}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} (M_{LL}^2 + M_{RR}^2 \pm \sqrt{(M_{LL}^2 - M_{RR}^2)^2 + 4|M_{LR}^2|^2}) \quad m_{\tilde{q}_1} < m_{\tilde{q}_2}. \quad (8)$$

Kuark-skuark-nötralinno Lagranjiyenleri ilk olarak Haber ve Kane tarafından formüle edilmiştir (1). Bu çalışmada, Kaynak (8)'de verilen gösterim esas alınmıştır:

$$L_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^0} = g\bar{q}(a_{ik}^{\tilde{q}}P_R + b_{ik}^{\tilde{q}}P_L)\tilde{\chi}_k^0\tilde{q}_i + h.c.. \quad (9)$$

Skuarkların, \tilde{q}_i ($\tilde{q}_i = \tilde{t}_i, \tilde{b}_i$), nötralinoya bozunumlarına ait kısmi bozunum genişlikleri (8),

$$\Gamma(\tilde{q}_i \rightarrow q + \tilde{\chi}_k^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} (m_{\tilde{q}_i}^2, m_q^2, m_{\tilde{\chi}_k^0}^2)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times \left[(|a_{ik}^{\tilde{q}}|^2 + |b_{ik}^{\tilde{q}}|^2)(m_{\tilde{q}_i}^2 - m_q^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2) - 4 \operatorname{Re}(a_{ik}^{\tilde{q}*} b_{ik}^{\tilde{q}}) m_q m_{\tilde{\chi}_k^0} \right]. \quad (10)$$

dir.

Burada λ , $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz)$ bağıntısıyla hesaplanır.

$l_{ik}^{\tilde{q}}, k_{ik}^{\tilde{q}}$ ve $a_{ik}^{\tilde{q}}, b_{ik}^{\tilde{q}}$ parametrelerinin açık ifadeleri Kaynak (8)'de bulunabilir. Halka-mertebeinde SUSY-QCD düzeltmelerinin önemli bir etkisi olmasına karşın bu ihmal edilmiştir. Bozunum oranlarının faz duyarlılığını belirlemek için sadece ağaç seviyesi genlikler göz önünde bulundurulmuştur.

2.2 τ – slepton ve τ – snötrino kütleleri, karışım ve bozunum genişlikleri

Üçüncü aile skuarklarına benzer şekilde, τ – slepton (stau) durumunda sol ve sağ durumlar genellikle karışım halindedirler. Bundan dolayı Lagranjiyenin stau kütle terimi ($\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R$) bazında (14),

$$L_M^{\tilde{\tau}} = -(\tilde{\tau}_L^\dagger, \tilde{\tau}_R^\dagger) \begin{pmatrix} M_{LL}^2 & M_{LR}^2 \\ M_{RL}^2 & M_{RR}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\tau}_L \\ \tilde{\tau}_R \end{pmatrix}. \quad (11)$$

şeklindedir. Burada,

$$M_{LL}^2 = M_{\tilde{L}}^2 + (I_{3L}^\tau - e_\tau \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 + m_\tau^2, \quad (12)$$

$$M_{RR}^2 = M_{\tilde{E}}^2 + e_\tau \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 + m_\tau^2, \quad (13)$$

$$M_{RL}^2 = (M_{LR}^2)^* = m_\tau (A_\tau - \mu^* (\tan \beta)^{-2I_{3L}}), \quad (14)$$

dir. Yumuşak SUSY-bozucu parametreler $M_{\tilde{L}}, M_{\tilde{E}}$ ise,

$$M_{\tilde{L}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{\tau}_1}^2 + m_{\tilde{\tau}_2}^2 \pm \sqrt{(m_{\tilde{\tau}_2}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2)^2 - 4m_\tau^2 |A_\tau - \mu^* \cot \beta|^2}) \\ + (\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_z^2 - m_\tau^2, \quad (15)$$

$$M_{\tilde{E}}^2 = \frac{1}{2}(m_{\tilde{\tau}_1}^2 + m_{\tilde{\tau}_2}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{\tau}_2}^2 - m_{\tilde{\tau}_1}^2)^2 - 4m_\tau^2 |A_\tau - \mu^* \cot \beta|^2}) \\ + \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_z^2 - m_\tau^2. \quad (16)$$

dir.

Staya ait kütle matrisi (Denklem (11)) köşegenleştirilerek fiziksel kütle özdeğerleri elde edilebilir:

$$m_{\tilde{\tau}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(M_{LL}^2 + M_{RR}^2 \mp \sqrt{(M_{LL}^2 - M_{RR}^2)^2 + 4|M_{LR}^2|^2}) \quad m_{\tilde{\tau}_1} < m_{\tilde{\tau}_2}. \quad (17)$$

$\tilde{\nu}_\tau$ (snötrino) 'nin sadece sol-durumu mevcuttur. Kütleleri ise,

$$m_{\tilde{\nu}_\tau}^2 = M_{\tilde{L}}^2 + \frac{1}{2} \cos(2\beta) m_z^2 \quad (18)$$

dir.

Slepton-slepton-nötralino Lagranjiyeni (1,9),

$$L_{l\tilde{l}\tilde{\chi}^0} = g\bar{l}(a_{ij}^{\tilde{l}} P_R + b_{ij}^{\tilde{l}} P_L) \tilde{\chi}_j^0 \tilde{l}_i + h.c.. \quad (19)$$

şeklindedir.

τ – sleptonların, $\tilde{\tau}_i (i = 1, 2)$, nötralinoya bozunumlarına ait kısmi bozunum genişlikleri (9),

$$\Gamma(\tilde{\tau}_i \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + \tau(\lambda_\tau)) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}} (m_{\tilde{\tau}_i}^2, m_{\tilde{\chi}_j^0}^2, m_\tau^2)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times |M_{\lambda_\tau}|^2 \quad (20)$$

burada

$$\begin{aligned}
 |M_{\lambda_\tau}|^2 &= \frac{1}{4} \left\{ H_s^2 \left[|b_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 + |a_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 + 2 \operatorname{Re}(b_{ij}^{\tilde{\tau}*} a_{ij}^{\tilde{\tau}}) \right] \right. \\
 &\quad \left. + H_p^2 \left[|b_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 + |a_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 - 2 \operatorname{Re}(b_{ij}^{\tilde{\tau}*} a_{ij}^{\tilde{\tau}}) \right] \right. \\
 &\quad \left. + 2(-1)^{\lambda_\tau+(1/2)} H_p H_s \left(|a_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 - |b_{ij}^{\tilde{\tau}}|^2 \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{21}$$

dir. $\lambda_\tau = \pm \frac{1}{2}$, bozunum sonucu ortaya çıkan τ 'nin helisitesi, $H_s = [m_{\tilde{\tau}_i}^2 - (m_{\tilde{\chi}_j^0} + m_\tau)]^{\frac{1}{2}}$ ve $H_p = [m_{\tilde{\tau}_i}^2 - (m_{\tilde{\chi}_j^0} - m_\tau)]^{\frac{1}{2}}$ dir.

τ – snötrinosunun, nötralinoya bozunumlarına ait kısmi bozunum genişlikleri ise,

$$\Gamma(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + \nu_\tau) = \frac{g^2 \lambda^{\frac{1}{2}} (m_{\tilde{\tau}_i}^2, m_{\tilde{\chi}_j^0}^2, m_{\nu_\tau}^2 = 0)}{16\pi m_{\tilde{q}_i}^3} \times |M_{\lambda_\tau = -\frac{1}{2}}|^2 \tag{22}$$

şeklindedir. Burada,

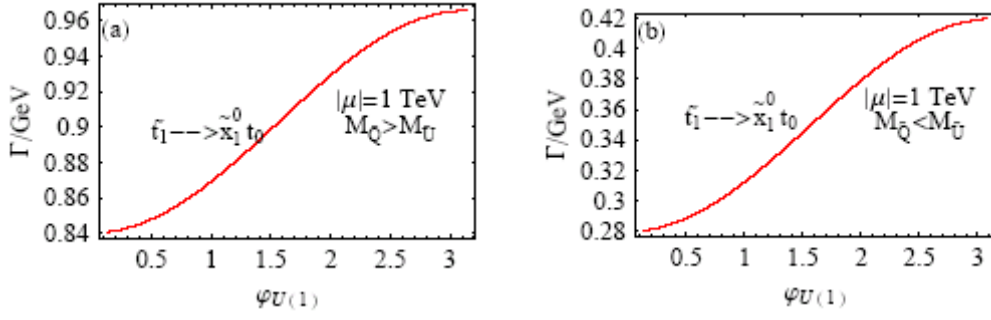
$$|M_{\lambda_\tau = -\frac{1}{2}}|^2 = \frac{1}{4} \left\{ H_s^2 |a_j^{\tilde{\nu}}|^2 + H_p^2 |a_j^{\tilde{\nu}}|^2 + 2(-1)^{(-1/2)+(1/2)} H_p H_s |a_j^{\tilde{\nu}}|^2 \right\} \tag{23}$$

ve $H_s = H_p = [m_{\tilde{\nu}_\tau}^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2]^{\frac{1}{2}}$ dir. $a_j^{\tilde{\nu}}$ parametresinin açık ifadesi Kaynak (9)'da bulunabilir

3. Bulgular

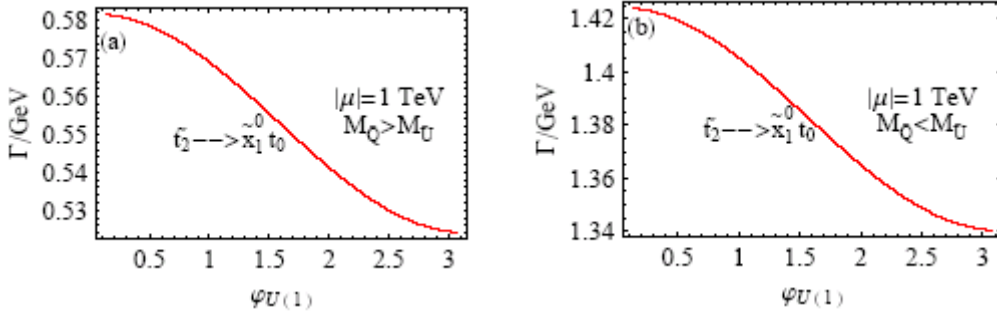
3.1 Üst ve alt skuark bozunumları

Bu bölümde $\mu = 1$ TeV için $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1$ ve \tilde{b}_2 skuarklarının nötralinoya içeren bozunum süreçlerine ait kısmi bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı incelendi. Burada, üçüncü aile skuarklarının kütle değerleri olarak, $m_{\tilde{t}_2} = m_{\tilde{b}_2} = 1000$ GeV ve $m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{b}_1} = 750$ GeV alınmıştır. Ayrıca hesaplamalarda nötralinonun kütle değeri $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 180$ GeV alınmıştır. Nötralinoya kütle $\varphi_{U(1)}$ fazıyla değişmesine karşın, bu değişim çok fazla değildir. Bundan dolayı son durum parçacığı (kütle kabuğunda) olarak, nötralinonun kütle değeri için (ortalama) sabit değer kullanılmıştır. $m_{\tilde{t}_1}$ ve $m_{\tilde{t}_2}$ ($m_{\tilde{b}_1}$ ve $m_{\tilde{b}_2}$)'ye karşılık gelen $M_{\tilde{Q}}$ ve $M_{\tilde{U}}$ ($M_{\tilde{D}}$) değerleri hesaplanarak $M_{\tilde{Q}} \geq M_{\tilde{U}}$ ($M_{\tilde{Q}} \geq M_{\tilde{D}}$), $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ ($M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$) durumları için ayrı ayrı bozunum genişlikleri çizdirilmiştir. Şekil 1.a,b. ve Şekil 2.a,b. sırasıyla $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ve $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ süreçlerinin kısmi bozunum genişliklerini göstermektedir.



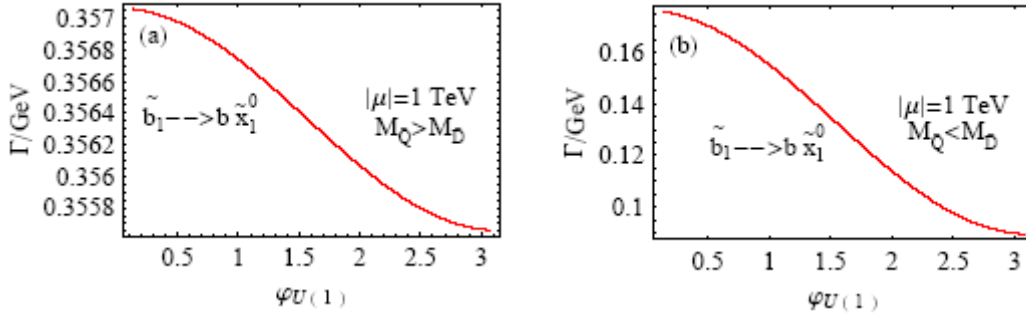
Şekil 1.a.,b.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

Bu şekillerde de görüldüğü gibi bozunum genişlikleri $\varphi_{U(1)}$ CP-fazına bağlıdır. $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken; $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0)$ genişliği $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumu için 0.84 GeV'den 0.96 GeV'e kadar artarken (Şekil 1.a.) $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumu için ise 0.28 GeV'den 0.42 GeV'e kadar artmaktadır (Şekil 1.b.). Diğer yandan $\Gamma(\tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0)$ bozunum genişliği $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken; $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{U}}$ durumunda 0.58 GeV'den 0.53 GeV'e kadar (Şekil 2.a.), $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda da 1.42 GeV'den 1.34 GeV'e kadar (Şekil 2.b) azalmaktadır. $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ için, $\tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0$ bozunumu $\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0$ bozunumundan ortalama dört kat daha büyüktür.



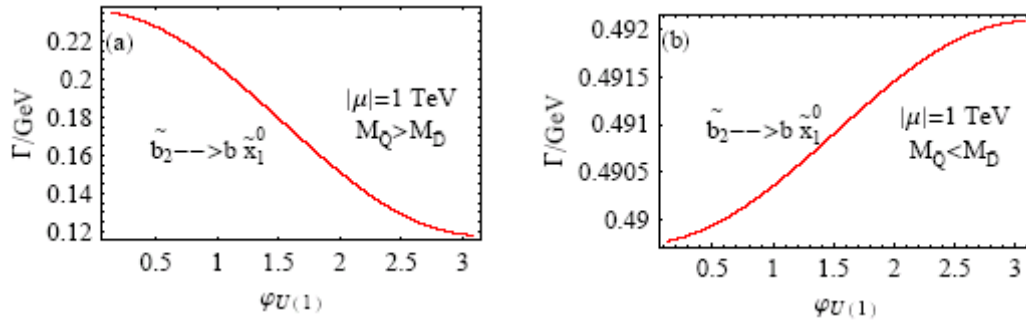
Şekil 2.a.,b.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{x}_1^0 t_0$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

Skaler alt kuark (sbottom) bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ fazına göre değişimi Şekil 3.a.,b ve Şekil 4.a.,b'de gösterilmektedir. $\tilde{b}_1 \rightarrow \tilde{b}\tilde{\chi}_1^0$ sürecine ait kısmi bozunum genişliği $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ durumunda 0.357 GeV'den 0.3558 GeV'e kadar azalmaktadır (Şekil 3.a.).



Şekil 3.a.,b.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

Şekil 3.b ile gösterilen $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{U}}$ durumunda ise 0.16 GeV'den 0.1 GeV'e kadar azalmaktadır. Öte yandan $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0)$ kısmi bozunum genişliği $\varphi_{U(1)}$ -fazının artışına $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ durumunda 0.22 GeV'den 0.12 GeV'e kadar azalarak (Şekil 4.a.), $M_{\tilde{Q}} < M_{\tilde{D}}$ durumunda ise 0.49 GeV'den 0.492 GeV'e kadar artarak (Şekil 4.b.) tepki vermektedir. $M_{\tilde{Q}} > M_{\tilde{D}}$ için, $\Gamma(\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0)$ kısmi bozunum genişliği $\Gamma(\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0)$ genişliğinden ortalama iki kat daha büyüktür.



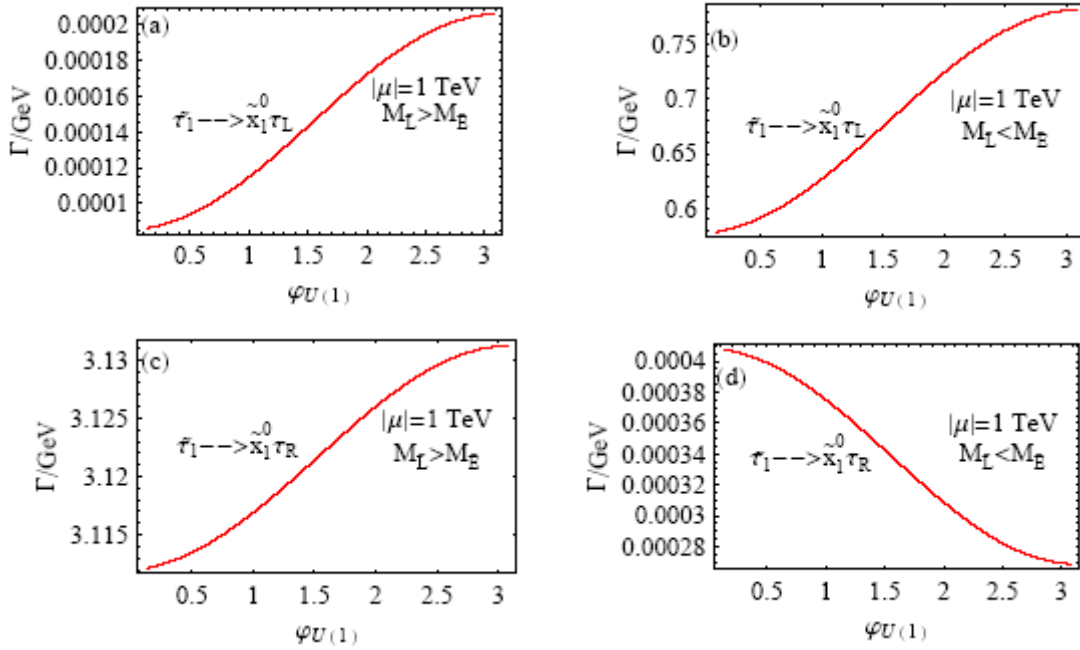
Şekil 4.a.,b.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

3.2 τ – slepton ve τ – snötrino bozunumları

Bu kesimde $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2$ ve $\tilde{\nu}_\tau$ sleptonlarının nötrino içeren bozunum süreçlerine ait bozunum genişliklerinin CP-fazına bağlılığı incelendi. Burada kütle değerleri $(m_{\tilde{\tau}_2}, m_{\tilde{\tau}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1000 GeV, 750 GeV, 180 GeV)$ olarak seçildi. Bu τ – slepton kütle değerleri için snötrino kütlesi $m_{\tilde{\nu}_\tau} = 745 GeV$ olarak elde edilir ($M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ için). $m_{\tilde{\tau}_1}$ ve $m_{\tilde{\tau}_2}$ 'ye karşılık gelen $M_{\tilde{L}}$ ve $M_{\tilde{E}}$ değerleri hesaplanarak $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ ve $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumları için ayrı ayrı bozunum genişlikleri çizdirildi. Şekillerde, bozunum sürecinde ortaya çıkan τ – sleptonunun her iki helisite durumu (τ_L ve τ_R) için de bozunum genişliği gösterilmiştir.

Şekil 5.a.,b.,c.,d'de $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L$ ve $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R$ süreçlerinin hem $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ hem de $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumları için kısmi bozunum genişlikleri gösterilmektedir. $\varphi_{U(1)}$ fazı 0'dan π 'ye giderken; $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ genişliği $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumu için 0.0001 GeV'den 0.0002 GeV'e kadar artarken (Şekil 5.a.) $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumu için ise 0.6 GeV'den 0.75 GeV'e kadar artmaktadır (Şekil 5.b.). $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ genişliği ise $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumu için 3.115 GeV'den 3.13 GeV'e kadar artarken (Şekil 5.c.) $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumunda ise 0.0004 GeV'den 0.00028 GeV'e kadar azalmaktadır (Şekil 5.d.). $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumu için, $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ bozunum genişliği $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ 'den yaklaşık $2,5 \times 10^4$ kat daha büyüktür. $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumunda ise $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ genişliği $\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ 'den yaklaşık 2×10^3 kat kadar daha büyüktür.

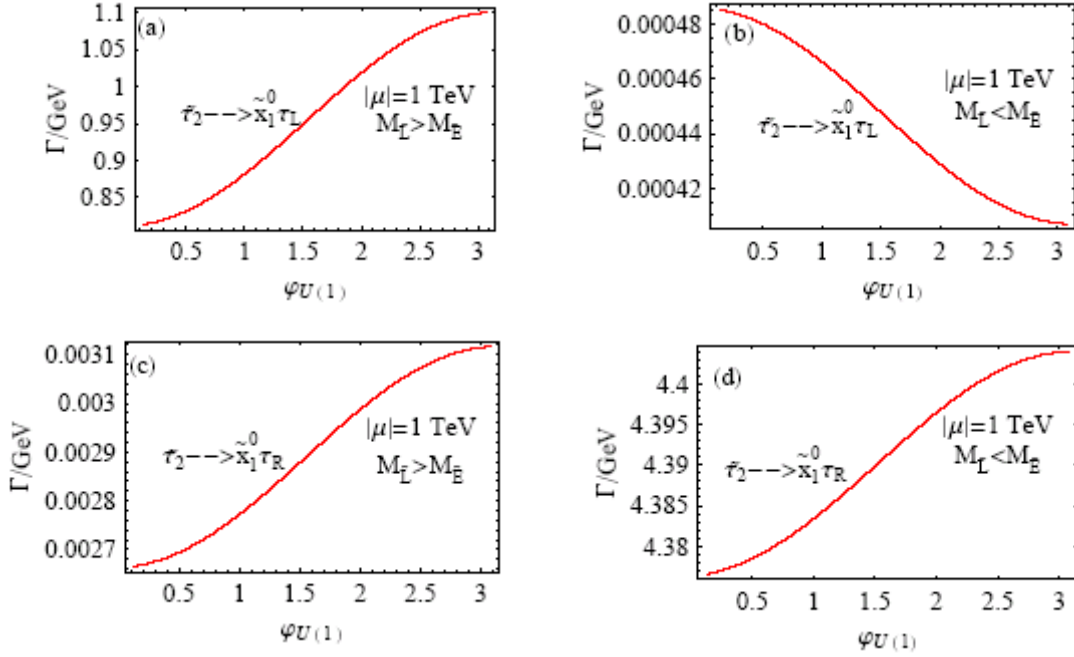
Şekil 6.a.,b.,c.,d'de $\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L$ ve $\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R$ süreçlerinin $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ ve $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumları için kısmi bozunum genişlikleri verilmektedir. $\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ genişliği $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumu için 0.85 GeV'den 1.1 GeV'e kadar artarken (Şekil 6.a.) $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumunda ise 0.00048 GeV'den 0.00042 GeV'e kadar azalmaktadır (Şekil 6.b.).



Şekil 5.a.,b.,c.,d.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_{L,R}$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağılılığı.

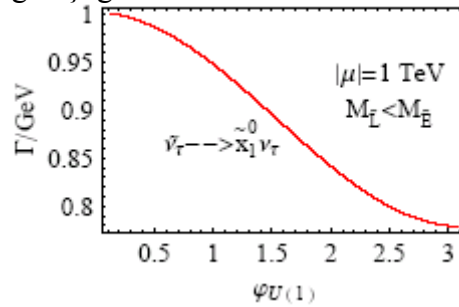
$\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ genişliği ise Şekil 6.c. ve Şekil 6.d.'de görüldüğü gibi; $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ ($M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$) durumunda 0.0027 GeV'den 0.0031 GeV'e (4.38 GeV'den 4.4 GeV'e) kadar artmaktadır. $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumu için, $\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ bozunum genişliği

$\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ 'den yaklaşık 3×10^2 kat daha büyüktür. $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumunda ise $\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_L)$ genişliği $\Gamma(\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_R)$ 'den yaklaşık 10^4 kat kadar daha büyüktür.



Şekil 6.a.,b.,c.,d.: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{\tau}_2 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau_{L,R}$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

τ – snötrino bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına göre değişimi Şekil 7’de gösterilmektedir. $\tilde{\nu}_\tau$ ’nin kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ faz bağımlılığı sadece $M_{\tilde{L}} < M_{\tilde{E}}$ durumu için verildi. $M_{\tilde{L}} > M_{\tilde{E}}$ durumunda, faz bağımlılığı aynı kalmakta sadece bozunum genişliği daha büyük değerler almaktadır. $\varphi_{U(1)}$ fazı 0 ’dan π ’ye giderken; $\Gamma(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_L)$ genişliği 1 GeV’den 0.8 GeV’e kadar azalmaktadır.



Şekil 7: $|\mu|=1$ TeV için $\tilde{\nu}_\tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau$ sürecinin Γ kısmi bozunum genişliğinin $\varphi_{U(1)}$ fazına bağlılığı.

4- Tartışma ve Sonuç

Bu çalışmada, WMAP’dan elde edilen verilerin modeldeki parametreler üzerine yüklediği kozmolojik sınırlamalar göz önüne alınarak üçüncü aile skaler fermiyonların

nötralinio içeren bozunum süreçleri sayısal olarak incelendi. Sfermionların nötralinio içeren bozunum kanalları için CP-faz bağımlılığı incelenirken gaugino kütle parametrelerinin (M_1 ve M_2) iki ayrı bağımsız parametre olarak davrandığı durum dikkate alındı (gaugino GUT bağıntısının ihmal edildiği durum). Bu durum için ağaç-mertebesinde hesap edilen sfermionların bozunum genişliklerinin $\varphi_{U(1)}$ CP-fazıyla değiştiği görüldü. Stau bozunumlarının, son durum leptonun chiralitesine göre önemli ölçüde değiştiğine dikkat çekildi.

Burada incelenen bozunum süreçleri LHC’de gözlenebilecektir. Bu bozunum süreçleri CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) fazının ötesindeki CP-bozulum kaynaklarının incelenmesine olanak sağlamak ve süpersimetriyi bozan mekanizma hakkında da önemli bilgiler vermektedirler.

Kaynaklar

- (1) H. P. Nilles, ‘Supersymmetry, Supergravity And Particle Physics’, **Phys. Rep.** 110: 1-162, (1984). H. E. Haber and G. L. Kane, ‘The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model’, **Phys. Rep.** 117: 75-263, (1985).
- (2) N. Cabibbo, ‘Unitary Symmetry and Leptonic Decays’, **Phys. Rev. Lett.** 10: 531-533, (1963). M. Kobayashi and T. Maskawa, ‘High Energy Photo-Reactions and Generalized Vector Meson Dominance Model in Relativistically Extended Quark Model’, **Prog. Theor. Phys.** 49: 282-289, (1973).
- (3) M. Dugan, B. Grinstein and L. J. Hall, ‘CP Violation in the Minimal N=1 Supergravity Theory’, **Nucl. Phys. B** 255: 413-466, (1985). M. J. Duncan, ‘Generalized Cabibbo Angles in Supersymmetric Gauge Theories’, **Nucl. Phys. B** 221: 285-300, (1983).
- (4) A. Masiero and O. Vives, ‘Flavour and CP violation in supersymmetry’, **New J. Phys.** 4: 4-23, (2002).
- (5) A. Pilaftsis, ‘Higgs scalar-pseudoscalar mixing in the minimal supersymmetric standard model’, **Phys.Lett.B** 435: 88-100, (1998). D.A. Demir, ‘Probing the phases in the MSSM via $e^+ e^- \rightarrow h A$ ’, **Phys.Lett. B** 465: 177-186, (1999).
- (6) D. N. Spergel, ‘First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters’, **Astrophys. J. Suppl.** 148: 175-225, (2003).
- (7) G. Belanger, F. Boudjema, S. Kraml, A. Pukhov and A. Semenov, ‘Relic density of neutralino dark matter in the MSSM with CP violation’, **Phys. Rev. D** 73: 115007, (2006).
- (8) A. Bartl, S. Hesselbach, K. Hidaka, T. Kernreiter and W. Porod, ‘Top squarks and bottom squarks in the MSSM with complex parameters’, **Phys. Rev. D** 70: 035003, (2004).
- (9) A. Bartl, K. Hidaka, T. Kernreiter and W. Porod, ‘ τ sleptons and τ sneutrino in the MSSM with complex parameters’, **Phys. Rev. D** 66: 115009, (2002).
- (10) L. Selbuz and Z. Z. Aydin, ‘Top and Bottom squarks decays under cosmological bounds’, **Phys. Lett. B** 645: 228-234, (2007).
- (11) Z. Z. Aydin and L. Selbuz, ‘Squark decays in MSSM under the cosmological bounds’ **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.** 34: 2553-2565, (2007).

- (12) L. Selbuz and Z. Z. Aydin, ‘ τ sleptons and τ sneutrino decays in MSSM under the cosmological bounds’, e-Print: **arXiv:0808.2540**, (2008).
- (13) J. R. Ellis, S. Ferrara and D. V. Nanopoulos, ‘CP Violation And Supersymmetry’, **Phys. Lett. B** 114: 231-240, (1982).
- (14) J. R. Ellis and S. Rudaz, ‘Search For Supersymmetry In Toponium Decays’, **Phys. Lett. B** 128: 248-262, (1983). J. F. Gunion, and H. E. Haber, ‘Higgs Bosons In Supersymmetric Models’, **Nucl. Phys. B** 272: 1-112, (1986).