YÜKSEK ENERJİLİ NÖTRİNO ELEKTRON SAÇILMASI YOLUYLA UYARILMIŞ NÖTRİNOLARIN ARAŞTIRILMASI ÜZERİNE BİR İNCELEME

Aysuhan OZANSOY
Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü , 06100 Tandoğan-Ankara
E-posta: aozansoy@science.ankara.edu.tr

ÖZET

Bu çalışmada yüksek enerjili nötrinolar kullanılarak, nötrino-elektron saçılmasında uyarılmış nötrinoların araştırılması üzerine bir inceleme yapılmıştır. Uyarılmış nötrinolar kompozit modeller tarafından öngörülmüştür ve sıfırdan farklı bir elektromanyetik bağlaşıma sahip olabilmektedir. Burada $\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ *sürecine uyarılmış nötrino etkisi dikkate alınmıştır. Son durum gözlenebilir parçacıkların açısal, enine momentum ve rapidite dağılımları incelenerek Standart Model (SM) fonunu düşürecek optimal kinematik sınırlamalar elde edilmiştir. Bu sınırlamaların uygulanmasına rağmen uyarılmış nötrino katkısı, SM katkısına göre çok küçük kalmıştır. Çok yüksek (ultrahigh) enerjili kozmik nötrinolar yoluyla uyarılmış nötrinoların incelenmesi daha umut verici görünmektedir.*

Anahtar Kelimeler: *nötrino- elektron saçılması, uyarılmış nötrino, kompozit modeller.*

AN INVESTIGATION ON SEARCHING FOR EXCITED NEUTRINOS THROUGH HIGH-ENERGY NEUTRINO-ELECTRON SCATTERING

ABSTRACT

In this study, we make an investigation on searching excited neutrinos at neutrino-electron scattering by using high energy neutrinos. Excited neutrinos are predicted by composite models and they can have a nonzero electromagnetic coupling. We take into consideration the effect of excited neutrino on $\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$

process. Investigating angular, transverse momentum and rapidity distributions of final state detectable particles, we put the optimal kinematic cuts that decrease the Standard Model background. In spite of imposing these cuts, excited neutrino contribution is more less than the SM contribution. It seems to be more promising to search for excited neutrinos through ultrahigh energy cosmic neutrinos.

***Key words**: neutrino-electron scattering, excited neutrino, compsite models.*

1. GİRİŞ

Günümüz hızlandırıcılarından gelen deneysel verilere göre parçacık fiziğinin Standart Modeli'nde (SM) 3 adet fermiyon ailesi vardır. Aile sayısının neden 3 olduğu ve bu ailelerin kütleleri dışında niçin birbirini tekrar ettiği henüz cevaplanamamıştır. Fermiyon ailelerinin birbirini kopyalamasına doğal bir açıklama olarak kompozit modeller önerilir. Kompozit modellerin fenomenolojisi ile ilgili araştırmalar artan bir ilgi ile sürmektedir. Kompozit modellerde, bugün temel parçacık olarak bilinen fermiyonlar bir iç yapıya sahiptirler ve daha güçlü etkileşmelerle etkileşen daha temel parçacıkların (preonların) bağlı durumu olarak düşünülürler. Bu iç yapı, Λ kompozitlik ölçeği olarak adlandırılan bir enerji ölçeğinde açığa çıkabilecektir. Böyle bir iç yapının şaşırtıcı olmayan bir sonucu ise uyarılmış durumların varlığı olacaktır[1-3]. Eğer bilinen kuark ve leptonlar bir iç yapıya sahipseler, zengin uyarılmış durumlar spektrumunun taban durumu olarak düşünülebilirler.

Kompozit modellerde, yüklü (l^*) ve nötral (ν^*) uyarılmış leptonlar yer alırlar. Nötral uyarılmış leptonlar olan uyarılmış nötrinoların fenomenolojisi DESY Hadron Electron Ring Accelerator (HERA) [4], CERN Large Electron Positron (LEP) [5,6] ve Large Hadron Collider (LHC) [7] ile gelecek nesil elektron-pozitron (e^-e^+) doğrusal çarpıştırıcılarında [8] çalışılmıştır. e^-e^+ çarpışmalarında sanal ν^* değiş-tokuşu yoluyla W-bozon çift üretimi [9]'da incelenmiştir. Ayrıca, e^-e^+ çarpışmalarında spin-1/2 ve spin-3/2 uyarılmış nötrinolarla ilgili çalışmalar [10]'da bulunabilir. Son zamanlarda, oldukça yüksek enerjili (Ultra High Energy-UHE) nötrino

demetleri kullanılarak uyarılmış nötrino üretimi [11] ve uyarılmış nötrinoların etkisi üzerine [12] incelemeler yapılmıştır.

Şu ana kadar elde edilen deneysel verilerden uyarılmış nötrino ile ilgili hiçbir sinyale rastlanmamıştır. Uyarılmış nötrinoların kütlesi üzerine getirilen sınırlamalar ise şu şekildedir: L3 deney grubu tarafından %95 güvenilirlik seviyesinde uyarılmış nötrino çift üretimden gelen sınırlama $m_{\nu^*} >$ 102.6 GeV [13] ve H1 deney grubu tarafından %95 güvenilirlik seviyesinde uyarılmış nötrino tek üretiminden gelen sınırlama $m_{\nu^*} >$ 213 GeV [4] şeklindedir.

SM ötesi yeni fizik araştırmaları için en önemli araçlardan biri yüksek enerjili nötrino elektron saçılması deneyleri olacaktır. Fermi National Accelerator Laboratory (FermiLab) Tevatron'da tasarlanan bu deneyin ismi NuSOnG (Neutrino Scattering on Glass)'dur. NuSOnG hem LHC' den elde edilen SM ötesi ölçümlerinden farklı hem de bu ölçümleri tamamlayıcı sonuçlar verebilecektir. Bu deneyde, yüksek enerjili yüksek istatistikli nötrino saçılma deneyleri yoluyla, elektrozayıf kesinlik ölçümleri, lepton sektöründe yeni parçacıkların ve etkileşmelerin doğrudan incelenmesi ve QCD (Kuantum Renk Dinamiği) kesinlik ölçümleri yapılabilecektir [14]. Nötrino-elektron saçılması saf leptonik bir süreç olduğu için SM ötesi fizik araştırmaları için oldukça temiz bir süreçtir. Mümkün araştırma konularının başında nötrino magnetik momentleri, Lepton Çeşni Bozunumları (LFV) ve nötral ağır leptonlar gelmektedir. NuSOnG deneyi, standart olmayan nötrino etkileşmeleri üzerine oldukça sağlam sınırlamalar getirebilecek ve ayrıca NuSOnG, 5 TeV' den yüksek kompozitlik ölçeğine duyarlı olabilecektir. LHC tarafından gözlenemeyen ve diğer taraftan gelecek nesil doğrusal çarpıştırıcılar tarafından keşfedilmesi beklenen, lepton sektöründe yeni parçacıkların ve etkileşmelerin doğrudan araştırılması NuSonG deneyi ile mümkün olacaktır[15].

2. TEORİK HESAPLAMALAR ve MONTE CARLO SİMULASYONU

2.1. Uyarılmış Nötrinolar

Bir spin-1/2 uyarılmış lepton, Standart Model leptonları ile manyetik geçiş tipli etkileşmelere sahip olan en düşük radyal ve yörüngesel uyarım olarak alınır. Daha yüksek spinli uyarılmış leptonlar [16-19]'da incelenmiştir. Bir SM leptonu, bir ayar bozonu ve bir uyarılmış nötrino arasındaki etkileşmeyi ifade eden, elli (chiral) simetriye sahip SU(2)×U(1) değişmezi etkin Lagranjiyen [3,5,20,21]

$$L = \frac{1}{2\Lambda}\bar{\psi}_R^* \sigma^{\mu\nu}\left[gf\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu}\right]\psi_L + h.c. \qquad (1)$$

ile verilir. Burada Λ, yeni etkileşmelerden sorumlu yeni fizik için enerji ölçeği, $\vec{W}_{\mu\nu}$ ve $B_{\mu\nu}$ sırasıyla SU(2) ve U(1) ayar alanları için alan tensörleridir. $\vec{\tau}$ Pauli spin matrisleri ve Y hiperyük, bu alanlara karşılık gelen ayar yapı sabitleridir. f ve f' ise ölçeklendirme çarpanlarıdır. Bu bağlaşımlar farklı ayar grupları için $\Lambda_i = \Lambda / f_i$ olarak alınan farklı ölçekler olmak üzere ağırlık faktörleri olarak da yorumlanabilir [21]. Burada, önemli bir nokta, $l^* l V$ bağlaşımını tek olarak belirleyen etkileşmenin $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar değişmezi olması için tensörel yapıda olması gerektiğidir. Diğer bir ifadeyle, spin-1/2 uyarılmış leptonlar ve SM leptonları arasındaki bağlaşım manyetik geçiş tiplidir [3,21-23]. Eğer vektörel yapıda bir etkileşme olsaydı, bu etkileşme $SU(2)_L$ altında değişmez kalmazdı, çünkü uyarılmış leptonun sağ- elli bileşeni eş ikilide yer alırken, SM leptonunun sağ-elli bileşeni ise teklide yer almaktadır. Bu nedenle bir uyarılmış lepton hem sağ-elli hem de sol-elli leptona bağlanmamalıdır [24].

Denklem (1) ile verilen etkin Lagranjiyen'den elde edilen uyarılmış nötrino etkileşme köşesi

$$\Gamma_\alpha^{\nu\nu^* V} = \frac{g_e}{2\Lambda} f_V q^\beta \sigma_{\alpha\beta}(1-\gamma_5) \qquad (2)$$

olarak elde edilir. Burada $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ olup; q, vektör bozonun dörtlü momentumunu, $V = \gamma, W, Z$ olmak üzere f_V yeni elektromanyetik ve zayıf bağlaşımları gösterir. Bu yeni bağlaşımlar, e_f uyarılmış spin-1/2 leptonun elektrik yükü ve I_{3L} zayıf izospinin üçüncü bileşeni olmak üzere,

$$f_W = \frac{1}{\sqrt{2}s_W} f,$$

$$f_Z = \frac{4I_{3L}\left(c_W^2 f + s_W^2 f'\right) - 4e_f s_W^2 f'}{4s_W c_W},$$

ve

$$f_\gamma = e_f f' + I_{3L}\left(f - f'\right) \tag{3}$$

şeklinde verilirler. ν^* için bu bağlaşımlar; $f_Z = \left(s_W^2 f' + c_W^2 f\right)/2s_W c_W$, $f_\gamma = \left(f - f'\right)/2$ olarak elde edilir.

Uyarılmış nötrinolar (ν^*), iki cisim bozunumuna uğrayarak, bir ayar bozonu ve bir SM leptonuna bozunurlar. SM nötrinolarından farklı olarak, uyarılmış nötrinoların elektromanyetik etkileşmeleri de mümkündür. Uyarılmış nötrino için bozunum modları; ışımasal bozunum $\nu^* \to \nu\gamma$, yüksüz akım bozunumu $\nu^* \to \nu Z$ ve yüklü akım bozunumu $\nu^* \to lW$ olarak verilir. SM leptonlarının kütlesi ihmal edilerek, uyarılmış nötrino için bozunma genişliği ifadesi

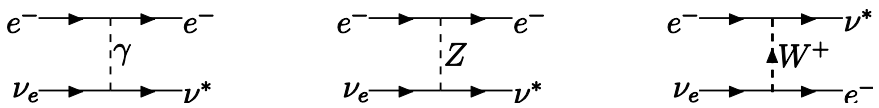
$$\Gamma(\nu^* \to lV) = \frac{f_V^2 m^{*3}\alpha}{4\Lambda^2}\left(1 - \frac{m_V^2}{m^{*2}}\right)^2\left(1 + \frac{m_V^2}{2m^{*2}}\right), \qquad (V = \gamma, Z, W) \tag{4}$$

şeklinde elde edilir.

2.2. Yüksek Enerjili Nötrino-Elektron Saçılmasına Uyarılmış Nötrinoların Katkısı

Uyarılmış nötrinolar, yüksek enerjili nötrino-elektron saçılması yoluyla incelenebilirler. Burada basitlik olması bakımından sadece elektron nötrinosu ve uyarılmış elektron nötrinosu durumunu dikkate alıyoruz. Bu deneylerde durgun hedef olan elektron üzerine yüksek enerjili nötrino

demeti gönderilir. $\nu e^- \rightarrow \nu^* e^-$ süreci için mümkün Feynman diyagramları Şekil 1'de verilmiştir.



Şekil 1. $\nu e^- \rightarrow \nu^* e^-$ *süreci için mümkün Feynman diyagramları.*

Bu diyagramlar için saçılma genlikleri;

$$M_\gamma = [\bar{\nu}^*(\frac{g_e}{2\Lambda} f_\gamma \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha (1-\gamma_5))\nu][\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2}][\bar{e}(ig_e \gamma^\nu)e],$$

$$M_Z = [\bar{\nu}^*(\frac{g_e}{2\Lambda} f_Z \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha (1-\gamma_5))\nu][\frac{-(ig_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_Z^2}{q^2 - m_Z^2}][\bar{e}(\frac{-ig_Z}{2}\gamma^\nu (c_v - c_A \gamma_5)e], \quad (5)$$

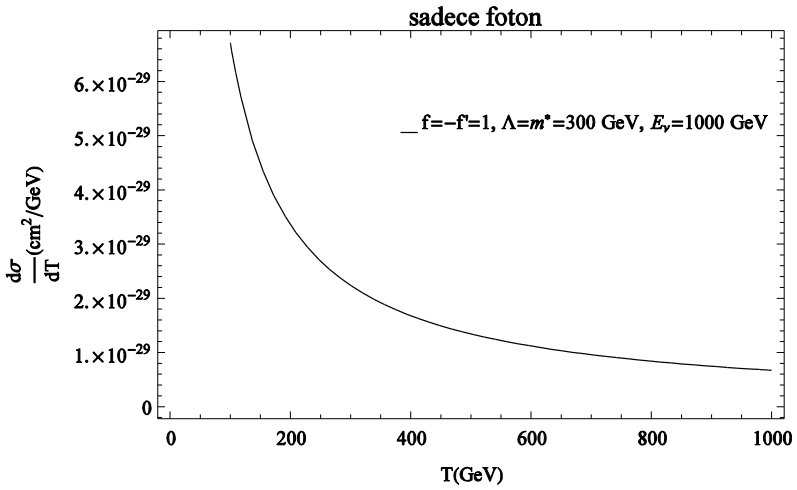
ve

$$M_W = [\bar{\nu}^*(\frac{g_e}{2\Lambda} f_W \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha (1-\gamma_5))\nu][\frac{-(ig_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_W^2}{q^2 - m_W^2}][\bar{e}(\frac{-ig_W}{2}\gamma^\nu (1-\gamma_5)e]$$

şeklindedir. $\Lambda = m^* = 300$ GeV, $f = -f' = 1$ve başlangıçtaki nötrinonun enerjisi $E_\nu = 1000$ GeV alınarak, diferansiyel tesir kesiti elektronun geri tepme enerjisi T'nin farklı değerleri için Tablo 1'de verilmiştir. Buna göre, f_W ve f_Z ve bağlaşımları büyük de olsa, W ve Z bozonlarının bulunduğu diyagramlardan gelecek katkıların oldukça küçük olduğu görülmektedir. Buralardan gelecek katkıların, diferansiyel tesir kesitini ancak virgülden sonra 4. basamakta değiştirdiği görülmüştür. Bu nedenle, sadece foton katkısını dikkate alıyoruz. Ayrıca, sadece fotonun eşlik ettiği süreç için diferansiyel tesir kesitinin elektronun geri tepme enerjisine göre değişimi Şekil2'de verilmiştir. (Tüm diyagramların katkıları dikkate alındığında diferansiyel tesir kesiti EK'te verilmiştir).

Tablo 1. *Farklı T değerleri için diferansiyel tesir kesitleri*

T(GeV)	$\frac{d\sigma}{dT}(\frac{cm^2}{GeV})$ (Tüm diyagramlar)	$\frac{d\sigma}{dT}(\frac{cm^2}{GeV})$ (Sadece foton)
200	3.356409×10^{-29}	3.356466×10^{-29}
300	2.237591×10^{-29}	2.237648×10^{-29}
400	1.678182×10^{-29}	1.678238×10^{-29}
500	1.342536×10^{-29}	1.342592×10^{-29}
600	1.118772×10^{-29}	1.118828×10^{-29}
700	9.589407×10^{-30}	9.589973×10^{-30}
800	8.390671×10^{-30}	8.391237×10^{-30}
900	7.458320×10^{-30}	7.458886×10^{-30}
1000	6.712439×10^{-30}	6.713005×10^{-30}

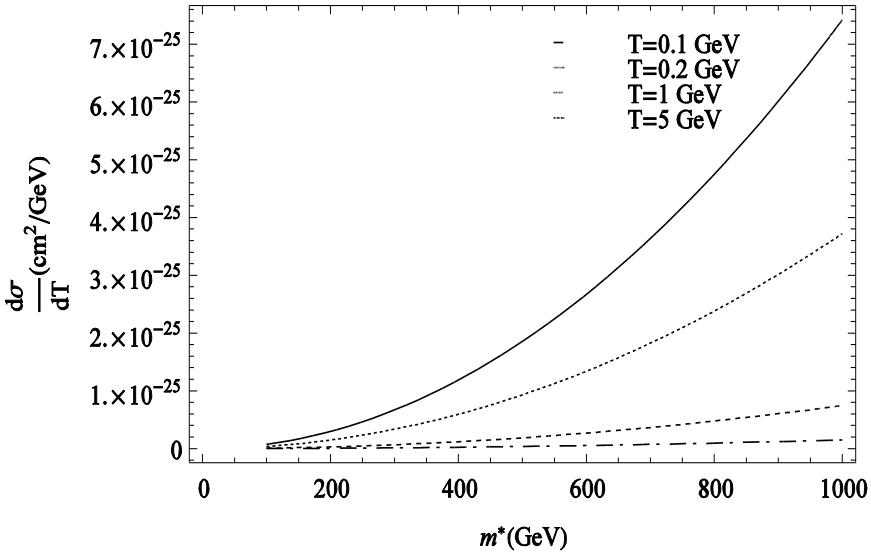


Şekil 2. *Diferansiyel tesir kesitinin elektronun geri tepme enerjisine göre değişimi.*

Sadece fotonun aracılık ettiği diyagram dikkate alındığında diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma^{\gamma}}{dT} = -\frac{f_{\gamma}^{2} g_{e}^{4}[-m^{*4}T + 2m_{e}^{2}T(-4E_{\nu}^{2} + m^{*2} + 4E_{\nu}T) + m_{e}m^{*2}(m^{*2} + 4E_{\nu}T - 2T^{2})]}{64E_{\nu}^{2}m_{e}^{2}\pi T^{2}\Lambda^{2}} \quad (6)$$

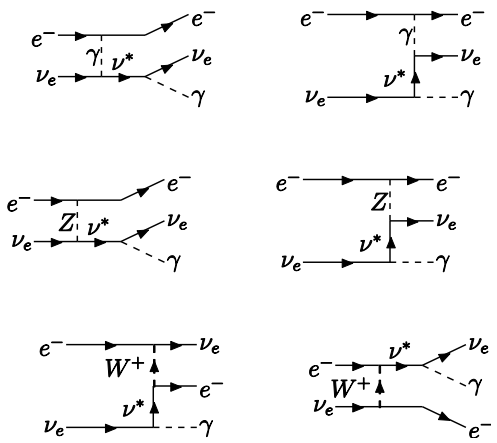
olarak elde edilir. Burada m^* uyarılmış nötrinonun kütlesi, E_ν başlangıçtaki nötrino demetinin enerjisi ve T elektronun geri tepme enerjisidir. Farklı geri tepme enerjilerinde, fotonun aracılık ettiği durumda diferansiyel tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütlesine göre değişimi Şekil 3'te verilmiştir. Buna göre, geri tepme enerjisi artırıldığında ($T \geq$ 1GeV için) küçük uyarılmış nötrino kütlelerinde (m^*<300 GeV) diferansiyel tesir kesitinde önemli bir değişiklik olmamaktadır.



Şekil 3. *Farklı geri tepme enejileri için diferansiyel tesir kesitinin uyarılmış nötrino kütlesine göre değişimi.*

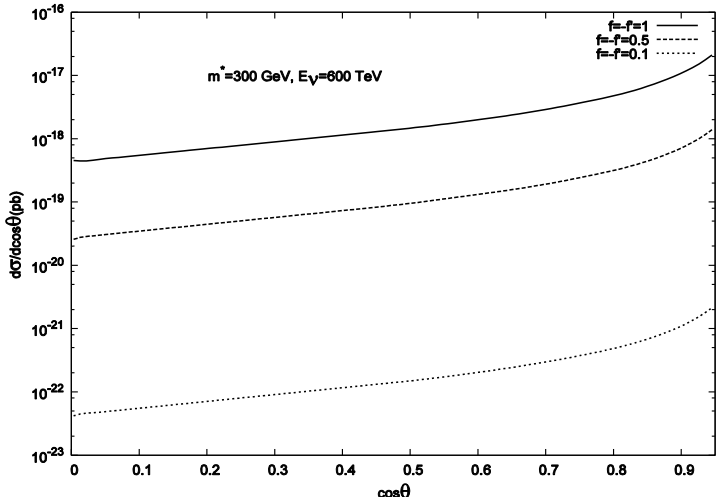
2.3. Analiz

Bu tip yüksek enerjili nötrino-elektron saçılmalarında, elektron demeti durgun olduğundan ve uyarılmış nötrinolar beklenilen yüksek kütlelerinden dolayı doğrudan üretilemezler ancak bozunum ürünlerini inceleyerek uyarılmış nötrinoları araştırabiliriz. Burada $\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ sürecini dikkate alıyoruz. Bu kesimdeki hesaplamaların yapılmasında CompHEP-4.5.1 [25] programından yararlanılmıştır. Bu sürece uyarılmış nötrino katkısını gösteren Feynman diyagramları Şekil 4'te verilmiştir.



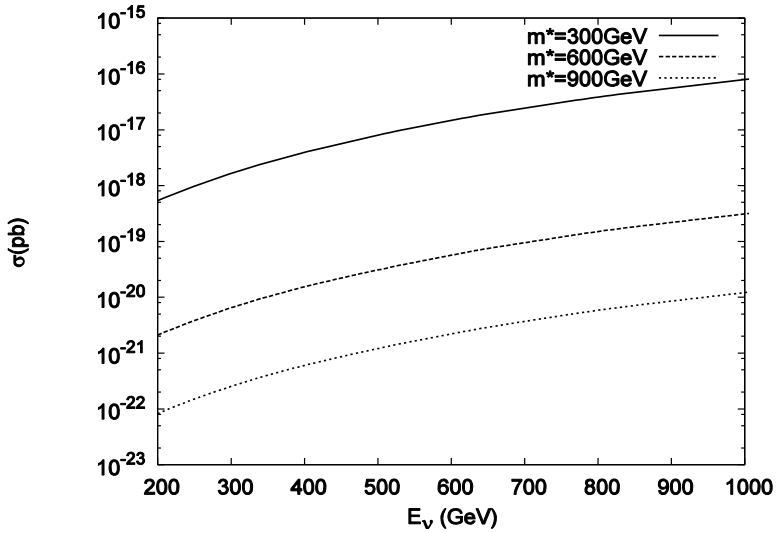
Şekil 4. $\nu_e e \to \nu_e e\gamma$ *sürecine uyarılmış nötrino katkısı.*

$\nu^*\nu\gamma$ bağlaşımı, $(f = -f')$ ile orantılıdır, bu nedenle $f = -f'$ şeklinde seçilerek, foton ve uyarılmış nötrino arasında sıfırdan farklı bir elektromanyetik bağlaşım elde edilir. Bu seçim oldukça önemlidir, çünkü eğer uyarılmış durumlar, daha temel alt bileşenlerden oluşuyorsa; bu nötral bağlı durumun (ν^*) elektromanyetik bağlaşımı nötronunkine benzer olarak ölçülebilir büyüklükte olacaktır [22]. Farklı bağlaşımlar için, son durumdaki elektronun açısal dağılımı Şekil 5'te verilmiştir. Burada θ, başlangıçtaki nötrino ile son durumdaki elektron arasındaki açı olup; $\Lambda = m^* = 300$ GeV ve $E_\nu = 600$ GeV olarak alınmıştır. Sabit enerji ve kütle değerleri için diferansiyel tesir kesiti bağlaşımla değişmektedir.



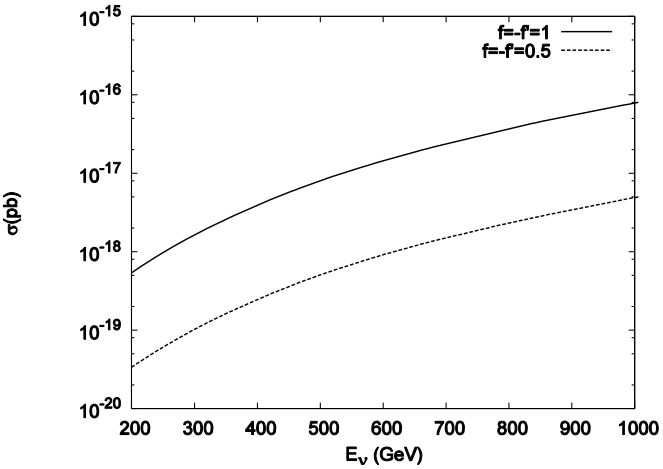
Şekil 5. *Son durumdaki elektronun açısal dağılımı.*

Farklı uyarılmış nötrino kütleleri için, toplam tesir kesiti nötrino enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 6'da verilmiştir. Beklenildiği üzere, uyarılmış nötrinonun kütlesi arttıkça tesir kesiti azalmaktadır.



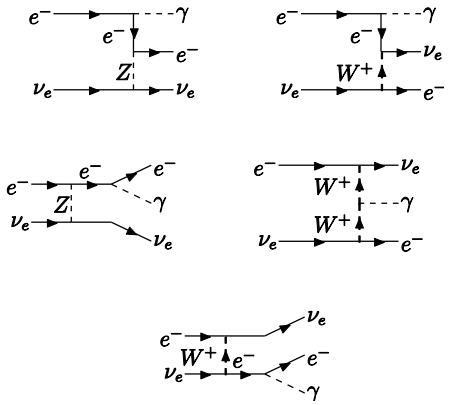
Şekil 6. *Farklı uyarılmış nötrino kütleleri için toplam tesir kesitinin nötrino enerjisine göre değişimi.*

$\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ süreci için E_ν'nün bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesiti farklı f değerleri için Şekil 7'de verilmiştir. Buna göre, Denklem(6)'dan da görüldüğü üzere, bağlaşımlar yarıya indirildiğinde tesir kesiti de dört kat azalmaktadır. Bu bağlaşımlar kompozitlik dinamiği ile ilgilidir ve incelenen süreçteki momentum aktarımına bağlı form faktörleri olarak düşünülebilirler.



Şekil 7. *Farklı bağlaımlar için E_ν' nün bir fonksiyonu olarak toplam tesir kesiti.*

$\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ sinyalinin analizi için, aynı son durumu verecek Standart Model (SM) süreçlerini de incelemek gerekecektir. SM katkıları için Feynman diyagramları Şekil 8'de verilmiştir.



Şekil 8. *$\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ sürecine SM katkısını gösteren Feynman diyagramları.*

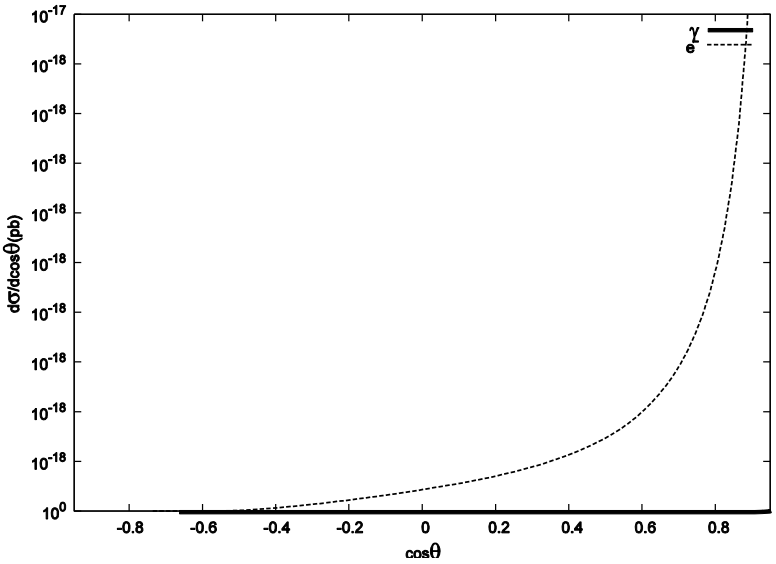
Yüksek enerjili nötrino-elektron saçılmalarında nötrino demetinin enerjisi önemli rol oynamaktadır. $\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ sürecine uyarılmış nötrino katkısını ve SM fonundan gelen katkıyı karşılaştırabilmek için, başlangıçtaki nötrino demeti enerjisine göre toplam tesir kesitinin nasıl değiştiğine bakmak faydalı olacaktır. Tablo 2'de sinyal (σ_S) ve fon (σ_B) için toplam tesir kesitleri verilmiştir. Bu tesir kesitleri hesaplanırken son durumdaki elektron ve fotonunun enine momentumuna $p_T^{\gamma,e} > 0.0005$ GeV ve nötrinonun kayıp enine momentumuna $\not{p}_T^{\nu} > 0.0005$ GeV' lik minimal kinematik sınırlamalar konulmuştur. Sinyal tesir kesitleri hesaplanırken, $\Lambda = m^* = 300$ GeV ve $f = -f' = 1$ alınmıştır.

Tablo 2. *Farklı E_ν değerleri için sinyal (σ_S) ve fon (σ_B) tesir kesitleri (minimal sınırlama için).*

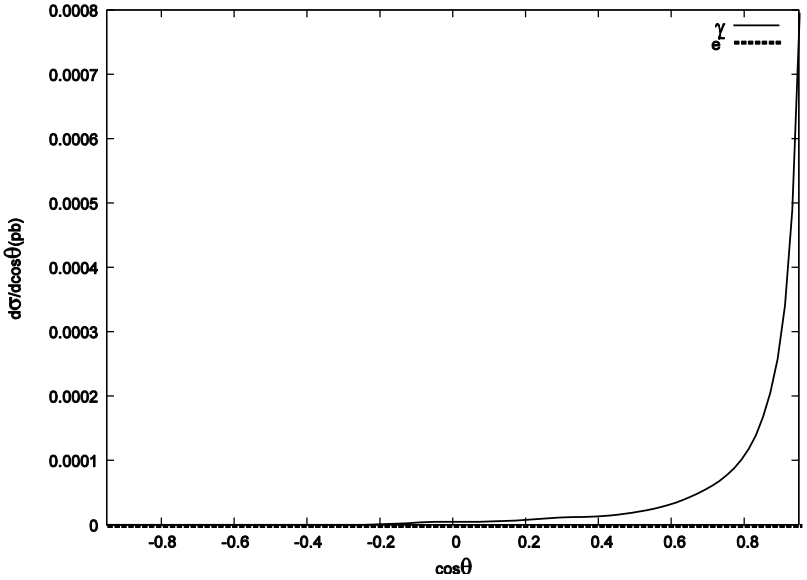
E_ν (GeV)	σ_S (pb)	σ_B (pb)
100	6.29×10^{-20}	3.11×10^{-4}
200	5.37×10^{-19}	6.71×10^{-4}
300	1.88×10^{-18}	1.07×10^{-3}
400	4.58×10^{-18}	1.46×10^{-3}
500	9.11×10^{-18}	1.86×10^{-3}
600	1.59×10^{-17}	2.30×10^{-3}
700	2.58×10^{-17}	2.73×10^{-3}
800	3.88×10^{-17}	3.20×10^{-3}
900	5.58×10^{-17}	3.61×10^{-3}
1000	7.73×10^{-17}	3.92×10^{-3}

SM fonu ve sinyal tesir kesitleri arasında oldukça büyük fark bulunmaktadır. SM fonunu azaltacak ancak uyarılmış nötrino sinyalini etkilemeyecek şekilde kinematik sınırlamalar bulmamız gerekmektedir. Bu sınırlamalar son durumdaki gözlenebilir parçacıkların bazı dağılımları incelenerek elde edilebilir. Son durumdaki elektron ve foton için açısal dağılım, enine momentum ve rapidite (hızlılık) dağılımlarına bakalım. (Dağılım grafiklerinde $\Lambda = m^* = 300$ GeV, $E_\nu = 600$ GeV ve $f = -f' = 1$ olarak alınmıştır.)

Sinyal ve SM fonu için açısal dağılım grafikleri sırasıyla Şekil 9 ve Şekil 10'da verilmiştir.

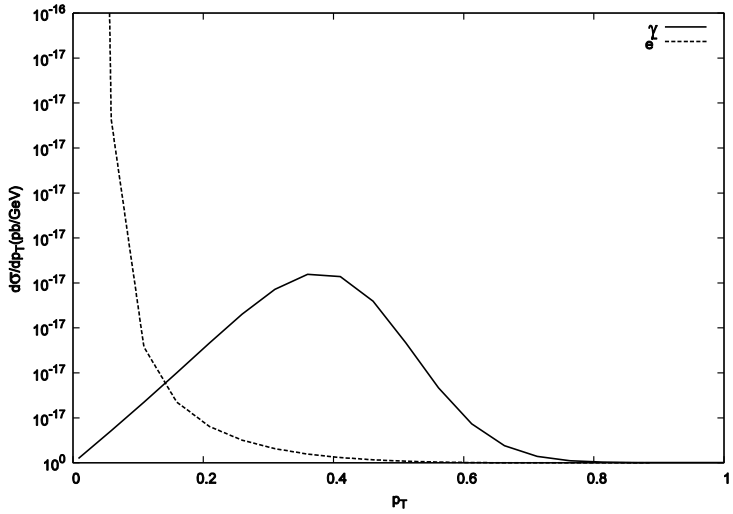


Şekil 9. *Sinyal için son durumdaki elektron ve fotonun açısal dağılımı*

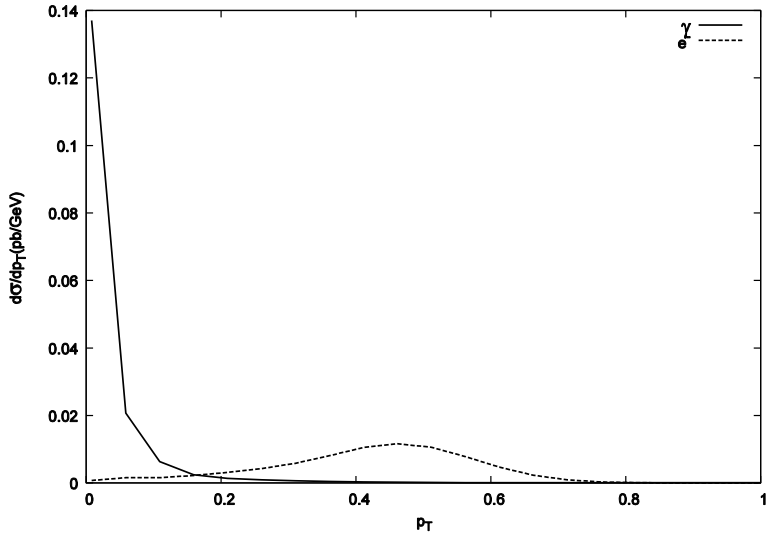


Şekil 10. *Fon için son durumdaki elektron ve fotonun açısal dağılımı*

Sinyal ve SM fonu için enine momentum dağılımı grafikleri sırasıyla Şekil 11 ve Şekil 12'de verilmiştir.

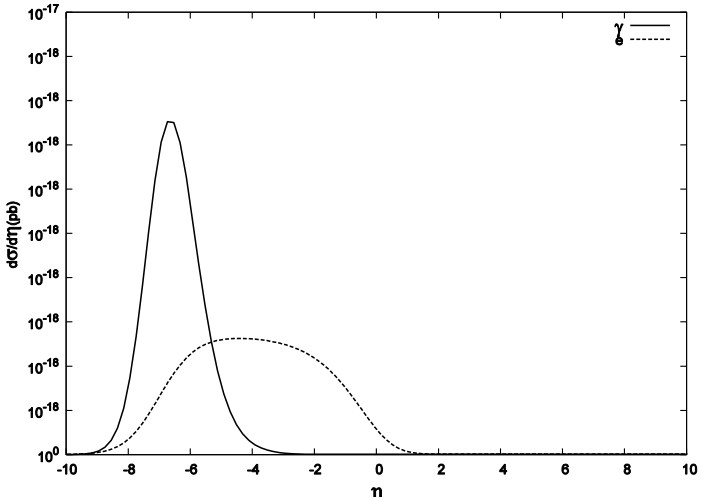


Şekil 11. *Sinyal için son durumdaki elektron ve fotonun enine momentum dağılımları*

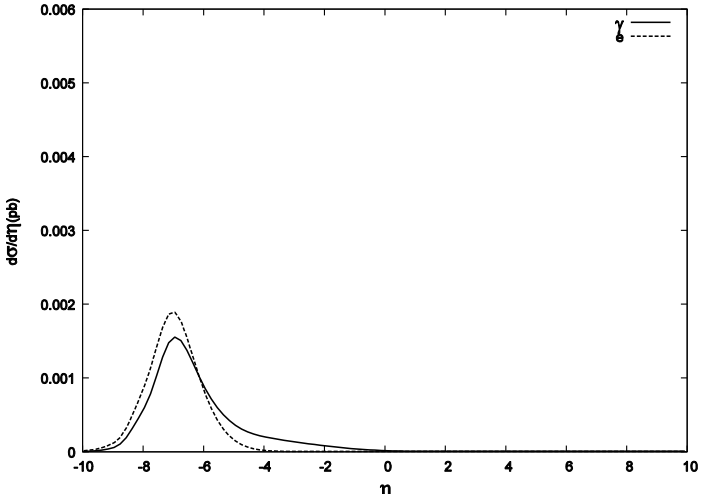


Şekil 12. *Fon için son durumdaki elektron ve fotonun enine momentum dağılımları.*

Sinyal ve SM fonu için rapidite (hızlılık) dağılımı grafikleri sırasıyla Şekil 13 ve Şekil 14'te verilmiştir.



Şekil 13. *Sinyal için son durumdaki elektron ve fotonun rapidite dağılımları.*



Şekil 14. *Fon için son durumdaki elektron ve fotonun rapidite dağılımları.*

3. TARTIŞMA

Bu dağılımlar dikkatli bir şekilde incelendiğinde elde edilen optimal kinematik sınırlamaların:

$$-4.8 < \eta_e < 1,$$
$$\cos\theta_e > 0,$$
$$ve$$
$$0.1 < p_T^{\gamma} < 0.7 \qquad (7)$$

şeklinde olduğu görülmektedir. Bu sınırlamalar koyularak elde edilen sinyal ve fon tesir kesitleri Tablo 3' de verilmiştir:

Tablo 3. *Farklı E_ν değerleri için sinyal (σ_S) ve fon (σ_B) tesir kesitleri (optimal sınırlamalar için).*

E_ν (GeV)	σ_S (pb)	σ_B (pb)
100	3.55×10^{-20}	3.19×10^{-7}
200	3.31×10^{-19}	4.54×10^{-7}
300	1.17×10^{-18}	5.27×10^{-7}
400	2.53×10^{-18}	5.66×10^{-7}
500	5.61×10^{-18}	6.00×10^{-7}
600	9.76×10^{-18}	6.22×10^{-7}
700	1.56×10^{-17}	6.43×10^{-7}
800	2.34×10^{-17}	6.59×10^{-7}
900	3.34×10^{-17}	6.74×10^{-7}
1000	4.59×10^{-17}	6.91×10^{-7}

Tablo 2 ve Tablo 3 karşılaştırıldığında, dağılımların incelenmesiyle elde edilen kinematik sınırlamaların, fon tesir kesitlerini ~10^3 mertebe değiştirirken, sinyal tesir kesitlerini çok fazla değiştirmediği görülür. Ancak, bu sınırlamalara rağmen sinyal fonun altında kalmaktadır.

Bu duruma bir çözüm olarak, başlangıçtaki nötrino demetinin enerjisini artıralım. E_ν'nün daha büyük değerleri için minimal kinematik sınırlamalar konulduğu durumda, uyarılmış nötrino sinyali için tesir kesitleri Tablo 4'de verilmiştir.

Tablo 4. *Daha yüksek E_ν değerleri için sinyal tesir kesitleri*

E_ν (GeV)	σ_S (pb)
2000	6.53×10^{-16}
5000	1.09×10^{-14}
10000	9.16×10^{-14}
100000	1.06×10^{-10}
1000000	1.24×10^{-7}

Gelen nötrinonun enerjisi arttıkça, sinyal tesir kesitleri SM fon tesir kesitlerine yaklaşmaktadır.

4. SONUÇ

Yüksek enerjili nötrino elektron saçılması sürecinde, uyarılmış nötrinoların ışımasal bozunum modu dikkate alınarak $\nu_e e \rightarrow \nu_e e \gamma$ süreci incelendiğinde uyarılmış nötrino sinyali için elde edilen tesir kesitleri çok küçük çıkmıştır. Sinyali az etkileyecek ancak SM fonunu mümkün olduğu kadar azaltacak kinematik sınırlamalar bulmak için son durum parçacıkların açısal, enine momentum ve rapidite dağılımları incelenmiştir. Sonuçta elde edilen sınırlamalarla SM fonu ~10^3 mertebe azalmıştır ancak bu durumda dahi sinyal fonun gerisinde kalmaktadır.

Sinyali, fonun üzerine çıkarabilmek için daha yüksek enerjili nötrinolara ihtiyaç vardır. Bu nedenle, oldukça yüksek enerjili (ultra high energy-UHE) kozmik nötrinolar ($E_\nu > 10^9$ GeV) kullanılarak uyarılmış nötrinoların incelenmesi daha umut verici görünmektedir. Çünkü, UHE nötrinoların dahil olduğu süreçlerde oldukça büyük kütle merkezi enerjilerine ulaşılabilmektedir [26]. $E_\nu > 10^9$ GeV için uyarılmış nötrino sinyalini gözlemek mümkün olabilecektir.

EK

Tüm diyagramların katkıları dikkate alındığında diferansiyel tesir kesiti şu şekildedir:

$$\frac{d\sigma}{dT} =$$

$$\frac{g_e^2}{128\pi E_\nu^2 m_e \Lambda^2}\left[\begin{array}{l}
-\dfrac{\sqrt{2} f_\gamma f_w g_e g_w m_e (m^{*4} + 4(-2E_\nu + m_e) m^{*2} T + 4 m_e T (4E_\nu^2 - 3E_\nu m_e - 4E_\nu T + m_e T))}{T(-2E_\nu m_e + m_e^2 + m^{*2} - m_w^2 + 2m_e T)} - \\
\dfrac{2 f_\gamma^2 g_e^2 (-m^{*4} T + 2m_e^2 T(-4E_\nu^2 + m^{*2} + 4E_\nu T) + m_e m^{*2} (m^{*2} + 4E_\nu T - 2T^2))}{m_e T^2} + \\
\dfrac{4 f_\gamma f_z g_e g_z (c_A m^{*2} T(-4E_\nu m_e + m^{*2} + 2m_e T) + c_V (-m^{*4} T + 2m_e^2 T(-4E_\nu^2 + m^{*2} + 4E_\nu T) + m_e m^{*2} (m^{*2} + 4E_\nu T - 2T^2)))}{T(m_z^2 + 2m_e T)} + \\
\dfrac{f_w^2 g_w^2 m_e (2E_\nu^2 m_e (m_e^2 + 4m^{*2} + 8m_e T) + m_e^2 (4m_e^2 T + m^{*2} T + 2m_e (m^{*2} + T^2)) - E_\nu (4m^{*4} + 12m_e^3 T + 16m_e m^{*2} T + m_e^2 (9m^{*2} + 16T^2))))}{(-2E_\nu m_e + m_e^2 + m^{*2} - m_w^2 + 2m_e T)^2} - \\
\{\sqrt{2} f_w f_z g_w g_z m_e^2 (-c_V (m^{*4} + 4(-2E_\nu + m_e) m^{*2} T + 4 m_e T (4E_\nu^2 - 3E_\nu m_e - 4E_\nu T + m_e T)) + c_A (3m^{*4} - 16E_\nu^2 m_e T + 10 m_e m^{*2} T + 8m_e^2 T^2 + \\
E_\nu (-4m_e m^{*2} + 8m^{*2} T + 16m_e^2 T)))\} / ((-2E_\nu m_e + m_e^2 + m^{*2} - m_w^2 + 2m_e T)(m_z^2 + 2m_e T)) \quad - \\
\dfrac{2 f_z^2 g_z^2 m_e}{(m_z^2 + 2m_e T)^2} \{2c_A c_V m^{*2} T(-4E_\nu m_e + m^{*2} + 2m_e T) + c_V^2 (-m^{*4} T + 2m_e^2 T(-4E_\nu^2 + m^{*2} + 4E_\nu T) + m_e m^{*2} (m^{*2} + 4E_\nu T - 2T^2)) \\
c_A^2 (-m^{*4} T + 4m_e^3 T^2 + 8E_\nu m_e^2 T(-E_\nu + T) - m_e m^{*2} (m^{*2} + 2T(-2E_\nu + T)))\}
\end{array}\right]$$

5. KAYNAKLAR

[1]. Terazawa, H., Chikashige, Y., Akama, K., " *Unified Model of the Nambu-Jona-Lasino Type for All Elemantary Particle Forces* ", Phys. Rev. D, 15, 480, 1977; Ne'eman, Y., *"Primitive Particle Model"*, Phys. Lett. 82B, 69,(1979); Terazawa, H., Yasue, M., Akama, K., Hayashi, M., "*Observable Effects of the Possible Substructure of Leptons and Quarks*", Phys. Lett. 112B, 387, 1982.

[2]. Renard, F. M., "*Excited Quarks and New Hadronic States*", Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. A 77,1, 1983; Eichten, E. J., Lane, K. D., Peskin, M. E., "*New Tests for Quark and Lepton Substructure*", Phys. Rev. Lett., 50, 811-814, 1983; De Rujula, A., Maiani, L., Petronzio, R., "*Search for Excited Quarks*", Phys. Lett. 140B, 253, 1984.

[3]. Kuhn, J., Zerwas, P.M., "*Excited Quarks and Leptons*", Phys. Lett. 147B, 189, 1984.

[4]. Aaron, F.D. *et al*., H1 Collaboration, "*A Search for Excited Neutrinos in e^-p Collisions at HERA*", Phys. Lett. B663, 382, 2008.

[5]. Boudjema, F., Djouadi,A., "*Looking for the {LEP} at {LEP}: The Excited Neutrino Scenoria*", Phys. Lett. B240, 485-491, 1990.

[6]. Adeva, B. *et al.*, L3 Collaboration, "*Search for excited neutrinos from Z0 decays*", Phys. Lett. B252, 525-532, 1990; Decamp, D. *et al.*, ALEPH Collaboration, "*Search for excited neutrinos in Z decay*", Phys. Lett. B250, 172-182, 1990.

[7]. Belyaev, A., Leroy,C., Mehdiyev,R., "*Production of excited neutrino at LHC*", Eur. Phys. J C41S1, 1-10, 2005.

[8]. Çakır, O., Türk Çakır, İ., Kırca, Z., "*Single production of excited neutrinos at future e^+e^- , e^-p and pp colliders*", Phys. Rev. D 70, 075017, 2004; Belyaev, A., Boos, E., "*Excited neutrinos at the next linear colliders*", Phys. Atom. Nucl. 56, 1447-1454, 1993; Yad. Fiz. 56N11, 5-15, 1993; Belyaev, A., Boos, E., Pukhov, A., "*Study of excited neutrino production in e^+e^-, gamma e and gamma gamma collisions at TeV energies*", Phys. Lett. B296, 452-457, 1992; Köksal, M., "*Analysis of excited neutrinos at the CLIC*", arXiv:hep-ph/14022915, 2014.

[9]. Walsh, R., Ramalho, A.J., "*Virtuel excited neutrino exchange in W boson pair production*", Phys. Rev. D 67, 097702, 2003.

[10]. Çakır, O., Ozansoy, A., "*Single production of excited spin-3/2 neutrinos at linear colliders*", Phys. Rev. D 79, 055001, 2009; Senba, K.S., Tanimoto, M., "*Search for Signals of the Excited Neutrino in E^+E^- Collisions*", Phys. Lett. B152, 36-368, 1985.

[11]. Reynoso, M.M., Romero, I., Sampayo, O.A., "*Excited neutrino production by ultrahigh neutrinos traversing the Earth*", Phys. Rev. D 86, 113012, 2012.

[12]. İnan, S.C., Köksal, M., "*The impact of excited neutrinos on $\nu\bar{\nu} \to \gamma\gamma$ process*", Adv. High Energy Phys., 2012, 51874, 2012.

[13]. Achard, P., *et al.*, L3 Collaboration, "*Search for excited leptons at LEP*", Phys. Lett. B568, 23-34, 2003.

[14]. Adams, T., *et al.*, "*Terascale Physics Opportunities at a High Statisitics, High Energy Neutrino Scattering Experiment: NuSOnG*", Int. J. Mod. Phys. A24, 671, 2009.

[15]. Adams, T., *et al.*, "*Expression of Interest for Neutrinos Scattering on Glass: NuSOnG*", arXiv: hep-ex/0907.4864.

[16] Çakır, O., Ozansoy, A., "*Search for excited spin-3/2 and spin-1/2 leptons at linear colliders*", Phys. Rev. D 77, 035002, 2008.

[17]. Leite Lopes, J., Martins Simoes, J.A., Spehler, D., "*Production and Decay Properties of Possible Spin-3/2 Leptons*", Phys. Lett. 94B, 367-372, 1980; "*Possible Spin-3/2 Quarks and Scaling Violations in Neutrino Reactions*", Phys. Rev. D 23, 797, 1981; "*Weak interactions involving spin-3/2 leptons*", Phys. Rev. D 25, 1854, 1982.

[18] Almeida Jr., F.M.L., Lopes, J.H., Martins Simoes, J.A., Ramalho, A.J., "*Production and decay of single heavy spin-3/2 leptons in high energy electron-positron collisions*", Phys. Rev. D 53, 7, 1996.

[19]. Walsh,R., Ramalho, A.J., "*Bounds on the electromagnetic interactions of excited spin-3/2 leptons*", Phys. Rev. D 60, 077302, 1992.

[20]. Cabibbo,N., Maiani, L., Srivastava,Y., "*Anomalous Z Decays: Excited Leptons?*", Phys. Lett. 139B, 459-463, 1984.

[21]. Hagiwara, K., Zeppenfeld, D., Komamiya, S., "*Excited Lepton Production at LEP and HERA*", Z. Phys. C 29, 115-122, 1985.

[22]. Boudjema, F., Djouadi, A., Kneur, J.L., "*Excited fermions at e^+e^- and eP colliders*", Z. Phys. C 57, 425-449, 1993.

[23]. Eboli, O.J.P., Lietti, S.M., Mathews, P., " *Excited leptons at the CERN Large Hadron Collider*", Phys. Rev. D 65, 075003, 2002.

[24]. Brodsky, I.F., Drell, S.D., " *The Anomalous Magnetic Moment and Limits on Fermion Substructure*", Phys. Rev. D 22, 2236, 1980; Renard, F.M., "*Limits on Masses and Couplings of Excited Electrons and Muons*", Phys. Lett. 116B, 264, 1982.

[25]. Pukhov, A. et al., " *CompHEP- a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space: User's manual for version 33*", arXiv: hep-ph/9908288, 1999; Pkhov, A., " *CalcHEP 2.3: MSSM, structure functions, event generation, batchs and generation of matrix elements for other packages*", arXiv: hep-ph/0412191, 2004.

[26]. Jezo, T. *et al.,"Can new gauge bosons be observed in ultra-high energy cosmic neutrino events?",* arXiv: hep-ph/14016012, 2014.