TÜBİTAK

Düşük Enerjilerde Antinötrino-Elektron Saçılımından Standart Model Ötesi Yeni Fizik Araştırmaları: Nötrinoların Tensörsel Standart Olmayan Etkileşimleri, Unparticle Fiziği ve Ekstra Z-prime Bozon Modelleri

Program Kodu: 1001

Proje No: 114F374

Proje Yürütüsücü:
Prof. Dr. Muhammed DENİZ

Araştırmacı(lar):
Prof. Dr. Mehmet T. ZEYREK

NİSAN 2017
İZMİR

ÖNSÖZ

Bu projede, Taiwan'daki Kuo-Sheng Reaktör Nötrino Laboratuvarında (KSNL) TEXONO bilimsel işbirliği çerçevesinde, parçacık fiziğinin çok düşük enerji (Ultra Low Energy-ULE) ve çok düşük arka plan sinyal düzeylerindeki (Ultra Low Background-ULB) deneylerinde yaygın olarak kullanılan yüksek saflıkta (High Purity-HP) Germanyum (Ge) ve sintilasyon kristal CsI(Tl) detektörleri ile alınmış veriler kullanılarak Standard Model (SM) ve Ötesi (BSM) yeni fizik araştırmaları yapılmıştır. Bu sonuçlar referans olarak görece yüksek enerjilerde yapılmış elekron-nötrino saçılım kanalı olan LSND ve LAMPH deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu proje kapsamında yürütülen deneylerde alt-keV enerji bölgesinde gama ve nötron kaynaklı arka-alan (background) üzerinde detaylı araştırmalar yapılmış, nötrino fiziği kapsamında SM ve BSM konuları üzerine çalışmalar yapılmıştır. Bu proje kapsamında

(i). İş Paketi No:2'de tanımlanan her bir detektörün SM'de Nötrino etkileşimleri için tesir kesiti hesaplamaları(S. Kerman, V. Sharma, M. Deniz, H. T. Wong, et al., "Coherency in neutrino-nucleus elastic scattering", PHYSICAL REVIEW D, 93, 113006, 2016.),

(ii). Genel olarak tüm iş paketlerini kapsayan ve deneysel ölçümlerin hassasiyetinin arttırılması, arka-alanın tespit edilmesi ile ilgili olarak Hibrid bir nötron detektörü ile gama ve nötron ayrımının yapılabilmesi için Sinyal Şekli Ayırımı (Pulse Shape Discrimination - PSD) metodunun geliştirilmesi (M.K. Singh, A. Sonay, M. Deniz, et al., "Design and Performance of a Hybrid Fast and Thermal Neutron Detector", Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 868, 109, 2017) ve deneysel ortamdaki nötron arka-alan ölçümünün yapılması "Neutron Background Measurement with a Hybrid Neutron Detector at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory" adı altında (çalışma yayın hazırlık aşamasında),

(iii). İş Papeki No: 3 - 11'de tanımlanan antinötrino-elektron saçılım kanalı için TEXONO verileri olan 12.4 – 64 keV enerji aralığında 1 kg High Purity Germanyum (HP Ge), 300 eV – 12.4 keV enerji aralığında Point Contact Germanyum (PC-Ge) ve 3 - 8 MeV enerji aralığında CsI(Tl) sintilasyon detektörleri ile alınmış deneysel verileri ve nötrino-elektron saçılım kanalı için LSND sonuçları kullanarak, Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri (NSI) ve Tensorsel Unparticle Fiziğinin (UP) çalışmaları (M. Deniz, B. Sevda, S. Kerman, et al., "Constraints on Scalar-Pseudoscalar and Tensorial Non-Standard Interaction and Tensorial Unparticle Couplings from Neutrino-Electron Scattering", PHYSICAL REVIEW D, 95, 033008, 2017),

(iv). İş Paketi No: 2, 12, 13, 16 - 23'de tanımlanan nötrino-elektron elastik saçılımı kanalından Z-Prime, Yüklü Higgs Bozonu (Charged Higgs Boson - CHB) ve Yeni Hafif Spin-1 Bozonu (New Light Spin-1 Boson - NLS1B) gibi Standart Model Ötesi modellerinin tesir kesitlerinin hesaplanması ve çiftenim sabitleri ve kütleleri için yeni limitlerin konulması (B. Sevda, A. Şen, M. Demirci, M. Deniz, et al.,"Constraints on nonstandard intermediate boson exchange models from neutrino-electron scattering", PHYSICAL REVIEW D, 96, 035017, 2017),

(v). İş Paketi No: 14, 15'de tanımlanan Little Higgs modellerinin Nötrino-Elektron elastik saçılımı kanallarından incelenerek çiftlenim sabitlerinde olan karışım (mixing) sabitleri için limitlerin konulması (yayın hazırlık aşamasında)

araştırmaları yürütülmüştür.

Yukarıda listelenen çalışmalardan (i) ile belirtilen bölümdeki "Standart Model Nötrino-Çekirdek Koherent Saçılımı ve Yüklü Higgs Bozon" konusu proje bursiyeri Mahfuz Kaya'nın Yüksek Lisans tez çalışması, (ii) ile belirtilen bölüm "Hibrid bir nötron detektörü ile deneysel ortamdaki nötron arka-alan ölçümü", proje bursiyeri Anıl Sonay'nın Yüksek Lisans tez çalışması, (iii) ile belirtilen bölüm "Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri (NSI) ve Tensorsel Unparticle Fiziğinin (UP)" proje bursiyeri Burak Sevda'nın Yüksek Lisans tez çalışması, (iv) ile belirtilen bölümdeki "Nötrino-elektron elastik saçılımı kanalından Z-Prime araştırmaları" konusu proje bursiyeri Ayşegül Şen'nin Yüksek Lisans tez çalışması, "Yeni Hafif Spin-1 Bozonu" konusu proje bursiyeri Mehmet Ağatıoğlu'nun doktora tez çalışmasının bir kısmı ve (v) ile belirtilen bölüm "Nötrino-Elektron elastik saçılımı kanallarından Little Higgs çalışmaları" proje bursiyeri Ahmad Ajjaq'nın Yüksek Lisans tez çalışması olmuştur. Projenin bursiyerlerinden Burak Sevda 2015 ve Ayşegül Şen 2016 yıllarında tez çalışmalarını tamamlayıp mezun olmuş, Ahmad Ajjaq'ın Ocak 2018'de, Anıl Sonay ve Mahfuz Kaya'nın Haziran 2018'de ve Mehmet Ağartıoğlu'nun ise 2019-2020 yıllarında ders aşamasını tamamlayarak programlarından mezun olmaları beklenmektedir.

Bu çalışmalar 1001-TÜBİTAK 114F374 nolu proje kapsamında desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ **i**

İÇİNDEKİLER **iii**

ŞEKİLLER LİSTESİ **v**

TABLOLAR LİSTESİ **viii**

ÖZET **x**

ABSTRACT **xii**

1. STANDART MODEL **1**

1.1 Nötrino Elektron Saçılımı 1

1.2 Nötrino Çekirdek Koherent Saçılımı (NNCS) 2

2. KUO-SHENG LABORATUVARINDA ARKA-ALAN KAYNAKLARI VE ÖLÇÜLMESİ **6**

2.1 Bir Hibrid Nötron Detektörü (HND) ile KUO-SHENG Laboratuvarındaki Nötron Arka-Alan Ölçümü 8

2.1.1 HND Yapısı ve Özellikleri 8

2.1.2 Quenching Faktörü 9

2.1.3 HND'nin Karakterizasyonu 10

2.1.4 Sinyal Şekil Ayırımı (PSD) Tekniği ile γ/n Ayırımı 14

2.1.5 İterasyon Metodu ile Nötron Spektrumunun Elde Edilmesi 16

2.1.6 Cevap Matrisinin Elde Edilmesi ve Unfolded Spektrumlar 17

2.1.7 Kuo-Sheng Laboratuvarında Nötron Arka-Alanı 18

3. NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI) **21**

3.1 Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI 21

3.2 Extra Z-prime Ayar Bozonu 23

3.3 Yeni Hafif Spin-1 Bozonu (New Light Spin-1 Boson - NLS1B) 26

3.4 Yüklü Higgs Bozonu (CHB) 28

3.5 Unparticle Fiziği (UP) 29

3.6 Little Higgs Model 30

3.6.1 Köşe (Vertex) Çarpanları 30

3.6.2 Fermiyonların Yüklü ve Yüksüz Hafif Ayar Bozonları ile Olan Etkileşimleri 31

3.6.3 Çeşni Korunumlu Etkileşim 33
3.6.4 Çeşni İhlali İçeren Etkileşim 40

4. SONUÇ **43**
4.1 Analiz Methodu 43
4.2 Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI Sonuçları 45
4.3 Z-Prime Modeli Sonuçları 48
4.4 Yeni Hafif Spin-1 Bozon (NLS1B) Modeli Sonuçları 49
4.5 Yüklü Higgs Bozon (CHB) Sonuçları 56
4.6 Unparticle Fiziği Sonuçları 58
4.7 Little Higgs Model Sonuçları 58
4.8 GÖRÜŞLER ve ÖNERİLER 62

5 KAYNAKLAR LİSTESİ **64**

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1 SM'de izinli olan $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi NC ve CC reaksiyonlarının karışım teriminide içeren Feynman diyagramı. 2

Şekil 2 Nükleer geri tepmenin (T) fonksiyonu olarak nükleer form faktörü $F(q^2)$. 3

Şekil 3 **(a)** $E_\nu = 10MeV$ ve $E_\nu = 100MeV$ için farklı çekirdeklerin diferansiyel tesir kesitleri ve **(b)** nötrino enerjisine karşılık toplam tesir kesiti. 4

Şekil 4 **(a)** Farklı hedef materyelleri için koherentlik durumu ve **(b)** farklı çekirdek ve farklı nötrino kaynakları için α koherentlik değerleri. 5

Şekil 5 Hibrid Nötron Detektörü'nün (HND) şematik diyagramı. 10

Şekil 6 Geant4 ile elde edilmiş, detektörde oluşan saçılım ve reaksiyonların yüzde oranları. 11

Şekil 7 Farklı etkileşimler için nükleer geri tepme enerjisine karşılık dedektör sinyali. . . . 11

Şekil 8 **(a)** Veri alımı için dizayn edilen DAQ'nun şematiği, **(b)** Tablo 4 ile verilen γ kaynakları ile yapılan HND'nin kalibrasyonu, **(c)** HND'nin çözünürlük grafiği. Alınan verilerin **(d)** ^{22}Na, **(e)** ^{60}Co ve **(f)** ^{137}Cs gama kaynakları ile kalibre edilmiş enerji dağılımları ve çözünürlük dikkate alınarak üzerine çizilen dağılımların simülasyon ile uyumu. . . 12

Şekil 9 **(a)** Bir sinyal için seçilmiş kısmi ve daha geniş bölümlerinin integrasyon aralığı, **(b)** AmBe kaynağı için t_{PSD} metodu ile parçacık ayrımı, **(c)** Fit yöntemi ile PSD analizi, **(d)** İki PSD yönteminin birleştirilmesiyle oluşturulan ayrım. 13

Şekil 10 BC-501A dedektörünün **(a)** γ olayları ve **(b)** nötron olayları için elde edilmiş cevap matrisi. Elde edilen cevap matrisi kullanılarak **(c)** $^{22}Na\ \gamma - ray$, **(d)** $^{137}Cs\ \gamma - ray$, **(e)** $^{60}Co\ \gamma - ray$, **(f)** AmBe nötron için iterasyon metodu ile elde edilmiş unfolded spektrumlar. 15

Şekil 11 **(a)** Kuo-Sheng Nükleer reaktörü binasının yapısı **(b)** KSNL'in şematik diyagramı, **(c)** shielding içerisindeki yerleşim hacminin şematik grafiği, **(d)** Kuo-Sheng laboratuvarında veri alımı için tasarlanan DAQ sisteminin şematik diyagramı. . . 17

Şekil 12 Alınan verilerin **(a)** Anti-Compton (AC) seçimi. **(b)** Cosmic Ray (CR) seçimi. . . . 18

Şekil 13 **(a)** Tüm kanallar için KSNL'de alınmış verilerin nükleer geri tepme spektrumları, **(b)** Unfold edilmiş nötron spektrumları. 19

Şekil 14 12 GEANT4 MONTE CARLO simülasyon paketi ile Ge detektörü için elde edilmiş **(a)** CRT $\otimes$ ACV, **(b)** CRT $\otimes$ ACT, **(c)** CRV $\otimes$ ACT, **(c)** CRV $\otimes$ ACV kanallarındaki nötron-arka alanı. 20

Şekil 15 $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ kanalları için model-bağımsız Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı. 21
Şekil 16 $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ kanalları için model bağımlı Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı. 23
Şekil 17 **(a)** CsI(Tl) detektör verileri kullanarak elde edilen SM ve Z-prime tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafiği, **(b)** Ge detektör verileri kullanarak elde edilen SM ve NLS1B tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafikleri. 25
Şekil 18 Yüklü Higgs Bozon aracılığı ile **(a)** $\bar{\nu}_e - e$ ve **(b)** $\nu_e - e$ etkileşim kanalları için Feynman diyagramları. 28
Şekil 19 Skaler $\mathcal{U}_{\mathcal{S}}$, vektörel $\mathcal{U}_{\mathcal{V}}$, veya tensörel $\mathcal{U}_{\mathcal{T}}$ aracı parçacıklar aracılığı ile $\bar{\nu}_e - e$ etkileşiminin Feynman diyagramı. 29
Şekil 20 İlerleticinin Feynman diyagram gösterimi 31
Şekil 21 $\bar{\nu}_e - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı. 34
Şekil 22 $\bar{\nu}_e - e$ için CC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı. 34
Şekil 23 $\nu_e - e$ NC Little Higgs etkileşimi için Feynman diyagramı. 37
Şekil 24 $\nu_e - e$ CC Little Higgs etkileşimi için Feynman diyagramı. 38
Şekil 25 $\bar{\nu}_\alpha - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı. 39
Şekil 26 $\nu_\alpha - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı. 40
Şekil 27 **(a)** $g_{S,P}^{ee}$, $\left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2$ ve $\left(g_T^{e,e}\right)^2$ parametreleri için one-parameter-at-a-time analizinin $\Delta\chi^2$ grafiği. **(b)** $g_S^{e,e} - g_P^{e,e}$, **(c)** $g_S^{e,e} - \left(g_T^{e,e}\right)^2$ ve $g_P^{e,e} - \left(g_T^{e,e}\right)^2$ parametre uzaylarında $\%90$ C.L.'da TEXONO ve LSND deneyleri için izin verilen bölgeler. **(d)** $g_S^{e,e}$ ve $g_P^{e,e}$ 'in bir fonksiyonu olarak $g_T^{e,e}$'nin $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri. 47
Şekil 28 String Type Z-prime Model için CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak model-bağımsız $\%95$ C.L.'de elde edilen $M_{Z'}$ kütle alt limitleri ve hassasiyetin $\%1$'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen $M_{Z'}$ kütle alt limitleri. 49
Şekil 29 Dışarıdan içeriye doğru, FC NLS1B için **(a)** TEXONO CsI(Tl) deneyinin $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(b)** LSND deneyinin $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde elde edilen ε_{ee}^L ve ε_{ee}^R parametre uzayında $\%90$ C.L'de izinli bölgeleri; FV NLS1B için **(c)** TEXONO CsI(Tl) deneyinin $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(d)** LSND deneyinin $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde elde edilen $\varepsilon_{e\mu(\tau)}^L$ ve $\varepsilon_{e\mu(\tau)}^R$ parametre uzayında $\%90$ C.L'de izinli bölgeleri; **(e)** FC NLS1B durumu için ε_{ee}^L'ye karşılık ε_{ee}^R parametrelerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deney

sonuçları için karşılaştırılması, **(f)** FV NLS1B durumu için $\varepsilon^L_{e\mu(\tau)}$'ya karşılık $\varepsilon^R_{e\mu(\tau)}$ parametrelerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deney sonuçları için karşılaştırılması. 51

Şekil 30 Farklı m_X değerlerinde TEXONO ve LSND deney verileri kullanılarak **(a)** $|L_{ee}|^{1/2}$, **(b)** $|R_{ee}|^{1/2}$ **(c)** $|V_{ee}|^{1/2}$, **(d)** $|A_{ee}|^{1/2}$, **(e)** $|L_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, **(f)** $|R_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, **(g)** $|V_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, ve **(h)** $|A_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$ çiftlenim sabitleri için elde edilen $\%90$ C.L. üst limit değerleri. 53

Şekil 31 FC NLSB1 için dışarıdan içeriye doğru sırasıyla **(a)** TEXONO CsI(Tl) deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(b)** LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ε^V_{ee} ve ε^A_{ee} parametre uzayında elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler; FV NLSB1 için dışarıdan içeriye doğru sırasıyla **(c)** TEXONO CsI(Tl) deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(d)** LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde $\varepsilon^V_{e\mu(\tau)}$ ve $\varepsilon^A_{e\mu(\tau)}$ parametre uzayında elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler; TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneysel verileri kullanılarak $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde **(e)** FC NLS1B için ε^V_{ee}'e karşı ε^A_{ee} çiftlenim sabitlerinin ve **(f)** FV NLS1B için $\varepsilon^V_{e\mu(\tau)}$ 'e karşı $\varepsilon^A_{e\mu(\tau)}$ çiftlenim sabitleri için elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgelerin karşılaştırılması. 55

Şekil 32 $\%90$ C.L.'da h_{ee} üst limit değerlerinin **(a)** düşük kütle değerleri için ve **(b)** yüksek kütle değerleri için M_H ile ilişkisi. 57

Şekil 33 Tensörel UP etkileşiminde **(a)** $\Lambda_U = 1$ TeV değeri için TEXONO'nun 3 farklı data set ile Long Range Force sonuçları ile karşılaştırmalı olarak verilen Λ_2'ye karşılık kütle boyutu d_T grafiği, **(b)** Farklı enerji skalasına (Λ_U) karşılık gelen Λ_2'nin $\%90$ C.L. üst limit değerleri grafiği. Burada çizgi üzeri bölgeler dışarlanmış bölgeleri göstermektedir. 59

Şekil 34 FC LHM için **(a)** f= 1 TeV ve **(b)** f= 1.5 TeV değerlerinde c^2 ve c'^2 parametre uzayında TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler. 61

Şekil 35 FV LHM için **(a)** f= 1 TeV ve **(b)** f= 1.5 TeV değerlerinde c^2 ve c'^2 parametre uzayında TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler. 62

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo 1 $\bar{\nu_e}(\nu_e) - e$ elastik saçılımı için SM katsayıları. 2

Tablo 2 Farklı nötrino kaynakları için, farklı detektörlerdeki koherentlik seviyeleri. 4

Tablo 3 BC-501A için quenching faktör parametreleri 9

Tablo 4 HND'nin kalibrasyonu için kullanılan gama kaynakları ve Compton sınırı enerji değerlerinin listesi. 10

Tablo 5 $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ saçılım kanallarının diferansiyel tesir kesitinin Eşitlik 1'de tanımlanan parametrelerinin modifiye edilerek elde edilmiş BSM katsayıları. 23

Tablo 6 Yüklü ve yüksüz hafif ayar bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşimin çiftlenim sabitleri. 32

Tablo 7 Yüklü ve yüksüz hafif ayar bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşimin çiftelenim sabitleri. 32

Tablo 8 Skaler, pseudoskaler ve tensörel NSI çiftlenim sabitlerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneyi için en iyi fit değerleri ve $\%90$ C.L.'deki üst limitleri. 48

Tablo 9 CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak $\%95$ C.L.'de γ'nın en iyi fit değerlerinden elde edilen $M_{Z'}$ kütle alt limit değerleri ve deneysel hassasiyetin $\%1$ iyileştirilmesi sonucu elde edilmesi beklenen $M_{Z'}$ kütle alt limit değerleri. 48

Tablo 10 TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak her defasında bir parametre metodu kabul edilerek $m_X^2 \ll 2m_eT$ ve $m_X^2 \gg 2m_eT$ koşullarında FC NLS1B çiftlenim sabitleri için $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri. Constraints at 90% C.L. on the couplings for the FC NLS1B with $m_X^2 \ll 2m_eT$ and $m_X^2 \gg 2m_eT$ for the TEXONO and LSND data sets obtained from a one-parameter-at-a-time analysis. 50

Tablo 11 TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak her defasında bir parametre yöntemi kabul edilerek $m_X^2 \ll 2m_eT$ ve $m_X^2 \gg 2m_eT$ koşullarında FV NLS1B çiftlenim sabitleri için $\%90$ C.L.'da üst limitler. 52

Tablo 12 $\nu_e - e$ saçılımı için $k = m_e^2 + 2m_e(E_\nu - T)$ ve $\bar{\nu_e} - e$ saçılımı için $k = m_e(m_e + 2E_\nu)$ ile tanımlanan CHB etkileşiminde h_{ee} çiftlenim sabitinin En iyi fit ve $\%90$ C.L. üst limit değerleri. 57

Tablo 13 $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımında FC LHM için χ^2'i minimum yapan c^2 ve c'^2 parametre değerleri. 60

Tablo 14 $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımında FV LHM için χ^2'i minimum yapan c^2 ve c'^2 parametre değerleri. 60

Tablo 15 TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak $f = 1\ TeV$ ve $f = 1.5\ TeV$ durumlarında FC LHM karışım sabitleri (mixing constants) için en iyi fit ve $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri. 60
Tablo 16 TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak $f = 1\ TeV$ ve $f = 1.5\ TeV$ durumlarında FV LHM karışım sabitleri (mixing constants) için en iyi fit ve $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri. 61

ÖZET

Standart Model'in tamamlanması ve yeni fizik araştırmaları için yapılan CERN LHC deneylerinin sonuçlarından görüldüğü üzere, yüksek enerji bölgelerinde yeni fizik için herhangi bir pozitif sinyal gözlemlenememiştir. Bu durum düşük enerjilerde yapılan deneylerin önemini daha da arttırmaktadır. Standart Model ile uyumlu olmayan ve birçok özelliği anlaşılamamış/ölçülememiş olan nötrinolar, Standart Model'in tamamlanması ve yeni fizik araştırmalarında öncü rolü oynamaktadır. Çok düşük enerji ve çok düşük arka plan sinyal düzeylerine ihtiyaç duyan deneylerde yaygın olarak kullanılan Ultra Low Energy-Ultra Low Background (ULE -ULB) yüksek saflıkta (High Purity-HP) Germanyum (Ge) ve Sintilasyon Kristal CsI(Tl) detektörleri bu amaç için çok uygundur. Bu detektörler ile çok düşük enerjiler dâhil olmak üzere düşük arka plan sinyal düzeylerinde ölçümler yapılabilmektedir. Düşük enerji bölgelerine inildikçe elektronik gürültü ile karşılaşılmaktadır ve bu da ölçüm yapılabilecek fiziksel anlamlı en düşük enerji bölgesi diye tanımlanabilecek eşik enerjisini sınırlamaktadır. Detektörün fiziksel özelliklerine, geliştirilen donanım ve yazılımlara bağlı olarak eşik enerjisi değişmektedir. İnilen en düşük enerji bölgesi olan eşik enerjisi, ölçümü yapılabilecek fiziksel problemleri belirlemektedir. Nötrino ve soğuk karanlık madde adayı olarak WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) gibi madde ile çok az etkileşime giren ve özellikleri tam olarak anlaşılamamış, sırları çözülememiş parçacıkları gözlemleyebilmek, bazı özelliklerini ölçebilmek, teorileri ve öngördüğü parametreleri test edebilmek eşik enerjisine ve yapılan ölçümlerin hassasiyetine bağlıdır. Bu proje kapsamında, kolaborasyon üyesi olduğumuz Taiwan'da bulunan Kuo-Sheng Reaktör Nötrino Laboratuarı (KSNL) ve Çin'de bulunan Jing Ping Underground Laboratuarında (CJPL) nötrino ve karanlık madde üzerine deneysel çalışmalar yürüten TEXONO Kolaborasyonu ile düşük enerjilerde antinötrino-elektron ve antinötrino-çekirdek saçılım kanallarından elde edilen verilerin analizi ve Standart Model ötesi yeni fizik araştırmaları yapılması önerilmektedir. KSNL'de yapılan deneylerde elde edilen verilerle, 12.4 – 64 keV enerji aralığında 1 kg High Purity Germanyum (HP Ge) detektörü ile nötrinoların manyetik momenti ve axion ölçümü (Wong vd., 2007; Chang vd., 2007); 3 – 8 MeV enerji aralığında 200 kg CsI(Tl) sintilasyon kristal detektörü ile elektro-zayıf etkileşimi tesir kesiti; etkileşim parametreleri g_V, g_A; $\sin^2\theta_W$ ve nötrino yük-yarıçap karesi ölçümü (Deniz ve Wong, 2008; Deniz vd., 2009; Deniz vd., 2010; Deniz vd., 2010; Deniz ve Wong, 2011; Deniz, 2012; Beringer vd., 2014); 220 eV eşik enerjisinde 20 g (4×5 g) Ultra Low Energy High Purity Germanyum (ULE-HP Ge) ile düşük kütleli

karanlık madde (WIMP) araştırmaları (Lin vd., 2009) yapılmıştır. Mevcut veriler kullanılarak Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmalarından Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri (NSI), Unparticle (UP) Fiziği (Deniz vd., 2010) ve Non-Commutative Fizik (Bilmis vd., 2012) çalışmaları yapılarak bağlaşım sabitleri ölçülmüş ve mevcut limitler iyileştirilmiştir. Ayrıca 300 eV – 12.4 keV enerji aralığında 500 g Point-Contact Germanyum (PC-Ge) detektörü ile alınan veriler kullanılarak düşük kütleli karanlık madde (WIMP) araştırmaları yapılmış PRL'de yayınlanmıştır (Li vd., 2013). Bu proje kapsamında ise yukarıda bahsedilen deneysel veriler kullanılarak Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmaları yapılmıştır. Böylece düşük enerjilerde Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmaları konusunda yeni gelişmelerin elde edilmesi ve mevcut limitlerin iyileştirilmesi mümkün olabilmiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Nötrino, Standart Model, Standart Model Ötesi, Nötron Arka-Alanı, NSI, Unparticle, Z-Prime, Yüklü Higgs Bozonu, Little Higgs, New Light Spin-1 Bozonu

ABSTRACT

Recent studies at CERN LHC experiments have shown that there is not yet any positive signal for a significant deviation from the Standard Model (SM) and which can consequently imply a hint for a physics beyond the SM. Low energy experiments and the data provided by them have therefore significant importance. Neutrinos with properties not yet fully understood nor measured have leading roles in new physics researches to complete the Standard Model. In such experiments at Ultra Low Energy-Ultra Low Background (ULE-ULB), High Purity Germanium (HP-Ge) and scintillation crystals such as CsI(Tl) detectors are deemed appropriate for common use. At low energies electronic background is usually dominant and determines the threshold which in turn defines the border of physical data. The threshold energy depends on the physical properties of the detector, the DAQ system and the software used. This feature of the threshold makes it possible to determine whether the parameters are measurable or not. These detectors at low energy measurements have defined the type and the precision of the measurements. For example, neutrino and the dark matter candidate WIMP (weakly Interacting Massive Particle) are very weakly interacting particles with matter and measurements on the interactions by these particles strictly depend on the threshold energy and precision of the detectors. As a member of TEXONO Collaboration which performs neutrino and dark matter experiments at Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory (KSNL) in Taiwan and Jing Ping Underground Laboratory (CJPL) in China, we plan in this project to perform the data analysis at low energies using antineutrino-electron elastic scattering as well as antineutrino-nucleus coherent scattering channels and then look for new physics beyond the Standard Model. We are currently a member of the TEXONO collaboration in Taiwan and are conducting experimental efforts at the KSNL. At KSNL we have participated in neutrino magnetic moment and axion measurements using 1 kg HP Ge detector at 12.4-64 keV region (Wong vd., 2007; Chang vd., 2007); electroweak interaction cross section measurements; couplings g_V, g_A; weak mixing angle $\sin^2\theta_W$ and charge radius squared measurements using 200 kg CsI(Tl) detector at 3 – 8 MeV region (Deniz ve Wong, 2008; Deniz vd., 2009; Deniz vd., 2010; Deniz vd., 2010; Deniz ve Wong, 2011; Deniz, 2012; Beringer vd., 2014). At 220 eV threshold low mass dark matter (WIMP) search is also performed using 20 g (4 $\times$ 5 g) ULE-HP Ge detector (Lin vd., 2009). We have also performed a number of measurements on new physics beyond the Standard Model, where measurement of coupling constants was

performed and limits in Non-Standard Interactions (NSI) of neutrinos, in Unparticle Physics (UP) (Deniz vd., 2010) and in Non Commutative Physics (Bilmis vd., 2012) were derived. The new data is at 300 eV – 12.4 keV region and is collected by using 500 g Point Contact (PC) Ge detectors. There is already one important study performed and finalized with this data where a new limit is proposed for the low mass WIMP and is published recently at PRL (Li vd., 2013). In this project we planned to initiate a research program that aims to study new physics beyond the Standard Model using the existing KSNL data. This would give further development in the studies beyond the Standard Model physics and update the limits at low energies.

KEYWORDS: Neutrino, Standard Model, Beyond the Standard Model, Neutron Background, NSI, Unparticle, Z-Prime, Charged Higgs Boson, Little Higgs, New Light Spin-1 Boson

1. STANDART MODEL

Nötrino etkileşimleri Standard Model'de nötrino-elektron saçılımı ve nötrino-çekirdek etkileşimi olarak iki şekilde ele alınabilir. Bu proje kapsamında Standard Model her iki etkileşim kanalından incelenmiş, teorik hesapları yapılmış ve Standard Model ötesi çalışmaların yapılması için gerekli zemin oluşturulmuştur. Bu proje kapsamında önerilen tüm Standard Model ötesi fizik araştırmaları benzer şekilde nötrino-çekirdek koherent etkileşmesi içinde tanımlıdır ve literatürde bazı çalışmalar mevcuttur. Standard Model'in teorik çalışmaları şöyle özetlenebilir:

1.1 Nötrino Elektron Saçılımı

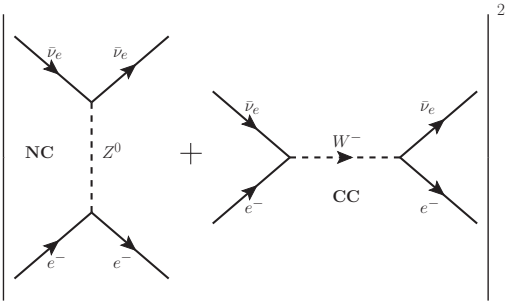
Şekil 1'de görüldüğü üzere, nötrino-elektron saçılımı yüksüz akım (NC) ve yüklü akım (CC) olmak üzere iki şekilde gerçekleşmektedir, dolayısı ile bu etkileşimlere ek olarak bunların karışımı da ("interference") diferansiyel tesir kesitine katkı yapar (Deniz, 2007). $(\nu_e)\bar{\nu}_e - e$ saçılımı için SM diferansiyel tesir kesiti (Kayser vd., 1979; Deniz, 2007; Deniz vd., 2010).

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(^{(}\bar{\nu}_e e)\right]_{\text{SM}} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\left[a^2 + b^2\left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - ab\frac{m_e T}{E_\nu^2}\right], \tag{1}$$

Burada, G_F Fermi çiftlenim sabiti, T elektron geri tepme kinetik enerjisi, E_ν saçılımdaki nötrinonun enerjisi ve m_e ise elektronun durgun kütle enerjisidir. Fermi çiftlenim sabitinin değeri şu şekilde verilmektedir; G_F=1,1663787(6) $\times 10^{-5} GeV^{-2}$, a ve b katsayıları Tablo 1'de verilmiştir. Burada çiftlenim sabitleri

$$\begin{aligned} g_V &= -1/2 + 2sin^2\theta_W \text{ ve } g_A = -1/2 \\ g_L &= (g_V + g_A)/2 = -1/2 + sin^2\theta_W \text{ ve } g_R = (g_V - g_A)/2 = sin^2\theta_W \end{aligned} \tag{2}$$

olarak yazılabilir.



Şekil 1. SM'de izinli olan $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi NC ve CC reaksiyonlarının karışım teriminide içeren Feynman diyagramı.

Tablo 1. $\bar{\nu_e}(\nu_e) - e$ elastik saçılımı için SM katsayıları.

Katsayılar	$\bar{\nu}_e - e$	$\nu_e - e$
	$(g_V - g_A)/2$	$(g_V + g_A + 2)/2$
a	$sin^2\theta_W$	$sin^2\theta_W + 1/2$
	g_R	$g_L + 1$
	$(g_V + g_A + 2)/2$	$(g_V - g_A)/2$
b	$sin^2\theta_W + 1/2$	$sin^2\theta_W$
	$g_L + 1$	g_R

1.2 Nötrino Çekirdek Koherent Saçılımı (NNCS)

νA_{el} saçılımının diferansiyel tesir kesiti Standart Model'de

$$\frac{d\sigma_{\nu A_{el}}}{dq^2}(q^2, E_\nu) = \frac{1}{2}\left(\frac{G_F^2}{4\pi}\right)\left(1 - \frac{q^2}{4E_\nu^2}\right)\left[\varepsilon Z F_Z(q^2) - N F_N(q^2)\right]^2 \quad (3)$$

ile verilir. Burada üç momentum transferi $(q \equiv |\overrightarrow{q}|)$, $q^2_{min} = 2MT_{min} + T^2_{min} \cong 2MT_{min}$ olarak verilir. Maksimum geri tepme enerjisi ise kinematik olarak $T_{max} = 2E_\nu^2/(M + 2E_\nu) \cong 2E_\nu^2/M$ ile kısıtlanır. $F_Z(q^2)$ ve $F_N(q^2)$ sırasıyla $A(Z, N)$ çekirdeği için proton ve nötron nükleer form faktörleridir. Burada proton ile ilgili terimin çarpım faktörü $\varepsilon \equiv (1 - 4sin^2(\Theta_W)) = 0.045$

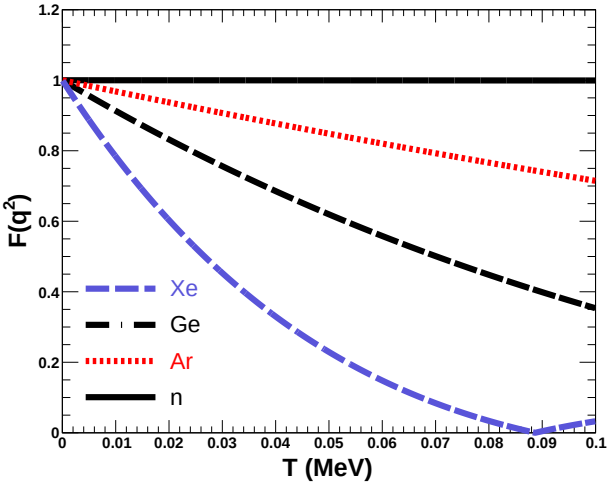
olduğundan, nötron ile ilgili terim tesir kesitine baskın olarak katkıda bulunur. Form faktörü

$$F(q^2) = \left(\frac{3}{qR_0}\right) J_1(qR_0) exp\left(-\frac{1}{2}q^2 s^2\right) \tag{4}$$

ile verilir (Kerman vd., 2016).

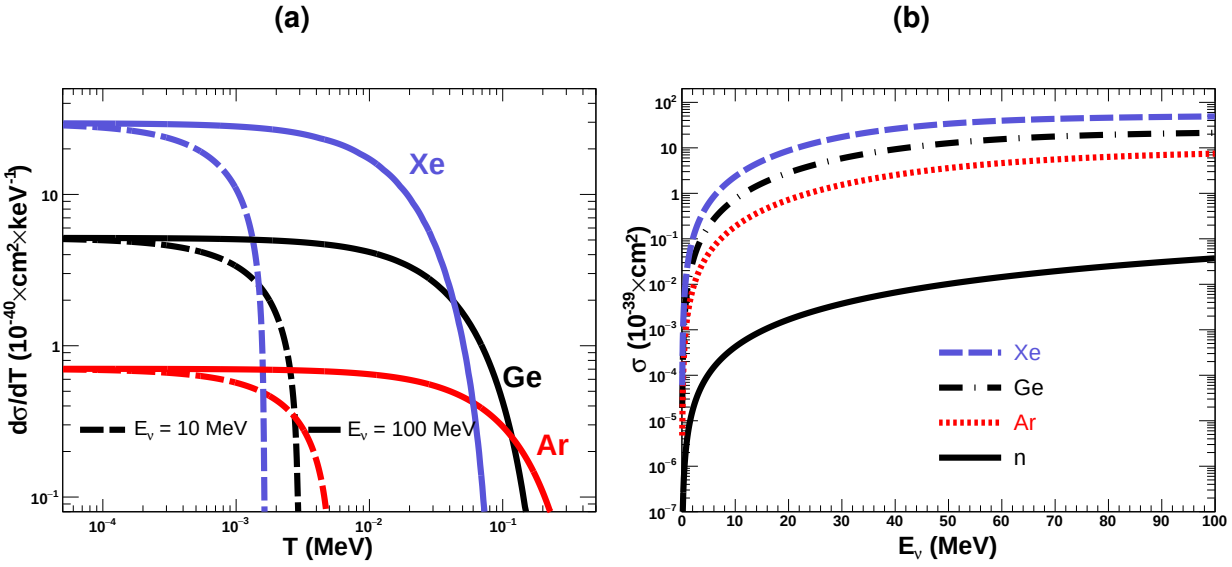
$$\sigma_{\nu A_{el}} = \int_{q^2_{min}}^{q^2_{max}} \frac{d\sigma_{\nu A_{el}}}{dq^2}(q^2, E_\nu) dq^2 \tag{5}$$

Hesaplamalarda nötron ve proton form faktörlerinin eşit olduğu durum göz önünde bulundurulmuştur (Engel, 1991). Yani, $F_Z(q^2) = F_N(q^2) \equiv F(q^2) \in [0,1]$ olarak alınmıştır. Toplam tesir kesiti Eşitlik 5 ile gösterildiği gibi $(E_\nu, T_{min}; M, Z, N)$ parametrelerine bağımlıdır. Nükleer form faktörü $F(q^2)$'nun nükleer geri tepmenin (T) fonksiyonu olarak gösterimi Şekil 2'de gösterilmiştir. Eşitlik 3 ile verilen νA_{el} saçılımının farklı çekirdekler için diferansiyel tesir kesiti $E_\nu = 10MeV$ ve $E_\nu = 100MeV$ için Şekil 3(a)'da ve Eşitlik 5 ile hesaplanan toplam tesir kesitinin nötrino enerjisine karşılık grafiği Şekil 3(b)'de gösterilmiştir.



Şekil 2. Nükleer geri tepmenin (T) fonksiyonu olarak nükleer form faktörü $F(q^2)$.

Bu çalışmada farklı kütle aralıklarında koherent saçılım kanalının diferansiyel tesir kesitlerindeki davranışları göstermek için (n, Ar, Ge, Xe) çekirdekleri tartışılmıştır. Fakat özelde, Kuo-Sheng nükleer reaktöründe yapılan deneyde kullanılan Ge hedef dedektörü için NNCS kanalı ile ilgilenilmiştir. Bu çalışmada, farklı hedef dedektörler ile yapılan deneylerin koherentlik durumu gelen nötrino'ların enerjisi ile karşılaştırmalı olarak verilmiştir ve hangi sınırlarda



Şekil 3. **(a)** $E_\nu = 10MeV$ ve $E_\nu = 100MeV$ için farklı çekirdeklerin diferansiyel tesir kesitleri ve **(b)** nötrino enerjisine karşılık toplam tesir kesiti.

etkileşimin koherent olacağı tartışması yapılmıştır. Koherentlik,

$$\frac{\sigma_{\nu A_{el}}(Z,N)}{\sigma_{\nu A_{el}}(0,1)} = \left\{Z\varepsilon^2\left[1+\alpha(Z-1)\right] + N\left[1+\alpha(N-1)\right] - 2\alpha\varepsilon ZN\right\} \tag{6}$$

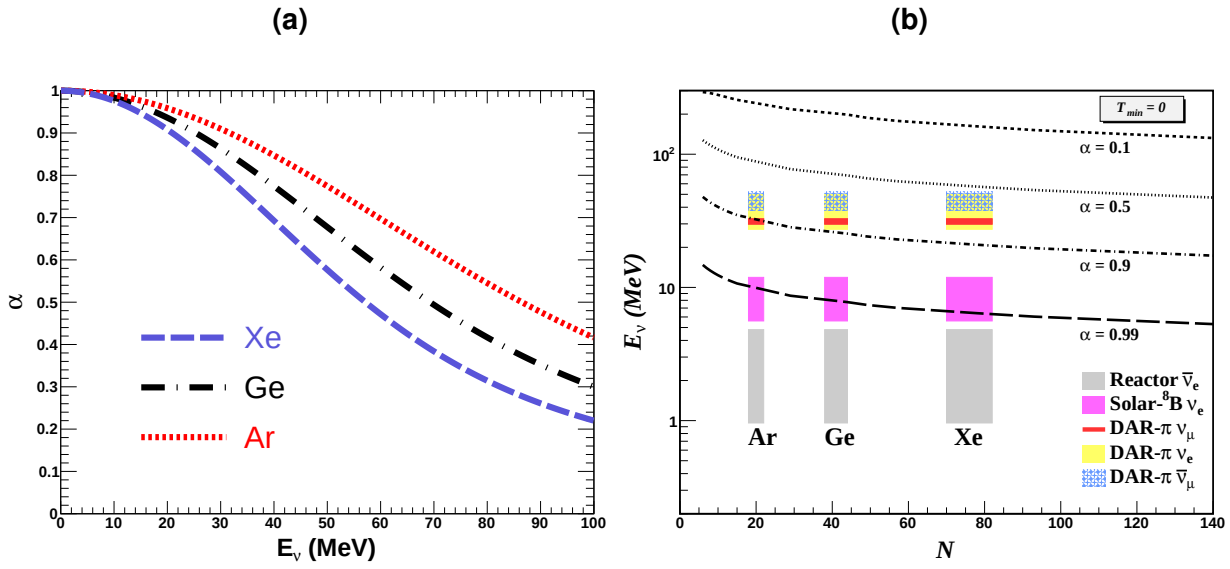
ile verilmektedir (Kerman vd., 2016).

Tablo 2. Farklı nötrino kaynakları için, farklı detektörlerdeki koherentlik seviyeleri.

ν Source	Half-Maxima of $[\Phi.\sigma_{\nu A_{el}}]$ in E_ν (MeV)	$<\alpha>$ with Ar	Ge	Xe
Reactor $\bar{\nu}_e$	0.96-4.82	1.00	1.00	1.00
Solar-^8B ν_e	5.6-11.9	0.99	0.99	0.98
DAR-π ν_μ	29.8	0.91	0.86	0.80
DAR-π ν_e	27.3-49.8	0.89	0.83	0.76
DAR-π $\bar{\nu}_\mu$	37.5-52.6	0.85	0.79	0.71

Eşitlik 6'daki α çarpanı Şekil 4(a) ile gösterildiği gibi 20 MeV'den düşük enerjiler için etkileşimin çok yüksek olasılıkla koherent olduğunu göstermektedir. 0-10 MeV aralığında bulunan reaktör nötrinoları (Wong vd., 2006) için ise saçılım koherenttir. Şekil 4(b) ve Tablo 2 ile reaktör nötrinoları için saçılımın tamamen koherent olduğu gösterilmiştir. NNCS kanalının diferansiyel olay sayısı

$$\frac{dR(T)}{dT} = \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{dN}{dE_\nu}\frac{d\sigma(E_\nu,T)}{dT}dE_\nu \tag{7}$$



Şekil 4. **(a)** Farklı hedef materyelleri için koherentlik durumu ve **(b)** farklı çekirdek ve farklı nötrino kaynakları için α koherentlik değerleri.

ile verilir (Strigari, 2009). Eşitlik 7 ile bilinen nötrino akısı kullanılarak olay sayısı hesaplanmıştır. TEXONO bilimsel işbirliği 1 cpd (1 cpd $= kg^{-1} \times keV^{-1} \times day^{-1}$) arka-alana sahip bir Ge dedektörü geliştirmeyi hedeflemektedir (Wong vd., 2006; Wong vd., 2015). Bu seviyede bir arka-alan için olay sayısı oranı 300 eV_{ee} altında 1 cpd'nin üzerinde arka-alana sahiptir. NNCS'nin gözlemlenebilmesi için eşik enerjisinin 100 ile maksimum 200 eV_{ee} arasında olması gerekmektedir. Dolayısı ile arka-alan sinyal kaynaklarının iyi anlaşılmış olması ve fiziksel sinyalden ayıklanması gerekmektedir. Nükleer geri tepme - quenching etkisi nedeniyle hızlı nötronlar özellikle düşük enerjilerde sinyal vermektedirler. Bu sebeple bu bölgedeki nötronların oluşturduğu arka-alan'ın anlaşılması NNCH gözlenebilmesi ve deney hassasiyetini arttırmak için hayati önem taşımaktadır.

2. KUO-SHENG LABORATUVARINDA ARKA-ALAN KAYNAKLARI VE ÖLÇÜLMESİ

Standart Model ile uyumlu olmayan ve birçok özelliği henüz ölçülememiş olan nötrinolar, Standart Model'in tamamlanması ve yeni fizik araştırmalarında öncü rolü oynamaktadır. Çok düşük enerji ve çok düşük arka plan sinyal düzeylerine ihtiyaç duyan deneylerde yaygın olarak kullanılan Germanyum (Ge) ve CsI(Tl) detektörleri bu amaç için çok uygundur. Bu detektörler ile çok düşük enerjiler dâhil olmak üzere düşük arka-alan sinyal düzeylerinde ölçümler yapılabilmektedir. Düşük enerji bölgelerine inildikçe elektronik gürültü ile karşılaşılmaktadır ve bu da ölçüm yapılabilecek fiziksel anlamlı en düşük enerji bölgesi diye tanımlanabilecek eşik enerjisini sınırlamaktadır. İnilen en düşük enerji bölgesi olarak tanımlanan eşik enerjisi, ölçümü yapılabilecek fiziksel problemleri belirlemektedir. Nötrino ve WIMP gibi madde ile çok az etkileşime giren ve özellikleri tam olarak anlaşılamamış, sırları çözülememiş parçacıkları gözlemleyebilmek, bazı özelliklerini ölçebilmek, teorileri ve öngördüğü parametreleri test edebilmek eşik enerjisinin düşürülmesine ve bu bölgede yapılan ölçümlerin hassasiyetine bağlıdır.

Düşük enerji ve düşük arka-alan sinyal seviyeli deneyler için arka-alanın anlaşılması, kaynaklarının tespit edilmesi ve verilerden çıkarılması hayati önem taşımaktadır. Düşük arka-alan seviyeli yüksek kaliteli rafine edilmiş verilerin alınması deneysel hassasiyeti arttırmakta ve böylece araştırılan fiziksel problemler ve test edilen modeller için yüksek doğrulukta sınır koşullarının elde edilmesi mümkün olabilmektedir. Düşük enerji bölgelerinde Germanyum gibi detektörlerle alınan verilerin içerisinde nötron kaynaklı arka-alanın katkısının ne kadar olduğunun bilinmesi ve son olarak da verilerden çıkarılması bu açıdan önemlidir. Germanyum gibi iyonize olma prensibiyle çalışan detektörlerde oluşan sinyallerin hangi tür kaynaktan dolayı oluştuğu tespit edilememektedir. Bu yüzden gama, hızlı ve termal (yavaş) nötron gibi her üçüne de duyarlı bir hibrid nötron detektörü ile deney ortamındaki kaynakların tespit edilmesi gerekmektedir. Bu amaçla Germanyum detektörünün deney düzeneğinin bulunduğu ortamdaki nötron arka-alanını tespit etmek için veri alınmış ve bu proje kapsamında bu verilerin analizi yapılmıştır. Öncelikle nötron detektörü ile alınan veriler için Sinyal Şekli Ayırt Etme (PSD) Tekniği geliştirilerek gama, hızlı ve termal nötronlar birbirinden ayırtedilmiştir. Bicron BC-501A ve BC-702 hibrit nötron dedektörü ile (HND) bu proje kapsamında geliştirilen

PSD tekniği kullanılarak iyi bir γ, $n_{\text{hızlı}}$ ve n_{termal} ayırımı yapılmıştır. Proje kapsamında bu konu ile ilgili yürütülen çalışmalar tamamlanarak yayınlanmış (Singh vd., 2017) ve deneysel ortamdaki KSNL laboratuvarındaki nötron arka-alan ölçümünün için yapılan çalışma “Neutron Background Measurement with a Hybrid Neutron Detector at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory" adı altında yayın hazırlık aşamasında gelinmiştir.

Kalibrasyon amacı ile bilinen gama kaynakları ve Am-Be nötron kaynağı kullanılarak nötron detektörü ile veri alınmıştır. Böylece hızlı nötronlar için nötron-detektör etkileşmesi sonucu oluşan geri-tepme enerji tayfı elde edilmiş ve nötron detektörünün önemli karakteristik özelliklerinden biri olan detektör çözünürlüğü tespit edilmiştir. Hızlı nötronlar, nötron detektörü ile etkileştiklerinde tüm enerjilerini detektöre aktarmadan saçılma yolu ile bir miktar enerjisini bırakarak etkileşmektedirler. Ölçülen enerji, detektörün nötron ile etkileşmesi sonucu nötronun kısmi enerjisi bilgisini taşıyan detektörde oluşan geri-tepme sinyalidir. Gerçek nötron enerji tayfının elde edilmesi ise, çeşitli enerjilerdeki nötronların oluşturacağı toplam geri-tepme enerji tayfından yola çıkılarak çözülmesi gereken bir problemdir. Bu problemi çözmek için ilk olarak, Geant-4 Monte Carlo benzetimi ile çeşitli monokromatik enerjili nötron ile detektörün bombardıman edilmesi ile saçılım enerji tayfı elde edilmiştir. İkinci olarak bu sonuçlar kullanılarak ölçülmüş belirli bir detektör çözünürlüğü için “response function” adı verilen bir matris oluşturulmuştur. Son olarak da, bulunan response fonksiyonu kullanılarak “unfolding” denilen iterasyon metodu ile gerçek enerji tayfının elde edilme yöntemi geliştirilmiştir. Geliştirilen bu yöntem ile ölçülen herhangi bir hızlı-nötron saçılım enerji tayfı, hızlı-nötronların gerçek enerji tayfına dönüştürülebilmektedir. Bu yöntemi test etmek amacıyla, iterasyon metodu, Am-Be kaynağı ile alınmış saçılım geri-tepme enerji tayfını gerçek nötron enerji tayfına çevirmek için kullanılmış ve literatürdeki mevcut Am-Be hızlı-nötron gerçek enerji tayfı ile karşılaştırılmıştır. Nötron detektöründeki hızlı nötron bandından kozmik kaynaklı olan olayların seçilmesi ile kozmik indükenmiş hızlı nötron saçılım enerji tayfı elde edilmiştir. Bu saçılım enerji tayfı, geliştirilmiş ve testi yapılmış olan “unfolding” metodu ile gerçek hızlı nötron enerji tayfına çevrilmiştir.

Germanyum detektörü ile alınan kozmik enerji tayfı ile karşılaştırılmak üzere başka bir Geant-4 Monte Carlo benzetimi yapılmıştır. Bu benzetimde elde edilen gerçek nötron enerji tayfı Germanyum detektörüne girdi olarak verilmiş, çıktı olarak Germanyum detektörünün nötron ile etkileşmesi sonucu oluşan enerji tayfı elde edilmiştir. Benzetim ile elde edilen bu sonuç Germanyum detektörü ile alınmış olan tipik bir gerçek kozmik enerji tayfı ile

karşılaştırılmıştır. Böylece tüm benzetim sürecinin ve özelde benzetimde kullanılan hızlı-nötron tayfının doğrulanması yapılmıştır. Proje kapsamında yürütülen bu çalışma ile gerek PSD tekniği gerek benzetim yöntemlerinin geliştirilmesi ile tüm düşük enerji düşük arka-alan seviyeli deneyler için hayati önem taşıyan nötron arka-alanın tespitinin yapılması mümkün olabilmiştir. Geliştirilen bu yöntem ile fiziksel verilerden nötron kaynaklı arka-alanın çıkartılması ile deneysel hassasiyetler arttırılarak ölçülen fiziksel parametreler için mevcut limitlerdeki sınırlar iyileştirilmesine önayak olunmuştur.

Nötronlar dedektörlerde quench olmuş nükleer geri tepme sinyali oluşturduklarından gözlenmesi oldukça güç parçacıklardır. Genel olarak nükleer geri tepmenin güçlü olması için hafif atomlar tercih edilir, böylece güçlü sinyal elde edilebilmektedir. Buna en uygun karbon ve hidrojen içeren organik sintilasyon dedektörleridir. Ancak ortamdaki nötron akısını ölçmek oldukça karmaşık bir nümerik analiz süreci içermektedir. Bu süreç, dedektörün karakteristik bilgilerini kullanılarak MONTE CARLO simülasyonu ile bir cevap fonksiyonu oluşturulmasını içerir. Nötron akısı, cevap fonksiyonunu kullanarak iterasyon metodu ile ölçülen quench olmuş nükleer geri tepme spektrumunda her bir nötron enerjisinden ne kadar olduğunun yerine konulması ile elde edilmektedir. Cevap fonksiyonu ile bulunan spektrumlardan, ölçülen spektruma en iyi fitler yapılmaktadır. Ge dedektörü ile alınan verilerdeki nötron arka-alanın tespit edilmesi amacı ile BC501A ve BC702 den oluşan hibrit bir nötron dedektörü kullanarak, deneysel ortamdaki hızlı ve termal nötronlar tespit edilmiştir. GEANT4 MONTE CARLO simülasyonları geliştirilerek Ge dedektörü ile alınan verilerdeki nötron arka-alanın tespit edilmiştir. Deneysel ortamdaki hızlı ve termal nötron arka-alan tespiti ile ilgili yürütülen bu çalışmalar tamamlanmış ve yayın aşamasındadır. Yapılan çalışmalar şu şekilde özetlenebilir:

2.1 Bir Hibrid Nötron Detektörü (HND) ile KUO-SHENG Laboratuvarındaki Nötron Arka-Alan Ölçümü

2.1.1 HND Yapısı ve Özellikleri

HND'nin şematik yapısı Şekil 5'da gösterilmiştir. BC-501A cm^3 başına 4.82×10^{22} Karbon ve 3.98×10^{22} Hidrojen atomu içeren sıvı bir organik sintilasyon dedektörüdür ve 0.113 litrelik bir hücre içerisindedir. BC-702 sintilasyon dedektörü, ZnS(Ag) fosfor tuzunda $\%95$ zenginleştirilmiş ^6Li içerir. BC-702 termal nötronlar için yüksek verimliliğe sahiptir. BC501-A dedektörü ise hızlı

nötronlar için hassastır ve

$$\begin{aligned} p(n,n)p \\ {}^{12}C(n,n)^{12}C \\ {}^{12}C(n,\alpha)^{9}Be \\ {}^{12}C(n,n+3\alpha) \end{aligned} \tag{8}$$

etkileşimleri aracılığı ile etkileşirler.

Eşitlik 8 için saçılım ve reaksiyon kanallarının yüzdelik oranları Şekil 6 ile verilmiştir. Tepkimelerden alfa parçacıkları çıkan iki kanal yüksek enerjili nötronlar için mümkündür ve oldukça düşük olasılıkla gerçekleşir. Baskın kanal proton-nötron elastik saçılım kanalıdır. Karbon-nötron elastik saçılımı ise Karbon iyonunun ağır olması sebebi ile geri tepme enerjisinin düşük kalması ve bu enerjinin de yüksek oranda quench olması yüzünden threshold değeri olan 150 keV'nin çok altında kalmaktadır.

2.1.2 Quenching Faktörü

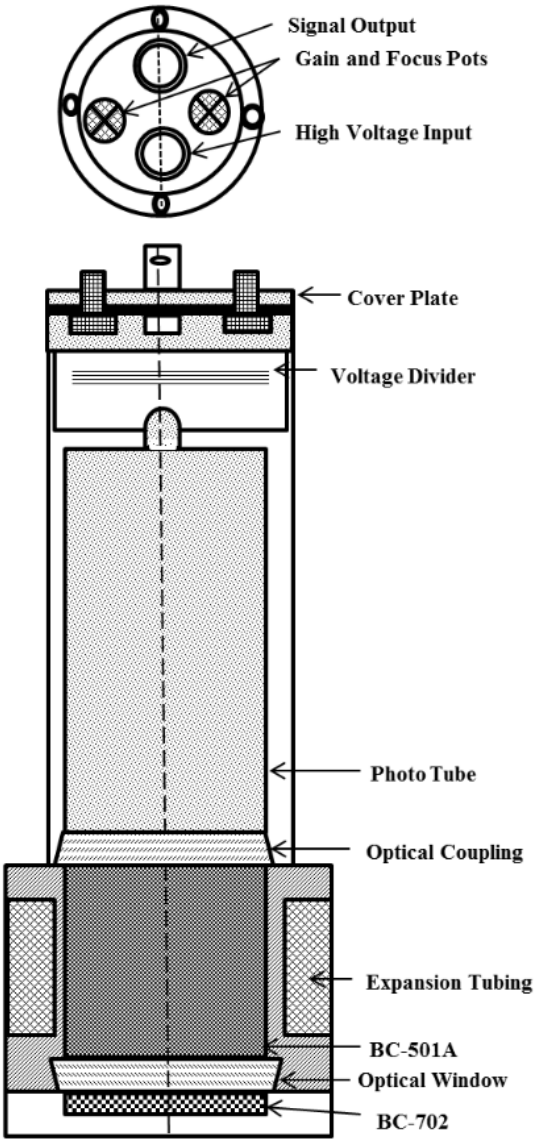
Quenching Faktörü nükleer geri tepme enerjisi olan ölçülen enerji değerinin gerçek enerji değerine oranı olarak tanımlanır $Q(E_R) = L(E)/E_R$ ve elektron eşiti (electron equivalent) enerji birimi cinsinden ifade edilir. BC-501A sintilasyon dedektörü için, dedektör sinyali ile nükleer geri tepme enerjisi arasındaki ilişki Eşitlik 9 ile verilmiştir (Birks, 1951).

$$L(E) = A_1 \times E - A_2 \times (1 - e^{-A_3 \times E^{A_4}}) \tag{9}$$

Tablo 3 ile p ve α için quenching faktör parametreleri verilmiştir (Cecil vd., 1979) ve Şekil 7'de p ve α için verilen parametreler çizdirilmiştir. e/γ'lar için ise elektronun geri tepme enerjisi ile dedektörü sinyali lineerdir. ${}^{12}C$ saçılımı için ise Şekil 7'de verilen datalara fit yapılarak Tablo 3'teki değerler elde edilmiştir (Yoshida vd., 2010).

Tablo 3. BC-501A için quenching faktör parametreleri

Particle	A1	A2	A3	A4
p	0.83	2.82	0.25	0.93
α	0.41	5.9	0.065	1.01
${}^{12}C$	0.002	0.85	-0.006	0.069



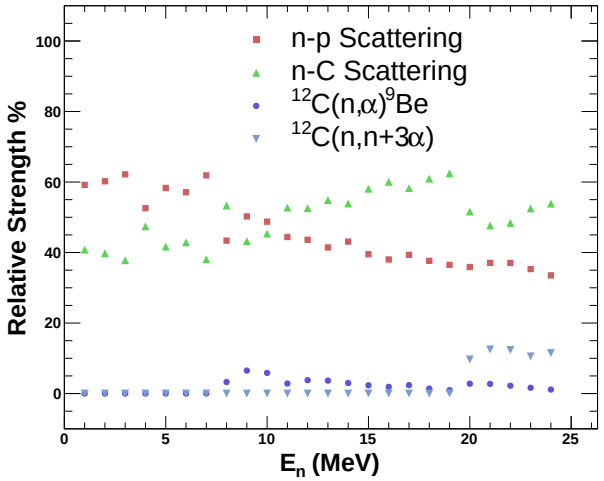
Şekil 5. Hibrid Nötron Detektörü'nün (HND) şematik diyagramı.

Tablo 4. HND'nin kalibrasyonu için kullanılan gama kaynakları ve Compton sınırı enerji değerlerinin listesi.

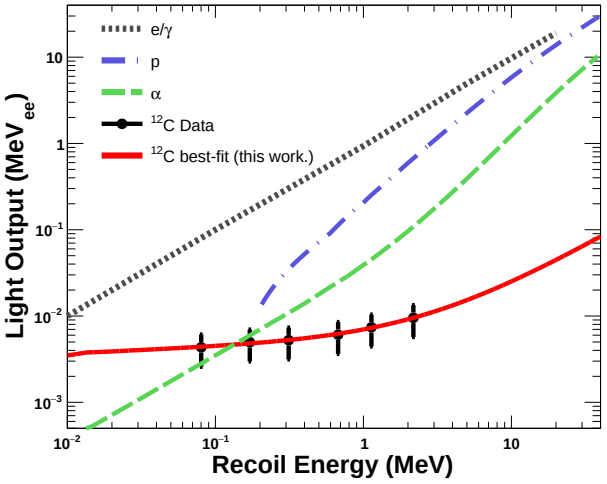
Source	$E_\gamma(MeV)$	$E_c(MeV_{ee})$
^{22}Na	0.511, 1.274	0.341, 1.062
^{137}Cs	0.662	0.478
^{60}Co	1.173, 1.332	0.963, 1.120

2.1.3 HND'nin Karakterizasyonu

Şekil 8(a)'da gösterildiği gibi DAQ sistemi ile data alımı yapılmıştır. Tablo 4 ile verilen γ kaynakları için lineer kalibrasyon Şekil 8(b)'de gösterilmiştir. Aynı zamanda



Şekil 6. Geant4 ile elde edilmiş, detektörde oluşan saçılım ve reaksiyonların yüzde oranları.

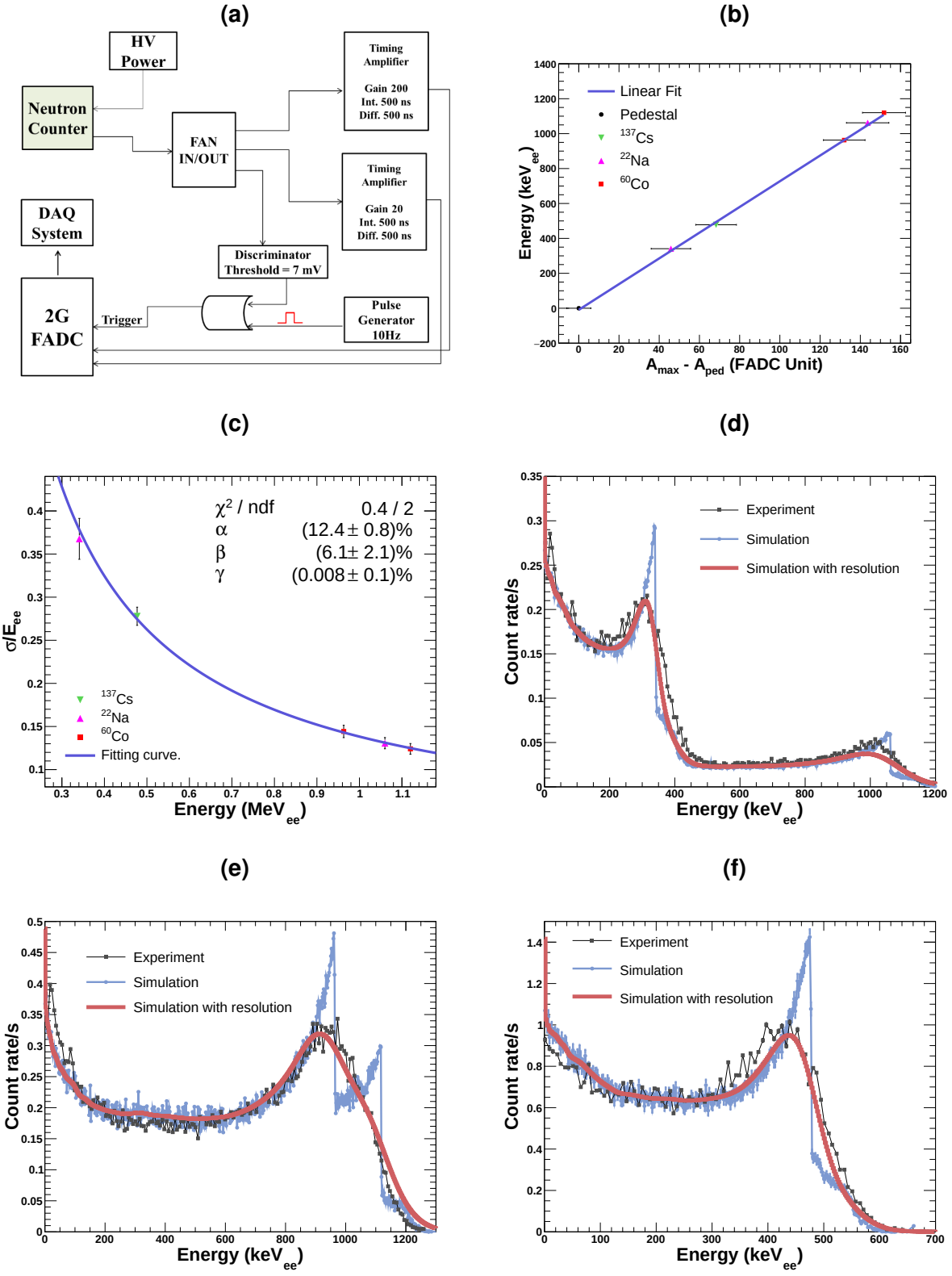


Şekil 7. Farklı etkileşimler için nükleer geri tepme enerjisine karşılık dedektör sinyali.

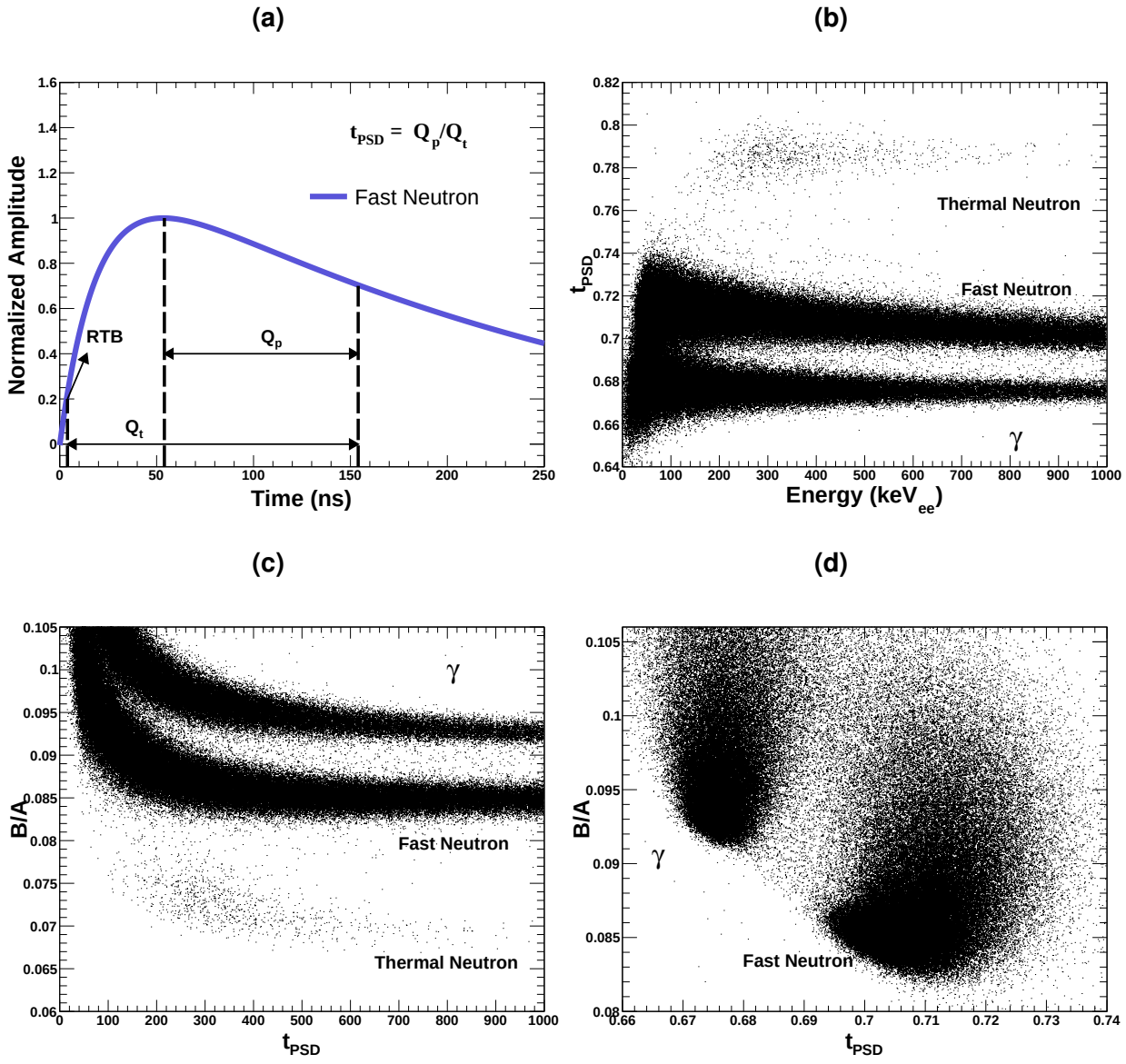
HND'nin çözünürlüğü Eşitlik 10 için Şekil 8(c)'de en iyi fit ile α, β, γ parametreleri elde edilmiştir (Klein ve Neumann, 2002).

$$\frac{dL(FWHM)}{L} = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{L} + \frac{\gamma^2}{L^2}} \tag{10}$$

Burada α ışık iletimi parametresine karşılık gelmektedir, β dedektörün konumuna bağlı olarak fotoelektron üretimi parametresidir, γ ise elektronik gürültü için verilen parametredir ve oldukça küçük olup ihmal edilebilir. Dedektörün bu iki aşamalı karakterizasyonu olan



Şekil 8. **(a)** Veri alımı için dizayn edilen DAQ'nun şematiği, **(b)** Tablo 4 ile verilen γ kaynakları ile yapılan HND'nin kalibrasyonu, **(c)** HND'nin çözünürlük grafiği. Alınan verilerin **(d)** ^{22}Na, **(e)** ^{60}Co ve **(f)** ^{137}Cs gama kaynakları ile kalibre edilmiş enerji dağılımları ve çözünürlük dikkate alınarak üzerine çizilen dağılımların simülasyon ile uyumu.



Şekil 9. **(a)** Bir sinyal için seçilmiş kısmi ve daha geniş bölümlerinin integrasyon aralığı, **(b)** AmBe kaynağı için t_{PSD} metodu ile parçacık ayrımı, **(c)** Fit yöntemi ile PSD analizi, **(d)** İki PSD yönteminin birleştirilmesiyle oluşturulan ayrım.

çözünürlük ve kalibrasyon ölçümleri, unfolding spektrumları elde etmekte kullanılan iterasyon metodunda kullanılan matrisleri doğru bir şekilde üretebilmek için önemlidir. Bu cevap fonksiyonları, GEANT4 simülasyon paketi ile üretilmektedir, ancak simülasyona dedektör çözünürlüğü gausyen dağılım ile eklenerek $1/(2\pi\sigma)\int exp(-L'^2/\sigma^2)dL'$ ölçüm ile uyumlu olması sağlanmalıdır. Takip eden şekillerde alınan ölçüm ile GEANT4 MONTE CARLO paketi ile elde edilmiş simülasyon sonuçlarının uyumu karşılaştırılmıştır.

2.1.4 Sinyal Şekil Ayırımı (PSD) Tekniği ile γ/n Ayırımı

PSD analizi için iki bağımsız yöntem geliştirilmiştir: Biri üç eksponansiyel fonksiyonla sinyal üzerine en-iyi fit yapılarak kullanılan yöntem ve diğer bir yöntem ise sinyalin kısmi ve daha geniş bölümlerinin oranları yapılarak kullanılan yöntemdir.

Eşitlik 11 ile verilen üç eksponansiyel fonksiyon sinyal şeklini açıklamak için yeterlidir (Marrone vd., 2002). Burada L sinyal şekline karşılık gelmektedir. A ve B normalizasyon sabitleri, θ, λ_s ve λ_l bozunma sabitleridir. B/A oranı ise farklı parçacıkların tespit edilmesi için kullanılır.

$$L = A \times (e^{-\theta(t-t_0)} - e^{-\lambda_s(t-t_0)}) + B \times (e^{-\theta(t-t_0)} - e^{-\lambda_l(t-t_0)}) \tag{11}$$

Bu yöntemin uygulanmasında ^{60}Co γ kaynağı için oluşturduğu tepe noktası üzerinden referans sinyal oluşturmuştur ve Eşitlik 12'te verilen değerler elde edilmiştir. Sinyal şeklinin farklı davranışlarından dolayı γ olayları bu fit değerlerine uyması beklenirken, diğer olaylar bu fit değerine uymayarak farklı bir B/A oranı vermektedir. Bu yöntem ile elde edilen ayrım Şekil 9(b) ile verilmiştir.

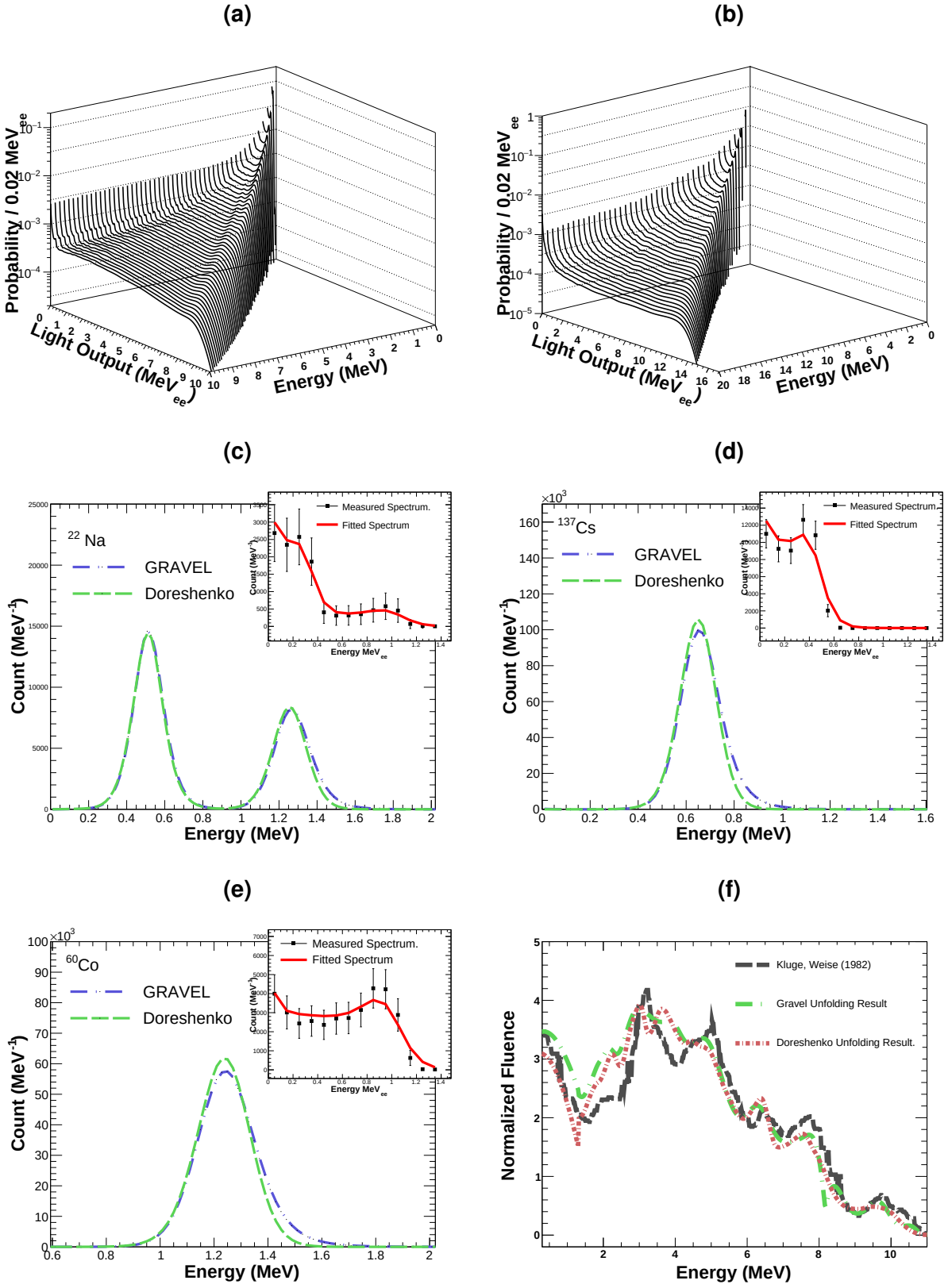
$$L = A \times \left[(e^{-(t-0.52)/226.6} - e^{-(t-0.52)/17.23}) + 0.115 \times (e^{-(t-0.52)/226.6} - 1)\right] \tag{12}$$

Diğer bir yöntem ise Şekil 9(a) ile verildiği gibi kısmi ve tüm integrasyon aralığı seçilerek,

$$t_{PSD} = \frac{Q_p}{Q_t} = \frac{I[(RTB + 50) : (RTB + 150)]}{I[(RTB) : (RTB + 150)]} \tag{13}$$

ile verilen integrasyon değerlerinin oranları ile t_{PSD} değeri elde edilmiştir. Burada RTB (Rise Time Bin) pulse ile noise eventleri ayırt etmek için konulmuş bir sınırlamadır. Pulse'ın pedestal'dan itibaren $\%20$'sini aşma koşulu verilmiştir.

Şekil 9(c) için t_{PSD} yöntemi ile elde edilen ayrım verilmiştir. İlaveten Şekil 9(d) ile verildiği gibi, iki yöntemin birleştirilmesiyle ayrım en hassas biçimde gerçekleştirilmiştir.



Şekil 10. BC-501A dedektörünün **(a)** γ olayları ve **(b)** nötron olayları için elde edilmiş cevap matrisi. Elde edilen cevap matrisi kullanılarak **(c)** $^{22}Na\ \gamma - ray$, **(d)** $^{137}Cs\ \gamma - ray$, **(e)** $^{60}Co\ \gamma - ray$, **(f)** AmBe nötron için iterasyon metodu ile elde edilmiş unfolded spektrumlar.

2.1.5 İterasyon Metodu ile Nötron Spektrumunun Elde Edilmesi

Nötronların ölçümünde elde edilen quench olmuş nükleer geri tepme spektrumu gelen parçacık akısı $\Phi(E)$ için, ölçülen spektrum $N(L)$

$$N(L) = \int_0^\infty \Phi(E) R(L,E) dE \tag{14}$$

ile elde edilir. Burada $R(L,E)$ dedektörün E parçacık enerjisine sahip, L ışık çıktısı olan cevap fonksiyonunu temsil etmektedir. Cevap fonksiyonu bilinen bir dedektör için $\Phi(E)$ parçacık akısı iterasyon metodu ile yeniden yapılandırılabilir. Bu proje kapsamında yürütülen çalışmalarda iki farklı iterasyon yöntemini kullanılarak $\Phi(E)$ akısını yeniden yapılandırılmıştır.

Yöntemlerden birisi Doreshenko tarafından geliştirilmiştir ve Eşitlik 15 ile verilmiştir (Wolski vd., 1995).

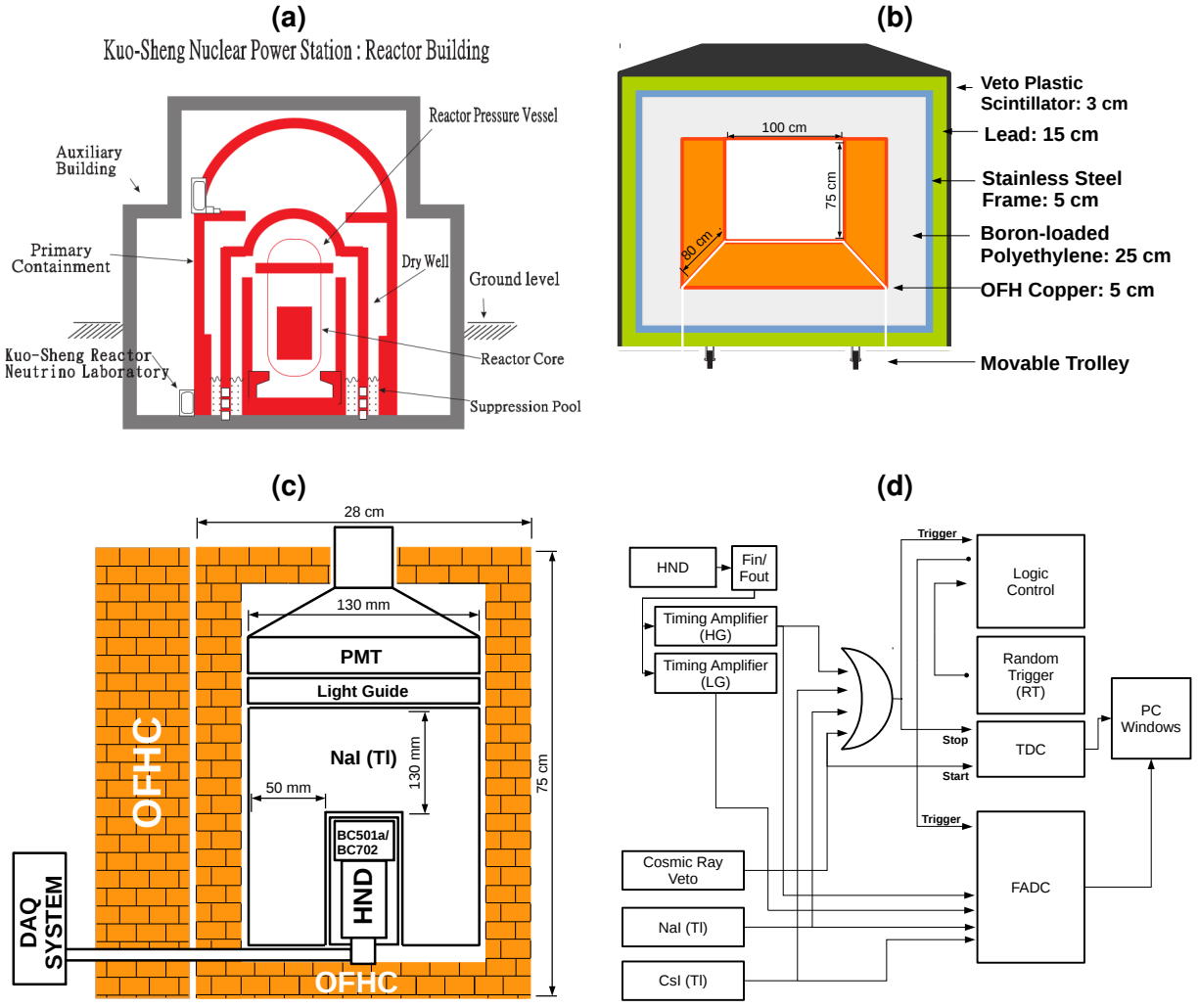
$$\Phi_j^{n+1} = \frac{\Phi_j^n}{\sum\limits_i R_{ij}} \sum_i R_{ij} \frac{N_i}{\sum\limits_k \Phi_k^n R_{ik}} \tag{15}$$

Diğer bir metod ise GRAVEL unfolding metodudur (Matzke, 1994) ve Eşitlik 16 ile verilmiştir.

$$\Phi_j^{n+1} = \Phi_j^n exp \left(\frac{\sum\limits_i W_{ij}^n ln \left(\frac{N_i}{\sum\limits_k \Phi_k^n R_{ik}} \right)}{\sum\limits_i W_{ij}^n} \right) \tag{16}$$

Burada W_{ij} ağırlık faktörü olup Eşitlik 17 ile verilmiştir; σ deneydeki RMS hatayı temsil etmektedir ve $\chi^2/n.o.f = (1/n.o.f) \sum\limits_i (\sum\limits_j R_{ij}\Phi_j - N_i^2)/\sigma_i^2$ ile verilen $\chi^2/n.o.f$ iteratif prosedürün durdurulmasındaki kontrolü sağlamaktadır.

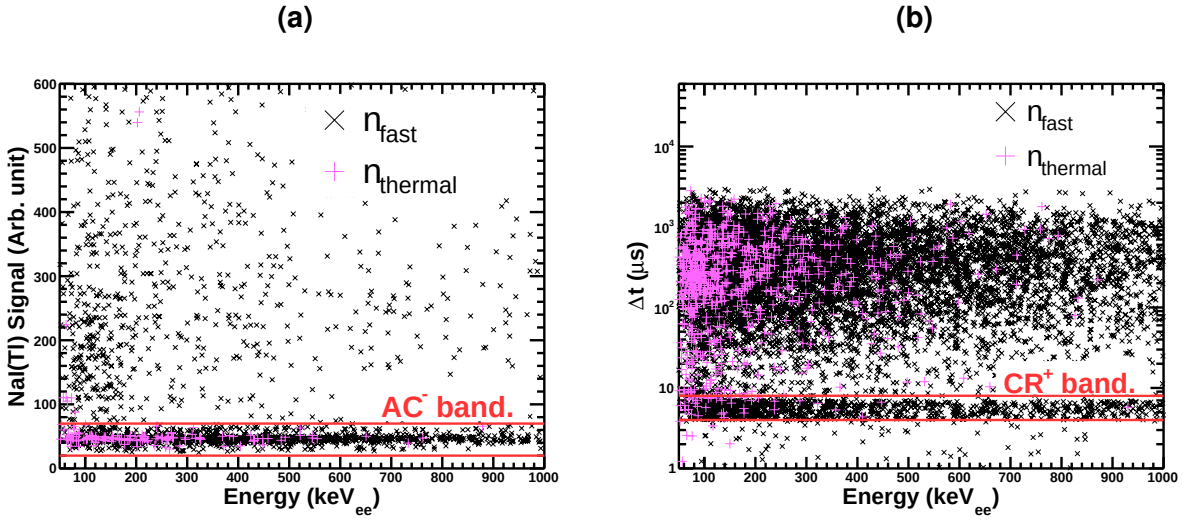
$$W_{ij}^n = \frac{R_{ij}\Phi_j^n}{\sum\limits_k \Phi_k^n R_{ik}} \frac{N_i^2}{\sigma^2} \tag{17}$$



Şekil 11. **(a)** Kuo-Sheng Nükleer reaktörü binasının yapısı **(b)** KSNL'in şematik diyagramı, **(c)** shielding içerisindeki yerleşim hacminin şematik grafiği, **(d)** Kuo-Sheng laboratuvarında veri alımı için tasarlanan DAQ sisteminin şematik diyagramı.

2.1.6 Cevap Matrisinin Elde Edilmesi ve Unfolded Spektrumlar

Cevap matrisi oluşturulurken, ^{12}C etkileşim kanalının ölçüm threshold değerinin altında enerjilere quench olması ve diğer kanalların tesir kesitlerinin ihmal edilebilir olması sebebiyle sadece p saçılımı kanalı dikkate alınır. E_j nötron enerjisi için Eşitlik 18 kullanılarak p saçılım kanalının oluşturduğu her bir L_i ışık çıktısı cevabı $R_{ij}(L_i, E_j)$ cevap matrisinde yerine koyulur.



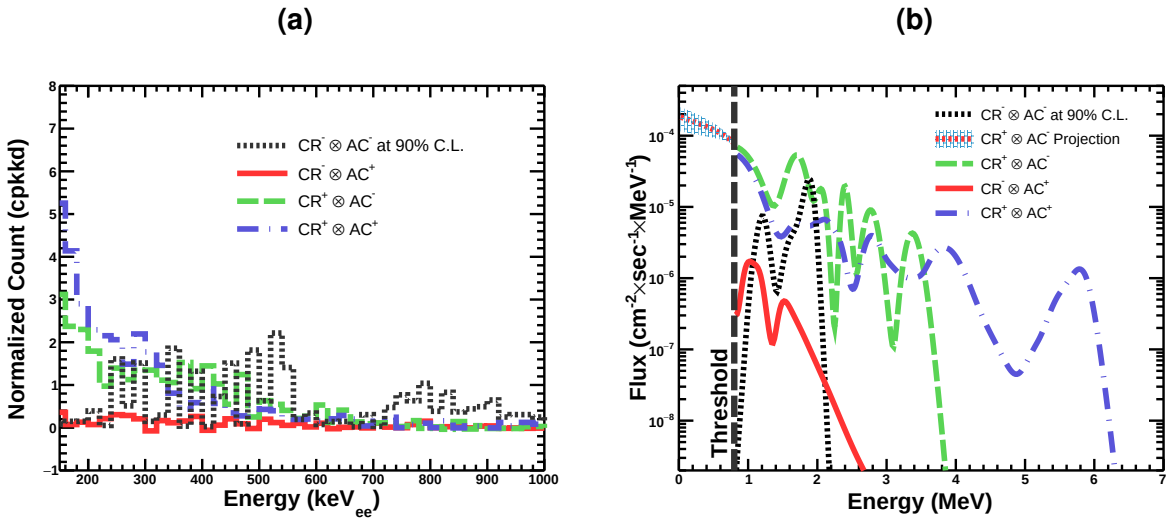
Şekil 12. Alınan verilerin **(a)** Anti-Compton (AC) seçimi. **(b)** Cosmic Ray (CR) seçimi.

$$R_{ij}(L_i, E_j) = \sum_k \int_{L_i-\delta L}^{L_i+\delta L} \frac{C_k}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{\frac{-(L'-L_k)^2}{2\sigma^2}} dL' \tag{18}$$

Şekil 10(c),(d) ve (e) için ölçülen ^{22}Na, ^{137}Cs ve ^{60}Co γ kaynakları için unfolded spektrumlar başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Şekil 10(f) için unfolded nötron spektrumu başarılı bir şekilde elde edilmiştir ve literatürde yer alan AmBe nötron spektrumu ile karşılaştırılmıştır (Kluge vd., 1982).

2.1.7 Kuo-Sheng Laboratuvarında Nötron Arka-Alanı

Kuo-Sheng neutrino laboratuvarının (KSNL) bulunduğu konum ve deneysel düzenek şematik olarak Şekil 11(a), (b) ve (c)'de gösterimleridir. Deney için tasarlanmış DAQ şematiği Şekil 11(d)'de verilmiştir. HND 30 metre su eşleniği (m.w.e) olan bir pasif kalkanlama ve içeride NaI(Tl) Anti Compton (AC) dedektörü ve dışarıda plastic scintilator Cosmic Ray (CR) panel aktif detektörleri ile çevrelenmiştir. HND'de oluşan sinyaller NaI(Tl) Anti Compton (AC) dedektörü ve plastic scintilator Cosmic Ray (CR) panel aktif detektörleri ile etiketlenmektedir. İçsel arka alan ölçümü, her iki aktif kalkanlama ile tesadüf edilmeyen olaylar olan Anti-Compton (AC) ve CR (Cosmic Ray) olaylarının veto olduğu durumlar için yapılmaktadır. Verilerin etiketlerine göre sınıflandırılması aşağıdaki gibi yapılmaktadır:



Şekil 13. **(a)** Tüm kanallar için KSNL'de alınmış verilerin nükleer geri tepme spektrumları, **(b)** Unfold edilmiş nötron spektrumları.

RAW- Herhangi bir seçim olmadan tüm olaylar.

CRT $\otimes$ ACT - AC ve CR ile aynı anda tesadüf eden olaylar.

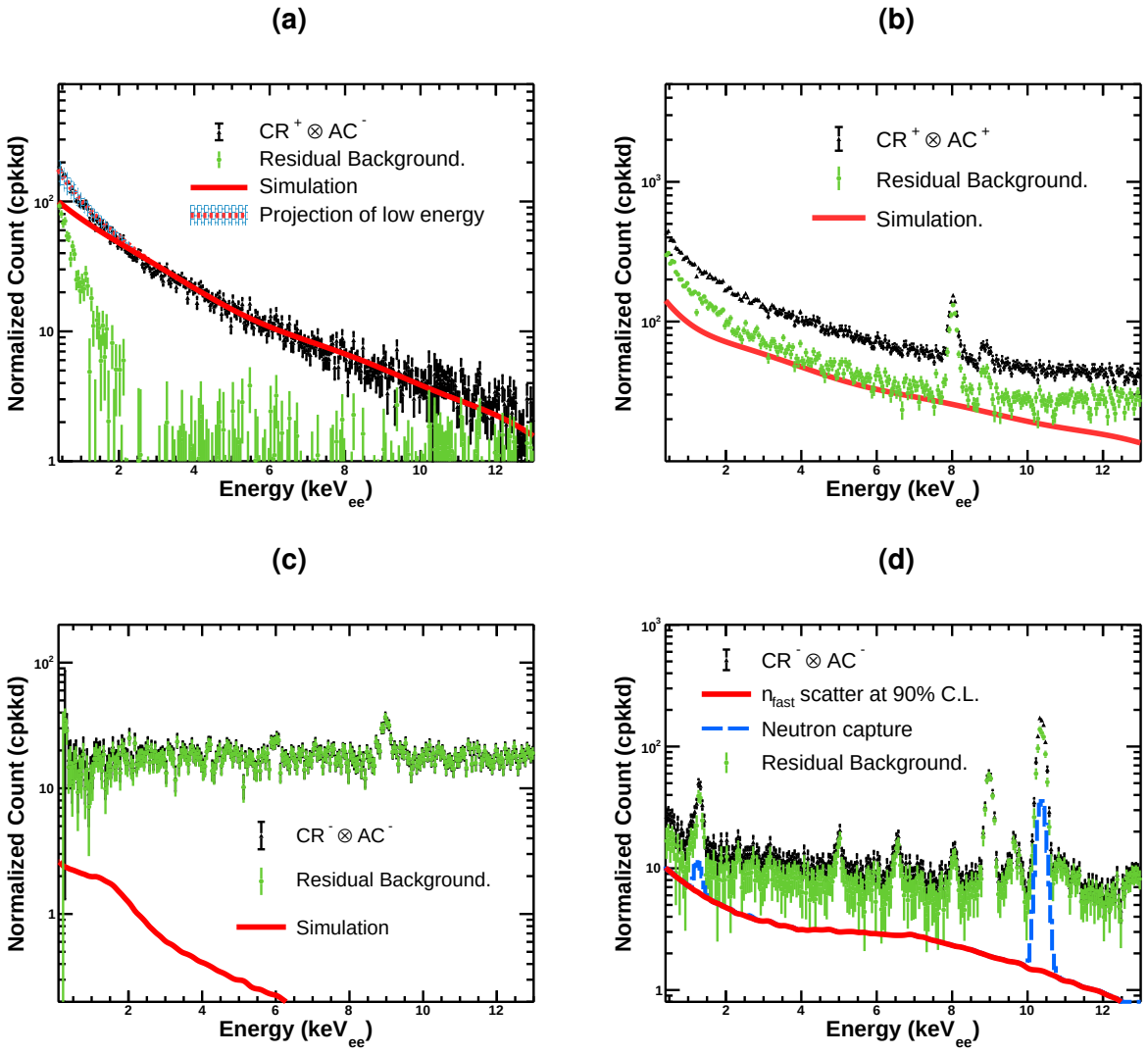
CRT $\otimes$ ACV - CR ile tesadüf ederken AC'nin aktif olmadığı olaylar.

CRV $\otimes$ ACT - Sadece AC ile tesadüf eden olaylar.

CRV $\otimes$ ACV - Hiç bir aktif kalkanlama ile tesadüf etmemiş olaylar (içsel arka-alan).

AC ve CR seçimleri sırasıyla Şekil 12(a) ve (b)'de verilmiştir. CRT $\otimes$ ACT ve CRT $\otimes$ ACV kanalları kozmik ışımalarla ilişkilidir ve bu kozmik ışımalar hızlı nötronlar üretmektedir. NaI(Tl) dedektörü quenching faktör nedeniyle nötron olaylarına karşı zayıf sinyal vermektedir ve çoğunlukla aktif değildir. Böylece CRT $\otimes$ ACV kanalı nötronlar ile etkileşim için baskın olan kanaldır. CRV'nin olduğu kanallarda ise nötron arka-alanı oldukça düşük olmaktadır.

Iterasyon metodu ile tüm kanallar için elde edilen nötron akısı Şekil 13(b)'de gösterilmiştir. Tüm kanallar için Ge dedektöründe oluşan nötron arka-alanı GEANT4 MONTE CARLO ile simüle edilen arka-alan spectrumu Şekil 14'te gösterilmiştir . Özelde CRT $\otimes$ ACV deneysel verilerle simülasyon sonuçlarının uyumu, geliştirilen yöntemlerin ne kadar iyi olduğunu göstermektedir. 2 keV$_{ee}$ altındaki uyumsuzluk nötron detektörünün ölçme eşik enerjisinden kaynaklanmaktadır. Şekil 13(b)'den gösterilen eşik altı enerjisinde tahmini olarak gösterilen nötron akısı, germanyum detektörünün 2 keV$_{ee}$ altındaki veriler ile uyumludur ve böylece tüm



Şekil 14. 12 GEANT4 MONTE CARLO simülasyon paketi ile Ge detektörü için elde edilmiş **(a)** CRT ⊗ ACV, **(b)** CRT ⊗ ACT, **(c)** CRV ⊗ ACT, **(c)** CRV ⊗ ACV kanallarındaki nötron-arka alanı.

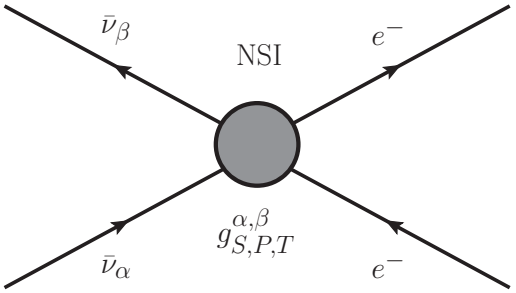
CRT ⊗ ACV deneysel verisi açıklanabilmektedir. Bu testten de başarı ile geçen geliştirdiğimiz olduğumuz simülasyon paketi diğer spektrumların arka-alanı tahminleri için de güvenilir bir zemin oluşturmaktadır. CRT ⊗ ACT kanalında nötron arka-alanı bir kaç keV enerji bölgesinde 1 cpkkd'nin altında gözlemlenmiştir. Böylece TEXONO işbirliğinin hedeflediği 1 cpkkd arka-alana sahip bir Ge dedektörü gerçekçil gözükmektedir. Yapılan bu çalışmalar, "Neutron background measurement with a hybrid neutron detector at the Kuo-Sheng reactor neutrino laboratory" adı altında yayın aşamasındadır.

3. NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)

3.1 Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI

Proje kapsamında Model bağımsız olan Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI ile ilgili yürütülen çalışmalar tamamlanmış ve Physical Review D dergisinde yayınlanmıştır (Deniz vd., 2017). Bu çalışmaları kısaca özetlersek:

Nötrino (antinötrino) elektron saçılımı için model bağımsız Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı Şekil 15'da gösterilmiştir.



Şekil 15. $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ kanalları için model-bağımsız Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı.

Skaler ve Pseudo-skaler etkileşimleri için etkin Lagranjiyen (Barranco vd., 2012)

$$\mathcal{L}_{S,P} = \sum_{\alpha}\sum_{\beta} \bar{l}_\alpha \left(\mathcal{O}_{S,P}\right) \nu_\beta \ , \tag{19}$$

olarak verilmektedir. Burada $(\mathcal{O}_{S,P})$ Skaler ve pseudo-skaler etkileşimi için genel bir operatördür.

NSI Skaler ve Pseudo-skaler etkileşimlerinin saçılım tesir kesit ifadeleri $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu_e} - e$ için sırasıyla,

$$\begin{aligned}\left[\frac{d\sigma_{\nu_e,e}}{dT}\right]^{\text{NSI}}_{\text{S,P}} &= \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\left\{\left[\left(\left|g_S^{e,e}\right| + \left|g_P^{e,e}\right|\right)^2\right.\right. \\ &+ \left.\left. g_R \mathrm{Re}\left(g_S^{e,e} - g_P^{e,e}\right)\right]\left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2\right. \\ &- \left.(g_L + 1)\,\mathrm{Re}\left(g_S^{e,e} - g_P^{e,e}\right)\frac{m_e T}{2E_\nu^2}\right\}\end{aligned} \tag{20}$$

$$\left[\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e,e}}{dT}\right]^{\text{NSI}}_{\text{S,P}} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\left\{\left(\left|g_S^{e,e}\right|+\left|g_P^{e,e}\right|\right)^2 + g_R\text{Re}\left(g_S^{e,e}-g_P^{e,e}\right) - (g_L+1)\,\text{Re}\left(g_S^{e,e}-g_P^{e,e}\right)\frac{m_e T}{2E_\nu^2}\right\}\ . \quad (21)$$

olarak hesaplanmıştır.

Tensörel NSI durumunda, gelen ve giden nötrinoların helisite durumları farklı olmasından dolayı SM etkileşimdeki yüklü (CC) ve yüksüz (NC) akım kanalları ile arasında bir karışım ifadesi yoktur. Tensörel etkileşiminin SM saçılım tesir kesitine katkısı (Barranco vd., 2012; Kayser vd., 1979)

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}\right]^{\text{NSI}}_{\text{T}} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\sum_{\beta=e,\mu,\tau}\left(\varepsilon_{e\beta}^{eT}\right)^2\left[2\left(1-\frac{T}{2E_\nu}\right)^2-\frac{m_e T}{2E_\nu^2}\right]\ , \quad (22)$$

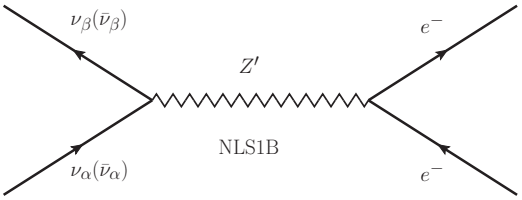
olarak hesaplanmıştır. Burada $\varepsilon_{e\beta}^{eT}$ tensörel NSI çiftlenim sabitidir.

Eşitlk 20 ve Eşitlik 21'de verilen $g_S^{e,e}$ ve $g_P^{e,e}$ ifadeleri skaler ve pseudo-skaler etkileşimleri için fit parametreleridir. Özel bir durum olan $g_S^{e,e}=g_P^{e,e}$ sağlandığı takdirde ise fit parametresi $\left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2$ olarak alınmalıdır.

Proje kapsamında Model bağımlı olarak Extra Z-prime Ayar Bozonu, Yeni Hafif Spin-1 Bozonu (New Light Spin-1 Boson - NLS1B), Yüklü Higgs Bozonu (Charged Higgs Bosons - CHB) ve Unparticle Fiziği (UP) ile ilgili yürütülen çalışmalar tamamlanmış ve Physical Review D'de yayınlanmıştır (Sevda vd., 2017). Ayrıca Little Higgs (LH Model) ile ilgili çalışmalarımız ayrı bir yayın olarak planlanmaktadır ve çalışma yayın hazırlığındadır. Bu çalışmaları da kısaca özetlersek:

Standart Model Ötesi (BSM) yeni fizik modellerden bazıları fazladan kütleli aracı bozonlar içerirler. SM'in zayıf etkileşim Z ve W Bozonlarına ek olarak yeni aracı bozon içeren bu modelere "Ekstra Z-Prime, Yeni Hafif Spin-1 Bosonu (NLS1B), Yüklü Higgs Bozonu (CHB) ve Little Higgs (LH)" örnek olarak gösterilebilir. Nötrino (antinötrino) elektron saçılımı için model bağımlı Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı Şekil 16'de gösterilmiştir.

NSI'ın çiftlenim sabitleri genel olarak, SM'in çiftlenim sabitleri olan g_L, g_R terimlerinin yeni terimlerin eklenerek modifiye edilmesi ile ifade edilirler. Böylece Çeşni Korunumlu (FC - Flavor



Şekil 16. $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ kanalları için model bağımlı Standart Olmayan Etkileşimlerin Feynman diyagramı.

Tablo 5. $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ saçılım kanallarının diferansiyel tesir kesitinin Eşitlik 1'de tanımlanan parametrelerinin modifiye edilerek elde edilmiş BSM katsayıları.

Katsayılar	$\bar{\nu}_e - e$	$\nu_e - e$
a^2	$\tilde{g}_R^2 + \sum\limits_{\ell' \neq e} \lvert\varepsilon_{e\ell'}^R\rvert^2$	$(\tilde{g}_L + 1)^2 + \sum\limits_{\ell' \neq e} (\varepsilon_{e\ell'}^L)^2$
b^2	$(\tilde{g}_L + 1)^2 + \sum\limits_{\ell' \neq e} \lvert\varepsilon_{e\ell'}^L\rvert^2$	$\tilde{g}_R^2 + \sum\limits_{\ell' \neq e} (\varepsilon_{e\ell'}^R)^2$
ab	$\tilde{g}_R\,(\tilde{g}_L + 1) + \sum\limits_{\ell' \neq e} \lvert\varepsilon_{e\ell'}^R\rvert\lvert\varepsilon_{e\ell'}^L\rvert$	

Conserving) ve Çeşni İhlali (FV - Flavor Violating) NSI için yeni çiftlenim sabitleri sırasıyla,

$$g_{R(L)} \to \tilde{g}_{R(L)} = g_{R(L)} + \varepsilon_{ee}^{R(L)}. \tag{23}$$

$$g_{R(L)} \to \tilde{g}_{R(L)} = g_{R(L)} + \varepsilon_{e\ell'}^{R(L)}. \tag{24}$$

olarak yazılabilir. Burada $\ell' = \mu$ veya τ'dur.

$\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ elastik saçılım kanalları için FC ve FV NSI durumlarının yeni çiftlenim sabitleri Tablo 5'te listelenmiştir.

3.2 Extra Z-prime Ayar Bozonu

Elektro-zayıf etkileşim aracı parçacıkları olan $W^\pm$ ve Z° bozonlarına ek olarak, yeni vektör bozonları içeren ve doğayı tam olarak anlamak amacıyla önerilen Standart Model Ötesi modellerden biri olan Ekstra Z-prime bozon modelleri, uzun süredir parçacık araştırmalarının önemli bir nesnesi olmuştur. Elektriksel olarak yüksüz, büyük kütleli ve Spini 1 olan Z-prime bozonları, farklı enerji bölgelerinde SM'in test edilmesi için Standart Model Ötesi yeni fizik

araştırmalarında kullanılmaktadır.

Z-prime bozonları, genellikle yoğun olarak yüksek enerji deneylerinde araştırılmıştır. Ancak bu çalışma kapsamında en popüler Z-prime modellerinden olan Ardışık Standart Model (SSM), E_6 Tipi Z-prime Modelleri ve Left-Right Simetrik Model için farklı bir etkileşim kanalı olarak antinötrino-elektron saçılım kanalından düşük enerji bölgelerinde araştırmalar yapılmış ve Z-prime kütlesi için alt limitleri konulmuştur.

E_6 tipi Z-prime modelleri, Büyük Birleşim ve Süpersicim Teorileri'ne dayanan $SO(10)$ ve E_6 simetrilerine sahiptir. Bu iki simetriden daha basit olan $SO(10)$ simetrisinin açık formu,

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_{\chi'} \tag{25}$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Eşitlik 25'teki $U(1)_{\chi'}$ simetrisi tek bir ekstra Z-prime ayar bozonunu üretmektedir. Süpersicim teorilerine dayanan, daha geniş kapsamlı E_6 simetrisinin açık formu ise

$$E_6 \rightarrow SU(5) \times U(1)_{\chi'} \times U(1)_{\psi'} \tag{26}$$

şeklindedir. Eşitlik 26'daki simetri, Z'_χ ve Z'_ψ olmak üzere iki Z-prime durumunu içermektedir. Bu durum zayıf karışım açısına bağlı olarak (Erler vd., 2009)

$$Z'(\beta) = Z_{\chi'}(cos\beta) + Z_{\psi'}(sin\beta) \tag{27}$$

şeklinde verilen bir formdadır. Özel olarak Eşitlik 27'deki $\beta = 0$ durumu saf $SO(10)$ Z'_χ , $\beta = \pi/2$ durumu saf E_6 Z'_χ ve $cos\beta = \sqrt{3/8}$ olduğu karışım durumu ise Z'_η modelini oluşturmaktadır.

BSM'in yeni çiftlenim parametreleri, SM'in çiftlenim sabitleri modifiye edilerek oluşturulabilir. Böylece Ekstra Z-prime modelinin diferansiyel tesir kesiti yeniden düzenlenmiş çiftlenim sabitleri cinsinden yazılabilir. Modifiye edilmiş çiftlenim sabitleri,

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ee}^{R} &= 2\gamma \sin^2\theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3}\sqrt{\frac{5}{8}}\right)\left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3}\sqrt{\frac{5}{8}}\right) \\ \varepsilon_{ee}^{L} &= 2\gamma \sin^2\theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3}\sqrt{\frac{5}{8}}\right)^2 , \end{aligned} \tag{28}$$

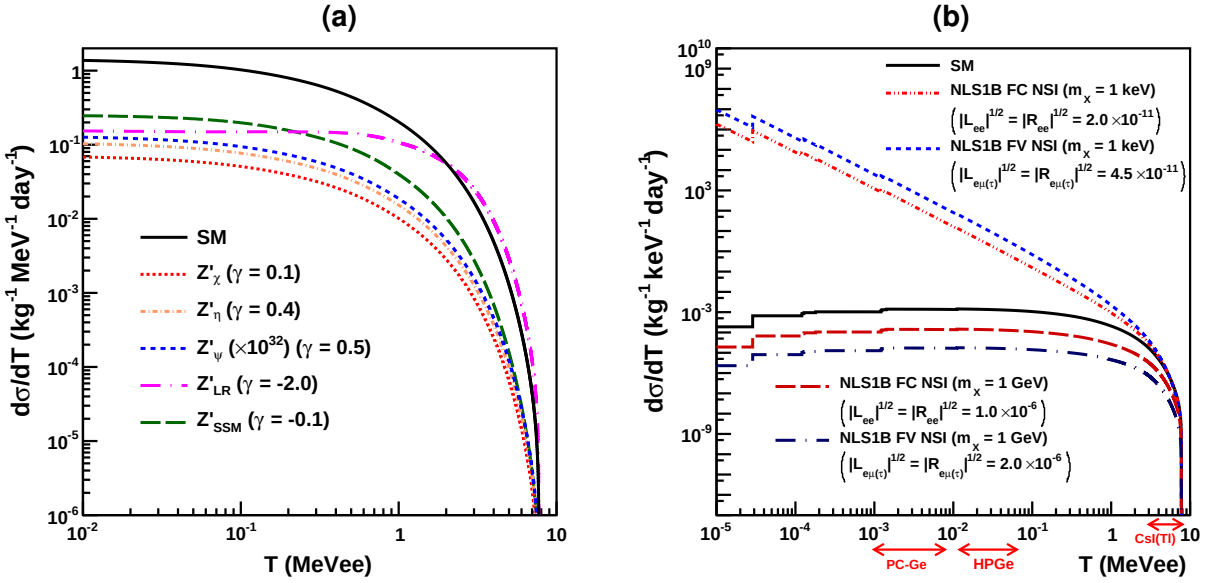
ile verilmektedir. Burada $c_\beta = cos\beta$, $s_\beta = sin\beta$, ve $\gamma = (M_Z/M_{Z'})^2$'dir.

Bu çalışmada E_6 String Tipli Model için 3 farklı model incelenmiştir (Barranco vd., 2007):

i.) $cos\beta = 1$ durumu için χ Model,

ii.) $cos\beta = 0$ durumu için ψ Model ve

iii.) $cos\beta = \sqrt{3/8}$ durumu için η Model.



Şekil 17. **(a)** CsI(Tl) detektör verileri kullanarak elde edilen SM ve Z-prime tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafiği, **(b)** Ge detektör verileri kullanarak elde edilen SM ve NLS1B tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafikleri.

Diğer bir popular model ise Left-Right Simetrik Modeldir. Bu modelde yeniden düzenlenmiş çiftlenim sabitleri

$$\begin{aligned} \tilde{g}_R &= Ag_R + Bg_L \quad \text{ve} \\ \tilde{g}_L &= Ag_L + Bg_R \,, \end{aligned} \tag{29}$$

olarak verilir.

Burada A ve B, Weinberg açısı cinsinden,

$$
\begin{aligned}
A &= 1 + \frac{\sin^4\theta_W}{1-2\sin^2\theta_W}\gamma \quad \text{ve} \\
B &= \frac{\sin^2\theta_W(1-\sin^2\theta_W)}{1-2\sin^2\theta_W} \, .
\end{aligned} \tag{30}
$$

şeklinde ifade edilirler.

Ardışık Standart Model (SSM), SM'in Z bozonu ile aynı çiftlenim şiddetine sahip bir Z-prime bozonunu öngörmektedir. Diğer bir deyişle, Z'_{SSM} bozonu, iyi bilinen SM Z bozonunun kütlece daha ağır bir karbon kopyasıdır. Bu model Z-prime araştırmaları için temel nitelikte olup, diğer Z-prime modelleri için iyi bir karşılaştırma sağlayan kullanışlı bir modeldir.

SSM için, nötrino-elektron saçılımının yanı sıra, aracı parçacığın Z-prime bozonu olduğu bir etkileşim varsayılarak elde edilen diferansiyel tesir kesiti (Erler vd., 2009),

$$
\begin{aligned}
\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e)\right]_{Z'_{SSM}} &= \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\left\{\gamma\left[4g_L\left(1-\frac{T}{E_\nu}\right)^2\right.\right. \\
&- \left. 2g_R\frac{m_e T}{E_\nu^2}\right] + \gamma^2\left[g_R^2 + g_L^2\left(1-\frac{T}{E_\nu}\right)^2\right. \\
&- \left.\left. g_R g_L\frac{m_e T}{E_\nu^2}\right]\right\} \, .
\end{aligned} \tag{31}
$$

şeklinde ifade edilir.

CsI(Tl) dedektörü için belirli bir γ değerinde farklı ekstra Z-prime modelleri için diferansiyel tesir kesiti ile SM'in karşılaştırması Şekil 17(a)'da gösterilmektedir. Farklı Z-prime modellerin diferansiyel tesir kesitinin davranışı SM ile benzer davranış göstermektedir. SM'ın diferansiyel tesir kesiti MeV enerji bölgesinde hassas bir şekilde ölçüldüğünden ve bu bölgede ekstra Z-prime modelleri SM'den daha belirgin bir şekilde ayrıldığından dolayı CsI(Tl) dedektörü verileri, Ge dedektör verilerine göre daha kısıtlayıcı limit sonuçları vermektedir.

3.3 Yeni Hafif Spin-1 Bozonu (New Light Spin-1 Boson - NLS1B)

Bir kaç GeV enerji seviyesinde yeni kütleli parçacıkların değiş tokuşuna izin veren türden etkileşimler, Nötrinoların standart olmayan etkileşimlerine sebep olabilir. Bu etkileşimlere verilebilecek örneklerden biri New Light Spin-1 Bozon (NLS1B) olarak adlandırılır. Bu etkileşim

için etkin-Lagranjien (Chiang vd., 2012)

$$\mathcal{L}_X = -g_{\nu_\ell \nu_{\ell'}} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu P_L \nu_{\ell'} X_\mu - \bar{e}\gamma^\mu \left(L_{e\ell'} P_L + R_{e\ell'} P_R\right) e X_\mu \ , \tag{32}$$

şeklinde yazılabilir. Burada $P_{R,L} = (1 \pm \gamma^5)/2$ kiral projektör operatörü, ℓ ve ℓ' nötrino çeşnileri olan e, μ, τ'ya karşılık gelmektedir.

$\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ etkileşim kanallarının diferansiyel tesir kesiti için modifiye edilmiş kiral çiftlenim sabitleri Tablo 5'te listelenmiştir. NLS1B için $\varepsilon_{e\ell'}^{R(L)}$ kiral çiftlenim sabitleri $R_{e\ell'}$,$L_{e\ell'}$ ve m_X terimleri cinsinden

$$\begin{aligned} \varepsilon_{e\ell'}^{R} &= \frac{R_{e\ell'}}{2\sqrt{2}G_{\rm F}(2m_eT + m_X^2)} \\ \varepsilon_{e\ell'}^{L} &= \frac{L_{e\ell'}}{2\sqrt{2}G_{\rm F}\left(2m_eT + m_X^2\right)} \ . \end{aligned} \tag{33}$$

şeklinde yazılabilir.

Alternatif olarak SM'in çiftlenim sabitleri olan g_V, g_A kullanılarak g_L ve g_R'in elde edilmesine benzer olarak NLS1B için yeni çiftlenim sabitleri olan $V(A)_{e\ell'}$ ve $\varepsilon^V(A)_{e\ell'}$ parametreleri

$$\begin{aligned} V_{e\ell'} &= (L_{e\ell'} + R_{e\ell'})/2 \\ A_{e\ell'} &= (L_{e\ell'} - R_{e\ell'})/2 \\ \varepsilon_{e\ell'}^{V} &= \frac{V_{e\ell'}}{2\sqrt{2}G_{\rm F}(2m_eT + m_X^2)} \\ \varepsilon_{e\ell'}^{A} &= \frac{A_{e\ell'}}{2\sqrt{2}G_{\rm F}\left(2m_eT + m_X^2\right)} \ . \end{aligned} \tag{34}$$

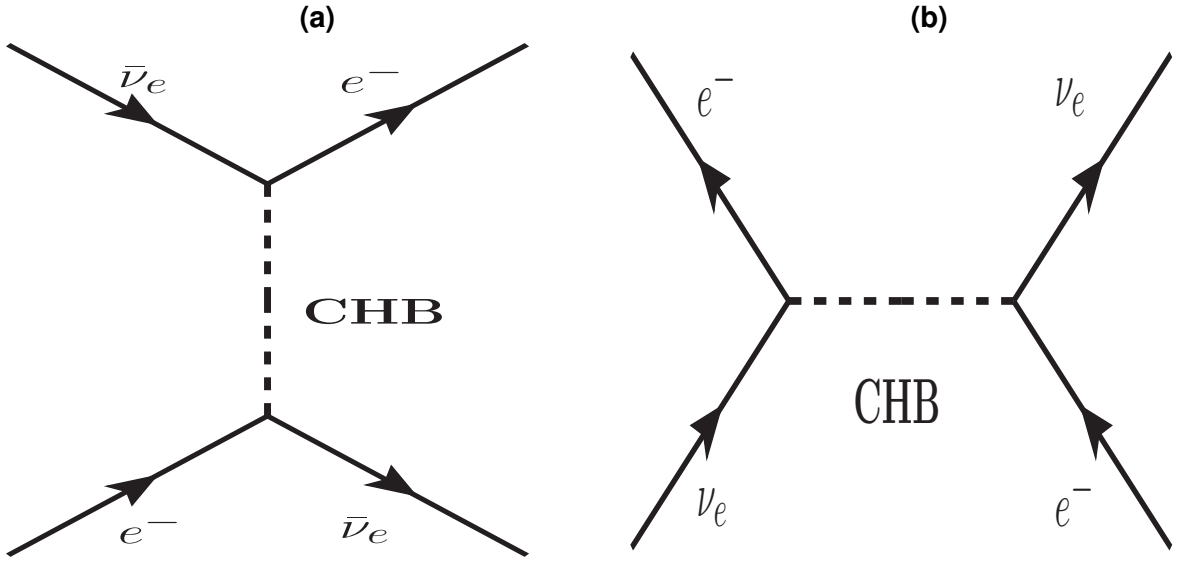
şeklinde tanımlanabilir. Burada $\ell' = e, \mu$, veya τ nötrino çeşnileridir.

Ge dedektörü hedef seçilerek belirli $L_{e\ell'}$ ve $R_{e\ell'}$ değerlerinde FV ve FC NLS1B'ın farklı kütle değerleri için hesaplanan diferansiyel tesir kesiti ile SM'in karşılaştırması Şekil 17(b)'de gösterilmektedir. Büyük kütle değerleri için NLS1B'un diferansiyel tesir kesitinin davranışı SM ile benzer davranış göstermektedir. Fakat küçük kütle değerleri için NLS1B'un diferansiyel tesir kesitinin davranışı SM'den farklılaşmaktadır. Dolayısı ile düşük enerji bölgelerinde Ge detektörü ile yüksek enerji bölgelerinde ise CsI(Tl) detektörü ile çalışmak daha avantajlı olmaktadır.

3.4 Yüklü Higgs Bozonu (CHB)

Standart Model Elektrozayıf teorisini yüksek enerji bölgelerinde test etmek ve BSM yeni fizik ipuçları bulmak için literatürde LHC ve Tevatron gibi hızlandırıcı deneylerinde yapılan birçok çalışma vardır. Bu proje kapsamında ise düşük enerji bölgesinde saf elektrozayıf etkileşim olan $\nu_e(\bar{\nu}_e) - e$ saçılımı kanallarından CHB araştırmaları yapılmıştır. Böylece, bu çalışma ile CHB'nun düşük kütleli değerleri de ihtimal kapsamına girerek CHB kütle parametre uzayı genişletilmiştir.

$\bar{\nu}_e(\nu_e) - e$ etkileşim kanallarından CHB aracılığı ile etkileşiminin Feynman diagramları sırası ile Şekil 18(a) ve Şekil 18(b)'de gösterilmiştir.



Şekil 18. Yüklü Higgs Bozon aracılığı ile **(a)** $\bar{\nu}_e - e$ ve **(b)** $\nu_e - e$ etkileşim kanalları için Feynman diyagramları.

Yüklü Higgs Bozonunun leptonlarla olan etkileşimini betimleyen Lagranjien

$$\mathcal{L} = -h_{\ell\ell'}\sqrt{2}(\ell^T C P_L \nu_{\ell'} + \nu_\ell^T C P_L \ell')H^+ + H.c., \tag{35}$$

şeklinde tanımlanır. Burada $h_{\ell\ell'}$ çiftlenim sabiti; $\ell(\ell') = e$, μ, veya τ; C yük terslenme operatörü ve P_L ise kiral operatörüdür.

CHB etkileşiminin $\bar{\nu}_e - e$ ve $\nu_e - e$ saçılım tesir kesit ifadeleri aşağıdaki gibi hesaplanmıştır. Bunlar sırasıyla,

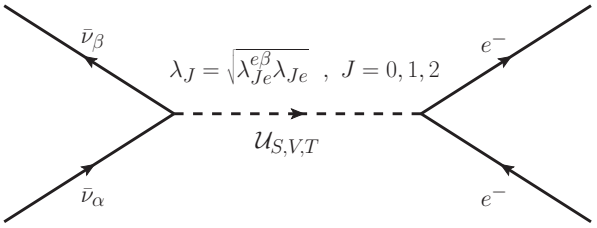
$$\left[\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{dT}\right]_{CHB} = \frac{m_e}{4\pi}\frac{[h_{ee}^2]^2}{[m_e(m_e+2E_\nu)-M_H^2]^2} \tag{36}$$

$$\left[\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{dT}\right]_{CHB} = \frac{m_e}{4\pi}\frac{[h_{ee}^2]^2(1-T/E_\nu)^2}{[m_e^2+2m_e(E_\nu-T)-M_H^2]^2}. \tag{37}$$

olarak hesaplanmıştır.

3.5 Unparticle Fiziği (UP)

Unparticle fiziği ilk kez 2007 yılında iki çalışma tarafından ileri sürülmiştir. Yüksek enerji kuramı SM alanlarının yanı sıra yeni alanlar içermektedir. Bu alanlar Banks-Zaks (BZ) alanları olarak adlandırılır. Unparticle olarak adlandırılan skala-invaryant kütleli parçacıkların kütlesinin değişmesi sonucu BZ alanları ile SM alanlarının etkileşmesi olan yeni bir etkileşim tanımlanabilmektedir. Unparticle fiziği için Feynman diyagram Şekil 19'da gösterilmiştir.



Şekil 19. Skaler $\mathcal{U}_\mathcal{S}$, vektörel $\mathcal{U}_\mathcal{V}$, veya tensörel $\mathcal{U}_\mathcal{T}$ aracı parçacıklar aracılığı ile $\bar{\nu}_e - e$ etkileşiminin Feynman diyagramı.

Unparticle fiziği için etkin Lagranjien (Barranco vd., 2012; Bolanos vd., 2013).

$$\mathcal{L}_\mathcal{U} = C_{\mathcal{O}_\mathcal{U}}\frac{\Lambda_\mathcal{U}^{d_\mathcal{BZ}-d_\mathcal{U}}}{M_\mathcal{U}^{d_\mathcal{SM}+d_\mathcal{BZ}-4}}\mathcal{O}_\mathcal{SM}\mathcal{O}_\mathcal{U}\ , \tag{38}$$

şeklinde verilmektedir. Burada $\mathcal{O}_\mathcal{U}$ düşük enerji limitinde $d_\mathcal{U}$ ölçüm boyutunun unparticle operatörüdür ve $C_{\mathcal{O}_\mathcal{U}}$ boyutsuz çiftlenim sabitidir. Unparçacık operatörü skaler, vektör, spinör veya tensör olabilmektedir. Tensörel Unparticle için Şekil 19'da verilen $\nu_\alpha + e \to \nu_\beta + e$ için etkileşim Lagranjieni (Cheung vd., 2007; Hur vd., 2007),

$$\mathscr{L}_{\text{J=2}} = \frac{-i}{4}\frac{\lambda_{2e}}{\Lambda_\mathcal{U}^{d_\mathcal{T}}}\bar{e}\left(\gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_\nu + \gamma_\nu \overleftrightarrow{D}_\mu\right)\psi_e\mathcal{O}_\mathcal{U}^{\mu\nu} + \frac{\lambda_{2\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_\mathcal{U}^{d_\mathcal{T}}}\mathcal{F}_{\mu\alpha}\mathcal{F}_\nu^\alpha\mathcal{O}_\mathcal{U}^{\mu\nu}\ , \tag{39}$$

olarak verilmektedir. Tensörel UP degiş-tokuş parçacığı için $\bar{\nu_e} - e$ saçılımının diferansiyel tesir kesiti (Barranco vd., 2012),

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mathcal{U}_\mathcal{T}} = \frac{f^2(d_T)}{\pi\Lambda_\mathcal{U}^{4d_T-4}}\, 2^{2d_T-3}\, m_e^{2d_T-3}\, T^{2d_T-4} \times \left[3\left(1-\frac{T}{2E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e T}{2E_\nu^2}\right] , \tag{40}$$

olarak verilmektedir. Burada

$$f(d_X) = \frac{\lambda_X^2}{2\sin\left(d_X\pi\right)} A(d_X) \tag{41}$$

ve normalizasyon sabiti olan $A(d_X)$

$$A(d_X) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_X}} \frac{\Gamma(d_X+1/2)}{\Gamma(d_X-1)\Gamma(2d_X)} . \tag{42}$$

ile verilmektedir.

3.6 Little Higgs Model

Little Higgs Model, SM'in TeV enerji ölçeğinde olan bir uzantısıdır. Bu model SM'deki Elektrozayıf Simetri Kırınımı'nın (Electro-Weak Symmetry Breaking - EWSB) açıklanması için basit ve etkili bir mekanizma sağlar. Little Higgs Model, SM'de hiyerarşi problemini çözmek icin alternatif bir çözüm olarak önerilmiştir. Daha yüksek simetriler önermelerine ve skaler çarpım gösterimlerine göre Littlest Little Higgs Model (LLHM) ve Simplest Little Higgs Model (SLHM) gibi birkaç farklı Little Higgs Model vardır. Parçacık Fiziğinde, bu modeller Higgs bozonunun pseudo-Goldstone bozonu olduğu fikrine dayanır. Little Higgs kuramında Süpersimetri'dekine benzer Little Higgs Bozonları olarak adlandırılan küçük kütleli bozonlar öngörülür. Fakat Little Higgs kuramı süpersimetri'den farklı simetri prensiplerine dayanan bir kuramdır ve farklı kuantum sayılarına sahip yeni parçacıklar önerir.

Bu araştırma kapsamında, en basit model olan LLHM üzerinde çalışıldı ve düşük enerjide farklı bir etkileşim kanalı olan nötrino-elektron saçılım kanalından bu modelin parametreleri için limitler konuldu.

3.6.1 Köşe (Vertex) Çarpanları

Littlest Higgs Model çerçevesinde

- Fermiyonların yüksüz ayar bozonları aracılığı ile olan etkileşimlerinin köşe çarpanı

$$-i\gamma^{\mu}\left(g_V^f - g_A^f\gamma^5\right) \tag{43}$$

ile verilir (Aliev ve Çakır, 2008). Burada vektör (g_V) ve aksiyel vektör (g_A) çiftlenim katsayıları, karışım (mixing) parametreleri c (veya s, $c=\sqrt{1-s^2}$), c' (veya s', $c'=\sqrt{1-s'^2}$) ve f ölçeğine bağlıdır.

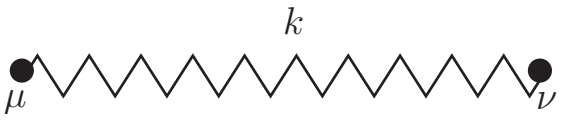
- Fermiyonların yüklü ayar bozonları aracılığı ile olan etkileşimlerinin köşe çarpanı ise

$$-ig_w\gamma^{\mu}\left(1-\gamma^5\right) \tag{44}$$

ile verilen formdadır. Burada yüklü çiftlenim katsayısı (g_w), sadece karışım (mixing) parametresi c (veya s, $c=\sqrt{1-s^2}$) ve f ölçeğine bağlıdır.

$$\frac{-ig_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{M^2}}{k^2-M^2} \equiv \frac{ig_{\mu\nu}}{M^2} \text{ düşük enerji bölgelerinde } (k^2 << M^2) \tag{45}$$

ile verilen ilerleticinin Feynman diyagramı Şekil 20 ile gösterilmiştir.



Şekil 20. İlerleticinin Feynman diyagram gösterimi

3.6.2 Fermiyonların Yüklü ve Yüksüz Hafif Ayar Bozonları ile Olan Etkileşimleri

SM ve LHM'de nötr ve yüklü hafif ayar bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşimlerin çiftlenim sabitleri Tablo 6 ile verilmiştir (Han vd., 2003).
Burada ilgili parametreler

$$\begin{cases} x_z^{w'} = -\frac{1}{2c_w}sc\left(c^2-s^2\right) \\ x_z^{B'} = -\frac{5}{2s_w}s'c'\left(c'^2-s'^2\right) \\ y_e = \frac{3}{5} \end{cases} \tag{46}$$

Tablo 6. Yüklü ve yüksüz hafif ayar bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşimin çiftlenim sabitleri.

	SM	LHM
$Z_L\nu\bar{\nu}$	$g_V^\nu = \frac{1}{2}$	$g_V^\nu = \frac{g}{2c_w}\left\{\frac{1}{2} - \frac{v^2}{f^2}\left[c_w x_z^{w'}\frac{c}{2s} + \frac{s_w x_z^{B'}}{s'c'}\left(y_e - \frac{4}{5} + \frac{c'^2}{2}\right)\right]\right\}$
	$g_A^\nu = \frac{1}{2}$	$g_A^\nu = g_V^\nu$
$Z_L e\bar{e}$	$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2s_w^2$	$g_V^e = \frac{g}{2c_w}\left\{-\frac{1}{2} + 2s_w^2 - \frac{v^2}{f^2}\left[-c_w x_z^{w'}\frac{c}{2s} + \frac{s_w x_z^{B'}}{s'c'}\left(2y_e - \frac{9}{5} + 3\frac{c'^2}{2}\right)\right]\right\}$
	$g_A^e = -\frac{1}{2}$	$g_A^e = \frac{g}{2c_w}\left\{-\frac{1}{2} - \frac{v^2}{f^2}\left[c_w x_z^{w'}\frac{c}{2s} + \frac{s_w x_z^{B'}}{s'c'}\left(-\frac{1}{5} + \frac{c'^2}{2}\right)\right]\right\}$
$W_L e\bar{\nu}$	$g_w = \frac{g}{2\sqrt{2}}$	$g_w = \frac{g}{2\sqrt{2}}\left[1 - \frac{v^2}{2f^2}c^2\left(c^2 - s^2\right)\right]$

eşitlikleri kullanılarak Tablo 6'da verilen değerlere denk olarak Tablo 7'de listelendiği gibi yazılabilir.

Tablo 7. Yüklü ve yüksüz hafif ayar bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşimin çiftelenim sabitleri.

	SM	LHM
$Z_L\nu\bar{\nu}$	$g_V^\nu = \frac{1}{2}$	$g_V^\nu = \frac{1}{2}(1+B)$
	$g_A^\nu = \frac{1}{2}$	$g_A^\nu = g_V^\nu$
$Z_L e\bar{e}$	$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2s_w^2$	$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2s_w^2 + \delta g_V^e$
	$g_A^e = -\frac{1}{2}$	$g_A^e = -\frac{1}{2} + \delta g_A^e$
$W_L e\bar{\nu}$	$g_w = \frac{g}{2\sqrt{2}}$	$g_w = 1 + \delta g_L'$

Yüklü ve yüksüz hafif ayar bozonların sırasıyla Z_L ve W_L için yeniden düzenlenmiş köşe çarpanları

$$-i\frac{g}{2c_w}\gamma^\mu\left(g_V^f - g_A^f\gamma^5\right) \tag{47}$$

$$-i\frac{g}{2\sqrt{2}}g_w\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right) \tag{48}$$

biçimindedirler. Burada çiftlenim sabitleri Tablo 7'de verilmektedir. Burada B (SM $Z_L\nu\bar{\nu}$ etkileşiminin düzeltilmiş terimidir), δg_V^e, δg_A^e ve $\delta g_L'$ (SM $W_L e\bar{\nu}$ etkileşiminin düzeltilmiş terimidir)

parametreleri

$$\begin{cases} B = 2\frac{v^2}{f^2}\left[\frac{1}{4}c^2\left(c^2-s^2\right)+\frac{5}{2}\left(c'^2-s'^2\right)\left(-\frac{1}{5}+\frac{c'^2}{2}\right)\right] \\ \delta g_V^e = -\frac{v^2}{f^2}\left[\frac{1}{4}c^2\left(c^2-s^2\right)-\frac{5}{2}\left(c'^2-s'^2\right)3\left(-\frac{1}{5}+\frac{c'^2}{2}\right)\right] \\ \delta g_A^e = -\frac{v^2}{f^2}\left[\frac{1}{4}c^2\left(c^2-s^2\right)+\frac{5}{2}\left(c'^2-s'^2\right)\left(-\frac{1}{5}+\frac{c'^2}{2}\right)\right] \\ \delta g_L' = -\frac{v^2}{2f^2}c^2\left(c^2-s^2\right) \end{cases} \tag{49}$$

olarak verilir (Li vd., 2011). Bunlara ek olarak kiral çiftlenim sabitleri

$$g_1 \equiv \tilde{g_R} = \frac{g_V^e - g_A^e}{2} = s_w^2 + \delta g_R \quad ve \quad g_2 \equiv \tilde{g_L} = \frac{g_V^e + g_A^e}{2} = -\frac{1}{2} + s_w^2 + \delta g_L \tag{50}$$

şeklinde ifade edilirler. Burada ise δg_R (SM $Z_L e_R \bar{e}_R$ etkileşiminin düzeltilmiş terimidir) ve δg_L (SM $Z_L e_L \bar{e}_L$ etkileşiminin düzeltilmiş terimidir) parametreleri

$$\begin{cases} \delta g_R = 5\frac{v^2}{f^2}\left(c'^2-s'^2\right)\left(-\frac{1}{5}+\frac{c'^2}{2}\right) \\ \delta g_L = -\frac{v^2}{f^2}\left[\frac{1}{4}c^2\left(c^2-s^2\right)-\frac{5}{2}\left(c'^2-s'^2\right)\left(-\frac{1}{5}+\frac{c'^2}{2}\right)\right] \end{cases} \tag{51}$$

olarak verilirler (Li vd., 2011).

3.6.3 Çeşni Korunumlu Etkileşim

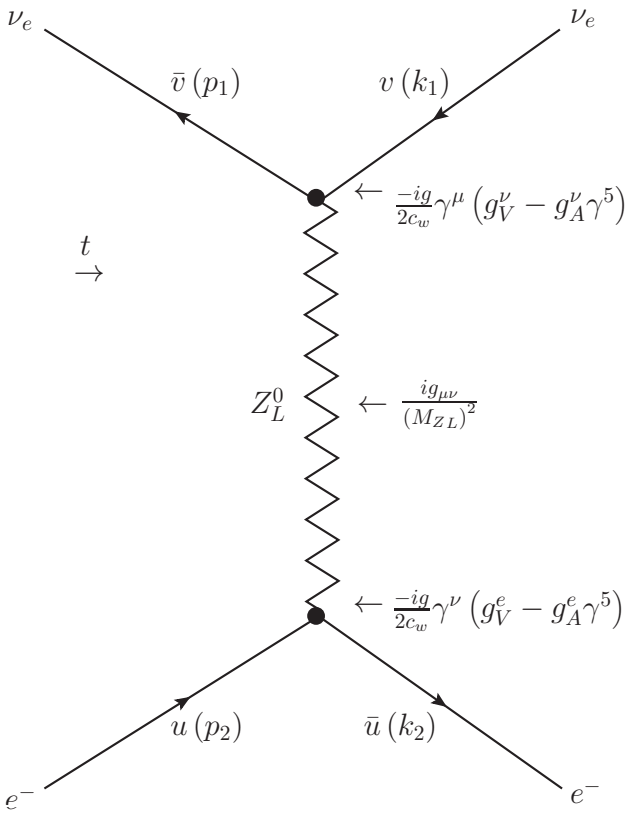
$\bar{\nu}_e - e$ elastik saçılımının çeşni korunumlu (Flavor Conserving - FC) etkileşimi için iki tane mümkün Feynman diyagram vardır.

- Bunlardan ilki yüksüz akım (Neutral Current - NC) etkileşimi olmak üzere Z_L^0 bozonunu aracılığı ile gerçekleşir. Bu etkileşimin Feynman diyagramı, Şekil 21 ile gösterilmiştir ve ilgili matris öğesi

$$M_{Z_L} = 2\frac{G_F}{\sqrt{2}}g_V^\nu\left[\bar{v}(p_1)\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)v(k_1)\right]\left[\bar{u}(k_2)\gamma_\mu\left(g_V^e - g_A^e\gamma^5\right)u(p_2)\right] \tag{52}$$

  olarak yazılır.

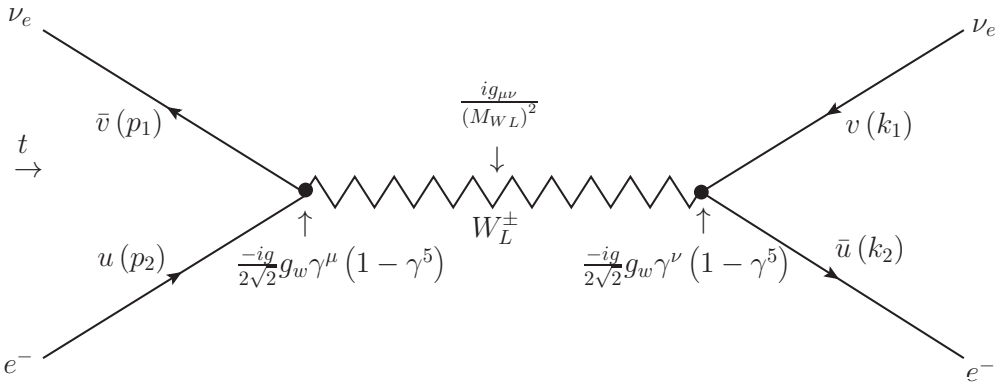
- Bunlardan ikincisi yüklü-akım (Charged Current - CC) etkileşimi olmak üzere $W_L^\pm$ bozonunu aracılığı ile olmaktadır. Bu etkileşim için Feynman diyagramı, Şekil 22'de



Şekil 21. $\bar{\nu}_e - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı.

gösterilmekte olup buna karşılık gelen matris öğesi

$$M_{W_L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} g_w^2 \left[\bar{v}(p_1)\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)u(p_2)\right]\left[\bar{u}(k_2)\gamma_\mu\left(1-\gamma^5\right)v(k_1)\right] \tag{53}$$



Şekil 22. $\bar{\nu}_e - e$ için CC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı.

olarak yazılır.

Fierz Dönüşümü yapılarak bulunan toplam genlik, $M_t = M_{ZL} + M_{WL}$

$$M_t = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{v}(p_1)\gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) v(k_1)\right] \left[\bar{u}(k_2) \left\{\gamma_\mu \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right)\right\} u(p_2)\right] \quad (54)$$

ile verilir. Casimir Trick kullanılarak son durumdaki parçacıkların spinleri üzerinden alınan toplam

$$\begin{aligned} \sum |M_t|^2 = \frac{G_F^2}{2} Tr\left[\gamma^\mu \left(1-\gamma^5\right) \not{k}_1 \gamma^\nu \left(1-\gamma^5\right) \not{p}_1\right] \\ \times Tr\left[\gamma_\mu \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 - 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right) \left(\not{p}_2 + m_e\right) \right. \\ \left. \times \gamma_\nu \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 - 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right) \left(\not{k}_2 + m_e\right)\right] \end{aligned} \quad (55)$$

genliğini verir ve spin üzerinden alınan ortalama sonrasında

$$\begin{aligned} < |M_t|^2 >= 64 G_F^2 \left[g_V^{\nu^2} \left(g_A^e - g_V^e\right)^2 (p_1.p_2)(k_1.k_2) + \left\{g_V^\nu \left(g_V^e + g_A^e\right) + g_w^2\right\}^2 (k_1.p_2)(k_2.p_1) \right. \\ \left. + m_e^2 g_V^\nu \left(g_A^e - g_V^e\right) \left\{g_V^\nu \left(g_A^e + g_V^e\right) + g_w^2\right\} (k_1.p_1)\right] \end{aligned} \quad (56)$$

elde edilir. Burada

$$\begin{cases} p_1 = (E_\nu, \vec{p}_1) \\ p_2 = \left(m_e c, \vec{0}\right) \\ k_1 = \left(E'_\nu, \vec{k}_1\right) \text{ burada } E'_\nu = E_\nu - T \\ k_2 = \left(E_e, \vec{k}_2\right) \text{ burada } E_e = m_e c^2 + T \end{cases} \quad (57)$$

laboratuvar çerçevesinde (Lab-Frame) kinematik değişkenler kullanılarak toplam genlik

$$\begin{aligned} < |M_t|^2 >= 64 G_F^2 m_e^2 \left[g_V^{\nu^2} \left(g_A^e - g_V^e\right)^2 E_\nu^2 + \left\{g_V^\nu \left(g_V^e + g_A^e\right) + g_w^2\right\}^2 (E_\nu - T_e)^2 \right. \\ \left. + g_V^\nu \left(g_A^e - g_V^e\right) \left\{g_V^\nu \left(g_A^e + g_V^e\right) + g_w^2\right\} m_e T_e\right] \end{aligned} \quad (58)$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$\begin{cases} g_1 = \frac{g_V^e - g_A^e}{2} = g_R + \delta g_R \\ g_2 = \frac{g_V^e + g_A^e}{2} = g_L + \delta g_L \\ g_w = 1 + \delta g'_L \\ g_V^\nu = \frac{1+B}{2} \end{cases} \quad (59)$$

ile verilen g_1, g_2, g_w ve g_V^ν parametrelerinin B, δg_R, δg_L, ve $\delta g_L'$ parametreleri cinsinden ifadeleri kullanılarak spin üzerinden ortalama alınmış genlik

$$\begin{aligned} < |M_t|^2 >= 64 G_F^2 m_e^2 \Big[(1+B)^2 \Big\{ (g_R+\delta g_R)^2 E_\nu^2 + (g_L+\delta g_L)^2 (E_\nu - T_e)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)(g_L+\delta g_L) m_e T_e \Big\} + (1+B) \Big\{ 2(g_L+\delta g_L)\left(1+\delta g_L'\right)^2 (E_\nu - T_e)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)\left(1+\delta g_L'\right)^2 m_e T_e \Big\} + \left(1+\delta g_L'\right)^4 (E_\nu - T_e)^2 \Big] \end{aligned} \tag{60}$$

şeklinde yazılır.

Sonuç olarak, $\bar{\nu}_e - e$ elastik saçılımının laboratuvar çerçevesinde diferensiyel tesir kesiti

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\sigma}{dT_e}(\bar{\nu}_e e)\right]_{LHM}^{FC} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \Bigg[(1+B)^2 \Bigg\{ (g_R+\delta g_R)^2 + (g_L+\delta g_L)^2 \left(1-\frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)(g_L+\delta g_L)\frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \Bigg\} + (1+B) \Bigg\{ 2(g_L+\delta g_L)\left(1+\delta g_L'\right)^2 \left(1-\frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)\left(1+\delta g_L'\right)^2 \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \Bigg\} + \left(1+\delta g_L'\right)^4 \left(1-\frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 \Bigg] \end{aligned} \tag{61}$$

şeklinde elde edilir.

Benzer şekilde $\nu_e - e$ elastik saçılımının FC etkileşimi için iki tane mümkün Feynman diyagramı vardır.

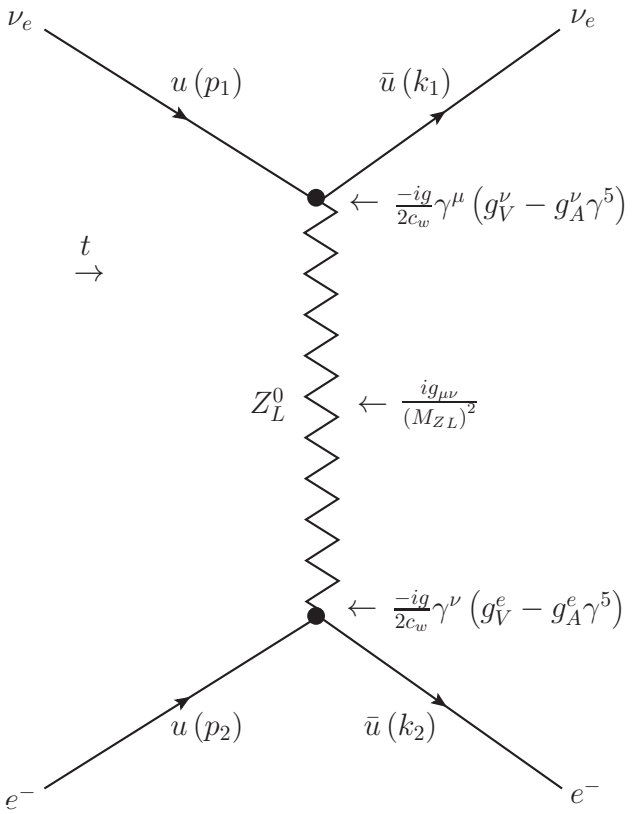
- Bunlardan ilki yüksüz akım (Neutral Current - NC) etkileşimi olmak üzere Z_L^0 bozonunu aracılığı ile olur. Bunun için Feynman diyagramı, Şekil 23'te gösterilmekte olup ilgili matris öğesi

$$M_{Z_L} = 2\frac{G_F}{\sqrt{2}} g_V^\nu \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(1-\gamma^5)u(p_1)\right]\left[\bar{u}(k_2)\gamma_\mu(g_V^e - g_A^e\gamma^5)u(p_2)\right] \tag{62}$$

  olarak yazılır.

- Bunlardan ikincisi yüklü akım (Charged Current - CC) etkileşimi olmak üzere $W_L^\pm$ bozonunu aracılığı ile olur. Bu etkileşim için Feynman diyagramı, Şekil 24'te gösterilmiştir ve matris öğesi ise

$$M_{W_L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} g_w^2 \left[\bar{u}(k_2)\gamma^\mu(1-\gamma^5)u(p_1)\right]\left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1-\gamma^5)u(p_2)\right] \tag{63}$$



Şekil 23. $\nu_e - e$ NC Little Higgs etkileşimi için Feynman diyagramı.

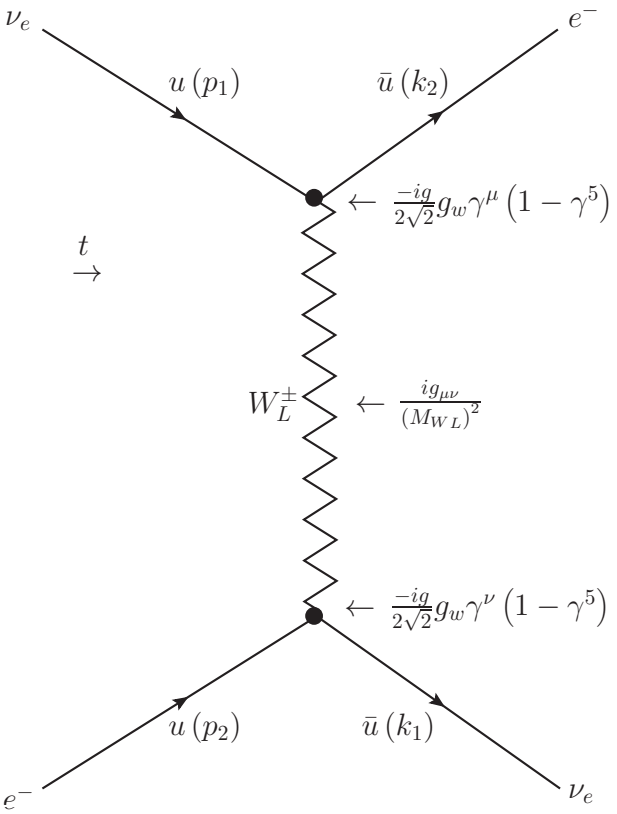
olarak yazılır.

Fierz Dönüşümü yapılarak bulunan toplam genlik, $M_t = M_{ZL} + M_{WL}$

$$M_t = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)u(p_1)\right]\left[\bar{u}(k_2)\left\{\gamma_\mu\left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right)\right\}u(p_2)\right] \quad (64)$$

ile verilir. Casimir Trick kullanılarak son durumdaki parçacıkların spinleri üzerinden toplam

$$\begin{aligned}\sum|M_t|^2 = \frac{G_F^2}{2}Tr\left[\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)\not{p}_1\gamma^\nu\left(1-\gamma^5\right)\not{k}_1\right]\\ \times Tr\left[\gamma_\mu\left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right)\left(\not{p}_2 + m_e\right)\right.\\ \left.\times\gamma_\nu\left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_V^e - \left(g_w^2 + 2g_V^\nu g_A^e\right)\gamma^5\right)\left(\not{k}_2 + m_e\right)\right]\end{aligned} \quad (65)$$



Şekil 24. $\nu_e - e$ CC Little Higgs etkileşimi için Feynman diyagramı.

genliğini verir ve spin üzerinden alınan ortalama sonrası

$$< |M_t|^2 >= 64 G_F^2 \Big[g_V^{\nu^2} \left(g_A^e - g_V^e\right)^2 (k_1.p_2)\,(k_2.p_1) + \left\{ g_V^\nu \left(g_V^e + g_A^e\right) + g_w^2 \right\}^2 (k_1.k_2)\,(p_1.p_2) + m_e^2 g_V^\nu \left(g_A^e - g_V^e\right) \left\{ g_V^\nu \left(g_A^e + g_V^e\right) + g_w^2 \right\} (k_1.p_1) \Big] \tag{66}$$

elde edilir. Laboratuvar çerçevesinde kinematik değişkenler kullanılarak toplam genlik

$$= 64 G_F^2 m_e^2 \Big[\left\{ g_V^\nu \left(g_V^e + g_A^e\right) + g_w^2 \right\}^2 E_\nu^2 + g_V^{\nu^2} \left(g_A^e - g_V^e\right)^2 (E_\nu - T_e)^2 + g_V^\nu \left(g_A^e - g_V^e\right) \left\{ g_V^\nu \left(g_A^e + g_V^e\right) + g_w^2 \right\} m_e T_e \Big] \tag{67}$$

şeklinde yazılabilir.

Spin üzerinden ortalama alınmış genlik B, δg_R, δg_L, ve $\delta g'_L$ parametreleri cinsinden

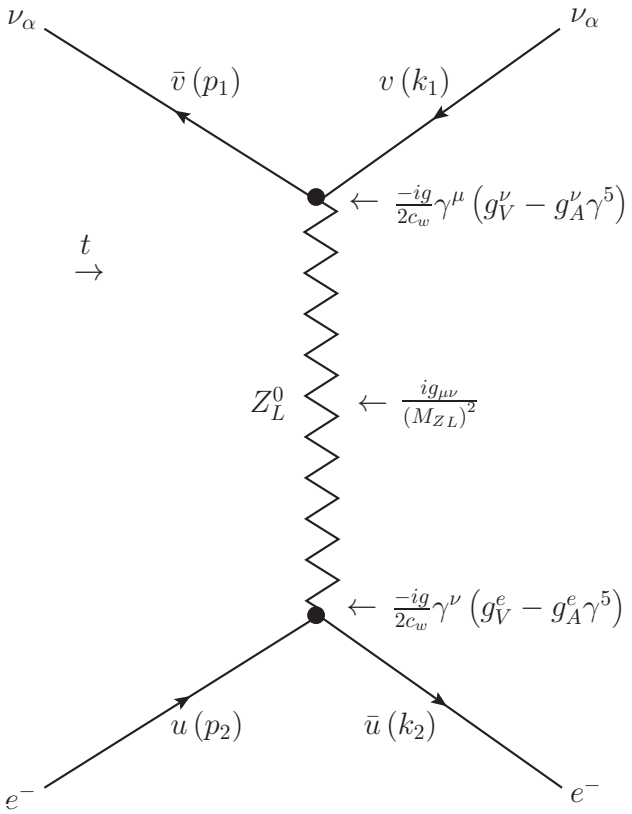
$$\begin{aligned} < |M_t|^2 >= 64 G_F^2 m_e^2 \Big[(1+B)^2 \Big\{ (g_L+\delta g_L)^2 E_\nu^2 + (g_R+\delta g_R)^2 (E_\nu - T_e)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)(g_L+\delta g_L) m_e T_e \Big\} + (1+B) \Big\{ 2(g_L+\delta g_L)\left(1+\delta g'_L\right)^2 E_\nu^2 \\ - (g_R+\delta g_R)\left(1+\delta g'_L\right)^2 m_e T_e \Big\} + \left(1+\delta g'_L\right)^4 E_\nu^2 \Big] \end{aligned} \tag{68}$$

şeklinde yazılabilir.

Sonuç olarak, $\nu_e - e$ elastik saçılımının laboratuvar çerçevesindeki diferensiyel tesir kesiti

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\sigma}{dT_e}(\nu_e e)\right]_{LHM}^{FC} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \Bigg[(1+B)^2 \Bigg\{ (g_L+\delta g_L)^2 + (g_R+\delta g_R)^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)(g_L+\delta g_L) \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \Bigg\} + (1+B) \Big\{ 2(g_L+\delta g_L)\left(1+\delta g'_L\right)^2 \\ - (g_R+\delta g_R)\left(1+\delta g'_L\right)^2 \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \Big\} + \left(1+\delta g'_L\right)^4 \Bigg] \end{aligned} \tag{69}$$

şeklinde elde edilir.



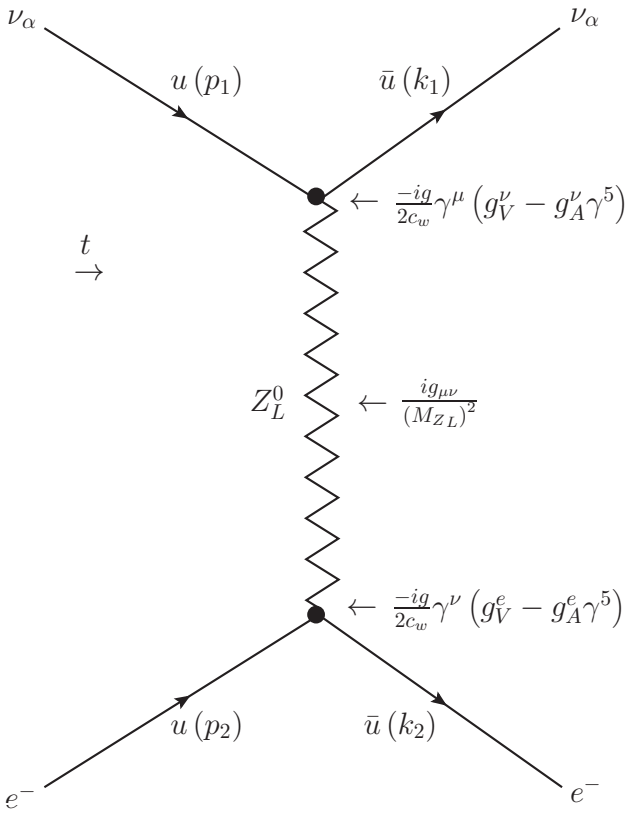
Şekil 25. $\bar{\nu}_\alpha - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı.

3.6.4 Çeşni İhlali İçeren Etkileşim

$\bar{\nu}_\alpha - e$ ($\alpha = \mu$ ya da τ) elastik saçılımının çeşni ihlali (Flavor Violating - FV) etkileşimi için tek bir Feynman diyagramı vardır. Bu etkileşim Z_L^0 bozonu aracılığı ile nötr zayıf etkileşim (NC) ile gerçekleşir. Bu etkileşimin Feynman diyagramı, Şekil 25 ile gösterilmiştir ve matris öğesi

$$M_t = 2\frac{G_F}{\sqrt{2}} g_V^\nu \left[\bar{v}(p_1)\gamma^\mu(1-\gamma^5)v(k_1)\right]\left[\bar{u}(k_2)\gamma_\mu(g_V^e - g_A^e\gamma^5)u(p_2)\right] \tag{70}$$

olarak yazılır.



Şekil 26. $\nu_\alpha - e$ için NC Little Higgs etkileşiminin Feynman diyagramı.

Casimir Trick kullanılarak spin üzerinden alınan ortalama sonrası genlik

$$\begin{aligned}\sum |M_t|^2 = 2G_F^2 g_V^{\nu^2} Tr\left[\gamma^\mu\left(1-\gamma^5\right)\not{k}_1\gamma^\nu\left(1-\gamma^5\right)\not{p}_1\right] \\ \times Tr\left[\gamma_\mu\left(g_V^e - g_A^e\gamma^5\right)\left(\not{p}_2 + m_e\right)\gamma_\nu\left(g_V^e - g_A^e\gamma^5\right)\left(\not{k}_2 + m_e\right)\right]\end{aligned} \tag{71}$$

şeklinde yazılabilir. B, δg_R, δg_L, ve $\delta g_L'$ terimleri cinsinden spin üzerinden ortalama alınmış

genlik

$$< |M_t|^2 >= 64 G_F^2 m_e^2 \Big[(1+B)^2 \Big\{ (g_R + \delta g_R)^2 E_\nu^2 + (g_L + \delta g_L)^2 (E_\nu - T_e)^2 \\ - (g_R + \delta g_R)(g_L + \delta g_L) m_e T_e \Big\} \Big] \tag{72}$$

olarak yazılabilir.

Sonuç olarak, $\bar{\nu}_\alpha - e$ elastik saçılımının laboratuvar çerçevesinde diferensiyel tesir kesiti

$$\left[\frac{d\sigma}{dT_e} (\bar{\nu}_\alpha e) \right]_{LHM}^{FV} = \frac{2 G_F^2 m_e}{\pi} \Bigg[(1+B)^2 \Bigg\{ (g_R + \delta g_R)^2 + (g_L + \delta g_L)^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 \\ - (g_R + \delta g_R)(g_L + \delta g_L) \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \Bigg\} \Bigg] \tag{73}$$

olarak hesaplanmıştır.

Benzer şekilde, $\nu_\alpha - e$ ($\alpha = \mu$ ya da τ) elastik saçılımının FV etkileşimi için tek bir Feynman diyagramı vardır. Bu etkileşim Z_L^0 bozonu aracılığı ile yüksüz akım (Neutral Current - NC) etkileşimi şeklinde olur. Bu etkileşim için Feynman diyagramı, Şekil 26'da gösterilmiştir ve matris öğesi

$$M_t = 2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} g_V^\nu \left[\bar{u}(k_1) \gamma^\mu \left(1 - \gamma^5 \right) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_2) \gamma_\mu \left(g_V^e - g_A^e \gamma^5 \right) u(p_2) \right] \tag{74}$$

olarak yazılır.

Casimir Trick kullanarak spin üzerinden ortalama alınmış toplam genlik,

$$\sum |M_t|^2 = 2 G_F^2 g_V^{\nu^2} Tr \left[\gamma^\mu \left(1 - \gamma^5 \right) \not{p}_1 \gamma^\nu \left(1 - \gamma^5 \right) \not{k}_1 \right] \\ \times Tr \left[\gamma_\mu \left(g_V^e - g_A^e \gamma^5 \right) \left(\not{p}_2 + m_e \right) \gamma_\nu \left(g_V^e - g_A^e \gamma^5 \right) \left(\not{k}_2 + m_e \right) \right] \tag{75}$$

olarak elde edilmiştir. B, δg_R, δg_L, ve $\delta g_L'$ terimleri cinsinden spin üzerinden ortalaması alınmış genlik

$$< |M_t|^2 >= 64 G_F^2 m_e^2 \Big[(1+B)^2 \Big\{ (g_L + \delta g_L)^2 E_\nu^2 + (g_R + \delta g_R)^2 (E_\nu - T_e)^2 \\ - (g_R + \delta g_R)(g_L + \delta g_L) m_e T_e \Big\} \Big] \tag{76}$$

şeklinde ifade edilebilir.

Sonuç olarak, $\nu_\alpha - e$ elastik saçılımının laboratuvar çerçevesinde diferensiyel tesir kesiti

$$\left[\frac{d\sigma}{dT_e}(\nu_\alpha e)\right]_{LHM}^{FV} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi}\left[(1+B)^2\left\{(g_L+\delta g_L)^2+(g_R+\delta g_R)^2\left(1-\frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 - (g_R+\delta g_R)(g_L+\delta g_L)\frac{m_e T_e}{E_\nu^2}\right\}\right] \tag{77}$$

olarak hesaplanmıştır.

4. SONUÇ

Proje kapsamında yürütülen NSI ile ilgili bu çalışmalar, model bağımlı NSI (Sevda vd., 2017) ve model bağımsız (Deniz vd., 2017) NSI olarak iki kısımda incelenmiştir. Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'de anlatılan ve yayınlanmış olan bu çalışmaların analiz metodu ve sonuçları grafik ve tablolarla detaylı olarak bu kısımda anlatılmıştır.

4.1 Analiz Methodu

Proje kapsamında analizi yapılan farklı dedektörler ile alınmış veriler aşağıda listelenmiştir.

TEXONO Deneyi: Farklı detektörlerle elde edilen üç deneysel veri seti analiz edilmiştir.

CsI(Tl) Dedektörü: Toplam kütlesi 187 kg olan CsI(Tl) dedektörü ile reaktör açıkken 29882 kg-gün ve reaktör kapalıyken 7369 kg-gün veri alınmıştır. Analiz çalışmaları için 3 - 8 MeV enerji aralığı seçilmiştir. Bu dedektörden elde edilen verilerle $\bar{\nu_e} - e$ saçılımı tesir kesiti, elektro-zayıf parametreleri g_V, g_A, zayıf etkileşim karışım açısı $sin^2\theta_\omega$, nötrinonun yük-yarıçap karesi ve nötrino manyetik momenti ölçümü yapılmıştır (Deniz vd., 2010).

Ge Dedektörleri:

HP-Ge Dedektörü: Toplam kütlesi 1,06 kg olan HP-Ge dedektörü ile reaktör açıkken 570,7 kg-gün ve reaktör kapalıyken 127,8 kg-gün veri alınmıştır. Analiz çalışmalar 12,4 - 64 keV enerji aralığında yapılmıştır. Bu veriler kullanılarak nötrino manyetik momenti ve aksiyon ölçümü yapılmıştır (Li vd., 2003), (Wong vd., 2007), (Chang vd., 2007).

PC-Ge Dedektörü: PC-Ge dedektörünün toplam kütlesi 840 gramdır. PC-Ge dedektörüyle reaktör açıkken 124,2 kg-gün ve reaktör kapalıyken 70,3 kg-gün veri alınmıştır. Analiz çalışmaları 0,3 - 12,4 keV enerji aralığında yapılmıştır. Bu veriler

ile nötrino mili-yük çalışması yapılmış ve düşük enerjide karanlık madde için yeni bir limit konulmuştur (Chen vd., 2014).

LAMPF $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ Deneyi: Daha sonra Los Alamos Neutron Science Center olarak adlandırılacak Los Alamos Meson Physics Facility merkezinde 15 ton büyüklüğünde multiwire proportional chambers (MWPCs) ile çevrilmiş iz kalorimetresi, durgun müonun bozunumundan elde edilen elektron tipli nötrinolara maruz bırakılarak elektronların geri tepme enerjisi $T = 7 - 60$ MeV$_{ee}$ arasındaki etkileşimi ölçülmüştür. Bu deneyde $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ etkileşiminin tesir kesiti ve zayıf etkileşim parametreleri ölçülmüştür. Deneysel ölçümler ile SM beklenen değerleri karşılaştırılarak nötrino çeşni ihlali yüksüz akım, nötrinoların elektromanyetik momenti gibi nötrinoların özellikleri araştırılmıştır. Ayrıca nötr tensörel, skalar ve sözde-skalar bozon, yüklü Higgs bozonu ve saf sol elli yüklü/nötr vektör bozonlar gibi BSM bozon kütlelerine limitler konulmuştur (Allen vd., 1993).

LSND Deneyi: Los Alamos Neutron Science Center'da sıvı sintilatör, detektörü proton demetinin durdurulması ile elde edilen elektron tipli nötrinolara maruz bırakılarak elektronların geri tepme enerjisi $T = 18 - 50$ MeV$_{ee}$ arasındaki etkileşimi ölçülmüştür. Bu deneyde $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ etkileşiminin tesir kesiti ve zayıf etkileşim açısı (Weinberg açısı) $sin^2\theta_W$ ölçülmüştür (Auerbach vd., 2001).

R_{expt} ve R_X , sırasıyla bir deneydeki gözlenen olay sayısına ve farklı etkileşim kanalları X (= SM, NSI, UP, vb.) için beklenen olay sayısına karşılık gelir. R birimleri, CsI(Tl) dedektörü için $kg^{-1}MeV^{-1}$ gün^{-1} ve Ge dedektörleri (HP-Ge, ULE-Ge ve PC-Ge) için $kg^{-1}keV^{-1}$ gün^{-1} (cpkkd) olarak ifade edilmektedir. Farklı etkileşim kanalları için beklenen olay sayısı R_X

$$R_X \;=\; \rho_e \int_T \int_{E_\nu} \left[\frac{d\sigma}{dT}\right]'_X \; \frac{d\phi(\bar{\nu_e})}{dE_\nu}\; dE_\nu\; dT \;\;, \tag{78}$$

ile hesaplanmaktadır. Burada ρ_e hedef kütlenin kilogramı başına elektron yoğunluğu ve $d\phi/E_\nu$ nötrino enerji spektrumuna karşılık gelmektedir.

Veri analizinde minimum χ^2 fit metodu kullanılmıştır ve matematiksel formu

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \left[\frac{R_{expt}(i) - R_{SM}(i) - R_X(i)}{\Delta(i)}\right]^2 , \tag{79}$$

şeklindedir. Burada R_{expt}(i), R_{SM}(i) ve R_{NP}(i), sırasıyla ölçülen, teorik (SM) ve yeni fizik (NP= NSI, UP, vb.) olay sayıları ve Δ_{stat}(i) ölçümdeki belirsizliğe yani istatistiksel hataya karşılık gelen i'nci değeridir. İlgili parametrenin sistematik hataları ise analizi yapılan verilerin yayınlanmış sistematik hata kaynakları dikkate alınarak ayrıca bağımsız olarak hesaplanmaktadır.

χ^2 fit fonksiyonunu minimum yapan parametre değeri fit yapılan ilgili parametrenin en iyi değerini verir. Bu metoda en iyi fit (best-fit) metodu denir. Minimum χ^2 değerinin bir fazlasına karşılık gelen parametre değerleri bir sigma hataya karşılık gelir ve böylece ölçümü yapılan ilgili parametre için bir sigma hata bulunur. %90 C.L. ise, bir serbest parametre durumu için χ^2 değerinin 2.71 fazlasına karşılık gelen aralık değeridir. Birden fazla serbest parametre durumunda ise sadece bir paramere değişken olarak alınıp diğer parametreler sıfır olarak seçilmesi yöntemi "one-parameter-at-a-time metodu" ile bulunur. Böylece herbir parametre için tek tek %90 C.L.'da aralık değerler elde edilir. İki serbest parametre durumu için ise ölçümü yapılan ilgili parametrenin %90 C.L.'daki aralık değerleri χ^2 değerinin 4.61 fazlasına karşılık gelen değerdir. Böylece, iki serbest parametre uzayının izinli bölgeleri, en iyi fit değerinin $\chi^2 + 4.61$ bölgesi çizilerek elde edilir.

İzinli bölge ne kadar küçük ise ilgili parametre için o kadar hassas limitler elde edilmiş olur. Bu bölgenin dar olması Eşitlik 79'den de görüleceği üzere deneysel hataların büyüklüğü ile ilgilidir. Deneysel hataların küçük olması ölçülmesi istenen ilgili parametrenin izin verilen parametre uzayını daraltmakta ve daha kesin sonuçlar elde edilmesini sağlamaktadır. Bu kapsamda deneysel hataların istenildiği gibi küçük olması yani ölçüm hassasiyetinin arttırılması, veri hacmine ve en önemlisi deneysel arka-alanın iyi kontrol edilmesine bağlıdır. Aşağıda sonuçları verilen her bir model için one-parameter-at-a-time metodu kullanılarak ve iki parametre değişken kabul edilerek parametre uzayının elde edilen izinli bölgeleri çizilerek sonuçlar verilmiştir.

4.2 Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI Sonuçları

Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.1 altında detaylı olarak anlatılan Skaler, Pseudo-skaler ve Tensörel NSI parametleri için en-iyi fit yöntemi kullanılarak elde edilen üst limit değerleri TEXONO ve LSND deneyleri

için sırasıyla

$$\begin{aligned} g_S^{e,e} &= [3.27 \pm 6.39 \pm 3.10] \times 10^{-2} \,, \\ g_P^{e,e} &= [-3.27 \pm 6.39 \pm 3.10] \times 10^{-2} \,, \\ \left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2 &= [0.19 \pm 0.38 \pm 0.31] \times 10^{-2} \text{ , ve} \\ \left(g_T^{e,e}\right)^2 &= [0.96 \pm 2.21 \pm 1.82] \times 10^{-2} \end{aligned} \tag{80}$$

$$\begin{aligned} g_S^{e,e} &= 0.27 \pm 0.59 \pm 0.26, \\ g_P^{e,e} &= -0.27 \pm 0.59 \pm 0.26, \\ \left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2 &= [3.47 \pm 4.78 \pm 4.36] \times 10^{-2} \text{ , ve} \\ \left(g_T^{e,e}\right)^2 &= [3.96 \pm 5.47 \pm 4.97] \times 10^{-2} \end{aligned} \tag{81}$$

olarak bulunmuştur. Skaler,Pseudo-skaler ve Tensörel NSI fit sonuçları Şekil 27(a)'da gösterilmiştir.

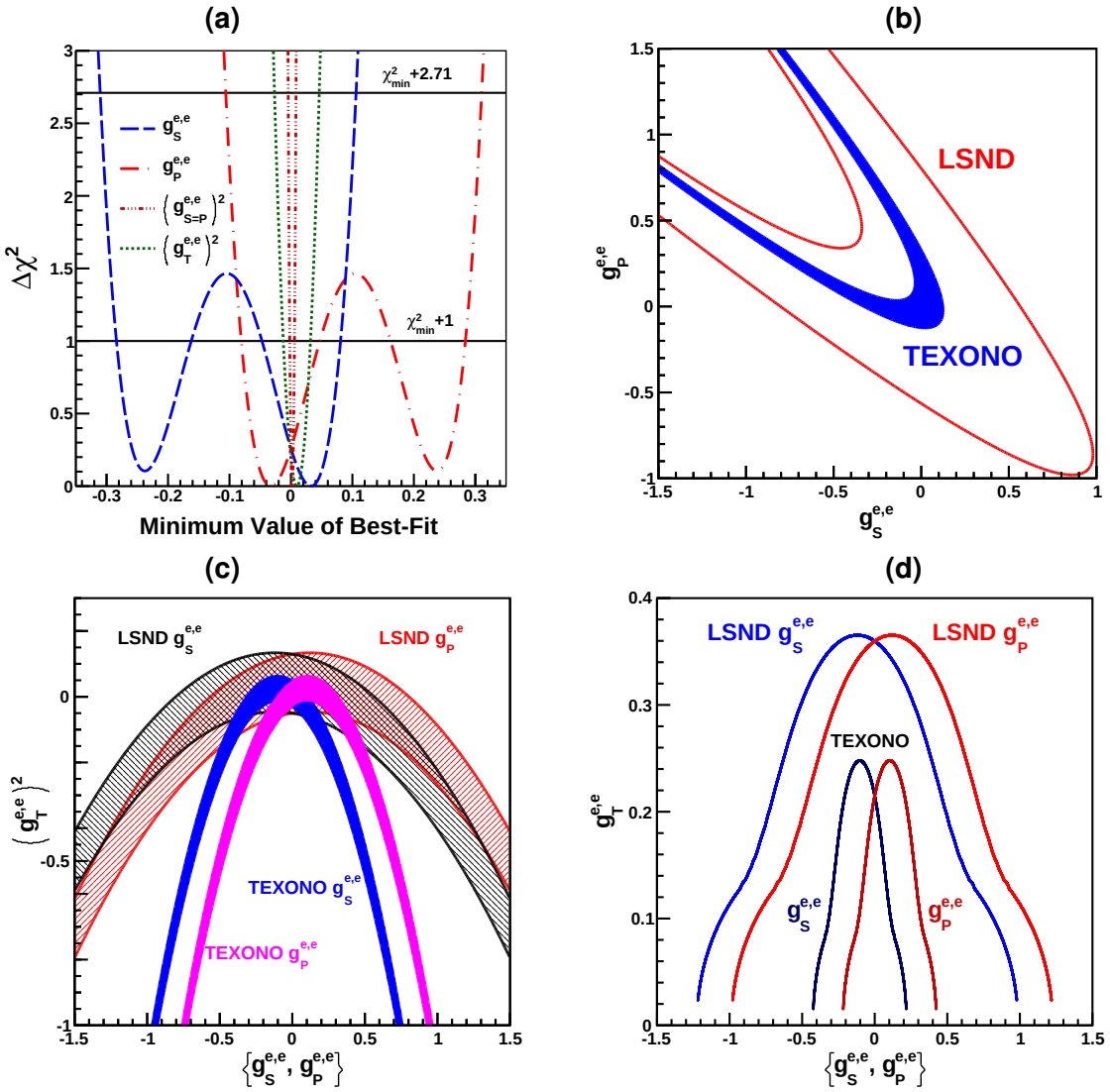
TEXONO ve LSND için, Skaler ve Pseudo-skaler NSI çiftlenimleri için elde edilen fitlere karşılık gelen $\%90$ C.L. üst limit değerleri ile $g_S^{e,e} = g_P^{e,e}$ ve Tensörel NSI çiftlenimleri için $\%90$ C.L. üst limit değerleri sırasıyla

$$\begin{aligned} -0.317 < g_S^{e,e} < 0.113 \;\; (g_P^{e,e} = 0) \;\; \text{için} \;\; , \\ -0.113 < g_P^{e,e} < 0.317 \;\; (g_S^{e,e} = 0) \;\; \text{için} \;\; , \\ |g_{S=P}^{e,e}| < 0.100 \;\; (g_S^{e,e} = g_P^{e,e}) \;\; \text{için, ve} \\ g_T^{e,e} < 0.238 \;\; (g_S^{e,e} = g_P^{e,e} = 0 \;\; \text{için}) \end{aligned} \tag{82}$$

ve

$$\begin{aligned} -0.880 < g_S^{e,e} < 0.642 \;\; (\text{for} \;\; g_S^{e,e} = 0), \\ -0.642 < g_P^{e,e} < 0.880 \;\; (\text{for} \;\; g_P^{e,e} = 0), \\ |g_{S=P}^{e,e}| < 0.375 \;\; (\text{for} \;\; g_S^{e,e} = g_P^{e,e}) \;\; \text{, ve} \\ g_T^{e,e} < 0.401 \;\; (\text{for} \;\; g_S^{e,e} = g_P^{e,e} = 0) \end{aligned} \tag{83}$$

olarak bulunmuştur.



Şekil 27. **(a)** $g_{S,P}^{ee}$, $\left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2$ ve $\left(g_T^{e,e}\right)^2$ parametreleri için one-parameter-at-a-time analizinin $\Delta\chi^2$ grafiği. **(b)** $g_S^{e,e} - g_P^{e,e}$, **(c)** $g_S^{e,e} - \left(g_T^{e,e}\right)^2$ ve $g_P^{e,e} - \left(g_T^{e,e}\right)^2$ parametre uzaylarında $\%90$ C.L.'da TEXONO ve LSND deneyleri için izin verilen bölgeler. **(d)** $g_S^{e,e}$ ve $g_P^{e,e}$ 'in bir fonksiyonu olarak $g_T^{e,e}$'nin $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri.

LSND sonuçları ve LAMPF verilerinden elde edilen sonuçlar (Allen vd., 1993) birbirlerine yakın değerlerde iken TEXONO verileri ile daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. LSND ve TEXONO sonuçları Tablo 8'de listelenmiştir.

Model bağımsız NSI çalışması antinötrino-elektron etkileşim kanalından deneysel olarak ilk kez yapılarak literatüre katkı sağlanmıştır. Yapılan bu çalışma ile hem LSND hemde TEXONO deneyleri için model bağımsız NSI parametreleri için üst limitler konulmuştur. Literatürde sadece neutrino elektron etkileşim kanalı LAMPF deneyi için bulunan mevcut sonuçlar (Allen vd., 1993)

Tablo 8. Skaler, pseudoskaler ve tensörel NSI çiftlenim sabitlerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneyi için en iyi fit değerleri ve $\%90$ C.L.'deki üst limitleri.

	TEXONO			LSND	
NSI Parametreleri	En iyi fit Değerleri(1-σ)	χ^2/dof	$\%90$ C.L Limitleri	En iyi fit Değerleri (1-σ)	$\%90$ C.L Limitleri
Scalar $g_S^{e,e}$ ($g_P^{e,e}=0$)	$g_S^{e,e} = [3.27 \pm 6.39 \pm 3.10] \times 10^{-2}$	8.7/9	$-0.317 < g_S^{e,e} < 0.113$	$g_S^{e,e} = 0.27 \pm 0.59 \pm 0.26$	$-0.880 < g_S^{e,e} < 0.642$
Pseudoscalar $g_P^{e,e}$ ($g_S^{e,e}=0$)	$g_P^{e,e} = [-3.27 \pm 6.39 \pm 3.10] \times 10^{-2}$	8.7/9	$-0.113 < g_P^{e,e} < 0.317$	$g_P^{e,e} = -0.27 \pm 0.59 \pm 0.26$	$-0.642 < g_P^{e,e} < 0.880$
$g_{S=P}^{e,e}$ ($g_S^{e,e}=g_P^{e,e}$)	$\left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2 = [0.19 \pm 0.38 \pm 0.31] \times 10^{-2}$	8.7/9	$\lvert g_{S=P}^{e,e}\rvert < 0.100$	$\left(g_{S=P}^{e,e}\right)^2 = [3.47 \pm 4.78 \pm 4.36] \times 10^{-2}$	$\lvert g_{S=P}^{e,e}\rvert < 0.375$
Tensorial $g_T^{e,e}$	$\left(g_T^{e,e}\right)^2 = [0.96 \pm 2.21 \pm 1.82] \times 10^{-2}$	8.7/9	$\lvert g_T^{e,e}\rvert < 0.238$	$\left(g_T^{e,e}\right)^2 = [3.96 \pm 5.47 \pm 4.97] \times 10^{-2}$	$\lvert g_T^{e,e}\rvert < 0.401$

ile karşılaştırıldığında ise tablo ve grafiklerden de görüleceği üzere bu çalışma ile parametrelerin mevcut limitleri iyileştirilmiştir.

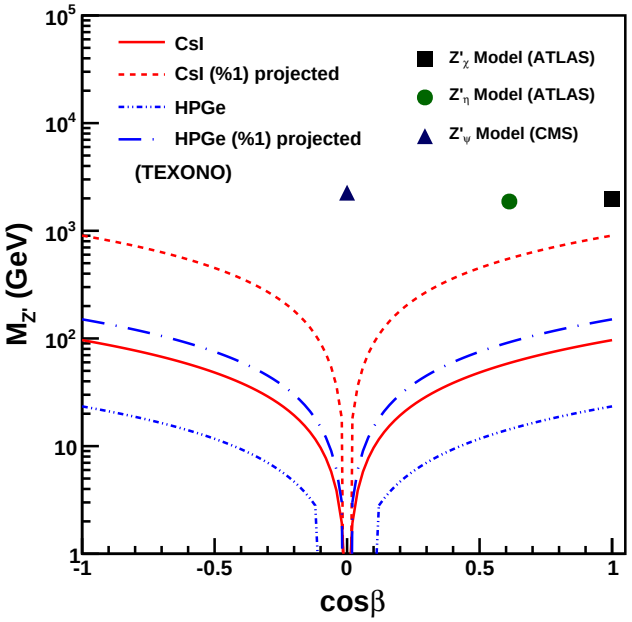
4.3 Z-Prime Modeli Sonuçları

Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.2 altında detaylı olarak anlatılan herbir Z-prime modeli için TEXONO-CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en iyi fit metodu ile "en iyi fit $\pm$ istatistiksel hata $\pm$ sistematik hata" olarak elde edilen sayısal sonuçlar, $\%95$ C.L.'da Z-prime kütle alt limitleri, mevcut limitler ve deneysel hassasiyetin $\%1$ kadar iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler Tablo 9'de listelenmiştir.

Tablo 9. CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak $\%95$ C.L.'de γ'nın en iyi fit değerlerinden elde edilen $M_{Z'}$ kütle alt limit değerleri ve deneysel hassasiyetin $\%1$ iyileştirilmesi sonucu elde edilmesi beklenen $M_{Z'}$ kütle alt limit değerleri.

Model		γ için en iyi fit (1 σ)	χ^2_{min}/dof	$\%95$ C.L. $M_{Z'}$ Limitleri (GeV)	$(\%1)$ hassasiyet $\%95$ C.L. $M_{Z'}$ Limitleri (GeV)	[PDG 2016] $\%95$ C.L. 'da Güncel Limit
E_6 String	Z'_χ	$0.16 \pm 0.41 \pm 0.31$	8.7/9	> 85	> 915	> 1970 (ATLAS)
Type	Z'_η	$0.43 \pm 1.01 \pm 0.83$	8.7/9	> 52	> 566	> 1870 (ATLAS)
	Z'_ψ	$[0.44 \pm 1.13 \pm 0.95] \times 10^{-18}$	8.7/9	> 0	> 0	> 2260 (CMS)
Z'_{LR}		$-8.02 \pm 5.28 \pm 0.61$	7.8/9	> 44	> 413	> 1162 (RVUE)
Z'_{SSM}		$-0.04 \pm 0.14 \pm 0.06$	8.7/9	> 172	> 1822	> 1830 (ATLAS)

E_6 String Tipi Z-prime Model için CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak, model-bağımsız olarak $\%95$ C.L.'de elde edilen Z-prime bozon kütle alt limitleri ve hassasiyetin $\%1$'lik



Şekil 28. String Type Z-prime Model için CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak model-bağımsız $\%95$ C.L.'de elde edilen $M_{Z'}$ kütle alt limitleri ve hassasiyetin $\%1$'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen $M_{Z'}$ kütle alt limitleri.

iyileştirilmesi sonucu öngörülen $M_{Z'}$ alt kütle limitleri Şekil 28'de de gösterilmektedir. Şekil 28'den de anlaşılacağı üzere χ model için daha kısıtlayıcı sonuçlar elde edilmiştir.

Deneysel assasiyetin $\%1$'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen $M_{Z'}$ alt kütle limitleri gelecek nötrino deneyleri için bir yol haritası çizmektedir. İstatiksel ve sistematik hataların iyileştirilmesi sonucu nötrino kanalından elde edilen kütle limitleri Tablo 9'den de görüleceği üzere yüksek enerji deneyleri ile karşılaştırılacak seviyelere ulaşmaktadır. Yine Z-prime modellerinin ilk kez nötrino kanalından çalışılması ve $M_{Z'}$ kütlesi için hatırı sayılır alt limitlerin konulması literatürde bir ilk olmuştur.

4.4 Yeni Hafif Spin-1 Bozon (NLS1B) Modeli Sonuçları

Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.3 altında detaylı olarak anlatılan Çeşni Korunumlu (FC) ve Çeşni İhlali (FV) NLS1B için çiftlenim sabitleri için one-parameter-at-a-time metodu kullanılarak $\%90$ C.L.'daki üst limit değerleri sırasıyla Tablo 10 ve Tablo 11'de verilmiştir.

NLS1B diferansiyel tesir kesitinde bulunan $\frac{1}{2m_eT+m_X^2}$ terimi doğru orantılı olarak $L(R)_{el'}$ çiftlenim sabitlerine bağlıdır. $2m_eT$ ve m_X birbirlerine yakın değerler aldığı takdirde paydada

bulunan $2m_eT$ terimi ihmal edilemediğinden dolayı karşılaştırılabilir m_X değerleri için $\epsilon^{(L,R)}$ çiftlenim parametresinin ölçüm hassasiyetliğini kaybetmesine sebep olur. Buna karşılık m_X değeri büyüdükçe $2m_eT$ terimi ihmal edilebilir ve bu durumda Şekil 29'den de görüleceği üzere hassasiyet minumum değerde sabitlenmektedir. Özetle m_X kütlesi arttıkça, $m_X = 25$ MeV'ye kadar parametre uzeyında izin verilen bölge daralmakta ve daha büyük kütle değerleri için bu bölge değişmemektedir.

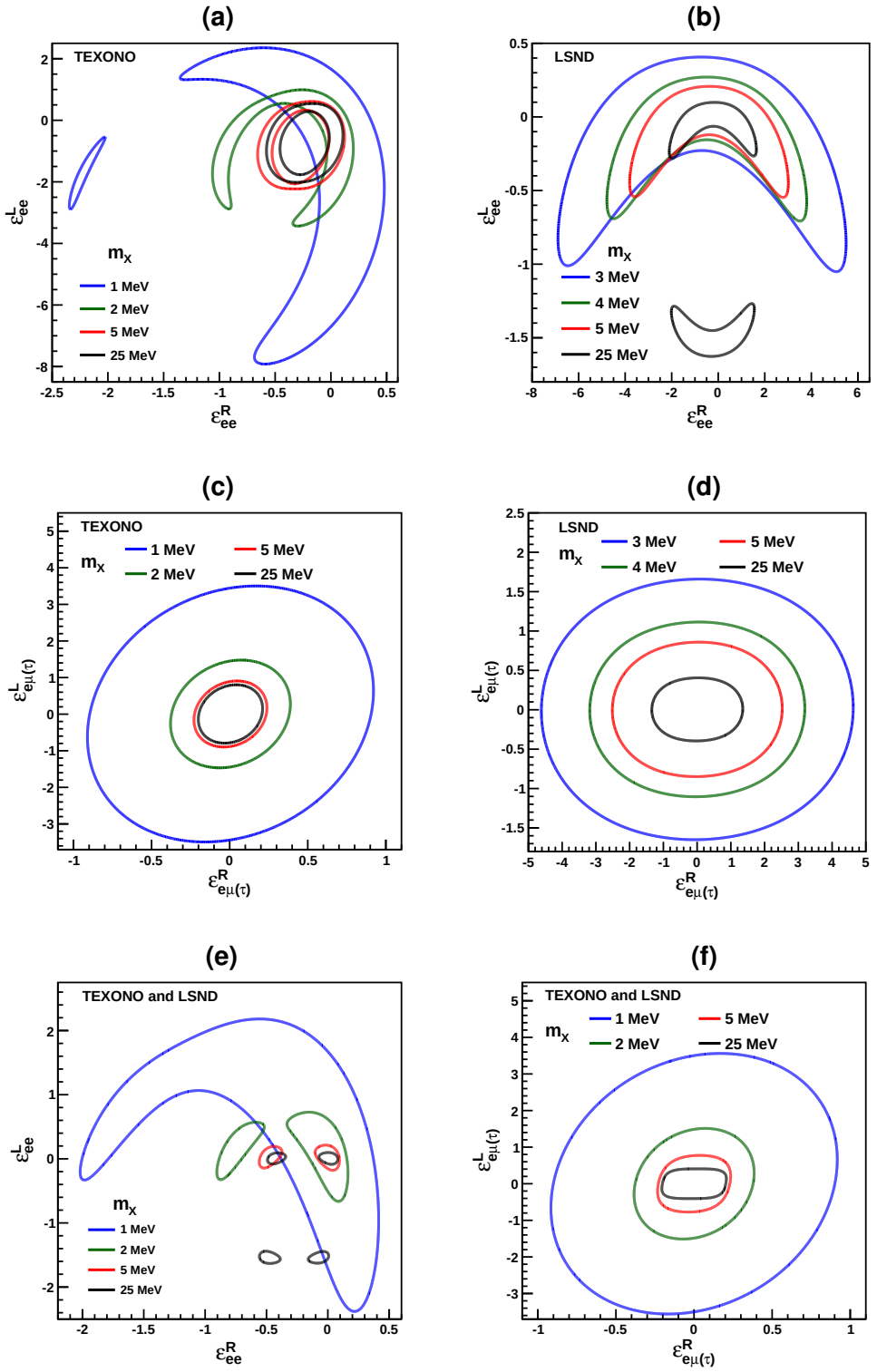
NLS1B etkileşiminde FC için, ϵ^L_{ee} ve ϵ^R_{ee} parametre uzaylarında $\%90$ C.L.'da TEXONO deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ kütle değerlerindeki ve LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ kütle değerlerindeki izin verilen bölgeler sırasıyla Şekil 29(a) ve Şekil 29(b)'de gösterilmiştir. Benzer şekilde, FV durumu için $\epsilon^L_{e\mu(\tau)}$ ve $\epsilon^R_{e\mu(\tau)}$ parametre uzaylarında $\%90$ C.L.'da TEXONO deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ kütle değerlerindeki ve LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ kütle değerlerindeki izin verilen bölgeler sırasıyla Şekil 29(c) ve Şekil 29(d)'de gösterilmiştir.

Tablo 10. TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak her defasında bir parametre metodu kabul edilerek $m_X^2 \ll 2m_eT$ ve $m_X^2 \gg 2m_eT$ koşullarında FC NLS1B çiftlenim sabitleri için $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri. Constraints at 90% C.L. on the couplings for the FC NLS1B with $m_X^2 \ll 2m_eT$ and $m_X^2 \gg 2m_eT$ for the TEXONO and LSND data sets obtained from a one-parameter-at-a-time analysis.

$(m_X^2 \ll 2m_eT)$		$(m_X^2 \gg 2m_eT)$	
TEXONO PC-Ge $(\times 10^{-6})$	LSND $(\times 10^{-6})$	TEXONO CsI(Tl) $(\times 10^{-6})$	LSND $(\times 10^{-6})$
$\lvert L_{ee}\rvert^{1/2} < 1.21$	$\lvert L_{ee}\rvert^{1/2} < 10.12$	$\lvert L_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 2.58$	$\lvert L_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.87$
$\lvert R_{ee}\rvert^{1/2} < 1.22$	$\lvert R_{ee}\rvert^{1/2} < 31.42$	$\lvert R_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.87$	$\lvert R_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 8.63$
$\lvert V_{ee}\rvert^{1/2} < 1.02$	$\lvert V_{ee}\rvert^{1/2} < 9.95$	$\lvert V_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.58$	$\lvert V_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.84$
$\lvert A_{ee}\rvert^{1/2} < 1.02$	$\lvert A_{ee}\rvert^{1/2} < 10.22$	$\lvert A_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.33$	$\lvert A_{ee}\rvert^{1/2}/m_X < 1.88$

Tablo 10 ve Tablo 11'den görüleceği gibi $m_X << 2m_eT$ olmasi halinde FC ve FV durumlarinda TEXONO PC-Ge dedektörü $\epsilon^{L(R)}_{e\ell'}$ ve $\epsilon^{L(R)}_{e\ell'}$ parametre değerleri LSND sonuçları ile karşilaştırıldığında daha iyi sonuçlar vermektedir.

$m_X << 2m_eT$ olması halinde m_X ihmal edilebilir ve en iyi fit sonuçları $\%90$ C.L.'da üst limitler



Şekil 29. Dışarıdan içeriye doğru, FC NLS1B için **(a)** TEXONO CsI(Tl) deneyinin $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(b)** LSND deneyinin $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde elde edilen ε^L_{ee} ve ε^R_{ee} parametre uzayında $\%90$ C.L'de izinli bölgeleri; FV NLS1B için **(c)** TEXONO CsI(Tl) deneyinin $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(d)** LSND deneyinin $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde elde edilen $\varepsilon^L_{e\mu(\tau)}$ ve $\varepsilon^R_{e\mu(\tau)}$ parametre uzayında $\%90$ C.L'de izinli bölgeleri; **(e)** FC NLS1B durumu için ε^L_{ee}'ye karşılık ε^R_{ee} parametrelerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deney sonuçları için karşılaştırılması, **(f)** FV NLS1B durumu için $\varepsilon^L_{e\mu(\tau)}$'ya karşılık $\varepsilon^R_{e\mu(\tau)}$ parametrelerinin TEXONO CsI(Tl) ve LSND deney sonuçları için karşılaştırılması.

Tablo 11. TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak her defasında bir parametre yöntemi kabul edilerek $m_X^2 \ll 2m_eT$ ve $m_X^2 \gg 2m_eT$ koşullarında FV NLS1B çiftlenim sabitleri için $\%90$ C.L.'da üst limitler.

$(m_X^2 \ll 2m_eT)$		$(m_X^2 \gg 2m_eT)$	
TEXONO PC-Ge $(\times 10^{-6})$	LSND $(\times 10^{-6})$	TEXONO CsI(Tl) $(\times 10^{-6})$	LSND $(\times 10^{-6})$
$\lvert L_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 0.94$	$\lvert L_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 19.15$	$\lvert L_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 5.16$	$\lvert L_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 3.63$
$\lvert R_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 0.94$	$\lvert R_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 30.75$	$\lvert R_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 2.57$	$\lvert R_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 6.48$
$\lvert V_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 0.79$	$\lvert V_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 18.58$	$\lvert V_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 2.59$	$\lvert V_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 3.56$
$\lvert A_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 0.79$	$\lvert A_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2} < 18.50$	$\lvert A_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 2.48$	$\lvert A_{e\mu(\tau)}\rvert^{1/2}/m_X < 3.55$

olarak TEXONO PC-Ge deneyi verileri için

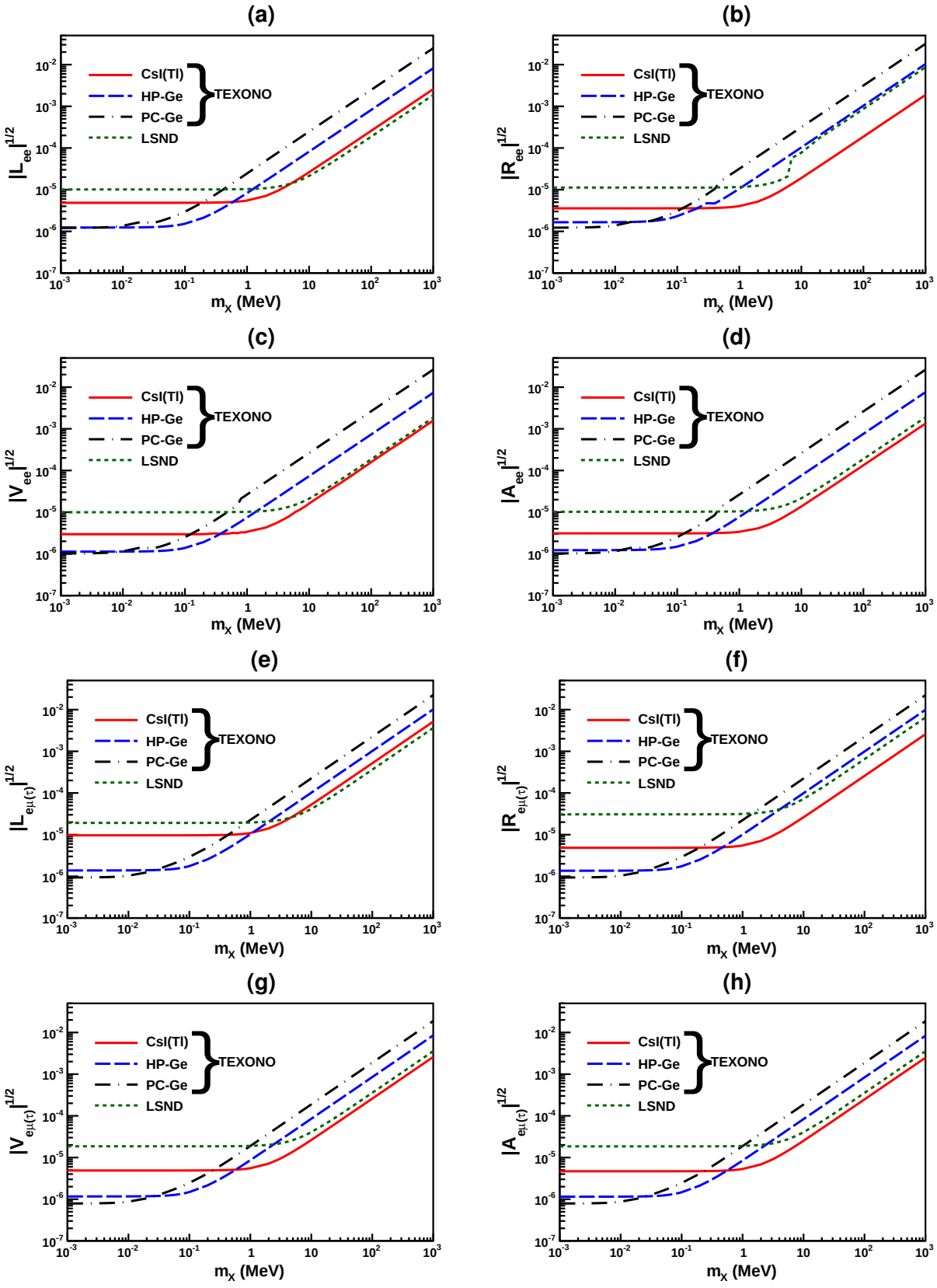
$$\begin{aligned} |L_{ee}|^{1/2} &< 1.21 \times 10^{-6}, \\ |R_{ee}|^{1/2} &< 1.22 \times 10^{-6}, \\ |L_{e\mu(\tau)}|^{1/2} &< 0.94 \times 10^{-6}, \\ |R_{e\mu(\tau)}|^{1/2} &< 0.94 \times 10^{-6} \end{aligned} \tag{84}$$

ve LSND için

$$\begin{aligned} |L_{ee}|^{1/2} &< 10.12 \times 10^{-6}, \\ |R_{ee}|^{1/2} &< 31.42 \times 10^{-6}, \\ |L_{e\mu(\tau)}|^{1/2} &< 19.15 \times 10^{-6}, \\ |R_{e\mu(\tau)}|^{1/2} &< 30.75 \times 10^{-6} \end{aligned} \tag{85}$$

elde edilmiştir.

$M_X >> 2m_eT$ olması durumu için $2m_eT$ ihmal edilebilir ve en iyi fit sonuçlarına karşılık gelen



Şekil 30. Farklı m_X değerlerinde TEXONO ve LSND deney verileri kullanılarak **(a)** $|L_{ee}|^{1/2}$, **(b)** $|R_{ee}|^{1/2}$ **(c)** $|V_{ee}|^{1/2}$, **(d)** $|A_{ee}|^{1/2}$, **(e)** $|L_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, **(f)** $|R_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, **(g)** $|V_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$, ve **(h)** $|A_{e\mu(\tau)}|^{1/2}$ çiftlenim sabitleri için elde edilen $\%90$ C.L. üst limit değerleri.

$\%90$ C.L.'da üst limitler TEXONO CsI(Tl) deneyi için

$$\begin{aligned} |L_{ee}|^{1/2}/m_X &< 2.58 \times 10^{-6}, \\ |R_{ee}|^{1/2}/m_X &< 1.87 \times 10^{-6}, \\ |L_{e\mu(\tau)}|^{1/2}/m_X &< 5.16 \times 10^{-6}, \\ |R_{e\mu(\tau)}|^{1/2}/m_X &< 2.57 \times 10^{-6}, \end{aligned} \tag{86}$$

ve LSND deneyi için

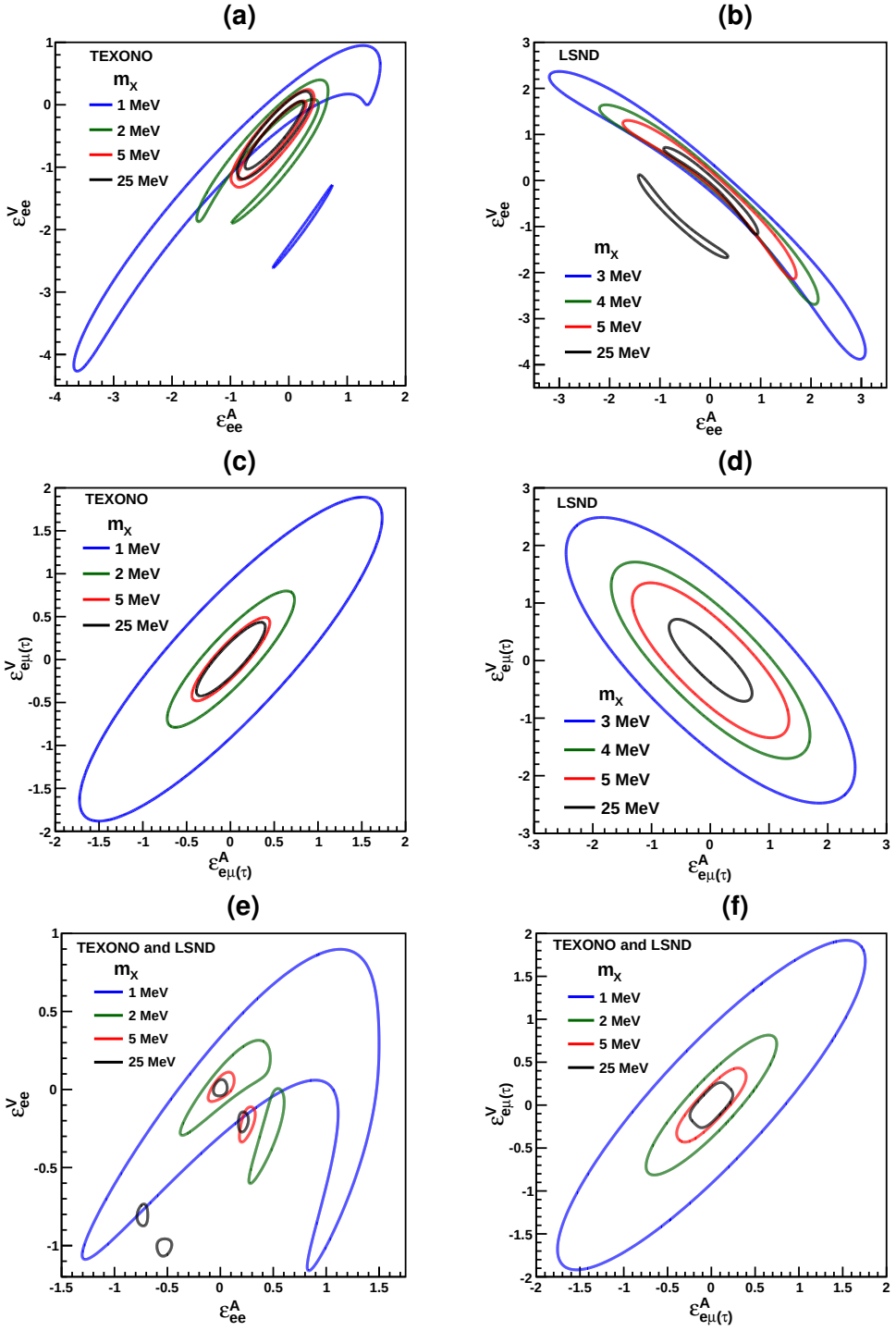
$$\begin{aligned} |L_{ee}|^{1/2}/m_X &< 1.87 \times 10^{-6}, \\ |R_{ee}|^{1/2}/m_X &< 8.63 \times 10^{-6}, \\ |L_{e\mu(\tau)}|^{1/2}/m_X &< 3.63 \times 10^{-6}, \\ |R_{e\mu(\tau)}|^{1/2}/m_X &< 6.48 \times 10^{-6} \end{aligned} \tag{87}$$

olarak elde edilmiştir.

TEXONO ve LSND deneyleri için m_X kütle parametresinin çiftlenim sabitler olan $L_{ee}^{1/2}$,$R_{ee}^{1/2}$ ve $L_{e\mu(\tau)}^{1/2}$,$R_{e\mu(\tau)}^{1/2}$ ifadelerinin $\%90$ C.L.'da üst limitleri sırasıyla Şekil 30(a), Şekil 30(b) ve Şekil 30(e), Şekil 30(f)'de gösterilmiştir.

Diğer yandan TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneyleri için m_X kütle parametresi için çiftlenim sabitleri $V_{ee}^{1/2}$, $A_{ee}^{1/2}$ ve $V_{e\tau(\mu)}^{1/2}$, $A_{e\tau(\mu)}^{1/2}$ parametrelerinin $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri sırasıyla Şekil 30(c), Şekil 30(d) ve Şekil 30(g), Şekil 30(h)'de gösterilmektedir.

FC için TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneylerinde m_X kütle parametresinin çiftlenim sabitleri olan $\epsilon_{ee}^{V(A)}$, $\epsilon_{e\mu(\tau)}^{V(A)}$ parametrelerinin $\%90$ C.L.'da üst limitleri sırasıyla Şekil 31(a) ve Şekil 31(b)'de gösterilmiştir. Benzer şekilde FV için $\%90$ C.L.'da üst limitler sırasıyla Şekil 31(c) ve Şekil 31(d)'de gösterilmiştir. FC ve FV için TEXONO ve LSND deneylerinin $\%90$ C.L.'da kesişim bölgeleri sırasıyla Şekil 31(e) ve Şekil 31(f)'de gösterilmiştir.



Şekil 31. FC NLSB1 için dışarıdan içeriye doğru sırasıyla **(a)** TEXONO CsI(Tl) deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(b)** LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ε^V_{ee} ve ε^A_{ee} parametre uzayında elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler; FV NLSB1 için dışarıdan içeriye doğru sırasıyla **(c)** TEXONO CsI(Tl) deneyi için $m_X = 1,\ 2,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde ve **(d)** LSND deneyi için $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde $\varepsilon^V_{e\mu(\tau)}$ ve $\varepsilon^A_{e\mu(\tau)}$ parametre uzayında elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler; TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneysel verileri kullanılarak $m_X = 3,\ 4,\ 5,\ 25$ MeV kütle değerlerinde **(e)** FC NLS1B için ε^V_{ee}'e karşı ε^A_{ee} çiftlenim sabitlerinin ve **(f)** FV NLS1B için $\varepsilon^V_{e\mu(\tau)}$ 'e karşı $\varepsilon^A_{e\mu(\tau)}$ çiftlenim sabitleri için elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgelerin karşılaştırılması.

4.5 Yüklü Higgs Bozon (CHB) Sonuçları

Yüklü Higgs Bozonu (CHB) teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.4 altında detaylı olarak anlatılmış ve $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ ve $\bar{\nu}_{\rm e} - {\rm e}$ için differansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. CHB'nun yüksek ve düşük kütle değerleri ele alınarak çalışma iki kısıma ayrılmıştır. Bu çalışmada literatürde olmayan CHB'nun düşük kütle değerleri de dikkate alınarak parametre uzayı genişletilmiş ve literatüre katkı sağlanmıştır.

CHB'nin yüksek kütle değerleri için $m_e(m_e + 2E_\nu)$ veya $m_e^2 + 2m_e(E_\nu - T)$ terimleri ihmal edilebileceğinden dolayı $(h_{ee}/M_H)^4$ terimi fit parametresi olarak seçilmektedir. TEXONO CsI(Tl)ve LSND deneysel verileri kullanılarak ilgili parametreler için en iyi fit metodu kullanılarak elde edilen değerle sırasıyla,

TEXONO CsI(Tl) deneyi için

$$(h_{ee}/M_H)^4 = [8.32 \pm 16.74 \pm 13.39] \times 10^{-12}\ GeV^{-4} \tag{88}$$

ve LSND deneyi için

$$(h_{ee}/M_H)^4 = [5.21 \pm 6.10 \pm 4.51] \times 10^{-10}\ GeV^{-4} \tag{89}$$

olarak ölçülmüştür.

TEXONO CsI(Tl) ve LSND için elde edilen bu fit değerleri $\%90$ C.L'da üst limitleri sırasıyla,

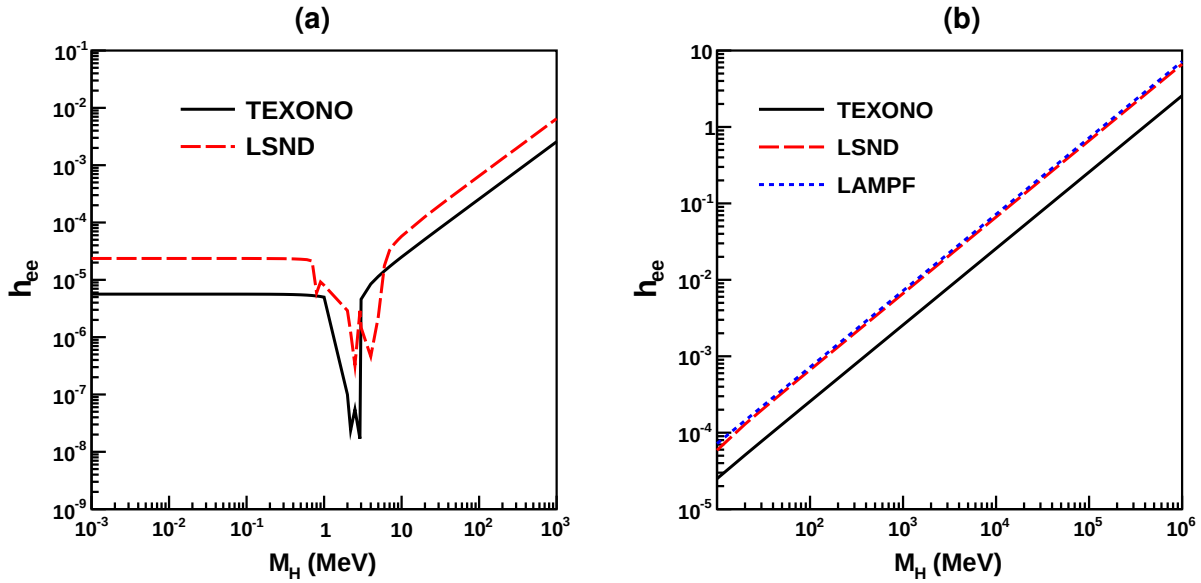
$$h_{ee}/M_H < 2.57 \times 10^{-3}\ GeV^{-1}. \tag{90}$$

$$h_{ee}/M_H < 6.48 \times 10^{-3}\ GeV^{-1}. \tag{91}$$

değerlerine karşılık gelmektedir. TEXONO'nun $\%90$ C.L. üst limitleri, LSND ve LAMPF deneyleri ile karşılaştırıldığında (Coarasa vd., 1996) daha iyi limit değerleri vermektedir.

Diğer yandan, CHB'nin küçük kütle değerleri için M_H terimi ihmal edilebilir. Bu yüzden $(h_{ee})^4$ olan fit parametresi TEXONO ve LSND deneyleri için sırasıyla,

$$(h_{ee})^4 = [1.10 \pm 4.07 \pm 3.65] \times 10^{-22} \tag{92}$$



Şekil 32. $\%90$ C.L.'da h_{ee} üst limit değerlerinin **(a)** düşük kütle değerleri için ve **(b)** yüksek kütle değerleri için M_H ile ilişkisi.

Tablo 12. $\nu_e - e$ saçılımı için $k = m_e^2 + 2m_e(E_\nu - T)$ ve $\bar{\nu_e} - e$ saçılımı için $k = m_e(m_e + 2E_\nu)$ ile tanımlanan CHB etkileşiminde h_{ee} çiftlenim sabitinin En iyi fit ve $\%90$ C.L. üst limit değerleri.

M_H	h_{ee} $(\times 10^{-6})$	
	TEXONO	LSND
1 MeV	< 4.99	< 8.03
2 MeV	< 0.09	< 2.91
2.2 MeV	< 0.02	< 1.22
2.5 MeV	< 0.06	< 0.32
2.9 MeV	< 0.02	< 2.88
3 MeV	< 4.58	< 1.47
4 MeV	< 8.45	< 0.46
5 MeV	< 11.46	< 2.26
6 MeV	< 14.27	< 17.67
10 MeV	< 25.02	< 57.57

$$(h_{ee})^4 = [6.59 \pm 11.51 \pm 9.35] \times 10^{-20} \quad (93)$$

değerlerini almaktadır.

Bu fit parametreleri $\%90$ C.L. limit değerlerinde TEXONO ve LSND deneyleri için sırasıyla,

$$h_{ee} < 5.63 \times 10^{-6} \quad (94)$$

$$h_{ee} < 23.6 \times 10^{-6} \quad (95)$$

olarak elde edilmiştir.

TEXONO CsI(Tl) ve LSND deneylerinde (h_{ee})'nin üst limit değerleri, CHB'nun kütle değerleri ile değişim ilişkisi Şekil 32'de gösterilmiştir. Ayrıca belirli M_H değerleri için fit parameterleri olan (h_{ee}) limit değerleri Tablo 12'de verilmiştir. Şekil 32(a)'dan ve Tablo 12'dan da görüleceği üzere TEXONO sonuçları ile düşük kütleli CHB için daha hassas limitler elde edilmiştir. Analizlerin düşük M_H değerlerini kapsayacak şekilde yapılması ile parametre uzayı genişletilmiş, $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ ve $\bar{\nu}_{\rm e} - {\rm e}$ gibi farklı etkileşim kanalları kullanılarak yapılan CHB çalışması ile literatüre katkı sağlanmıştır.

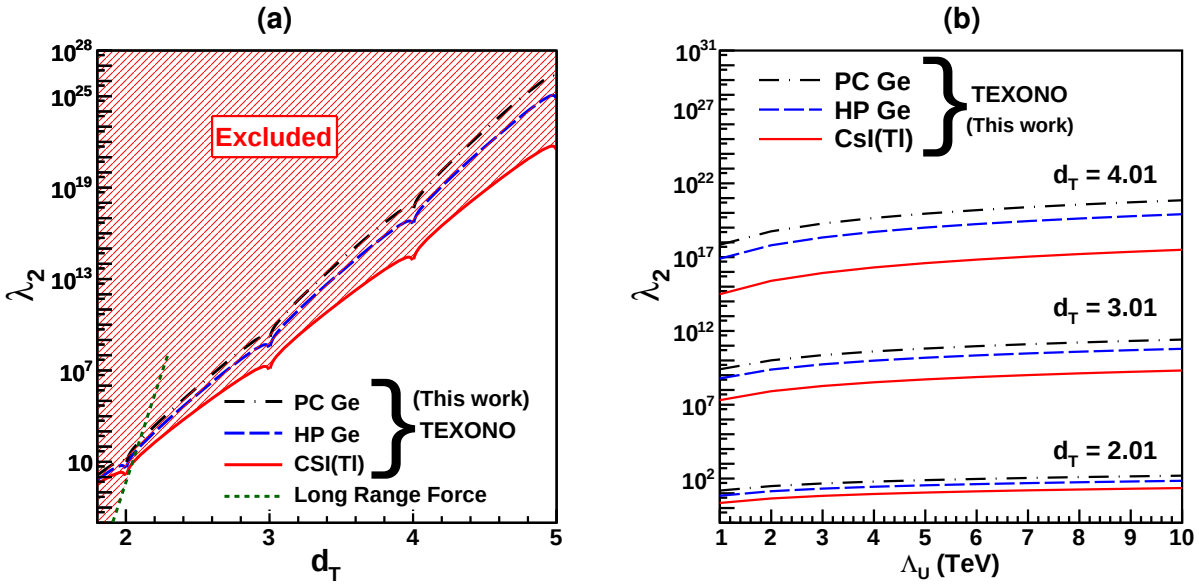
4.6 Unparticle Fiziği Sonuçları

Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.5 altında detaylı olarak anlatılan Tensörsel Unparticle Fiziği çalışmasında $\Lambda_U = 1$ TeV'de farklı d_T değerleri için λ_2 parametresine $\%90$ C.L.'de üst limitler konumuştur. Sonuçlar Şekil 33(a)'da verilmiştir. Ayrıca $\Lambda_U = 10$ TeV'ye kadar farklı Λ_U enerji değerlerinde λ_2'nin $\%90$ C.L. üst limit değerleri Şekil 33(b)'de gösterilmiştir. Şekillerden de görüleceği üzere $d_T > 2$ değerinden itibaren yüksek d_T değerleri için TEXONO CsI(Tl) verileri en iyi üst limitleri sağlamaktadır.

Bu çalışma ile Tensörsel UP için ilk kez $\bar{\nu}_{\rm e} - {\rm e}$ kanalından deneysel ölçüm yapılarak literatüre katkı sağlanmıştır.

4.7 Little Higgs Model Sonuçları

Teorisi Bölüm 3 - NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ (NSI)'inde Kısım 3.6 altında detaylı olarak tartışılan Little Higgs Modeli için $\nu_{\rm e} - {\rm e}$ ve $\bar{\nu}_{\rm e} - {\rm e}$ etkileşim



Şekil 33. Tensörel UP etkileşiminde **(a)** $\Lambda_U = 1$ TeV değeri için TEXONO'nun 3 farklı data set ile Long Range Force sonuçları ile karşılaştırmalı olarak verilen Λ_2'ye karşılık kütle boyutu d_T grafiği, **(b)** Farklı enerji skalasına (Λ_U) karşılık gelen Λ_2'nin $\%90$ C.L. üst limit değerleri grafiği. Burada çizgi üzeri bölgeler dışarlanmış bölgeleri göstermektedir.

kanalları için differansiyel tesir kesiti hesapları yapılmıştır. Bu etkileşim kanallarından yapılan hesaplar literatürde bir ilktir. Ayrıca proje kapsamında yürütülen bu çalışma ile saf elektro-zayıf etkileşim kanalı olan $\nu - e$ ve $\bar{\nu} - e$ elastik saçılımları için TEXONO ve LSND verileri kullanılarak Littlest Higgs Modeli'nin ilgili parametreleri, one-parameter-at-a-time en iyi fit metodu ile ölçümü yapılmış ve ayrıca bu parametrelere %90 C.L.'da üst limitler konulmuştur. Bu çalışma bir yüksek lisans öğrencimizin tez konusu olup yayın hazırlığı aşamasındadır.

LHM'deki ilgili parametreler c (veya $s = \sqrt{1 - c^2}$) ve c' (veya $s' = \sqrt{1 - c'^2}$)'dir. Burada c, $SU(2)_1$ ve $SU(2)_2$, c' ise, $U(1)_1$ ve $U(1)_2$, ayar bozonların karışım (mixing) parametreleridir. LSND deneyi için, gelen nötrino enerjisi E_ν, 10 MeV'ler mertebesinde olduğundan $E_\nu >> m_e$'dir. Bu yüzden, diferansiyel tesir kesiti d_σ/dT ifadesinde bulunan $m_e T/E_\nu$ faktorü güvenli bir şekilde ihmal edilebilmektedir.

TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak Çeşni Korunumlu (FC) ve Çeşni İhlali (FV) LHM'in ilgili parametrelerinin χ^2_{min}'deki elde edilen fit değerleri sırasıyla Tablo 13 ve Tablo 14'te verilmiştir. Minimum χ^2 fit analizi süresince kullandığımız Elektro-zayıf ölçek $v = 246$ GeV olarak alınmıştır.

TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak $f = 1$ TeV ve $f = 1.5$ TeV durumlarında

Tablo 13. $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımında FC LHM için χ^2'i minimum yapan c^2 ve c'^2 parametre değerleri.

	TEXONO		LSND
	χ^2_{min} fit değerleri	χ^2/dof	χ^2_{min} fit değerleri
f			
1 TeV	$c^2 = -1.64$ $c'^2 = 0.45$	7.8/9	$c^2 = -0.20$ $c'^2 = -0.07$
1.5 TeV	$c^2 = -2.56$ $c'^2 = 0.45$	7.8/9	$c^2 = -0.14$ $c'^2 = -0.16$

Tablo 14. $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımında FV LHM için χ^2'i minimum yapan c^2 ve c'^2 parametre değerleri.

	TEXONO		LSND
	χ^2_{min} fit değerleri	χ^2/dof	χ^2_{min} fit değerleri
f			
1 TeV	$c^2 = 0.24$ $c'^2 = 0.18$	7.9/9	$c^2 = -1.64$ $c'^2 = -0.84$
1.5 TeV	$c^2 = 0.25$ $c'^2 = 0.05$	7.9/9	$c^2 = -3.96$ $c'^2 = -0.15$

FC ve FV LHM karışım sabitleri one-parameter-at-a-time metodu kullanılarak en iyi fit ölçüm değerleri ve $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri sırası ile Tablo 15 ve Tablo 16'de verilmiştir.

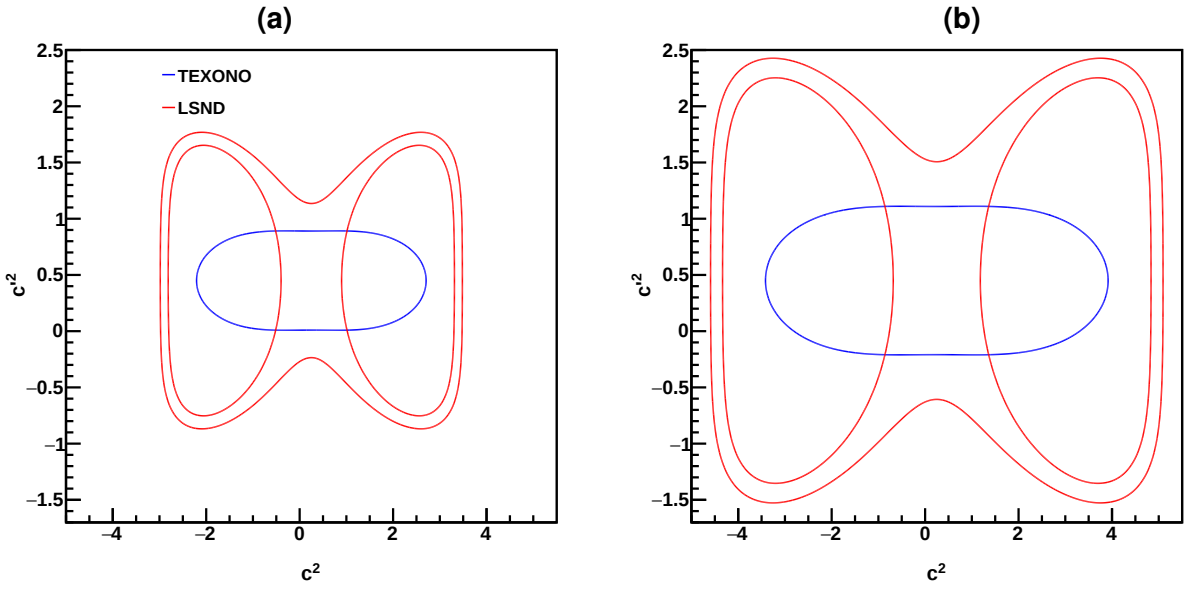
Tablo 15. TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak $f = 1\ TeV$ ve $f = 1.5\ TeV$ durumlarında FC LHM karışım sabitleri (mixing constants) için en iyi fit ve $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri.

		TEXONO			LSND	
f	LHM Parametreleri	En iyi fit Değerleri (1 σ)	χ^2/dof	$\%90$ C.L. Limitleri	En iyi fit Değerleri (1 σ)	$\%90$ C.L Limitleri
$f = 1TeV$	$c(c' = 0)$	$c^2 = -0.27 \pm 0.57$	12.9/9	$\|c\| < 1.34$	$c^2 = -0.12 \pm 0.19$	$\|c\| < 0.81$
	$c'(c = 0)$	$c'^2 = 0.23 \pm 0.10$	8.7/9	$\|c'\| < 1.11$	$c'^2 = 0.11 \pm 0.31$	$\|c'\| < 1.13$
$f = 1.5TeV$	$c(c' = 0)$	$c^2 = 2.03 \pm 0.92$	8.5/9	$\|c\| < 3.30$	$c^2 = 0.13 \pm 0.78$	$\|c\| < 1.56$
	$c'(c = 0)$	$c'^2 = 0.12 \pm 0.27$	8.7/9	$\|c'\| < 1.08$	$c'^2 = -0.06 \pm 0.46$	$\|c'\| < 1.08$

Tablo 16. TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak $f = 1\ TeV$ ve $f = 1.5\ TeV$ durumlarında FV LHM karışım sabitleri (mixing constants) için en iyi fit ve $\%90$ C.L.'da üst limit değerleri.

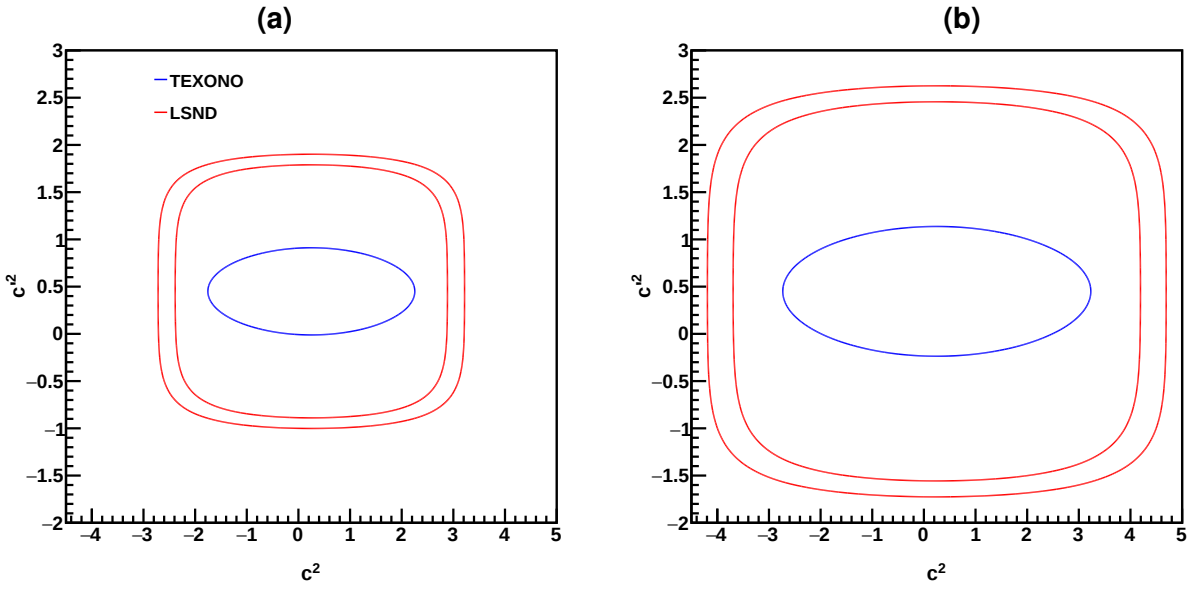
		TEXONO			LSND	
f	LHM Parametreleri	En iyi fit Değerleri (1 σ)	χ^2/dof	$\%90$ C.L. Limitleri	En iyi fit Değerleri (1 σ)	$\%90$ C.L Limitleri
$f = 1TeV$	$c(c' = 0)$	$c^2 = 0.25 \pm 0.50$	11.8/9	$\|c\| < 1.53$	$c^2 = 3.06 \pm 0.10$	–
	$c'(c = 0)$	$c'^2 = 0.18 \pm 0.19$	8.0/9	$\|c'\| < 1.11$	$c'^2 = 1.85 \pm 0.03$	–
$f = 1.5TeV$	$c(c' = 0)$	$c^2 = 0.25 \pm 1.46$	8.1/9	$\|c\| < 2.14$	$c^2 = 4.46 \pm 0.15$	–
	$c'(c = 0)$	$c'^2 = 0.05 \pm 0.28$	8.0/9	$\|c'\| < 0.94$	$c'^2 = 2.55 \pm 0.05$	–

FC için TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen c^2, c'^2 parametrelerinin $f = 1$ TeV için $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeleri Şekil 34'de gösterilmiştir.



Şekil 34. FC LHM için **(a)** f = 1 TeV ve **(b)** f = 1.5 TeV değerlerinde c^2 ve c'^2 parametre uzayında TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler.

Benzer şekilde, FV için TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen c^2, c'^2 parametrelerinin $f = 1$ TeV için $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeleri Şekil 35'de gösterilmiştir.



Şekil 35. FV LHM için **(a)** f = 1 TeV ve **(b)** f = 1.5 TeV değerlerinde c^2 ve c'^2 parametre uzayında TEXONO ve LSND deneysel verileri kullanılarak elde edilen $\%90$ C.L.'da izin verilen bölgeler.

4.8 GÖRÜŞLER ve ÖNERİLER

Bu proje kapsamında yürütülen model bağımlı ve bağımsız BSM yeni fizik araştırmaları, düşük enerji bölgesinde çalışıldığından dolayı ilgili parametrelerin düşük kütle değerlerini de içermesi açısından ve saf leptonik süreç olan $\nu_{\mathrm{e}} - \mathrm{e}$ ve $\bar{\nu}_{\mathrm{e}} - \mathrm{e}$ yeni etkileşim kanallarından, probleme yaklaşması açısından dünya literatüründe bir ilk olmuştur. Böylece parametre uzayı genişletilmiş ve bu parametreler için yeni bir araştırma penceresi açmasının yanı sıra parametrelerin literatürdeki mevcut limitleri iyileştirmiştir. Deneysel ölçüm hassasiyetlerin arttırılması ile bu limitler daha da iyileştirilebilecektir. Bunun yapılabilmesi için yeni deney düzeneklerine ihtiyaç duyulmaktadır. Proje kapsamında yürütülen bu çalışmalar ile gelecek nötrino deneyleri için bazı öngörüler yapılarak bir yol haritası çizilmiştir.

Deneysel hassasiyetlerin geliştirilmesi ve BSM limitlerinin iyileştirilmesi için yapılması gerekenler şu şekilde özetlenebilir:

1. detektörün kütlesinin arttırılması ve daha uzun süreli veri alınarak deneysel veri hacminin arttırılması gerekmektedir. Böylece istatiksel hatalarda hatırı sayılır bir iyileştirme mümkün olacaktır.

2. arka-alan çalışmasının çok iyi yapılması ile tüm arka-alan kanalların tespiti ve fiziksel

veriden temizlenmesi hayati önem taşımaktadır. Böylece gerek istatistiksel gerekse de sistematik hataların iyileştirilmesi mümkün olmaktadır. Özellikle veri alımı aşamasında kozmik arka-alan kontrolünün çok iyi yapılması için daha derinlere inilerek mümkün olan en derin yeraltına laboratuvarında deneylerin yapılması önemlidir. Bunun yanısıra çevresel doğal radyoaktivite kaynaklarının etkisi çok iyi hesaplanmalı ve katkıları fiziksel veriden ayıklanmalıdır. Bu açıdan, en önemli arka-alan kaynaklarından biri olan kozmik veya radyoaktivite kaynaklı birincil ve ikincil nötron arka-alanının tespiti ve veriden temizlenmesi deneysel hassasiyeti önemli ölçüde arttıracak ve daha hassas denesyel ölçümlerin yapılması mümkün olabilecektir. Bu proje kapsamında yürütülen nötron arka-alanın tespiti çalışması ile termal ve hızlı nötron akısı ölçümü mümkün olmuştur. Yine geliştirilen Pulse Shape Discrimination (PSD) metodu ile nötron olaylarının tespit edilmesi ve geliştirilen simülasyon tekniklerinin kullanılması ile tespit edilen nötron olaylarının arka-alana katkısının hesaplanması ile fiziksel veriden temizlenmesi mümkün olmuştur.

5 KAYNAKLAR LİSTESİ

Aliev , T., Çakır , O. 2008. “Probing little Higgs model in positron-electron non-elastic process”, Eur. Phys. J. C 54, 149-158.

Allen, R.C. *et al.*, 1993. “Study of electron-neutrino—electron elastic scattering at LAMPF", Phys. Rev. D 47, 11.

Auerbach L.B. *et al.*, 2001. “Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering", Phys. Rev. D 63, 112001.

Barranco, J., *et al.* 2007. “Sensitivity of low energy neutrino experiments to physics beyond the standard model", Phys. Rev. D 76, 073008.

Barranco, J., *et al.* 2012. “Tensorial NSI and Unparticle physics in neutrino scattering”, International Journal of Modern Physics A 27.25: 1250147.

Beringer, J., *et al.* 2014. “Particle Data Group”, Phys. Rev. D 86, 010001. (http://pdg.lbl.gov) and references there in.

Bilmis, S., *et al.* 2012. “Constraints on Non-Commutative Physics Scale with Neutrino-Electron Scattering”, Phys. Rev. D, 85, 073011.

Bolanos, A., Fernandez, A., Moyotl, A., Tavares-elasco, G. 2013. “Analysis of $\mu - \tau$ conversion through $\mu N \to \tau X$ deep inelastic scattering induced by unparticles”. Physical Review D, 87(1), 016004.

Birks, J. B., 1951.“Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations”, Proc. Phys. Soc. A64, 874.

Cecil, R. A., *et al.* 1979. “Improved predections of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV”, Nucl. Instrum. and Meth. 161, 439.

Chang, C. M., *et al.* 2007. “Search of Axions at the Kuo-Sheng Nuclear Power Station with a High-Purity Germanium Detector”, Phys. Rev. D 75, 052004.

Chen, J.-W., *et al.* 2014. “Constraints on millicharged neutrinos via analysis of data from atomic ionizations with germanium detectors at sub-keV sensitivities”, Phys. Rev. D 90, 011301.

Cheung, K., Keung, W. Y., Yuan, T. C. 2007. “Collider signals of unparticle physics”. Physical review letters, 99(5), 051803.

Chiang, C. W., Faisel, G., Lin, Y. F., Tandean, J. 2012. “Constraining nonstandard neutrino-electron interactions due to a new light spin-1 boson”, JHEP 1310, 150.

Coarasa J.A., A. Mendez, J. Sola, 1996. “Higgs triplet effects in purely leptonic processes", Phys. Lett. B 374, 131.

Czirr, J., *et al.* 1964. “Calibration and performance of a neutron-time-of-flight detector”, Nucl. Instr. and Meth. 31, 226.

Deniz, M. 2007. “Measurement of SM electro-weak parameters in reactor antineutrino-electron scattering in TEXONO experiment”. Doktora Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Ankara.

Deniz, M. and Wong, H. T. 2008. “Studies of Neutrino-Electron Scattering at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory”, Contributions to the Proceedings of “34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP08), Philadelphia, USA, July 2008”, arXiv:0810.0809.

Deniz, M., Wong, H. T. and Lin, S. T. 2009. “Measurement of Neutrino-Electron Scattering Cross-Section and the Electroweak Parameters at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory”, - Contributions to the Proceedings of EPS-HEP Symposium, Krakow, Poland, July 2009, PoS (EPS-HEP 2009) 285.

Deniz, M. *et al.* 2010.“Measurement of Neutrino-Electron Scattering Cross-Section with a CsI(Tl) Scintillating Crystal Detector Array at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor”, Phys. Rev. D 81, 072001.

Deniz, M. *et al.* 2010. “Constraints on nonstandard neutrino interactions and unparticle physics with $\bar{\nu}_e - e$ scattering at the Kuo-Sheng nuclear power reactor”, Phys. Rev. D, 82, 033004.

Deniz, M., Wong, H. T. and Lin, S. T. 2010. “Measurement of Neutrino-Electron Scattering Cross Section and the EW Parameters at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory”, Contributions to the Proceedings of “The 11th International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP09), Rome, Italy, June 2009”, J. Phys. Conf. Ser., 203, 012099.

Deniz, M., Bilmis, S., and Wong, H.T. 2012. “Final results of $\bar{\nu_e} - e$ scattering cross-section measurements and constraints on new physics”, Contributions to the Proceedings of “The 12th International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP11), Munich, Germany, June 2011, J. Phys.: Conf. Ser. 375 042044.

Deniz, M., and Wong, H. T. 2011. “Measurement of $\bar{\nu_e}$-e Scattering Cross-Section and Constraints on New Physics with a CsI(Tl) Crystal Array at the Kuo-Sheng Reactor Laboratory”, The 2011 Europhysics Conference on High Energy Physics, EPS-HEP 2011, July 2011, Grenoble, Rhone-Alpes, France, PoS (EPS-HEP 2011) 083.

Deniz, M.,*et al.* 2017.“Constraints on scalar-pseudoscalar and tensorial nonstandard interactions and tensorial unparticle couplings from neutrino-electron scattering”, Physical Review D, 95(3), 033008.

Sevda, B.,*et al.* 2017.“Constraints on nonstandard intermediate boson exchange models from neutrino-electron scattering", Physical Review D, 96(3), 035017.

Engel, J., 1991.“Nuclear form factors for the scattering of weakly interacting massive particles” Phys. Lett. B 264, 114.

Erler, J., Langacker, P., Munir, S., Rojas, E. 2009. “Improved constraints on Z' bosons from electroweak precision data”.Journal of High Energy Physics, 2009(08), 017.

Gooding, T. J., *et al.* 1960. “The response of plastic scintillators to high-energy particles”, Nucl. Instr. and Meth. 7, 189.

Han, T., Logan, H. E., McElrath, B., Wang, L. T. (2003). “Phenomenology of the little Higgs model”. Physical Review D, 67(9), 095004.

Hur, T., Ko, P., Wu, X. H. 2007.“Antisymmetric rank-2 tensor unparticle physics”. Physical Review D, 76(9), 096008.

Kayser, B., Fischbach, E., Rosen, S. P., Spivack, H. 1979.“Charged-and neutral-current interference in $\nu_e - e$ scattering”. Physical Review D, 20(1), 87.

Kerman, S. *et al.* 2016. “Coherency in neutrino-nucleus elastic scattering”, Phys. Rev. D 93, 113006.

Klein, H., Neumann, S., 2002. “Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 476, 132–142.

Kluge H., Weise, K. 1982. “The Neutron Energy Spectrum of a 241Am-Be(Alpha,n) Source and Resulting Mean Fluence to Dose Equivalent Conversion Factors Radiat. Prot. Dosimetry”,Radiat Prot Dosimetry (1982) 2 (2): 85-93.

Li, H. B. *et al.* 2003.“Limit on the Electron Neutrino Magnetic Moment from the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Experiment”, Phys. Rev. Lett. 90, 131802.

Li, H. B. *et al.* 2013.“Limits on Spin-Independent Couplings of WIMP Dark Matter with a p-type Point-Contact Germanium Detector”, Phys. Rev. Lett., 110, 261301.

Li Na, Yue Chong-Xing, Li Xu-Xin 2011. “Neutrino-Electron and the Little Higgs Models”, Chin. Phys. Lett. Vol.28, No.10 107305.

Lin, S. T. *et al.* 2009. “New limits on spin-dependent and spin independent couplings of low-mass WIMP dark matter with a germanium detector at a threshold of 200 eV”, Phys. Rev. D 79, 061101(R).

Marrone, S., *et al.* 2002. “Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, Nucl. Instr. and Meth. A 490, 299.

Matzke, M., 1994. “Unfolding of pulse height spectra: the HEPROW program system.”, CERN Document Server, “https://cds.cern.ch/record/275528/files/SCAN-9501291.pdf”. Son erişim adresi: 03 Nisan 2017.

Singh M.K., *et al.* 2017. “Design and Performance of a Hybrid Fast and Thermal Neutron Detector”, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 868, 109.

Soma, A.K., *et al.* 2016. “Characterization and Performance of Germanium Detectors with sub-keV Sensitivities for Neutrino and Dark Matter Experiments”, Nuclear Instruments and Methods A 836, 67-82.

Strigari, L. E. (2009). “Neutrino coherent scattering rates at direct dark matter detectors”. New Journal of Physics, 11(10), 105011.

Verbinski, V. V., *et al.* 1968. “Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry”, Nucl. Instr. and Meth. 65, 8-25.

Wolski, D., *et al.* 1995. “Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, Nucl. Instr. and Meth. A 360, 584.

Wong, H.T. *et al.* 2006. “Research program towards observation of neutrino-nucleus coherent scattering”, J. Phys. Conf. Ser. 39, 266.

Wong, H.T. 2007. “Search of Neutrino Magnetic Moments with a High-Purity Germanium Detector at the Kuo-Sheng Nuclear Power Station”, Phys. Rev. D 75, 012001.

Wong, H.T. 2015. “Taiwan EXperiment On NeutrinO – History, Status and Prospects”, The Universe Vol. 3, No.4, 22-37.

Yoshida, S., *et al.* 2010. “Light output response of KamLAND liquid scintillator for protons and ^{12}C nuclei”, Nucl. Instrum. and Meth. A 622, 574.

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Doç. Dr. MUHAMMED DENİZ
Proje No:	114F374
Proje Başlığı:	Düşük Enerjilerde Antinötrino-Elektron Saçılımından, Standart Model Ötesi Yeni Fizik Araştırmaları: Nötrinoların Tensörsel Standart Olmayan Etkileşimleri, Unparticle Fiziği Ve Ekstra Z-Prime Bozon Modelleri
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	24
Araştırmacılar:	MEHMET TEVFİK ZEYREK
Danışmanlar:	
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	DOKUZ EYLÜL Ü. FEN F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	15/04/2015 - 15/04/2017
Onaylanan Bütçe:	237360.0
Harcanan Bütçe:	161530.0
Öz:	Standart Model'in tamamlanması ve yeni fizik araştırmaları için yapılan CERN LHC deneylerinin sonuçlarından görüldüğü üzere, yüksek enerji bölgelerinde yeni fizik için herhangi bir pozitif sinyal gözlemlenememiştir. Bu durum düşük enerjilerde yapılan deneylerin önemini daha da arttırmaktadır. Standart Model ile uyumlu olmayan ve birçok özelliği anlaşılamamış/ölçülememiş olan nötrinolar, Standart Model'in tamamlanması ve yeni fizik araştırmalarında öncü rolü oynamaktadır. Çok düşük enerji ve çok düşük arka plan sinyal düzeylerine ihtiyaç duyan deneylerde yaygın olarak kullanılan Ultra Low Energy-Ultra Low Background (ULE -ULB) yüksek saflıkta (High Purity-HP) Germanyum (Ge) ve Sintilasyon Kristal CsI(Tl) detektörleri bu amaç için çok uygundur. Bu detektörler ile çok düşük enerjiler dâhil olmak üzere düşük arka plan sinyal düzeylerinde ölçümler yapılabilmektedir. Düşük enerji bölgelerine inildikçe elektronik gürültü ile karşılaşılmaktadır ve bu da ölçüm yapılabilecek fiziksel anlamlı en düşük enerji bölgesi diye tanımlanabilecek eşik enerjisini sınırlamaktadır. Detektörün fiziksel özelliklerine, geliştirilen donanım ve yazılımlara bağlı olarak eşik enerjisi değişmektedir. İnilen en düşük enerji bölgesi olan eşik enerjisi, ölçümü yapılabilecek fiziksel problemleri belirlemektedir. Nötrino ve soğuk karanlık madde adayı olarak WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) gibi madde ile çok az etkileşime giren ve özellikleri tam olarak anlaşılamamış, sırları çözülememiş parçacıkları gözlemleyebilmek, bazı özelliklerini ölçebilmek, teorileri ve öngördüğü parametreleri test edebilmek eşik enerjisine ve yapılan ölçümlerin hassasiyetine bağlıdır. Bu proje kapsamında, kolaborasyon üyesi olduğumuz Taiwan'da bulunan Kuo-Sheng Reaktör Nötrino Laboratuarı (KSNL) ve Çin'de bulunan Jing Ping Underground Laboratuarında (CJPL) nötrino ve karanlık madde üzerine deneysel çalışmalar yürüten TEXONO Kolaborasyonu ile düşük enerjilerde antinötrino-elektron ve antinötrino-çekirdek saçılım kanallarından elde edilen verilerin analizi ve Standart Model ötesi yeni fizik araştırmaları yapılması önerilmektedir. KSNL'de yapılan deneylerde elde edilen verilerle, 12.4-64 keV enerji aralığında 1 kg High Purity Germanyum (HP Ge) detektörü ile nötrinoların manyetik momenti ve axion ölçümü; 3-8 MeV enerji aralığında 200 kg CsI(Tl) sintilasyon kristal detektörü ile elektro-zayıf etkileşimi tesir kesiti; etkileşim parametreleri g_V, g_A; sin^2\theta_W ve nötrino yük-yarıçap karesi ölçümü; 220 eV eşik enerjisinde 20 g (4x5 g) Ultra Low Energy High Purity Germanyum (ULE-HP Ge) ile düşük kütleli karanlık madde (WIMP) araştırmaları yapılmıştır. Mevcut veriler kullanılarak Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmalarından Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri (NSI), Unparticle (UP) Fiziği ve Non-Commutative Fizik çalışmaları yapılarak bağlaşım sabitleri ölçülmüş ve mevcut limitler iyileştirilmiştir. Ayrıca 300 eV-12.4 keV enerji aralığında 500 g Point-Contact Germanyum (PC-Ge) detektörü ile alınan veriler kullanılarak düşük kütleli karanlık madde (WIMP) araştırmaları yapılmış PRL'de yayınlanmıştır. Bu proje kapsamında ise yukarıda bahsedilen deneysel veriler kullanılarak Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmaları yapılmıştır. Böylece nötrino-elektron saçılım kanalından düşük enerjilerde Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmaları konusunda yeni gelişmelerin elde edilmesi ve mevcut limitlerin iyileştirilmesi mümkün olabilmiştir.

TÜBİTAK

Anahtar Kelimeler:	Neutrino, SM, BSM, NSI, Unparticle, Z-Prime, Charged Higgs, Little Higgs, New Light Spin-1 Boson
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Hayır
Projeden Yapılan Yayınlar:	1- Coherency in neutrino-nucleus elastic scattering (Makale - İndeksli Makale), 2- Constraints on scalar-pseudoscalar and tensorial nonstandard interactions and tensorial unparticle couplings from neutrino-electron scattering (Makale - Diğer Hakemli Makale), 3- Nötrino-elektron saçılım kanalından nötrinoların standart olmayan etkileşimleri (Tez (Araştırmacı Yetiştirilmesi) - Yüksek Lisans Tezi), 4- Nötrino-elektron saçılım kanalından ekstra Z-prime ayar bozon araştırmaları (Tez (Araştırmacı Yetiştirilmesi) - Yüksek Lisans Tezi), 5- Constraints on nonstandard intermediate boson exchange models from neutrino-electron scattering (Makale - İndeksli Makale),

TÜBİTAK