DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ

Burak SEVDA

Kasım, 2015 İZMİR

NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ

Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yüksek Lisans Tezi Fizik Programı

Burak SEVDA

Kasım, 2015 İZMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

BURAK SEVDA, tarafından **DOÇ. DR. MUHAMMED DENİZ** yönetiminde hazırlanan "NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ" başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Muhammed DENİZ

Yönetici

Dog . Dr. Saime KERMAN Jüri Üyesi

Trd. Doc. Dr. Ayse KügüKARSLAN

Jüri Üyesi

Prof. Dr. Ayşe OKUR Müdür Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Öncelikle bu çalışmanın temelini oluşturan, her konuda yol gösteren ve destek veren danışman hocam Doç. Dr. Muhammed DENİZ'e sonsuz teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Bu tezde, 114F374 nolu "Düşük Enerjilerde Antinötrino-Elektron Saçılımından, Standart Model Ötesi Yeni Fizik Araştırmaları: Nötrinoların Tensörsel Standart Olmayan Etkileşimleri, Unparticle Fiziği ve Ekstra Z-prime Bozon Modelleri" başlıklı TÜBİTAK projesine ve proje yürütücüleri olan danışman hocam ve Prof. Dr. Mehmet T. Zeyrek'e, aynı zamanda deneysel verileriyle katkıda bulunan TEXONO (Academia Sinica Institute of Physics) grubuna teşekkür ederim.

Çok zor şartlar altında hep desteğini hissettiğim ve bugünlere gelmemi sağlayan her şeyden çok sevdiğim aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Burak SEVDA

NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMLERİ

ÖΖ

Nötrino-elektron saçılımı saf leptonik bir süreç olduğundan özellikle düşük enerji bölgelerinde Standart Model'in test edilmesi için çok uygun bir kanaldır. TEXONO işbirliği çerçevesinde Tayvan'da bulunan Kuo-Sheng Reaktör Nötrino Laboratuvarında Standart Model Ötesi araştırmalar kapsamında nötrinoların standart olmayan etkileşimleri ve unparticle fiziği çalışmaları yürütülmektedir. TEXONO'da dört farklı dedektörden; (i) talyum aktif sezyum iyodür sintilasyon kristali, (ii) yüksek saflıkta germanyum, (iii) çok düşük enerjili yüksek saflıkta germanyum ve (iv) nokta temaslı germanyumda, antinötrino-elektron saçılım kanalıyla alınan veriler kullanılarak, nötrinoların tensörel standart olmayan etkileşimleriyle tensörel unparticle fiziği için çiftlenim sabitleri ve kütle parametrelerine üst limitler konulmuştur. Ek olarak, vektörel ve skaler unparticle fiziği kütle parametrelerine nokta temaslı germanyum dedektöründen elde edilen deneysel verilerle üst limitler konulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Nötrino, TEXONO, standart olmayan etkileşim, unparticle.

NON-STANDARD NEUTRINO INTERACTION VIA NEUTRINO-ELECTRON SCATTERING CHANNEL

ABSTRACT

Neutrino-electron scattering is very convenient channel for testing Standard Model especially in low energy since it is a pure leptonic process. In the scope of beyond the Standard Model, non-standard neutrino interactions and unparticle physics are carried out within the framework of the TEXONO Collaboration at Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory. The upper limits for tensorial non-standard interaction of neutrinos and tensorial unparticle physics coupling constant and mass parameters are placed by the data taken with four different detectors, from TEXONO; (i) thallium activated cesium iodide, (ii) high purity germanium, (iii) ultra low energy high purity germanium and (iv) point contact germanium via antineutrino-electron scattering channel. In addition, the upper limit for mass parameters of the vector and scalar unparticle physics is placed by experimental data obtained from point-contact germanium detector.

Keywords: Neutrino, non-standard interaction, TEXONO, unparticle.

İÇİNDEKİLER

VÜKSEK I İSANS TEZİ SINAV SONUC EODMU	Sayfa
I UKSEK LISANS I EZI SINAV SONUÇ FORMU	ii
TEŞEKKÜR	iii
ÖZ	iv
ABSTRACT	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	X
TABLOLAR LİSTESİ	xi
BÖLÜM BİR - GİRİŞ	1
BÖLÜM İKİ - NÖTRİNOLARIN ÖZELLİKLERİ	6
2.1 Nötrinoların Helisitesi	6
2.2 Nötrino Kütlesi, Karışımları, Salınımları ve Standart Model Ötesi	
BÖLÜM ÜÇ - NÖTRİNO ELEKTRON SAÇILIMI	12
BÖLÜM DÖRT - TEXONO DENEYİ	
4.1 Deney Düzeneği	
4.1.1 Kornvuon Van	19
4.1.1 Koruyucu Tapi	
4.1.2 Elektronik Düzenek	
4.1.1 Koluyucu Tapi4.1.2 Elektronik Düzenek4.2 Dedektörler ve Özellikleri	
 4.1.1 Köruyucu Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 	
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 	
 4.1.1 Koldyded Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü 	21 23 23 24 24
 4.1.1 Körüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek	21 23 23 23 24 24 24 25
 4.1.1 Körüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü 4.2.2.2 ULE-Ge Dedektörü 4.2.2.3 PC-Ge Dedektörü 	21 23 23 23 24 24 24 25 26
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü 4.2.2.2 ULE-Ge Dedektörü 4.2.2.3 PC-Ge Dedektörü 4.3 Veri Analizi 	21 23 23 23 24 24 24 25 26 26
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri	21 23 23 24 24 24 24 25 26 26 26 26
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü 4.2.2.2 ULE-Ge Dedektörü 4.2.2.3 PC-Ge Dedektörü 4.3 Veri Analizi 4.3.1 Kalibrasyon Yöntemleri 4.3.1.1 CsI(Tl) Dedektörü 	21 23 23 24 24 24 25 26 26 26 26 26 26
 4.1.1 Körüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek 4.2 Dedektörler ve Özellikleri 4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.2.2 Ge Dedektörleri 4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü 4.2.2.2 ULE-Ge Dedektörü 4.2.2.3 PC-Ge Dedektörü 4.3 Veri Analizi 4.3.1 Kalibrasyon Yöntemleri 4.3.1.1 CsI(Tl) Dedektörü 4.3.1.2 Ge Dedektörleri 	21 23 23 23 24 24 24 25 26 26 26 26 26 26 29
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek	21 23 23 24 24 24 25 26 26 26 26 26 26 26 26 26 20 29 30
 4.1.1 Kölüyücü Tapi 4.1.2 Elektronik Düzenek	21 23 23 24 24 24 24 25 26 26 26 26 26 26 26 26 26 20 30 30

BÖLÜM	BEŞ -	NÖTRİNO	LARIN	STANDART	OLMAYAN	ETKİLEŞİMİ
(NSI) VE	UNPAR	TICLE (UP) FİZİĞI	İ	••••••	

5.1 NSI	32
5.1.1 NU ve FC NSI	32
5.1.2 Tensörel NSI	33
5.2 UP Fiziği	34
5.3 Analiz Metodu	37
5.3.1 Beklenen Olay Sayısı	37
5.3.2 Dedektör Çözünürlüğü	38
5.3.3 Fit Metodu	38
5.3.4 Sistematik Hata Kaynakları	39
5.3.5 %90 Güven Seviyesi	40
5.3.6 Analiz Basamakları	41
5.4 NSI ve UP Diferansiyel Tesir Kesiti Davranışları	41
BÖLÜM ALTI - SONUÇLAR VE TARTIŞMA	43
6.1 Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri	43
6.1.1 NU, FC ve Tensörel NSI	43
6.2 Unparticle Fiziği	45
6.2.1 Skaler, Vektör ve Tensörel UP	45
KAYNAKLAR	4 9

ŞEKİLLER LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1.1	Etkileşimlerin temel Feynman diyagramları (a) güçlü, (b) elektromanyetik,
	(c) zayıf kuvvet 3
Şekil 1.2	Nötrino-elektron etkileşimlerinin NC ve CC reaksiyonları için Feynman
	diyagramları (zaman yatay yönde) (a) $v_{\mu} - e^{-}$ NC, (b) $\bar{v}_{\mu} - e^{-}$ NC, (c) $v_{e} - e^{-}$
	NC ve CC, (d) $\bar{v}_e - e^-$ NC ve CC
Şekil 2.1	Hareketsiz π^+ bozunumunun şematik gösterimi
Şekil 2.2	Nötrinoların Dirac ve Majorana durumlarının şematik gösterimi 7
Şekil 2.3	Nötrino karışım açıları (CP ihlali sıfır varsayılarak) kütle özdurumu temel
	durumlarının (v_1, v_2, v_3) yüklü lepton kütle temel durumlarıyla (v_e, v_μ, v_τ)
	ilişkisinin Eular açıları gibi gösterimi
Şekil 2.4	$\sin^2 2\theta = 0,83$ için L/E 'nin bir foksiyonu olarak salınım olasılığının $P(\alpha \rightarrow \infty)$
	α) logaritmik şekli. Ayraçlar üç duruma karşılık gelmektedir (a) salınım yok
	$(L/E \ll 1/\Delta m^2)$; (b) salınım var $(L/E \approx 1/\Delta m^2)$; (c) $(L/E \gg 1/\Delta m^2)$ için
	ortalama salınım 10
Şekil 2.5	Belirli yüklü lepton kütle temel durumu (v_e, v_μ, v_τ) , kütle m_i ile belirli
	nötrino kütle durumu v_i olasılığı renklerle gösterilmiştir. Şeklin sol
	ve sağ bölümü sırasıyla normal ve ters sıralama olup NO ve IO
	şeklinde adlandırılmaktadır. En hafif nötrino kütlesinin değeri halen
	bilinmemektedir 11
Şekil 3.1	SM'de izinli olan $\bar{v}_e - e$ etkileşimi NC ve CC reaksiyonlarının karışım
	terimini de içeren Feynman diyagramı 12
Şekil 3.2	(a) $\bar{v}_e - e$ saçılımı SM testi ölçüm grafiği, (b) $\bar{v}_e - e$ saçılımı SM için karışım
	terimi ölçüm grafiği 15
Şekil 3.3	Zayıf karışım açısının (Weinberg açısı) ölçümü için yapılan en güncel
	deneyler
Şekil 3.4	Nötrino-elektron saçılımı $g_V - g_A$ ve $\sin^2 \theta_W$ fonksiyonu olarak SM tahmini
	grafiği 16
Şekil 3.5	Nötrino yükü yarıçapı karesi limiti ölçümleri 17
Şekil 4.1	Kuo-Sheng Nötrino Laboratuvarıyla birlikte reaktör çekirdeğinin ve
	binasının şematik gösterimi 18
Şekil 4.2	Dedektörlerin etrafını çevreleyen koruyucu yapının gerçek görüntüsü. 19
Şekil 4.3	Koruyucu yapının şematik gösterimi ve içerdiği yapılar 20
Şekil 4.4	Koruyucu yapı ve 16 tane kozmik ışın veto panellerini gösteren deneysel
	düzeneğin önden görünüşü 20
Şekil 4.5	CsI(Tl) dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok

	diyagramı 21
Şekil 4.6	HP-Ge dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok
	diyagramı 21
Şekil 4.7	Veri alımı için tipik bir olayda zamanlama sırası 22
Şekil 4.8	$CsI(Tl)\ sintilasyon\ kristal\ dizisinin\ sematik\ çizimi.\ \zetaıkan\ ışık,\ her\ iki\ uçtaki$
	bir PMT'ler tarafından kaydedilmektedir 23
Şekil 4.9	CsI(Tl) dedektörü gerçek görüntüsü 23
Şekil 4.10	Ge dedektörlerinin koruyucu yapısının şematik gösterimi 24
Şekil 4.11	HP-Ge dedektörü gerçek görüntüsü 25
Şekil 4.12	ULE-Ge dedektörü gerçek görüntüsü 25
Şekil 4.13	PC-Ge dedektörü gerçek görüntüsü 26
Şekil 4.14	(a) f_i parametresinin uygulanmış (kırmızı renkteki) ve uygulanmamış
	(siyah renkteki) ¹³⁷ Cs olaylarının, (b) her iki uçtaki simetrik azalmayı
	gösteren ⁴⁰ K olaylarının Z-konumu dağılımları 27
Şekil 4.15	(a) Kalibrasyondan önceki rastgele ölçek, (b) kalibrasyondan sonra ölçeğin
	her iki ucunun 0 cm ve 40 cm olarak ayarlanmasını sağlayan boylamasına
	konum kalibrasyonu yöntemi
Şekil 4.16	(a) Işık zayıflama parametresi uygulanmamış, (b) uygulanmış olan
	tek bir kristal için Z-konumuna karşılık kalibrasyon yapılmamış enerji
	dağılımı
Şekil 4.17	(a) Enerji kalibrasyonu için seçilen $^{137}\mathrm{Cs}$ (662 keV), $^{40}\mathrm{K}$ (1440 keV) ve
	^{208}Tl (2614 keV) tepe noktaları ve (b) seçilen enerji tepe noktalarının FADC
	birimindeki rastgele enerjisinin gerçek enerji değerlerine göre grafiği 29
Şekil 4.18	(a) ULE-Ge dedektöründeki, (b) PC-Ge dedektöründeki enerji tepe
	noktaları
Şekil 4.19	(a) CsI(Tl) dedektörünün, (b) Ge dedektörlerinin çözünürlük katsayılarının
	elde edilmesi
Şekil 4.20	(a) CsI(Tl), (b) HP-Ge, (c) PC-Ge ve (d) ULE-Ge dedektörlerinin
	TEXONO deneyi verileri
Şekil 5.1	Nötrinoların Standart olmayan etkileşiminin Feynman diyagramı 33
Şekil 5.2	Unparticle Feynman diyagramı
Şekil 5.3	(a) Farklı üretim kanalları nedeniyle reaktör nötrinoların spektral şekli, (b)
	Tipik güç reaktörü operasyonunda toplam spektrum
Şekil 5.4	(a) CsI(Tl) dedektörü için, (b) Ge dedektörleri için, SM'nin dedektör
	çözünürlüğü hesaba katılmış ve katılmamış durumları
Şekil 5.5	SM ve NSI diferansiyel tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine
	göre grafiği 42

Şekil 5.6	SM ve UP diferansiyel tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine
	göre grafiği 42
Şekil 6.1	(a) NU NSI parametreleri ε_{ee}^{eL} - ε_{ee}^{eR} , (b) FC NSI parametreleri $\varepsilon_{e\tau}^{eL}$ - $\varepsilon_{e\tau}^{eR}$ %90
	CL'deki izinli bölgeleri 43
Şekil 6.2	Elektronun geri tepme enerjisine göre gözlenen olay sayısı, SM ve Tensörel
	NSI fiti
Şekil 6.3	Tensörel NSI parametresi üst limitinin seçilen dışarlanan ve dışarlanmayan
	durumları
Şekil 6.4	(a) $\Lambda_U = 1 \ TeV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji
	aralığı için, Skaler UP parametrelerinin üst limitleri 45
Şekil 6.5	(a) $\Lambda_U = 1 \ TeV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji
	aralığı için (FV), (c) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji aralığı için (FC), Vektör UP
	parametrelerinin üst limitleri
Şekil 6.6	(a) $\Lambda_U = 1 \ TeV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji
	aralığı için, tensörel UP parametrelerinin üst limitleri 47
Şekil 6.7	(a) CsI(Tl) dedektörü için, (b) HP-Ge dedektörü için, (c) PC-Ge dedektörü
	için, (d) ULE-Ge dedektörü için, tensörel UP parametresi üst limiti için
	seçilen dışarlanan ve dışarlanmayan durumların grafikleri

TABLOLAR LİSTESİ

Sayfa

sayısı; <i>B</i> *, altlık; <i>T</i> , üstlük 1 Tablo 1.2 Leptonların özellikleri: L_i çeşni bağlantılı lepton sayısı, $L_i = \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i$ 1 Tablo 1.3 Doğadaki dört temel kuvvet ve aracı parçacıklar 2 Tablo 3.1 Yayınlanan $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve sin ² θ_W ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler "" ile gösterilmiştir 14 Tablo 5.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hataların kaynağı 39 Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı	Tablo 1.1 Kuarkların özellikleri: <i>I</i> , izospin; <i>S</i> , acayiplik; <i>C</i> , tılsım; <i>Q</i> ,	, yük; <i>B</i> , baryon
Tablo 1.2 Leptonların özellikleri: L_i çeşni bağlantılı lepton sayısı, $L_i = \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i$.1Tablo 1.3 Doğadaki dört temel kuvvet ve aracı parçacıklar.2Tablo 3.1 Yayınlanan $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve sin ² θ_W ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler "" ile gösterilmiştir.14Tablo 5.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hataların kaynağı.39Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı40Tablo 6.1 NU ve FC NSI parametrelerinin limit değerleri.43	sayısı; B^* , altlık; T , üstlük	1
 Tablo 1.3 Doğadaki dört temel kuvvet ve aracı parçacıklar	Tablo 1.2 Leptonların özellikleri: L_i çeşni bağlantılı lepton sayısı, L_i =	$= \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i1$
 Tablo 3.1 Yayınlanan ν_e – e ve ν _e – e saçılımı tesir kesiti ve sin² θ_W ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler "" ile gösterilmiştir	Tablo 1.3 Doğadaki dört temel kuvvet ve aracı parçacıklar	2
Ulaşılamayan değerler "" ile gösterilmiştir	Tablo 3.1 Yayınlanan $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve sin ² θ_W ölç	ümlerinin özeti.
Tablo 5.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hataların kaynağı.39Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı40Tablo 6.1 NU ve FC NSI parametrelerinin limit değerleri.43	Ulaşılamayan değerler "" ile gösterilmiştir	14
Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağıTablo 6.1 NU ve FC NSI parametrelerinin limit değerleri.43	Tablo 5.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hataların kaynağı	
Tablo 6.1 NU ve FC NSI parametrelerinin limit değerleri. 43	Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı	40
	Tablo 6.1 NU ve FC NSI parametrelerinin limit değerleri.	

BÖLÜM BİR GİRİŞ

1897 yılında J. J. Thomson tarafından elektronun keşfedilmesiyle, bugün temel parçacık fiziği denilen, yeni bir fizik çağı başladı. Atomun içinde maddenin temel yapı taşı olarak ne tür parçacıklar olabileceği sorusu ortaya çıktı. Parçacık hızlandırıcıları kullanılarak yeni parçacıkların keşfedilmesi, parçacık fiziğinin günümüzde kabul edilen Standart Model'in (SM) oluşmasına yol açtı. Maddenin yapı taşları sırasıyla Tablo 1.1 ve Tablo 1.2'de gösterilen, altı kuark ve altı leptonu içermektedir ve her biri spini-1/2 olan fermiyonlardır. Bu parçacıklar, doğadaki dört temel kuvvet; kütle çekimi, elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvet aracılığı ile etkileşime girerler.

Tablo 1.1 Kuarkların özellikleri: I, izospin; S, acayiplik; C, tılsım; Q, yük; B, baryon sayısı; B^* , altlık; T, üstlük.

Çeşni	Spin	B	Ι	I ₃	S	С	B *	Т	Q[e]
u	1/2	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3
d	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3
с	1/2	1/3	0	0	0	1	0	0	2/3
S	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	-1/3
t	1/2	1/3	0	0	0	0	0	1	2/3
b	1/2	1/3	0	0	0	0	-1	0	-1/3

Tablo 1.2 Leptonların özellikleri: L_i çeşni bağlantılı lepton sayısı, $L_i = \sum_{i=e,\mu,\tau} L_i$.

Lepton	Q[e]	L _e	L_{μ}	$L_{ au}$	L
e ⁻	-1	1	0	0	1
Ve	0	1	0	0	1
μ-	-1	0	1	0	1
ν_{μ}	0	0	1	0	1
τ-	-1	0	0	1	1
ν _τ	0	0	0	1	1

Kuantum alan teorisinde dört temel kuvvet, Tablo 1.3'de gösterilen ve her biri bozon olan aracı parçacıklar ile açıklanmıştır. Fermiyon ailesinden olan nötrinolar için bildiklerimiz bugün hala çok sınırlıdır. Sıfır yüke sahip olan leptonlar sadece zayıf kuvvet aracılığıyla etkileşirler ve deneysel araştırmalarını yapmak son derece zordur. Ancak, ihmal edilemeyecek bir kütleye sahip olmaları durumunda elektromanyetik ve kütleçekimi etkileşimleri de mümkün olabilir. Nötrinolar, zayıf etkileşim süreçlerinin çalışılması için çok uygundur ve bu yüzden nötrino fiziği ile zayıf etkileşimler güçlü bir şekilde birbirleriyle ilişkilidir.

Kuvvetler	Aracılar
Güçlü	gluon, π
Zayıf	W^{\pm}, Z^0
Elektromanyetik	foton (γ)
Kütleçekimi	graviton

Tablo 1.3 Doğadaki dört temel kuvvet ve aracı parçacıklar.

Nötrinonun davranışı, keşfinden bu yana sıradışı olmuştur. Nötrino, yeni parçacıkların yaygın bir şekilde keşfinin aksine ilk kez teorik olarak 1930 yılında öne sürülmüştür. Nötrinonun tarihi β bozunumu araştırması ile başlamıştır. Chadwick β bozunumunda, yayılan elektronların sürekli bir enerji spektrumuna sahip olduğunu keşfetmiştir. β bozunumu günümüzde, Denklem (1.1)'de gösterildiği gibi, üç cisim bozunumu olarak tarif edilmektedir.

$$M(A,Z) \to D(A,Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$$
 (1.1)

Burada, M(A, Z) "anne çekirdek" ve D(A, Z + 1) ise "kız çekirdeğe" karşılık gelir. Gerçek β bozunumu bir nötronun, bir proton, bir elektron ve bir antinötrinoya dönüştüğü bozunumdur. Pauli, 4 aralık 1930 tarihli ünlü yazısında sürekli spektrum problemine kendi çözümü olan, gözlemden kaçan fakat elektron ile birlikte üretilen yeni 1/2 spinli bir parçacık olabileceğini önermiştir. Elektron ve yeni parçacık geçiş enerjisini paylaşması durumunda sürekli spektrum anlaşılabilirdi. Pauli bu parçacığı "nötron" olarak adlandırmıştı. 1932 de Chadwick tarafından nötronun keşfedilmesiyle, β bozunumunun anlaşılması hızlıca değişti, bu da Fermi tarafından başarılı β bozunumu teorisine yol açtı ve Fermi, bu parçacığı "nötrino" olarak adlandırdı.

Nötrinolar için ilk deneysel kanıt, Rodeback ve Allen tarafından 1952 yılında

elektron yakalama deneyinde bulundu. Daha sonra Reines ve Cowan tarafından nükleer dedektörlerde yapılan deney, farklı dedektörlerde ve farklı konfigürasyonlarda tekrarlandı. 1953 yılında Hanford reaktöründe (ABD) belirsiz bir sinyal gözlendi. 1956 yılında Savannah River reaktöründe (ABD) tekrarlanan deneyde nihayet nötrinoların varlığı kanıtlandı (Zuber, 2004). Bu buluştan yaklaşık kırk yıl sonra, 1995 yılında, "nötrinoyu gözlemlediği için" Reines ve Cowan, "tau leptonu keşfettiği için" Perl ile birlikte "lepton fiziğine öncü deneysel katkılarından dolayı" Nobel Fizik ödülünü almıştır (Nobelprize, 2015).

Standart model maddenin temel yapı taşlarının dört temel kuvvet aracılığıyla gerçekleşen etkileşimlerini açıklamaktadır. SM elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetler ile birlikte tüm taşıyıcı parçacıkları içermektedir ve bu kuvvetlerin parçacıklar üzerinde nasıl bir etkisi olduğunu iyi bir şekilde açıklamaktadır. Ancak, günlük hayatımızdaki en tanıdık kuvvet olan kütleçekimi parçacık fiziği için ihmal edilebilir şekilde zayıf olduğu için SM'in bir parçası değildir. Böylece temel kuvvetlerden biri isteksizce dışlansa bile SM hala iyi çalışmaktadır. SM şu anda atomaltı dünyasının var olan en iyi tanımlaması olmasına rağmen tam bir resmini açıklamamaktadır (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire [CERN], 2015).



Şekil 1.1 Etkileşimlerin temel Feynman diyagramları (a) güçlü, (b) elektromanyetik, (c) zayıf kuvvet.

Atomaltı parçacıkların davranışını tanımlayan matematiksel ifadelerin resimli gösterimleri için Feynman diyagramları kullanılmaktadır. Tamamen sembolik olup, deneylerde gözlenen parçacıkların gerçek yörüngelerini temsil etmezler. Etkileşimlerin en temel Feynmann diyagramları Şekil 1.1'de gösterilmektedir. Tüm diyagramların söylediği şudur; "gelen parçacıklar bir aracı parçacık değiş-tokuşu yaparak çıkarlar". Yatay boyutun herhangi fiziksel bir karşılığı olmamasına rağmen dikey boyut zamanı temsil etmektedir. Gelen ve çıkan parçacıklar gerçektir ve gözlenebilirler, her bir köşe arasında kalan parçacıklar ise sanaldır ve gözlenemezler. Her bir köşede enerji, momentum ve yük korunmaktadır, ayrıca parçacık fiziğindeki korunum yasaları da geçerlidir. Feynman diyagramlarından etkileşimlerin genliği Feynman kuralları ile hesaplanmaktadır (Griffiths, 1987).



Şekil 1.2 Nötrino-elektron etkileşimlerinin NC ve CC reaksiyonları için Feynman diyagramları (zaman yatay yönde) (a) $v_{\mu} - e^{-}$ NC, (b) $\bar{v}_{\mu} - e^{-}$ NC, (c) $v_{e} - e^{-}$ NC ve CC, (d) $\bar{v}_{e} - e^{-}$ NC ve CC.

Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modeli, elektromanyetik ve zayıf kuvvet etkileşimlerini tek bir elektrozayıf kuvvetin farklı belirtileri olarak nitelendirir ve bu anlamda dört temel kuvvet üçe indirgenmektedir. Temel bir elektrozayıf sürecin çalışılması Denklem (1.2) ve (1.3)'de gösterilen formlardaki nötrino-elektron saçılmasıdır.

$$\nu_{\mu} + e^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^-$$
; $\bar{\nu}_{\mu} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^-$ (1.2)

$$v_e + e^- \rightarrow v_e + e^-$$
; $\bar{v}_e + e^- \rightarrow \bar{v}_e + e^-$ (1.3)

Denklem (1.2) ve (1.3)'de verilen nötrino elektron etkileşmelerinin Feynman diyagramları Şekil 1.2'de gösterilmiştir. İlk reaksiyonlar sadece yüksüz akım ("neutral current (NC)") yani yüksüz aracı parçacık değiş-tokuşu aracılığı ile olabilir iken ikinci reaksiyonlar için hem NC hem de yüklü akım ("charged current (CC)") yani yüklü aracı parçacık değiş-tokuşu mümkündür.

Nötrinolar bir nötrino çeşnisinden bir diğer nötrino çeşnisine dönüşerek salınmaktadırlar. Bu dönüşümler, nötrinoların sıfırdan faklı bir kütleye sahip olduğunu göstermektedir (Kayser, 2013). Nötrino kütleleri SM'de sıfır olarak kabul edilmektedir ve herhangi bir nötrino kütle varlığı kanıtı "standart model ötesi" fiziği belirtmektedir (Zuber, 2004). Genel olarak, nötrinoları içeren SM ötesi "yeni fizik" nötrinoların standart olmayan etkileşimleri (NSI) olarak anılmaktadır. Bu tür etkileşimler, gelecek deneylerde nötrinolarla bilinmeyen yeni bir çiftlenim formunda kendini gösterebilir. NSI, standart nötrino salınımları ile karşılaştırıldığında nötrino salınımına ciddi katkılarda bulunabileceği gibi çok belirgin yeni olgular da getirebilir (Ohlsson, 2013). Nötrinoların standart olmayan etkileşimleri kapsamında "Z-prime", "Little Higgs", "Charged Higgs", bu çalışmanın da konusu olan Tensörel NSI ve "unparticle" (UP) gibi bir çok model bulunmaktadır.

UP Fiziği, Georgi tarafından 2007 yılında iki makale ile öne sürülmüştür. SM alanları dışında, çok yüksek enerjilerde sıradışı bir ölçek değişmez özellikli sektörün varlığı varsayılmaktadır. Sıradışı kızılötesi bir noktadaki bu alanlar Banks-Zaks (BZ) alanları olarak adlandırılmıştır. SM alanları, BZ alanları ile büyük kütleli parçacıkların değiş-tokuşu aracılığıyla etkileşmektedir (Lenz, 2007). UP fiziği, BZ ve SM alanlarının birleştirilmesi yoluyla ortaya çıkmaktadır (Kenzie, 2010). Bu çalışma UP fiziğinin skaler, vektör ve tensörel UP çeşitlerini konu almaktadır.

Çeşitli nötrino kaynakları bulunmaktadır; nükleer santraller (\bar{v}_e), hızlandırıcılar (v_e , v_{μ} , \bar{v}_e , \bar{v}_{μ}), atmosfer (v_e , v_{μ} , \bar{v}_e , \bar{v}_{μ}) ve güneş (v_e) en önemlileridir (Zuber, 2004). Yüksek akı ve kolay elde edilebilirliği ile reaktörler nötrinoların özelliklerini araştırmak ve çoğunu irdelemek için mükemmel bir nötrino kaynağıdır. Reaktör \bar{v}_e spektrumları anlaşılmış ve iyi bir derecede bilinmektedir. Ayrıca arka planın sinyalinin fiziksel sinyalden ayıklanması sağlayan reaktörün açık ve kapalı olduğu durumların karşılaştırılması ile araştırmaların model-bağımsız olması sağlanmaktadır.

 $v_e(\bar{v}_e)$ üzerine deneyler, SM'in test edilmesi ve nötrinoların özellikleri ve salınım çalışmalarında önemli rol oynamaktadır (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).

Bu çalışmada, tensörel NSI ve UP fiziği çiftlenimlerinin deneysel kısıtlamaları Tayvan'da bulunan Kuo-Sheng nükleer santralindeki $\bar{v}_e - e$ saçılımı üzerine yapılan yayınlanmış araştırma sonuçlarından türetilmiştir.

BÖLÜM İKİ NÖTRİNOLARIN ÖZELLİKLERİ

Nötrinolar spini-1/2 olan temel bir parçacıktır, bundan dolayı fermiyon ailesinde bulunmaktadır. Gözlenen tüm nötrinoların sol-elli kiralite ve tüm antinötrinoların sağ-elli kiralite durumunda oldukları bulunmuştur. Çok çok küçük fakat sıfır olmayan kütleye sahiptirler. Nötrinolar renksiz ve elektriksel olarak yüksüz leptonlar olmalarından dolayı nötrino etkileşimleri elektromanyetik ya da güçlü kuvvet yoluyla gerçekleşmez, sadece zayıf ve kütleçekim kuvvetini hissetmektedirler.

2.1 Nötrinoların Helisitesi

1950'lere kadar fizikçiler tüm reaksiyonlarda paritenin korunduğuna inanmaktaydılar. Parite $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ formunda bir ayna görüntüsü dönüşümü olarak tanımlanabilmektedir. Parite korunumu fiziksel süreçleri ve onların ayna görüntülerinin aynı olasıklıklara sahip olduğunu göstermektedir. Parite ihlali her iki durumun fiziksel sürecinin farklı olduğu anlamına gelmektedir. 1956 da Lee ve Yang Paritenin zayıf etkileşimlerde korunmadığını göstermişlerdir. Bir kutupsal vektör ve bir sözde-vektörün skaler çarpımı olan sözde-skalerlerin parite dönüşümü altında işaret değiştirmesi paritenin ihlal edildiği anlamına gelmektedir.

Helisite Denklem (2.1)'de gösterilmiştir. Hareket yönündeki spin bileşeni anlamına gelen helisite, spin ve momentumun skaler çarpımı olarak tanımlanmaktadır. Diğer bir ifadeyle, momentumun yönü boyunca olan eksen için m_s değeri parçacığın helisitesi olarak adlandırılmaktadır.

$$\mathcal{H} = \frac{\sigma \cdot p}{|p|} \tag{2.1}$$

Spini-1/2 olan parçacıklar $\lambda = \pm 1$ helisiteye sahip olup, spin izdüşümü hareket yönüne paralel ya da antiparalel olmasına karşılık gelmektedir. Pozitif helisite durumu sağ-elli ve negatif helisite durumu ise sol-elli olarak adlandırılmaktadır. Örnek olarak hareketsiz pozitif pion bozunumu düşünülebilir. Denklem (2.2)'de pion bozunumu gösterilmiştir.

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.2}$$

Bu bozunumda, pionun hareketsiz olmasından dolayı lineer momentum korunumu

için, çıkan parçacıklar uzayda birbirine zıt yönde hareket etmektedir. Ayrıca pionun spininin-0 olmasından dolayı açısal momentumun korunumu için, müon ve nötrinonun spinleri birbirine karşıt olması gerekmektedir. Hareketsiz pionun bozunumu yük eşleneği (C), parite (P) dönüşümü ve CP işlemleri altında Şekil 2.1'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.1 Hareketsiz π^+ bozunumunun şematik gösterimi.

 μ^+ ve ν_{μ} helisiteleri -1 olup, parite dönüşümü uygulandığında helisiteleri +1'e dönmektedir. Parite değişmezliği μ^+ ve ν_{μ} helisitelerinin hem +1 hem de -1 olarak aynı olasılıkla gözlenmesinin gerektiğini ifade etmektedir. Doğadaki tüm nötrinoların sol-elli olması tüm müonların da sol-elli olmasını gerektirmesi sebebiyle, parite maksimum düzeyde ihlal edilmektedir. Parite (P) veya yük eşleneği (C) dönüşümleri ihlal edilirken, CP dönüşümü değişmez kalmaktadır. Bu gözlemler sonunda zayıf etkileşimin V-A (vektör - sözde vektör) teorisi ortaya çıkmıştır.



Şekil 2.2 Nötrinoların Dirac ve Majorana durumlarının şematik gösterimi.

Parçacıklar elektrik yükü ve helisite gibi bazı fiziksel özelliklerinin karşılaştırılmasıyla kendi antiparçacıklarından ayırt edilmektedir. Nötrinolar için bu durum çok açık olmamaktadır. Elektrik yükü taşımadıklarından dolayı nötrinolar antinötrinolardan sadece helisite yardımıyla ayrıştırılabilir. Nötrino parçacığı ve antiparçacığı birbirinden farklıysa Dirac nötrinoları, kendisinin antiparçacığıysa Majorana nötrinoları olarak adlandırılmaktadırlar. Şekil 2.2'de dönüşümler altında Dirac ve Majorana durumları şematik olarak gösterilmiştir. Sol-elli nötrino v_L Dirac durumda CPT (yük-parite-zaman; "Charge-Parity-Time") dönüşümü altında sağ-elli antinötrino \bar{v}_R olmaktadır. Diğer taraftan, Majorana durumunda CPT ve Lorentz dönüşümleri sol-elli nötrinoyu v_L sağ-elli nötrinoya v_R dönüştürmektedir. Bu da nötrinoların kendisinin antiparçacığı olduğunu söylemektedir.

2.2 Nötrino Kütlesi, Karışımları, Salınımları ve Standart Model Ötesi

SM parçacık fiziğinin en güncel durumunu yüksek doğruluktaki deneylerle karşılaştırarak açıklamış olsa bile ve ayrıca elektromanyetik ve zayıf etkileşimin iki temel kuvvetini başarılı bir şekilde birleştirmiş olsa da hala tam olarak tamamlanmamış bir teoridir. Nötrino kütlelerinin varlığı SM ötesi yeni bir fiziği işaret etmektedir. Ayrıca, SM'in tamamlanmasında ve parçacık fiziğinin gelişiminde çok önemli bir rol oynamaktadır.

Sıfır olmayan nötrino kütlesi karışım ve salınım gerektirmektedir. Bu karışım ve salınım Cabibbo-Koboyashi-Maskawa (CKM) olarak adlandırılan bir birimsel matrisle bağlanan kuark sektörü gibi kütle özdurumlarıyla v_i özdeş olmayan zayıf etkileşim (çeşni) özdurumları v_{α} içermektedir. v_{α} , v_i 'ye Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) matrisiyle bağlanmaktadır. Kütleye bağlı olarak bir parçacığın, zamana-bağlı bir dalga gibi davranarak yayıldığı düşünülmektedir. Bu ilke nötrino salınımının temeli olmaktadır. Nötrinolar her zaman iyi tanımlı çeşniler (elektron, muon, tau) olarak oluşmakta veya gözlenmektedir. Ancak, nötrinolar uzayda yayılırken üç mevcut çeşni arasında salınmaktadır. Nötrino kütle özdurumları (basitçe 1, 2 ve 3 olarak adlandırılan) nötrino çeşni özdurumlarından farklıdır. Bir elektron tipi nötrino salınım olasılığı hesaplanarak bir yerde elektron, müon ya da tau tipi nötrino olarak güneşin çekirdeğinde üretilen nötrino ile gözlenen elektron tipi nötrino sayılarının uyuşmamasıyla ve beklenen değere göre düşük olmasından dolayı ortaya çıkmıştır. Bu durum "güneş nötrinosu problemi" olarak bilinen tutarsızlıktır.

Birimsel karışım matrisi PMNS lepton karışım matrisi olarak adlandırılmakta ve birimsel olarak Denklem (2.3)'de, açık formu ise Denklem (2.4)'deki gibidir. Burada üç açı θ_{ij} karışım açılarıdır ve $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ (i = 1, 2, 3) ve büyüklükler δ Dirac CP ihlal fazı, α_1 , α_2 ise uygun Majorana CP ihlal fazlarıdır. Birimsel matristeki son terim Majorana nötrinoları için nötrinolar ve antinötrinoların aynı olup olmadıklarını ayırt etmek içindir. Şekil 2.3 karışım matris elemanlarının CP-fazı gözardı edilerek grafiksel bir gösterimidir.

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_{\mu} \\ v_{\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix}$$
(2.3)

$$U_{PMNS} = \begin{array}{ccc} v_{1} & v_{2} & v_{3} \\ v_{e} \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13}e^{i\delta} \\ v_{\tau} \begin{pmatrix} s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13}e^{i\delta} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13}e^{i\delta} \\ \times diag \left(e^{i\alpha_{1}/2} & e^{i\alpha_{2}/2} & 1 \right) \end{array}$$
(2.4)



Şekil 2.3 Nötrino karışım açıları (CP ihlali sıfır varsayılarak) kütle özdurumu temel durumlarının (v_1, v_2, v_3) yüklü lepton kütle temel durumlarıyla (v_e, v_μ, v_τ) ilişkisinin Eular açıları gibi gösterimi (King, 2015).

Nötrino salınım deneyleri için iki farklı yaklaşım bulunmaktadır; görünme ve kaybolma yöntemleri. Görünme yöntemi yeni nötrino çeşnilerinin gözlenmesine,

kaybolma yöntemi ise teorik ve beklenen nötrino sayısı farklarının gözlenmesine odaklanmaktadır. Bir çok nötrino kaynağı nötrino salınımlarında farklı amaçlar için kullanılabilmektedir. Bunların en önemlileri güneşten v_e , nükleer santrallerden \bar{v}_e , hızlandırıcılar ve atmosferden v_e , v_μ , \bar{v}_e , \bar{v}_μ kaynaklarıdır.

Şekil 2.4'de salınım olasılığı $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta})$, sin² $2\theta = 0,83$ için L/E'nin fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Bunun anlamı, $L/E \gtrsim 4/\Delta M^2$ salınım gözlemi için gerekli koşul olmaktadır. $L/E < 4/\Delta M^2$ durumunda dedektör kaynağa çok yakın ve salınım gelişebilmesi için yeterli zaman yok demektir. Diğer durumlarda ise salınım gerçekleşmektedir (Deniz, 2007).



Şekil 2.4 sin² $2\theta = 0,83$ için L/E'nin bir foksiyonu olarak salınım olasılığının $P(\alpha \rightarrow \alpha)$ logaritmik şekli. Ayraçlar üç duruma karşılık gelmektedir (a) salınım yok $(L/E \ll 1/\Delta m^2)$; (b) salınım var $(L/E \approx 1/\Delta m^2)$; (c) $(L/E \gg 1/\Delta m^2)$ için ortalama salınım (Deniz, 2007).

Çığır açan nötrino salınım kilometre taşları şöyle özetlenebilir:

- 1988 atmosfer v_{μ} görünüm, θ_{23} içeren (SuperKamiokande)
- 2002 güneş v_e kaybolma, θ_{12} içeren (SuperKamiokande, daha sonraki klasik Homestake ve Galyum deneyleri)
- 2002 güneş v_e 'nin v_μ ve v_τ 'ya dönüşümü (Sudbury Neutrino Observatory)
- 2004 reaktör \bar{v}_e kaybolma ve yeniden görünümün görülmesi (KamLAND)
- 2004 hızlandırıcı v_{μ} içi ilk kaybolmanın görülmesi (K2K)
- 2006 hızlandırıcı v_{μ} kaybolmasının detaylı çalışılması (MINOS)
- 2010 hızlandırıcı v_{μ} 'nün gözlenen bir μ_{τ} 'ya dönüşümü (OPERA)

- 2011 hızlandırıcı v_{μ} 'nün v_e 'ye dönüşmesinde θ_{12} için ipucu vermesi (T2K, MINOS)
- 2012 reaktör $\bar{\nu}_e$ kaybolma, θ_{12} 'nin tam olarak ölçülmesi (Daya Bay, RENO)

Atmosfer ve güneş nötrinolarının çeşni değişimleri açıklayan üç-nötrino kütle-kare spektrumu Şekil 2.5'de gösterilmektedir.



Şekil 2.5 Belirli yüklü lepton kütle temel durumu (v_e , v_μ , v_τ), kütle m_i ile belirli nötrino kütle durumu v_i olasılığı renklerle gösterilmiştir. Şeklin sol ve sağ bölümü sırasıyla normal ve ters sıralama olup NO ve IO şeklinde adlandırılmaktadır. En hafif nötrino kütlesinin değeri halen bilinmemektedir (King, 2015).

Takaaki Kajita (Super-Kamiokande Collaboration, Tokyo Üniversitesi, Japonya) ve Arthur B. McDonald (Sudbury Neutrino Observatory Collaboration, SNO, Kanada) "nötrinoların kütleye sahip olduklarını gösteren nötrino salınımlarının keşfi için" ve "nötrino kimliklerini değiştiren deneylere kendi anahtar katkılarından dolayı" 2015 Nobel Fizik Ödülüne layık görülmüştür.

Nötrino fiziğinde ilerleme büyük bir hızla olmasına rağmen, aşağıda listelenenler gibi hala birçok cevapsız deneysel sorular bulunmaktadır (King, 2015):

- Atmosfer nötrino açısı θ_{23} sekizlik dilimin ilkinde mi yoksa ikincisinde mi?
- Nötrino kütle karesi özdeğerleri normal sıralamada mı yoksa ters sıralamada mı?
- En hafif nötrino kütlesinin değeri nedir?
- Nötrinolar Dirac mıdır Majorana mıdır?
- CP ihlali leptonik sektörde var mıdır? Varsa bu ne kadar olur?

BÖLÜM ÜÇ NÖTRİNO ELEKTRON SAÇILIMI

Feynman diyagramları ve Feynman kuralları etkileşimlerin genliklerini ve tesir kesitlerini hesaplamamızı sağlar. Feynman kurallarının genel hali şu şekilde verilmektedir:

- *Notasyon:* Gelen ve giden dört-momentumları, $p_1, p_2, ..., p_n$, belirlenerek ok işareti konur. İç momentumlar $q_1, q_2, ..., q_n$ şeklinde yazılmaktadır.
- Çiftlenim sabiti: Her köşe için –ig faktörü yazılır. g çiftlenim sabiti olarak adlandırılmaktadır.
- *Üretici:* Her bir iç çizgi için $-i/(q_j^2 m_j^2 c^2)$ faktörü yazılır. Burada q_j çizginin dört-momentumu, m_j ise çizgiye karşılık gelen parçacığın kütlesidir.
- Enerji ve momentumun korunumu: Her bir köşe için enerji ve momentumun korunumunu sağlayan dirac delta fonksiyonu, $(2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 + k_3)$, yazılır.
- *İç momentumlar üzerinden toplama:* Her bir iç çizgiler için $(1/(2\pi)^4)d^4q_j$ faktörü yazılarak içeri yönelen momentumlar üzerinden toplama yapılır.
- Dirac delta fonksiyonu iptali: Enerji ve momentumun korunduğunu gösteren bir dirac delta fonksiyonu, $(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + ... - p_n)$, içeren son denklemden, bu ifade çıkarılarak sonuç -iM ifadesine eşitlenir.

Bu kurallarla hesaplanan genliğin, *M*, yanısıra kütle merkezine veya laboratuvar sistemine göre kinematik hesaplamalar yapılarak tesir kesiti hesaplanmış olur. Ayrıca, Feynman kurallarından etkileşimin Lagrange fonksiyonu yazılarak tesir kesiti hesaplanmaktadır (Griffits, 1987).



Şekil 3.1 SM'de izinli olan $\bar{v}_e - e$ etkileşimi NC ve CC reaksiyonlarının karışım terimini de içeren Feynman diyagramı.

Şekil 3.1'de görüldüğü üzere, nötrino-elektron saçılımında NC ve CC

reaksiyonlarına ek olarak bu reaksiyonların karışımı da ("interference") diferansiyel tesir kesitine katkı yapmaktadır. v - e saçılımı için NC'nin Lagrange fonksiyonu Denklem (3.1)'de verilmiştir (Deniz, 2007).

$$\mathcal{L}^{NC} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu}_e \,\gamma^\alpha \left(1 - \gamma_5 \right) \nu_e \right] \left[\bar{e} \,\gamma_\alpha \left(g_V - g_A \gamma_5 \right) e \right] \tag{3.1}$$

Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modelin tahmini çiftlenim sabitleri g_V (vektör) ve g_A (aksiyel veya sözde vektör) Denklem (3.2)'de verilmiştir.

$$g_V = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$$
, $g_A = -\frac{1}{2}$ (3.2)

Burada $\sin^2 \theta_W$, zayıf karışım açısıdır (veya Weinberg açısı). Ek olarak CC'ın Lagrange fonksiyonu Denklem (3.3)'deki formda yazılabilmektedir (Zuber, 2004).

$$\mathcal{L}^{CC} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{e} \gamma^{\alpha} (1 - \gamma_5) \nu_e \right] \left[\bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) e \right]$$
$$= -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu}_e \gamma^{\alpha} (1 - \gamma_5) \nu_e \right] \left[\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) e \right]$$
(3.3)

Detaylı hesaplamalardan sonra, $\bar{\nu}_e - e$ saçılımının beklenen diferansiyel tesir kesiti Denklem (3.4)'deki gibi verilmektedir.

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_{e}e)\right]_{\rm SM} = \frac{G_{F}^{2}m_{e}}{2\pi} \left[(g_{V} - g_{A})^{2} + (g_{V} + g_{A} + 2)^{2} \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}}\right)^{2} - (g_{V} - g_{A})(g_{V} + g_{A} + 2)\frac{m_{e}T}{E_{\nu}^{2}} \right]$$
(3.4)

Burada G_F , Fermi çiftlenim sabiti; T, elektron geri tepme kinetik enerjisi; E_ν , saçılımdaki nötrinonun enerjisi; m_e ise elektronun durgun kütle enerjisidir (Deniz, 2007). Fermi çiftlenim sabitinin değeri şu şekilde verilmektedir; $G_F = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ (Particle Data Group [PDG], 2014).

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}\right]_{\mu_{\nu}} = \frac{\pi \alpha_{em}^2 \mu_{\nu}^2}{m_e^2} \left[\frac{1 - T_e/E_{\nu}}{T_e}\right]$$
(3.5)

Manyetik momentum durumunda, manyetik moment μ_{ν} terimini içeren Denklem (3.5) tesir kesitine eklenmektedir. Burada T_e , elektronun kinetik enerjisidir. Manyetik moment μ_{ν} terimi 1/T'ye bağımlıdır. Enerjinin azalmasıyla manyetik moment terimi tesir kesitinde baskın hale gelmektedir. Buna göre, nötrinonun manyetik momentinin deneysel araştırmaları düşük geri tepen elektronun enerjisi için eşiğin (genellikle arka planı sınırlı) azaltılmasına odaklanmalıdır (Deniz, 2007).

SM diferansiyel tesir kesitinin $sin^2\theta_W$ terimine göre düzenlenmiş hali Denklem (3.6)'da verilmiştir (Deniz, Lin ve diğer., 2010).

$$\begin{bmatrix} \frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_{e}e) \end{bmatrix}_{\text{SM}} = \frac{G_{F}^{2}m_{e}}{2\pi} \left\{ 4(\sin^{2}\theta_{W})^{2} \left[1 + \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}}\right)^{2} - \frac{m_{e}T}{E_{\nu}^{2}} \right] + 4\sin^{2}\theta_{W} \left[\left(1 - \frac{T}{E_{\nu}}\right)^{2} - \frac{m_{e}T}{2E_{\nu}^{2}} \right] + \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}}\right)^{2} \right\}$$
(3.6)

Tablo 3.1 Yayınlanan $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve sin² θ_W ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler "..." ile gösterilmiştir.

Deney	Yayınlanan tesir kesiti	$\sin^2 heta_W$
<i>Hızlandırıcı</i> v_e :		
LAMPF	$[10,0\pm1,5\pm0,9] \times E_v \times 10^{-45} \text{cm}^2$	$0,249 \pm 0,063$
LSND	$[10,1\pm1,1\pm1,0] \times E_{\nu} \times 10^{-45} \text{cm}^2$	$0,248 \pm 0,051$
Reaktör \bar{v}_e :		
Savannah River	$[0,87 \pm 0,25] \times \sigma_{V-A}$	$0,29 \pm 0,05$
(Orijinal)	$[1,70\pm0,44]\times\sigma_{V-A}$	
Savannah River	Savannah River $[1,35 \pm 0,4] \times \sigma_{SM}$	
(Yeniden analiz)	$[2,0\pm0,5]\times\sigma_{SM}$	
Krasnoyarsk	$[4,5\pm2,4] \times 10^{-46} \text{cm}^2/\text{fisyon}$	$0,22^{+0,7}_{-0,8}$
Rovno	$[1,26\pm0,62] \times 10^{-44} \text{cm}^2/\text{fisyon}$	
MUNU	[1,07 ± 0,34] olaylar/gün	
TEXONO	$[1,08 \pm 0,21 \pm 0,16] \times \sigma_{\rm SM}$	$0,251 \pm 0,031 \pm 0,024$

Kiral çiftlenim sabitleri Denklem (3.7) ve (3.8)'de tanımlanmıştır.

$$g_L = \frac{1}{2}(g_V + g_A) = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$$
(3.7)

$$g_R = \frac{1}{2}(g_V - g_A) = \sin^2 \theta_W \tag{3.8}$$

Kiral çiftlenim sabitleri cinsinden Denklem (3.4)'deki diferansiyel tesir kesiti Denklem (3.9)'da verildiği gibi ele edilmiştir (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010),

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e)\right]_{\rm SM} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[g_R^2 + (g_L + 1)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - g_R (g_L + 1) \frac{m_e T}{E_\nu^2}\right].$$
 (3.9)



Şekil 3.2 (a) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM testi ölçüm grafiği, (b) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM için karışım terimi ölçüm grafiği (Deniz, Lin ve diğer., 2010).

Yayınlanan $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve $\sin^2 \theta_W$ ölçümlerinin özeti Tablo 3.1'de gösterilmiştir. TEXONO'nun ölçülen olay sayısı %30 hassasiyetle beklenen olay sayısının 1,08 katı olarak elde ettiği sonuç diğer deneylerden daha iyi bulunmuştur. %20 hassasiyetle ölçtüğü Weinberg açısı sonucu ise hızlandırıcı v_e deneyleriyle yarışabilecek ölçüde elde edilmiştir. $\bar{v}_e - e$ tesir kesiti ölçümü grafiği Şekil 3.2(a)'da verilmiştir (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010). Zayıf karışım açısının (Weinberg açısı) ölçümü için yapılan en güncel deneyler Şekil 3.3'de verilmiştir ve değeri sin² $\theta_W = 0,23126(5)$ (Particle Data Group [PDG], 2014).

$$R_{expt} = R_{CC} + R_{NC} + \eta \cdot R_{INT}$$
(3.10)

Karışım terimini incelemek için ölçülen olay sayısı (R_{expt}) Denklem (3.10)'daki gibi ifade edilmektedir. $v_e(\bar{v}_e) - e$ için SM'de CC-NC karışımı yıkıcı ya da

 $\eta(SM) = -1$ olmaktadır. Karışım etkisinin büyüklüğü ve işaretindeki olası sapmalar incelenebilmektedir. Denklem (3.10) kullanılarak karışım terimi örneklenmiştir. İşaret parametresinin η en uygun değeri Denklem (3.11)'deki gibi elde edilmiştir. Kalan spektrum ($R_{expt} - R_{CC} - R_{NC}$) $\eta = -1, 0, 1$ değerleri için beklenen spektrumlarla birlikte Şekil 3.2(b)'de gösterilmiştir. $\bar{v}_e - e$ etkileşiminin SM'i için karışımın yıkıcı olduğu doğrulanmıştır (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).

$$\eta = -0,92 \pm 0,30 \text{ (stat)} \pm 0,24 \text{ (sys)}$$
(3.11)



Şekil 3.3 Zayıf karışım açısının (Weinberg açısı) ölçümü için yapılan en güncel deneyler (PDG, 2014).



Şekil 3.4 Nötrino-elektron saçılımı $g_V - g_A$ ve $\sin^2 \theta_W$ fonksiyonu olarak SM tahmini grafiği (PDG, 2014).

Denklem 3.9'daki $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti bir elips denklemi formuna benzemektedir. $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ saçılımları tesir kesitleri denklemleri birbirlerine

 $g_R \rightarrow (g_L + 1)$ şeklinde çiftlenim terimlerinin yer değiştirmesiyle dönüşmektedir. Dolayısıyla $v_e - e$ ve $\bar{v}_e - e$ birbirlerine dik elipsler olmaktadır. Şekil 3.4'deki $g_V - g_A$ grafiğinde TEXONO ($v_e - e$) ölçümü olan (mavi kesik çizgili) elips ve LSND ($v_e - e$) için fenomenolojik olarak elde edilen (kırmızı düz çizgili) elipsin kesiştiği dört küçük bölge, CHARM-II ($v_{\mu}(\bar{v}_{\mu}) - e$) deney sonuçlarıyla tek bir bölgede kesişmektedir. Üçüncü bir boyut olarak eklenen Weinberg açısının SM'in öngördüğü değeri bu kesişim bölgesinde yer almaktadır.

VALUE (10 ⁻³² cr	n ²) <u>CL%</u>	DOCUMENT ID		TECN	COMMENT
-2.1 to 3.	3 90	¹ DENIZ	10	TEXO	Reactor $\overline{\nu}_e e$
• • • We do	not use the follow	ving data for avera	ages, f	its, limit	rs, etc. • • •
-0.53 to 0.	68 90	² HIRSCH	03		$\nu_{\mu}e$ scat.
-8.2 to 9.	9 90	³ HIRSCH	03		anomalous $e^+e^- \rightarrow \nu \overline{\nu} \gamma$
-2.97 to 4.	14 90	⁴ AUERBACH	01	LSND	$\nu_e e \rightarrow \nu_e e$
-0.6 to 0.	6 90	VILAIN	95B	CHM2	$\nu_{\mu} e$ elastic scat.
0.9 ± 2.7		ALLEN	93	CNTR	LAMPF $\nu e \rightarrow \nu e$
< 2.3	95	MOURAO	92	ASTR	HOME/KAM2 ν rates
< 7.3	90	⁵ VIDYAKIN	92	CNTR	Reactor $\overline{\nu}e \rightarrow \overline{\nu}e$
1.1 ± 2.3		ALLEN	91	CNTR	Repl. by ALLEN 93
-1.1 ± 1.0		⁶ AHRENS	90	CNTR	$\nu_{\mu} e$ elastic scat.
-0.3 ± 1.5		⁶ DORENBOS	89	CHRM	$\nu_{\mu}e$ elastic scat.
		⁷ GRIFOLS	89B	ASTR	SN 1987A

Şekil 3.5 Nötrino yükü yarıçapı karesi limiti ölçümleri (PDG, 2014).

Ayrıca, Şekil 3.5'de gösterilen nötrino yükü yarıçapı karesi limiti ölçümü değeri dünyanın en iyi limiti olarak geçmektedir (PDG, 2014). Bu değer TEXONO deneyinde %90 güven seviyesinde ("Confidence Level (CL)") -2,1×10⁻³² < $\langle r_{\tilde{\nu}_e}^2 \rangle$ < 3,3×10⁻³² olarak ölçülmüştür (Deniz, Lin ve diğer., 2010).

BÖLÜM DÖRT TEXONO DENEYİ

Taiwan EXperiment On NeutrinO (TEXONO) işbirliği Nötrino ve Astrofizik üzerine çalışmak için oluşturulmuş ve Tayvan, Çin, Türkiye ve Hindistan'dan bilim insanlarını içermektedir. Kuo-Sheng (KS) Reaktörü Nötrino Laboratuvarı 2001 de kurulmuş ve o tarihten bu yana faaliyettedir. TEXONO deneyi düşük enerjilerde, bir kaç *MeV* bölgesinde, nötrinoların özelliklerini ve madde ile etkileşimlerini çalışmak için kurulmuştur. Talyum aktif sezyum iyodür sintilasyon kristali (CsI(Tl)) ve yüksek saflıkta germanyum (HP-Ge) dedektörleri ile başlayan deney, daha sonra çok düşük enerjili yüksek saflıkta germanyum (ULE-Ge) ve nokta temaslı germanyum (PC-Ge) gibi dedektörler eklenerek çalışmalar yürütülmektedir.



Kuo-Sheng Nükleer Santrali: Reaktör Binası

Şekil 4.1 Kuo-Sheng Nötrino Laboratuvarıyla birlikte reaktör çekirdeğinin ve binasının şematik gösterimi (Deniz, Lin ve diğer., 2010).

4.1 Deney Düzeneği

Deney düzeneği Tayvan'ın kuzeyinde bulunan ve iki çekirdeğe sahip KS nükleer santraline yerleştirilmiştir. KS nükleer santralinin yapısı ve reaktör nötrino laboratuvarının konumu Şekil 4.1'de şematik olarak gösterilmiştir. Reaktör nötrino laboratuvarı birinci çekirdeğe 28 metre, diğer çekirdeğe ise 102 metre uzaklıkta yer almaktadır. Her bir çekirdek 2,9 *GW* termal güce sahip bir kaynayan su reaktörü olup,

dedektörün yüzeyine toplamda yaklaşık $6,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'lik akı vermektedir.

4.1.1 Когиуиси Үарі

Şekil 4.2'de gerçek görüntüsü verilen koruyucu yapının iç hedef hacmi farklı bilimsel hedeflere yönelik kullanılabilen farklı dedektörler için tasarlanmıştır. Bu yapı, çok amaçlı ve iç hedef hacmi 100 cm × 80 cm × 75 cm boyutlarında olup, HP-Ge ve CsI(Tl) dedektörlerinin ikisi birlikte yerleştirilmiştir. Dedektörler, dış ortamdaki radyoaktiviteyi bastırması amacıyla 50 ton ağırlığında pasif malzemelere sahip koruyucu yapının içine yerleştirilmişlerdir.



Şekil 4.2 Dedektörlerin etrafını çevreleyen koruyucu yapının gerçek görüntüsü (Taiwan EXperiment On NeutrinO [TEXONO], 2011).

Şekil 4.3'de şematik olarak gösterilen koruyucu yapı, ortamdaki nötron ve gama arka planının zayıflamasını sağlamaktadır ve içerden dışarıya doğru şunları içermektedir; 5 cm'lik oksijensiz-yüksek iletkenlikli ("Oxygen Free High Conductivity (OFHC)") bakır, 25 cm'lik bor yüklü polietilen, 5 cm'lik çelik, 15 cm'lik kurşun ve 2,5 cm kalınlığa sahip 16 adet kozmik-ışın veto ("Cosmic-Ray Veto (CRV)") plastik sintilatörler ile dedektörleri ve koruyucu yapının tümünü çevreleyen foto-çoğaltıcı tüpler ("Photomultiplier tube (PMT)"). CRV panelleri, konumunun şematik gösterimi ve koruyucu yapıyı gösteren deney düzeneğinin önden gerçek görüntüsü Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Kozmik ışınlar ve bunlarla ilgili olaylar koruyucunun en dış tabakasına yerleştirilmiş CRV sintilatör panelleri tarafından veto edilmektedir. Koruyucu yapının üst, sağ ve soluna yerleştirilmiş 10 adet plastik

sintilatör 3 $m \times 1 m$, ön ve arkasına yerleştirilmiş 6 adet plastik sintilatör 1,5 $m \times 1 m$ boyutundadır. Her iki uçtaki PMT'ler gürültü etkisini azaltmak için ayrıca ayarlanmakta ve veto oranı 5 kHz civarında tutulmaktadır. Ortamdaki radyoaktivite 5 cm'lik çelik ve 15 cm'lik kurşun tarafından önlenmektedir. Çelik tabaka aynı zamanda sisteme mekanik yapılar sağlamaktadır. Çoğunluğu kozmik kaynaklı olan nötronlar çelik ve kurşun tabakayla yavaşlamakta ve bor yüklü polietilen tabakayla emilmektedir. İç kısımdaki 5 cm'lik OFHC bakır, koruyucu malzemelerin kendisinden kalan radyoaktiviteyi önlemeye çalışmak içindir.



Şekil 4.3 Koruyucu yapının şematik gösterimi ve içerdiği yapılar (Deniz, Lin ve diğer., 2010).



Şekil 4.4 Koruyucu yapı ve 16 tane kozmik ışın veto panellerini gösteren deneysel düzeneğin önden görünüşü (Deniz, 2007).



Şekil 4.5 CsI(Tl) dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok diyagramı (Deniz, 2007).



Şekil 4.6 HP-Ge dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok diyagramı (Deniz, 2007).

4.1.2 Elektronik Düzenek

Dedektörler, bir çok ileri düzey elektronik modüllerden oluşmuş veri toplama (DAQ) sistemleriyle okunur. 8-bit, 16-bit çözünürlüklü 20 MHz, 60 MHz veya 1 GHz gibi hızlarda çalışan 16 kanala sahip analog-dijital-dönüştürücü (FADC) ile okunur. CsI(Tl) ve Ge dedektörleri için DAQ ve elektronik blok-diyagramı

sırasıyla Şekil 4.5 ve 4.6'da şematik olarak gösterilmiştir. Sinyaller yükselteçler ve şekillendiricilerle beslenmekte ve FADC modülleri tarafından bir saat sinyaliyle kontrollü olarak sayısallaştırılmaktadır. Tetikleme koşulu bir "yüksek eşik" ön kümesi üzerinde herhangi bir ya da daha fazla kanala sahip olmasıdır. Mantıksal kontrol sistemi, farklı elektronik modülleri için tutarlı bir zamanlama ve senkronizasyon sağlarken tetikleme sistemi okunacak ilgili olayları seçmektedir.



Şekil 4.7 Veri alımı için tipik bir olayda zamanlama sırası (Deniz, 2007).

Tipik bir olayda zamanlama sırası Şekil 4.7'de şematik olarak gösterilmiştir. Her bir algılama cihazından çıkan sinyal şeklinin kaydedilmesi, sinyal-şekli-ayrımı tarafından arka planı azaltma analizi için gerekli olmaktadır. Her bir araştırma biriminin işlenmemiş analog sinyali yükselteç-şekillendirici tarafından yükseltilmekte, filitrelenmekte ve sinyal şekillendirilmektedir, daha sonra FADC tarafından sayısallaştırılmaktadır (Chang, 2006; Liao, 2006; Deniz, 2007).



Şekil 4.8 CsI(Tl) sintilasyon kristal dizisinin şematik çizimi. Çıkan ışık, her iki uçtaki bir PMT'ler tarafından kaydedilmektedir (Deniz, Lin ve diğer., 2010; Deniz, 2007).



Şekil 4.9 CsI(Tl) dedektörü gerçek görüntüsü (TEXONO, 2011).

4.2 Dedektörler ve Özellikleri

4.2.1 CsI(Tl) Dedektörü

Toplam kütlesi 187 kg olan CsI(Tl) dedektörüyle reaktör açıkken 29882 ve reaktör kapalıyken 7369 kg-gün veri alınmıştır. Tesir kesiti ölçümü ve analiz çalışmaları için

3 - 8 *MeV* enerji aralığı seçilmiştir. Şekil 4.8'de CsI(Tl) sintilasyon kristal dizisinin şematik gösterimi ve Şekil 4.9'da CsI(Tl) dedektörü gerçek görüntüsü verilmiştir. Bu dedektörden elde edilen verilerle $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesiti, g_V , g_A , $\sin^2 \theta_W$ ve nötrino yükü yarıçapı karesi ölçümü yapılmıştır (Deniz, Lin ve diğer., 2010).

4.2.2 Ge Dedektörleri

Ge dedektörü anti-Compton dedektörü olarak NaI(Tl) ve CsI(Tl) kristal sintilatörleriyle çevrilidir ve bütün kurulum kurşun ve bakır bloklarla kapatılmıştır. Şekil 4.10'da Ge dedektörleri için koruyucu yapının şematik gösterimi verilmiştir. $\bar{v}_e - e$ saçılımı Ge dedektörü içinde diğer dedektörlerden bağımsız olarak "tekil olaylar" şekilde belirgin olmaktadır. Bu olaylar sinyal şekli analizi (PSA), anti-Compton veto (ACV) ve kozmik ışınları veto (CRV) etmeyi içeren seçim kriterleri aracılığıyla ham verilerden alınmaktadır. PSA tarafından bozuk ve ilgisiz olayların, CRV ve ACV tarafından kozmik kaynaklı arka planların baştırılmasından sonra 5 keV'lik dedektör enerji eşiği ve 1 $kg^{-1}keV^{-1}gün^{-1}$ e yakın arka plan seviyesi elde edilmiştir (Chang, 2006; Liao, 2006; Deniz, 2007).



Şekil 4.10 Ge dedektörlerinin koruyucu yapısının şematik gösterimi (Lin ve diğer., 2009; Wong ve diğer., 2007).

4.2.2.1 HP-Ge Dedektörü

Toplam kütlesi 1,06 kg olan HP-Ge dedektörüyle reaktör açıkken 570,7 ve reaktör kapalıyken 127,8 kg-gün veri alınmıştır. Bu dedektörden elde edilen deneysel veriler

12,4 - 64 *keV* enerji aralığındadır. Şekil 4.11'de HP-Ge dedektörünün gerçek görüntüsü verilmiştir. Bu dedektörden elde edilen verilerle nötrino manyetik momenti ve aksiyon ölçümü yapılmıştır (Li ve diğer., 2003; Wong ve diğer., 2007).



Şekil 4.11 HP-Ge dedektörü gerçek görüntüsü (TEXONO, 2011).

4.2.2.2 ULE-Ge Dedektörü

Her biri 5 g olan 4 parçadan oluşan ULE-Ge dedektörünün toplam kütlesi (4×5 g) 20 gramdır. ULE-Ge dedektörüyle reaktör açıkken 0,338 kg-gün veri alınmıştır. Bu dedektörden elde edilen deneysel veriler 220 eV eşik enerjisindedir. Şekil 4.12'de ULE-Ge dedektörünün gerçek görüntüsü verilmiştir. Bu dedektörden elde edilen verilerle düşük enerjide karanlık madde ölçümü yapılmıştır (Lin ve diğer., 2009).



Şekil 4.12 ULE-Ge dedektörü gerçek görüntüsü (Wong, 2010).

4.2.2.3 PC-Ge Dedektörü

PC-Ge dedektörünün toplam kütlesi 840 gramdır. PC-Ge dedektörüyle reaktör açıkken 124,2 ve reaktör kapalıyken 70,3 kg-gün veri alınmıştır. Şekil 4.13'de PC-Ge dedektörünün gerçek görüntüsü verilmiştir. Bu dedektörden elde edilen deneysel veriler 0,3 - 12,4 *keV* enerji aralığındadır. Bu dedektörden elde edilen verilerle nötrino mili-yük çalışması yapılmış ve düşük enerjide karanlık madde için yeni bir limit konulmuştur (Chen ve diğer., 2014).



Şekil 4.13 PC-Ge dedektörü gerçek görüntüsü (Wong, 2010).

4.3 Veri Analizi

Kullanılan her bir dedektör kendisine özgü çözünürlüğe sahip olup, ölçülen veriler FADC biriminde elde edilmektedir. Rastgele enerji birimi olan FADC birimi enerji kalibrasyonuyla gerçek enerjilere dönüştürülmekte ve bununla birlikte her bir dedektörün çözünürlüğünü ifade eden katsayılar bulunmaktadır.

4.3.1 Kalibrasyon Yöntemleri

4.3.1.1 CsI(Tl) Dedektörü

Sekil 4.8 ve 4.9'da görüldüğü gibi CsI(Tl) kristallerinin her iki ucundaki PMT'lerden alınan sinyaller (Q_L ve Q_R) enerji hakkında, her iki uçtaki sinyallerin farkı ise olayların boylamasına Z-konumları hakkında bilgi vermektedir. Kalibrasyon yöntemleri üç adımla özetlenebilir:

• Referans olarak yüksek enerjili kozmik ışınlar kullanılarak Z-konum parametrelerinin elde edilmesi. Z-konumu Denklem (4.1)'deki gibi tanımlanmaktadır.

$$Z = \frac{f_i Q_R - Q_L}{f_i Q_R + Q_L} \tag{4.1}$$

Denklem (4.1)'deki f_i parametresi Şekil 4.14(a)'da kristalin içinde düzgün dağılmış olan ¹³⁷Cs radyoaktif izotopunun ¹³⁷Cs sinyalinin simetrikleştirilmesinden gelmektektedir. Şekil 4.14(b)'de ⁴⁰K sinyalinin kristalde simetrik olduğu görülmektedir. Şekil 4.15(a)'da Z-konumu kalibrasyonu öncesi ve Şekil 4.15(b)'de ise Z-konumu kalibrasyonu sonrası grafikleri gösterilmektedir. Kalibrasyon sonrası her iki uctaki sinyaller 0 cm ve 40 cm olarak konumlarını almaktadır. Tüm olayların Z konumu, kabul edilen yeni Z dağılımı $Z_{cal} = a_z + Z_{noncal} \times b_z$ olarak yeniden tanımlanmıştır.



Şekil 4.14 (a) f_i parametresi uygulanmış (kırmızı renkteki) ve uygulanmamış (siyah renkteki) ¹³⁷Cs olaylarının, (b) her iki uçtaki simetrik azalmayı gösteren ⁴⁰K olaylarının Z-konumu dağılımları (Deniz, 2007).

- Şekil 4.16'da gösterilen Z-konumuna karşı $\sqrt{Q_L \times Q_R}$ olarak tanımlanan kalibrasyonu yapılmamış enerjiden, kristalin homojenliğine bağlı olan ışığın zayıflama parametresi α 'nın elde edilmesi.
- Denklem (4.2)'nin tanımından enerji kalibrasyonunun elde edilmesi. Kalibrasyonu yapılmış enerji

$$E = a + \sqrt{Q_L \times Q_R} \times e^{-\alpha Z} \times b \tag{4.2}$$

olarak tanımlanabilir. Burada a ve b, enerji kalibrasyon parametreleri; α , ışığın zayıflama parametresi; Z ise olayların konumudur.



Şekil 4.15 (a) Kalibrasyondan önceki rastgele ölçek, (b) kalibrasyondan sonra ölçeğin her iki ucunun 0 cm ve 40 cm olarak ayarlanmasını sağlayan boylamasına konum kalibrasyonu yöntemi (Deniz, 2007).



Şekil 4.16 (a) Işık zayıflama parametresi uygulanmamış, (b) uygulanmış olan tek bir kristal için Z-konumuna karşılık kalibrasyon yapılmamış enerji dağılımı (Deniz, 2007).

Şekil 4.17(a)'da gösterilen 661,7 keV'deki ¹³⁷Cs, 1460,8 keV'deki ⁴⁰K ve 2614,53 keV'deki ²⁰⁸Tl olan doğal olarak oluşan radyoaktif izotopların bilinen tepe nokta enerjileri kullanılarak enerji parametreleri *a* ve *b* bulunabilmektedir. Bu enerjilerle, verilerin tepe nokta enerjileri karşılaştırılmasıyla doğrusallık kullanılarak enerji kalibrasyonu Şekil 4.17(b)'deki gibi gerçekleştirilmektedir (Deniz, 2007).



Şekil 4.17 (a) Enerji kalibrasyonu için seçilen ¹³⁷Cs (662 keV), ⁴⁰K (1440 keV) ve ²⁰⁸Tl (2614 keV) tepe noktaları ve (b) seçilen enerji tepe noktalarının FADC birimindeki rastgele enerjisinin gerçek enerji değerlerine göre grafiği (Deniz, 2007).



Şekil 4.18 (a) ULE-Ge dedektöründeki (Lin ve diğer., 2009), (b) PC-Ge dedektöründeki enerji tepe noktaları (Chen ve diğer., 2014).

4.3.1.2 Ge Dedektörleri

Enerji kalibrasyonu, Ge dedektörlerinin sinyal çıktılarındaki özel tepe noktaları ile bilinen arka alan sinyali tepe noktalarının ilişkilendirilmesiyle yapılmaktadır. Ge detektörlerinin enerji kalibrasyonu düşük (< 10 keV bölgesi), orta (150 keV - 1 MeVarası bölge) ve yüksek (500 keV - 3 MeV arası bölge) enerji bölgesi olmak üzere üç farklı enerji bölgesinde yapılmaktadır. Düşük enerji bölgesinde 6,49 keV - 5,89 *keV* (⁵⁵Fe), 4,63 *keV* - 4,51 *keV* (Ca), 4,01 *keV* - 3,61 *keV* (Ti) tepe noktaları ve 0 *keV* ("pedestal" yüksekliğinden), orta enerji bölgesinde 186,2 *keV* (²²⁶Ra), 351,9 *keV* (²¹⁴Pb), 583,2 *keV* (²⁰⁸Tl) ve 911,2 *keV* (²²⁸Ac) ve yüksek enerji bölgesinde 727,3 *keV* (²¹²Bi), 911,2 *keV* (²²⁸Ac), 1460,8 *keV* (⁴⁰K) ve 2614,5 *keV* (²⁰⁸Tl) enerji tepe noktaları kullanılmıştır (Liao, 2006). Böylece enerji kalibrasyonu ile, sinyallerin genlikleriyle orantılı olan FADC birimindeki değerler, gerçek enerjilere dönüştürülmektedir. Örnek olarak Şekil 4.18'de ULE-Ge ve PC-Ge dedektörlerindeki elementlerin sinyalleri görülmektedir.

4.3.2 Dedektör Çözünürlüğü

Dedektörler belirli çözünürlüklere sahip olduğundan gözlenen sinyal şekilleri gaussyen dağılımı formunda olmaktadır. Gaussyen şeklin genişliğini belirten σ katsayısı enerjinin kareköküyle \sqrt{E} ile orantılı olmaktadır. Dedektörler için gözlenen ve enerjileri bilinen doğal olarak oluşan radyoaktif izotoplardan çözünürlük katsayıları, enerji kalibrasyonuna benzer yöntemle Şekil 4.19'da gösterildiği gibi elde edilmektedir.



Şekil 4.19 (a) CsI(Tl) dedektörünün, (b) Ge dedektörlerinin çözünürlük katsayılarının elde edilmesi.

4.3.3 Deneysel Veriler

Reaktör nötrino üretiminin olmadığı reaktörün kapalı olduğu durumda dedektörlerde gözlenen nötrino olmayan veriler arka alan sinyalleri olarak adlandırılmaktadır. Arka alan sinyallerinin kaynakları bulunarak ayrıştırılmaktadır.

Arka alan sinyalleri reaktörün açık olduğu durumda da gözleneceğinden dolayı kaynaklarının iyi anlaşılması nötrino olaylarının daha hassas ölçülmesinde önemli rol oynamaktadır. Reaktörün açık olduğu durumda gözlenen veriler, gerçek enerji değerlerinin ve dedektör çözünürlerinin elde edilmesiyle arka alan sinyalleri temizlenerek nötrino olayları elde edilmektedir (Deniz, 2007). Şekil 4.20(a-d)'de her bir dedektör için elde edilen deneysel verilerin ölçüm hatalarıyla birlikte son halleri (R_{expt}) gösterilmektedir (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).



Şekil 4.20 (a) CsI(Tl), (b) HP-Ge, (c) PC-Ge ve (d) ULE-Ge dedektörlerinin TEXONO deneyi verileri.

BÖLÜM BEŞ NÖTRİNOLARIN STANDART OLMAYAN ETKİLEŞİMİ (NSI) VE UNPARTICLE (UP) FİZİĞİ

5.1 NSI

Nötrino kütlelerinin varlığı ve onların çeşni karışımı veya SM zayıf etkileşiminin dışında fazladan yeni etkileşimler gibi standart olmayan özellikleri şimdiye kadar deneysel olarak gözlenmemiştir. Bu tür SM dışı yeni etkileşimler sıklıkla nötrinoların standart olmayan etkileşimleri (NSI) olarak adlandırılmaktadır. Böyle etkileşimler varsa fenomenolojik bakış açısından ilginçtir, çünkü bu tür etkileşimler direkt olarak SM ötesi yeni fiziğin varlığına işaret etmektedir.

Güneş, atmosfer ve uzun menzilli reaktör nötrino salınım deneyleri madde etkisinden oluşan NSI parametrelerinin değişimine daha duyarlı iken, nötrinoların salınımını incelemeyen deneyler ise NSI'ın üretilmesi ve onun gözlenmesine daha duyarlıdır. Bu iki tip deney NSI'da önemli ve tamamlayıcı bilgiler vermektedir. Salınım incelemeyen deneylerin temel dezavantajlarından biri, çeşni değişimi salınım deneylerinde birinci derecede (ε) ilişkili iken NSI'da ikinci derecede (ε ²) ilişkili olmaktadır. Ancak, salınım incelemeyen deneyler bazı avantajlara da sahiptir, örneğin, salınım deneyleri aksiyel akıma duyarlı değilken, salınım incelemeyen deneyler duyarlı olabilmektedir.

Denklem (5.1)'den gelen bütün katkıların dikkate alındığı bir model-bağımsız analizi çok sayıda serbest parametreleri vurgulamaktadır (Miranda ve Nunokawa, 2015).

5.1.1 NU ve FC NSI

Şekil 5.1'de şematik olarak gösterildiği gibi model-bağımsız yaklaşımı, SM elektrozayıf parametrelerine nötrino sektöründe yeni NSI çiftlenimleri dahil etmektir. $\bar{v}_{\alpha} - e$ saçılımının NSI'ı Denklem (5.1)'de verilen bir etkin Lagrange fonksiyonu aracılığıyla açıklanmaktadır.

$$\mathcal{L}_{eff} = -\varepsilon_{\alpha\beta}^{eP} 2 \sqrt{2} G_F(\bar{\nu}_{\alpha} \gamma_{\rho} L \nu_{\beta}) (\bar{e} \gamma^{\rho} P e)$$
(5.1)

Burada $\varepsilon_{\alpha\beta}^{e^{P}}$, etkileşimin gücünü gösteren bağlanma sabitini; α ve β , lepton çeşnisini

(e, μ veya τ); P = L, R ise kiral durumları göstermektedir. $\alpha = \beta$, nötrino çeşnisi değişmiyor yani "Non-Universal (NU)" NSI; $\alpha \neq \beta$ ise çeşni değişiyor yani "Flavour Changing (FC)" NSI olarak adlandırılan durumlar oluşur.



Şekil 5.1 Nötrinoların Standart olmayan etkileşiminin Feynman diyagramı.

SM Lagrange fonkiyonuna NSI Lagrange fonkiyonu eklendiğinde $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ saçılımının tesir kesiti Denklem (5.2)'deki formu almaktadır.

$$\begin{bmatrix} \frac{d\sigma}{dT} \end{bmatrix}_{SM+NSI} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[\left(\tilde{g}_R^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^{eR}|^2 \right) + \left((\tilde{g}_L + 1)^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^{eL}|^2 \right) \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \left(\tilde{g}_R (\tilde{g}_L + 1) + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^{eR}| |\varepsilon_{\alpha e}^{eL}| \right) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right]$$
(5.2)

Burada $\tilde{g}_L = g_L + \varepsilon_{ee}^{eL}$ ve $\tilde{g}_R = g_R + \varepsilon_{ee}^{eR}$ (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010). Dedektörün reaktöre yakın olduğu nötrino deneylerinde nötrino salınım etkileri önemli bir katkı yapmadığından, NSI parametreleri hassas bir şekilde ölçülebilmektedir (Barranco, Miranda, Moura ve Valle, 2006, 2008; Davidson, Pena-Garay, Rius ve Santamaria, 2003; Deniz, Lin ve diğer., 2010).

5.1.2 Tensörel NSI

Nötrinoların tensörel standart olmayan etkileşimleri için Lagrange fonksiyonu Denklem (5.3)'deki formdadır.

$$-\mathcal{L}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{eff}} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{fT} 2 \sqrt{2} G_F(\bar{\nu}_{\alpha} \sigma^{\mu\nu} \nu_{\beta}) (\bar{f} \sigma_{\mu\nu} f)$$
(5.3)

Burada $\sigma_{\mu\nu} = \gamma_{\mu}\gamma_{\nu} + \gamma_{\nu}\gamma_{\mu}$ dir. $\bar{\nu}_e - e$ saçılımında genliğe tensörel katkı Denklem (5.4)'de gösterilmiştir (Garces, Barranco, Bolanos, Miranda ve Rashba, 2012).

$$|M|^{2} = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \varepsilon_{e\beta}^{eT^{2}} \frac{G_{F}^{2}}{2} 128m_{e}^{2} [4E_{\nu}^{2} + T^{2} - (4E_{\nu} + m_{e})T]$$
(5.4)

Bundan dolayı tesir kesiti Denklem (5.5)'deki formu almaktadır.

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}\right]_{\rm T}^{\rm NSI} = \frac{|M|^2}{64\pi m_e E_{\nu}^2} = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \varepsilon_{e\beta}^{eT^2} \frac{4G_F^2 m_e}{\pi} \left[\left(1 - \frac{T}{2E_{\nu}}\right)^2 - \frac{m_e T}{4E_{\nu}^2} \right]$$
(5.5)

Bu durumda, $\varepsilon_{e\beta}^{eT}$ elektronlar üzerinde Tensörel NSI çiftlenim parametresidir. Tensörel standart olmayan genliği ile standart model genliği arasında karışım terimi yoktur. Nötrinoların çeşni değişimi süreçleri, korunan nötrino çeşnisi süreci gibi toplam tesir kesitine katkısı aynıdır. ε_{ee}^{eT} için elde edilen limit değerleri, çeşni değişimi çiftlenim sabiti olan $\varepsilon_{e\beta}^{eT}$, $\beta \neq e$ için aynı limit değerleri elde edilir. Bu sebepten dolayı Tensörel çiftlenim olan $\varepsilon_{e\beta}^{eT}$ parametresi, g^{T_e} olarak gösterilebilir. Ayrıca, tensör etkileşimi gelen nötrinonun kiralitesindeki bir değişimi anlamına gelebilir. Nötrinoların kütleleri olduğu gerçeği göz önüne alındığında böyle bir olasılığı düşünmek doğaldır (Barranco, Bolanos, Garces, Miranda ve Rashba, 2012).

5.2 UP Fiziği

 O_{UV} , d_{UV} kütle boyutunun gizli bir sektör operatörü ve O_{SM} ise d_{SM} kütle boyutunun SM operatörü olarak tanımlanmaktadır. Bu operatörler Λ enerji ölçeğinde, birbirleriyle M kütleli ağır parçacıklar aracılığıyla Denklem (5.6)'daki gibi etkileşmektedirler.

$$\mathcal{L}_{UV} = \frac{O_{UV}O_{SM}}{M^{d_{UV}} + d_{SM} - 4}$$
(5.6)

Gizli sektör A'da ölçek değişmez olmaktadır ve sonra etkileşim Denklem (5.7) formunu almaktadır.

$$\mathcal{L}_{UV} = C_{O_U} \frac{\Lambda^{d_{UV}-d}}{M^{d_{UV}} + d_{SM} - 4} O_U O_{SM}$$
(5.7)

Burada O_U , düşük enerji limitinde ölçekleme boyutu *d*'nin unparticle operatörüdür ve C_{O_U} ise boyutsuz bir çiftlenim katsayısıdır. Bundan dolayı unparticle sektörü, SM

parçacıklarına çok zayıf bir şekilde bağlanan yeni kütlesiz alanlar formunda düşük enerjilerde görülebilir (Barranco ve diğer., 2012).



Şekil 5.2 Unparticle Feynman diyagramı.

Şekil 5.2'de gösterildiği gibi sanal skaler, vektör ve tensörel UP değiş-tokuşu aracılığıyla etkileşen $v_{\alpha} + e \rightarrow v_{\beta} + e$ için Lagrange fonksiyonları sırasıyla,

$$\mathcal{L}_{J=0} = \frac{\lambda_{0e}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{S}-1}} \bar{e}e O_{\mathcal{U}} + \frac{\lambda_{0\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{S}-1}} \bar{\nu}_{\alpha} \nu_{\beta} O_{\mathcal{U}} , \qquad (5.8)$$

$$\mathcal{L}_{J=1} = \frac{\lambda_{1e}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{V}}-1}} \bar{e} \gamma_{\mu} e O_{\mathcal{U}}^{\mu} + \frac{\lambda_{1\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{V}}-1}} \bar{\nu}_{\alpha} \gamma_{\mu} \nu_{\beta} O_{\mathcal{U}}^{\mu}, \qquad (5.9)$$

ve

$$\mathcal{L}_{J=2} = \frac{-i}{4} \frac{\lambda_{2e}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{T}}}} \bar{e} \left(\gamma_{\mu} \overleftrightarrow{D}_{\nu} + \gamma_{\nu} \overleftrightarrow{D}_{\mu} \right) \psi_{e} O_{\mathcal{U}}^{\mu\nu} + \frac{\lambda_{2\nu}^{\alpha\beta}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{T}}}} \mathcal{F}_{\mu\alpha} \mathcal{F}_{\nu}^{\alpha} O_{\mathcal{U}}^{\mu\nu}$$
(5.10)

şeklinde verilmektedir (Cheung, Keung ve Yuan, 2007; Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010; Hur, Ko ve Wu, 2007). Burada $\mathcal{F}_{\mu\nu}$, ayar alan şiddetidir. Çiftlenim katsayılarına karşılık gelen λ_{Je} ve $\lambda_{J\nu}^{\alpha\beta}$ katsayılarının açık hali

$$\lambda_{Je} = C_{O_{U}e} \frac{\Lambda^{d_{UV}-d}}{M^{d_{UV}+d_{SM}-4}} \quad \text{ve} \quad \lambda_{J_{V}}^{\alpha\beta} = C_{O_{U}v}^{\alpha\beta} \frac{\Lambda^{d_{UV}-d}}{M^{d_{UV}+d_{SM}-4}}$$
(5.11)

şeklindedir. Burada J = 0, 1, 2 yerine yazıldığında Denklem (5.8), (5.9) ve (5.10)'da kullanılan formları elde edilir. Denklem (5.11)'deki $d (= d_S, d_V, d_T)$ sırasıyla skaler, vektör ve tensörel UP etkileşimleridir.

Skaler ve vektör UP değiş-tokuşuyla ve vektör UP'da karışım teriminin SM ile birlikte olan $\bar{v}_e - e$ saçılımı tesir kesitleri Denklem (5.12), (5.13) ve (5.14)'de verilmiştir.

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mathcal{U}_{S}} = \frac{f^{2}(d_{S})}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{4d_{S}-4}} \frac{2^{2d_{S}-6}}{\pi E_{\nu}^{2}} (m_{e}T)^{2d-3} (T+2m_{e})$$
(5.12)

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mathcal{U}_{\mathcal{V}}} = \frac{1}{\pi} \frac{f^2(d_{\mathcal{V}})}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{4d_{\mathcal{V}}-4}} 2^{2d_{\mathcal{V}}-5} m_e^{2d_{\mathcal{V}}-3} T^{2d_{\mathcal{V}}-4} \left[1 + \left(1 - \frac{T}{E_{\nu}}\right)^2 - \frac{m_e T}{E_{\nu}^2}\right]$$
(5.13)

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mathcal{U}_{V}-S\mathcal{M}} = \frac{\sqrt{2}G_{F}}{\pi} \frac{f(d_{V})}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{2d_{V}-2}} (2m_{e}T)^{d_{V}-2} m_{e} \\ \times \left[g_{R} + (g_{L}+1)\left(1 - \frac{T}{E_{v}}\right)^{2} - \frac{(g_{L}+g_{R}+1)}{2}\frac{m_{e}T}{E_{v}^{2}}\right]$$
(5.14)

Skaler UP'da karışım teriminin SM ile birlikte olan tesir kesiti, m_v/Λ_u faktörünün baskın olmasından dolayı önemsizdir. Bu yüzden skaler UP için çeşni korunumu (FC) ve çeşni ihlali (FV) olarak bir ayrım yapmak gerekmez (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).

 $\bar{v}_e - e$ saçılımının tensörel UP aracılığıyla etkileşiminin tesir kesiti Denklem (5.15)'deki gibidir (Barranco ve diğer., 2012).

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mathcal{U}_{\mathcal{T}}} = \frac{f^2(d_T)}{\pi\Lambda_{\mathcal{U}}^{4d_T-4}} 2^{2d_T-3} m_e^{2d_T-3} T^{2d_T-4} \left[3\left(1-\frac{T}{2E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e T}{2E_\nu^2}\right]$$
(5.15)

Burada $f(d_T)$ terimi

$$f(d_T) = \frac{\lambda_2^2}{2\sin d_T \pi} A(d_T)$$
(5.16)

ve normalizasyon sabiti $A(d_T)$

$$A(d_T) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_T}} \frac{\Gamma(d_T + 1/2)}{\Gamma(d_T - 1)\Gamma(2d_T)}$$
(5.17)

şeklinde tanımlanmaktadır. Denklem (5.16)'daki $f(d_T)$ 'de ve Denklem (5.17)'deki $A(d_T)$ 'de, $d_T \rightarrow d_S$ veya d_V ve $\lambda_2 \rightarrow \lambda_0$ veya λ_1 yer değiştirmesi yapılarak Denklem (5.12), (5.13) ve (5.14)'de kullanılan karşılıkları elde edilmiş olur.

UP etkileşimlerinde karakterize edilen şu üç parametre deneysel olarak araştırılabilmektedir: UP kütle boyutu d_T , UP enerji ölçeği Λ_U ve çiftlenim sabiti $\lambda_2 \equiv \sqrt{\lambda_{2\nu}^{e\beta}\lambda_{2e}}$. UP enerji ölçeği güncel çalışmaların çoğunda $\Lambda_U \sim 1 \ TeV$ olarak alınmaktadır. Üniterlik gereksinimi, kütle boyutu d'ye skaler UP için $1 < d_S < 2$ ve vektör UP için $d_V \ge 3$ kısıtlamaları getirmektedir (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).



Şekil 5.3 (a) Farklı üretim kanalları nedeniyle reaktör nötrinoların spektral şekli, (b) Tipik güç reaktörü operasyonunda toplam spektrum (Deniz, 2007).

5.3 Analiz Metodu

5.3.1 Beklenen Olay Sayısı

 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⁻¹MeV⁻¹gün⁻¹" ve Ge dedektörleri (HP-Ge, ULE-Ge ve PC-Ge) için "kg⁻¹keV⁻¹gün⁻¹" olarak ifade edilmektedir. R_X şu formül

$$R_X = \rho_e \int_T \int_{E_\nu} \left[\frac{d\sigma}{dT} \right]_X \frac{d\phi}{dE_\nu} \, dT \, dE_\nu \tag{5.18}$$

ile hesaplanmaktadır. Burada ρ_e hedef kütlenin kilogramı başına elektron yoğunluğu ve $d\phi/dE_{\nu}$ nötrino spektrumuna karşılık gelmektedir. Reaktör nötrino

spektrumunun farklı üretim kanalları Şekil 5.3(a)'da ve toplam spektrum Şekil 5.3(b)'de gösterilmiştir.

5.3.2 Dedektör Çözünürlüğü

Her dedektörün kendine özgü bir çözünürlüğü vardır ve çözünürlük çok iyiyse gelen sinyaller çok dar bir gaussyen halinde görülmektedir, fakat çözünürlük kötüleştikçe gaussyen dağılım giderek genişlemektedir. Deneysel veriler ile teorik hesaplar karşılaştırılırken dedektör çözünürlüğünü de hesaba katmak gerekebilir. Şekil 5.4'de, CsI(Tl) ve Ge dedektörleri için SM üzerinden dedektör çözünürlüğünün katkısı gösterilmiştir.



Şekil 5.4 (a) CsI(Tl) dedektörü için, (b) Ge dedektörleri için, SM'nin dedektör çözünürlüğü hesaba katılmış ve katılmamış durumları.

5.3.3 Fit Metodu

CsI(Tl), HP-Ge ve PC-Ge verilerinin analizinde minimum- χ^2 fit metodu kullanılmıştır ve matematiksel formu

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \frac{R_{\text{expt}}(i) - [R_{\text{SM}}(i) + R_{\text{NP}}(i)]}{\Delta_{\text{stat}}(i)} \right\}^{2}$$
(5.19)

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 $\Delta_{\text{stat}}(i)$ ölçümdeki belirsizliğe yani istatistiksel hataya karşılık gelen *i*'nci değeridir.

 χ^2 fit fonksiyonunun minimum değeri fit parametresinin en iyi χ^2 değerini verir. Minimum χ^2 değerinin bir fazlası, fonksiyonda artı ve eksi hataya karşılık gelir ve ortalaması istatistiksel hatayı verir. Sistematik hata ise benzer yolla ayrıca hesaplanır.

ULE-Ge verileri için, diğer dedektörlerde olan, reaktörün açık-kapalı (ON-OFF) arka plan çıkarımında kullanılan, reaktörün kapalı (OFF) durumundaki verisi olmadığından dolayı en uygun fit (best-fit) analizi mümkün olmamıştır. Bunun yerine, karanlık madde araştırmaları için geliştirilen "binned Poisson" (BP) metodu benimsenmiştir (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010).

5.3.4 Sistematik Hata Kaynakları

CsI(Tl) dedektörü ve Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı, değerleri ve ölçülen parametre olan tesir kesitine katkısı sırasıyla Tablo 5.1 ve 5.2'de gösterilmiştir.

Kaynaklar	$\delta_{sys}(\mathbf{kaynak})$	$\Delta_{sys}(\xi)$					
Sinyal gücü:							
Φ_{ν} ölçümü	< %3	< 0,03					
Nötrino olaylarının verimliliği	< %1,3	< 0,013					
Güvenilir hedef kütle	< %4	< 0,04					
* Toplam (sinyal)	-	< 0,052					
Arka plan çıkarımı:							
Reaktör kapalı ölçüm	< %0,4	< 0,06					
Arka plan ölçümü							
\odot H1(CRV;Tl _{γ})	< %3	< 0,08					
\odot H1(CRV; μ) + H1(CRV; μ)	< %1	< 0,17					
Net	-	< 0,19					
* Toplam (arka plan)	-	< 0,15					
Toplam		< 0,16					

Tablo 5.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hataların kaynağı.

Kaynaklar	δ (kaynak)	$\delta(\kappa_e^{-2})$
AÇIK/KAPALI kararsızlıklar [δ_{\pm} (toplam)]	< %1	< 0,18
Nötrino olaylarının verimliliği	$< 5 \times 10^{-4}$	$< 5 \times 10^{-4}$
$\Phi_e(\mu_{\nu})$ sayıları	< %3	< 0,03
$\Phi_e(SM)$ arka plan çıkarımı	%23	0,03
Toplam sistematik hata	-	< 0,18

Tablo 5.2 Ge dedektörleri için sistematik hataların kaynağı

5.3.5 %90 Güven Seviyesi

Denklem (5.20)'deki gibi seçilen fit parametresi Denklem (5.19)'daki minimum- χ^2 fit metodu kullanılarak elde edilen sonuç Denklem (5.21) formunda olmaktadır.

seçilen fit parametresi
$$\rightarrow a^b$$
 (5.20)

$$a^{b} = (\text{en uygun fit}) \pm (\text{istatistiksel hata}) \pm (\text{sistematik hata})$$
 (5.21)

Elde edilen bu değerler bir gaussyen dağılımın altında kalan alanın %68'lik kısmına (bir sigma) karşılık gelmektedir. Toplam hata Denklem (5.22)'deki gibi elde edilmektedir.

toplam hata =
$$\sqrt{(\text{istatistiksel hata})^2 + (\text{sistematik hata})^2}$$
 (5.22)

$$x_0 = \frac{\text{(en uygun fit)}}{\text{(toplam hata)}}$$
(5.23)

Denklem (5.23)'deki x_0 oranına karşılık gelen en uygun fit olasılıklarının katsayıları, Denklem (5.24)'de k olarak gösterilen, hesaplanmıştır (Feldman ve Cousins, 1998). Fit parametresinin değeri, k katsayısı kullanılarak bir gaussyen dağılımın altında kalan alanın %90'lık kısmına yani %90 güven seviyesine (CL) Denklem (5.24)'deki gibi dönüştürülmüş olur.

$$a < [k \times (\text{toplam hata})]^{\frac{1}{b}} \quad (\%90 \text{ CL}) \tag{5.24}$$

5.3.6 Analiz Basamakları

NSI ve UP parametrelerine üst limitler konulurken şu yollar izlenmiştir:

- Denklem (5.18)'deki formül kullanılarak SM ve yeni fizik için beklenen olay sayıları hesaplanmıştır.
- Her bir dedektör için hesaplanan beklenen olay sayıları için dedektör çözünürlüğü hesaba katılmaktadır.
- Gözlenen olay sayılarının enerji aralıklarına göre, beklenen olay sayısı integre edilmiştir.
- Denklem (5.19)'daki fit metodu kullanılarak NSI ve vektör UP FC için parametrenin karesi ve diğer UP'lar için parametrenin 4. kuvveti fit parametresi seçilerek fit değerleri, istatistiksel hataları ve sistematik hataları elde edilmiştir.
- Elde edilen bu değerler bir gaussyen dağılımın altında kalan alanın %68'lik kısmına (bir sigma) karşılık gelmektedir. Bu limitler %90 güven seviyesine ("Confidence Level (CL)") dönüştürülerek parametrelerin üst limitleri oluşturulmuştur.

5.4 NSI ve UP Diferansiyel Tesir Kesiti Davranışları

Hangi enerji bölgesinde çalışmanın daha uygun olduğunu tespit etmek için tensörel NSI ve UP etkileşimlerinin SM ile karşılaştırılmaları Şekil 5.5 ve 5.6'da verilmiştir.

Tensörel NSI etkileşiminin standart modele göre değişiminin çizildiği Şekil 5.5'deki grafik aynı zamanda, hangi enerjilerde daha iyi limit konulabileceğini göstermektedir. Farklı enerjilerde farklı hassasiyetlere sahip dedektörlerden elde edilmiş deneysel veriler olduğundan, bu değişim farkının daha belirgin olduğu enerjilerdeki elde edilmiş deneysel verilerle daha iyi limit konulabilir. Ancak, grafikte görüldüğü üzere sadece yüksek enerjilerde küçük bir değişim söz konusudur. Bu da, hassasiyeti yüksek deney verilerini kullanarak daha iyi bir limit konulacağını göstermektedir.

Tensörel UP etkileşiminin standart modele göre değişiminin çizildiği Şekil 5.6'da dedektörlerin enerji aralıkları da görülmektedir. Tensörel NSI'dan farklı olarak tensörel UP etkileşim parametrelerinin üst limitleri hakkında, skaler ve vektör etkileşimlerinin değişimleri daha iyi bilgiler vermektedir. Grafikte görüldüğü üzere tensörel UP etkileşimi vektör UP FC'ye benzer bir davranış göstermektedir. Vektör UP FC etkileşim sonuçlarına bakıldığında tensörel UP etkileşimi için kütle boyutu parametresi d_T arttıkça CsI(Tl) dedektörü ile daha iyi sonuçlar elde edileceği öngörülebilmektedir.



Şekil 5.5 SM ve NSI diferansiyel tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafiği.



Şekil 5.6 SM ve UP diferansiyel tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafiği.

BÖLÜM ALTI SONUÇLAR VE TARTIŞMA

6.1 Nötrinoların Standart Olmayan Etkileşimleri

6.1.1 NU, FC ve Tensörel NSI

Şekil 6.1 ve Tablo 6.1'de verilen NU ve FC NSI limit değerleri önceki çalışmada verilenlerle (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010), aynı sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 6.1 (a) NU NSI parametreleri ε_{ee}^{eL} - ε_{ee}^{eR} , (b) FC NSI parametreleri $\varepsilon_{e\tau}^{eL}$ - $\varepsilon_{e\tau}^{eR}$ %90 CL'deki izinli bölgeleri.

Tablo 6.1	NU ve FC NSI	parametrelerinin	limit değerleri.
-----------	--------------	------------------	------------------

TEXONO						
NSI para	metreleri	En uygun fit ölçümü	χ^2 / d.o.f	%90 CL limitleri		
NU	$arepsilon_{ee}^{eL}$	$\varepsilon_{ee}^{eL} = 0.03 \pm 0.26 \pm 0.17$	8.9 / 9	$-1,53 < arepsilon_{ee}^{eL} < 0,38$		
	$arepsilon_{ee}^{eR}$	$\varepsilon_{ee}^{eR} = 0.02 \pm 0.04 \pm 0.02$	8.7/9	$-0.07 < \varepsilon_{ee}^{eR} < 0.08$		
FC	$arepsilon^{eL}_{e\mu} \ arepsilon^{eL}_{e au} \ arepsilon^{eL}_{e au}$	$ \begin{aligned} \varepsilon_{e\mu}^{eL^2} (\varepsilon_{e\tau}^{eL^2}) &= 0.05 \\ \pm 0.27 \pm 0.24 \end{aligned} $	8.9 / 9	$\begin{aligned} \varepsilon^{eL}_{e\mu} &< 0.84 \\ \varepsilon^{eL}_{e\tau} &< 0.84 \end{aligned}$		
	$arepsilon^{eR}_{e\mu} \ arepsilon^{eR}_{e au} \ arepsilon^{eR}_{e au}$	$ \begin{array}{c} \varepsilon_{e\mu}^{eR^2} (\varepsilon_{e\tau}^{eR^2}) = 0,008 \\ \pm 0,015 \pm 0,012 \end{array} $	8.7/9	$\begin{aligned} \varepsilon_{e\mu}^{eR} &< 0,19 \\ \varepsilon_{e\tau}^{eR} &< 0,19 \end{aligned}$		

 $\varepsilon_{e\beta}^{eT}$ tensörel NSI parametresi SM tesir kesiti ölçümlerinin hassasiyeti ile sınırlıdır. Bu duruma göre ve Şekil 5.5'de öngörüldüğü gibi CsI(Tl) dedektörü verileri analiz için kabul edilmiştir. Denklem (5.5)'deki tensörel NSI parametresinin kareli ifadesi minimum- χ^2 analizinde fit değişkeni olarak kullanılmıştır. Tensörel NSI parametresi grafiksel olarak Şekil 6.2'de gösterilen en uygun fit değeri Denklem (5.19) kullanılarak, χ^2 / d.o.f = 8,7 / 9 değerinde Denklem (6.1)'de verilen sayısal sonuç bulunmuştur.

$$\left(\varepsilon_{e\beta}^{eT}\right)^{2} = \left[0,96 \pm 2,21 \pm 1,82\right] \times 10^{-2} \tag{6.1}$$

Bu sonuç "en uygun fit \pm istatistiksel hata \pm sistematik hata" olarak gösterilmiştir ve tensörel NSI parametresinin %90 CL'daki elde edilen limit değeri Denklem (6.2)'de verilmiştir.

$$|\varepsilon_{e\beta}^{eT}| < 0.24 \tag{6.2}$$

Tensorial NSI literatürde bir çok çalışmada kullanılmış ve tartışılmıştır (Barranco ve diğer., 2012; Healey, Petrov ve Zhuridov, 2013; Papoulias ve Kosmas, 2015).



Şekil 6.2 Elektronun geri tepme enerjisine göre gözlenen olay sayısı, SM ve Tensörel NSI fiti.

Şekil 6.3'de, tensörel NSI için bir dışarlanan ve dışarlanmayan limit değerlerini

göstermek için seçilen parametrelerle gösterimi verilmiştir. Bu çalışmada Tensörel NSI parametresine deneysel olarak ilk kez limit konulmuştur.



Şekil 6.3 Tensörel NSI parametresi üst limitinin seçilen dışarlanan ve dışarlanmayan durumları.

6.2 Unparticle Fiziği

6.2.1 Skaler, Vektör ve Tensörel UP

Skaler ve vektör UP CsI(Tl), HP-Ge ve ULE-Ge verileriyle daha önce çalışılmıştır (Deniz, Bilmiş ve diğer., 2010). Bu çalışmada daha önceki değerler yeniden elde edilmiş ve yeni dedektör, PC-Ge, verisiyle bu limitler güncellenmiştir.



Şekil 6.4 (a) $\Lambda_U = 1 TeV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 TeV$ enerji aralığı için, Skaler UP parametrelerinin üst limitleri.

Şekil 6.4(a)'da $\Lambda_U = 1 \ TeV$ için kütle boyutuna göre, Şekil 6.4(b)'de bazı kütle parametreleri için Λ_U 'ya göre skaler UP parametresinin %90 CL'deki elde edilen değerlerinin grafiği gösterilmiştir. Skaler UP için kütle boyutunun $d_S < 1,3$ koşulunda HP-Ge dedektör verileri, kütle boyutu arttıkça CsI(Tl) dedektör verileri daha iyi limit değerleri vermektedir. Yeni PC-Ge dedektör verileri, Şekil 6.4'deki tüm kütle boyutu değerleri için ULE-Ge verilerinden daha hassas, HP-Ge dedektör verilerinden daha az hassas ve CsI(Tl) dedektör verilerinden yalnızca $d_S < 1,2$ koşulunda daha hassas limit değerleri vermektedir.

Vektör UP için %90 CL'de elde edilen sonuçlar Şekil 6.5'deki grafikte gösterilmiştir. CsI(Tl) dedektör verileri seçilen tüm kütle parametreleri ve Λ_U değerlerinde daha hassas limitler verdiği görülmektedir. Yeni dedektör PC-Ge verisinin sadece ULE-Ge dedektör verisinden daha iyi hassasiyette olduğu bulunmuştur.



Şekil 6.5 (a) $\Lambda_U = 1 \ TeV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji aralığı için (FV), (c) $\Lambda_U = 1 - 10 \ TeV$ enerji aralığı için (FC), Vektör UP parametrelerinin üst limitleri.

Farklı d_T aralıkları, tesir kesiti için farklı hassasiyetler vermektedir. Tensörel UP

analizi tüm veri kümeleri için yapılmıştır ve Şekil 5.6'daki öngörülen sonuçlar elde edilmiştir. Tensorial UP literatürde bir çalışmada kullanılmış ve tartışılmıştır (Barranco ve diğer., 2012).

Tensorial UP değiş-tokuşu için farklı d_T 'lerde λ_2 üst limitleri $\Lambda_U = 1 \ TeV$ 'de elde edilmiştir ve sonuçlar Şekil 6.6(a)'da gösterilmektedir. Farklı Λ_U değerlerinde λ_2 için üst limitler Şekil 6.6(b)'de gösterilmektedir. PC-Ge verileri $d_T < 1,3$ durumunda, HP-Ge verileri $1,3 \le d_T < 1,6$ durumunda ve daha yüksek d_T değerlerinde ise CsI(Tl) verileri daha iyi hassasiyet sağladığı görülmektedir.



Şekil 6.6 (a) $\Lambda_U = 1 T eV$ için kütle boyutuna göre, (b) $\Lambda_U = 1 - 10 T eV$ enerji aralığı için, tensörel UP parametrelerinin üst limitleri.

Seçilen d_T değerlerine göre elde edilen Tensörel UP parametresi üst limitinin her bir dedektör için seçilen bir dışarlanan ve bir dışarlanmayan limit gösterimleri Şekil 6.7(a)'da CsI(Tl), Şekil 6.7(b)'de HP-Ge, Şekil 6.7(c)'de PC-Ge ve Şekil 6.7(d)'de ULE-Ge için verilmiştir.



Şekil 6.7 (a) CsI(Tl) dedektörü için, (b) HP-Ge dedektörü için, (c) PC-Ge dedektörü için, (d) ULE-Ge dedektörü için, tensörel UP parametresi üst limiti için seçilen dışarlanan ve dışarlanmayan durumların grafikleri.

KAYNAKLAR

- Barranco, J., Bolanos, A., Garces, E. A., Miranda, O. G. ve Rashba, T. I. (2012). Tensorial NSI and Unparticle physics in neutrino scattering. *International Journal of Modern Physics A*, 27(25), 1250147.
- Barranco, J., Miranda, O. G., Moura, C. A. ve Valle, J. W. F. (2006). Constraining nonstandard interactions in $v_e e$ or $\bar{v}_e e$ scattering. *Physical Review D*, 73(11), 113001.
- Barranco, J., Miranda, O. G., Moura, C. A. ve Valle, J. W. F. (2008). Constraining nonstandard neutrino-electron interactions. *Physical Review D*, 77(9), 093014.
- Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN). (2015). *The standard model*. 1 Eylül 2015. http://home.web.cern.ch/about/physics/standard-model.
- Chang, H. M. (2006). A search for axions at the Kuo-Sheng nuclear power plant with a high-purity germanium detector. Yüksek Lisans Tezi, National Taiwan University, Taiwan.
- Chen, J. W., Chi, H. C., Li, H. B., Liu, C. P., Singh, L., Wong, H. T. ve diğer. (2014). Constraints on millicharged neutrinos via analysis of data from atomic ionizations with germanium detectors at sub-keV sensitivities. *Physical Review D*, 90(1), 011301.
- Cheung, K., Keung, W. Y. ve Yuan, T. C. (2007). Collider phenomenology of unparticle physics. *Physical Review D*, 76(5), 055003.
- Davidson, S., Pena-Garay, C., Rius, N. ve Santamaria, A. (2003). Present and future bounds on non-standard neutrino interactions. *Journal of High Energy Physics*, 2003(03), 011.
- 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., Bilmis, S., Yıldırım, I. O., Li, H. B., Li, J., Liao, H. Y. ve diğer. (2010). Constraints on nonstandard neutrino interactions and unparticle physics with $\bar{\nu}_e - e$ scattering at the Kuo-Sheng nuclear power reactor. *Physical Review D*, 82(3), 033004.
- Deniz, M., Lin, S. T., Singh, V., Li, J., Wong, H. T., Bilmis, S. ve diğer. (2010). Measurement of $\bar{\nu}_e$ -electron scattering cross section with a CsI(Tl) scintillating crystal array at the Kuo-Sheng nuclear power reactor. *Physical Review D*, 81(7), 072001.
- Feldman, G. J. ve Cousins, R. D. (1998). Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57(7), 3873.
- Garces, E. A., Barranco, J., Bolanos, A., Miranda, O. G. ve Rashba, T. I. (2012). Neutrino-electron scattering and tensor couplings. *Journal of Physics: Conference Series*, 378(1), 012017.
- Griffiths, D. J. (1987). Introduction to elementary particle physics. New York: Wiley.
- Healey, K. J., Petrov, A. A. ve Zhuridov, D. (2013). Nonstandard neutrino interactions and transition magnetic moments. *Physical Review D*, 87(11), 117301.
- Hur, T. I., Ko, P. ve Wu, X. H. (2007). Antisymmetric rank-2 tensor unparticle physics. *Physical Review D*, 76(9), 096008.
- Kayser, B. (2013). Neutrino oscillation physics. in Proceedings of the International School on AstroParticle Physics. 1 Eylül 2015. http://arxiv.org/abs/1206.4325.
- Kenzie, M. (2010). *A review of unparticle physics*. Yüksek Lisans Tezi, Imperial College London, London.
- King, S. F. (2015). Models of neutrino mass, mixing and CP violation. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 42(12), 123001. 15 Kasım 2015. http://arxiv.org/abs/1510.02091.
- Lenz, A. (2007). Unparticle physics effects in B_s - \overline{B}_s mixing. *Physical Review D*, 76(6), 065006.

- Li, H. B., Li, J., Wong, H. T., Chang, C. Y., Chen, C. P., Fang, J. M. ve diğer. (2003). Limit on the electron neutrino magnetic moment from the Kuo-Sheng reactor neutrino experiment. *Physical review letters*, 90(13), 131802.
- Liao, H. Y. (2006). A search of neutrino-induced nuclear transitions in ⁷³Ge at the *Kuo-Sheng nuclear power plant with a high-purity germanium detector*. Yüksek Lisans Tezi, National Taiwan University, Taiwan.
- Lin, S. T., Li, H. B., Li, X., Lin, S. K., Wong, H. T., Deniz, M. ve diğer. (2009). New limits on spin-independent and spin-dependent couplings of low-mass WIMP dark matter with a germanium detector at a threshold of 220 eV. *Physical Review* D, 79(6), 061101.
- Miranda, O. G. ve Nunokawa, H. (2015). Non standard neutrino interactions: current status and future prospects. *New Journal of Physics*, 17(9), 095002. 15 Kasım 2015. http://arxiv.org/abs/1505.06254.
- Nobelprize. (2015). *The Nobel Prize in Physics 1995*. 15 Kasım 2015. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1995/.
- Ohlsson, T. (2013). Status of non-standard neutrino interactions. *Reports on Progress in Physics*, 76(4), 044201. 1 Eylül 2015. http://arxiv.org/abs/1209.2710.
- Papoulias, D. K. ve Kosmas, T. S. (2015). Neutrino transition magnetic moments within the non-standard neutrino-nucleus interactions. *Physics Letters B*, 747(454-459)
- Particle Data Group. (2014). Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9), 090001.
- Taiwan EXperiment On NeutrinO (TEXONO). (2011). *Low energy neutrino physics*. 1 Kasım 2015. http://hepmail.phys.sinica.edu.tw/ texono/PHOTOS/photo.html.
- Wong, H. T. (2010). Updated dark matter search with sub-keV 2nd International Workshop germanium detector. on Dark Matter, Energy and Matter-Antimatter Asymmetry. Kasım 2015. Dark 1 http://www.phys.nthu.edu.tw/ dark/2010/conference.php

Wong, H. T., Li, H. B., Lin, S. T., Lee, F. S., Singh, V., Wu, S. C. ve diğer. (2007). Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the Kuo-Sheng nuclear power station. *Physical Review D*, 75(1), 012001.

Zuber, K. (2004). Neutrino physics. New York: Taylor & Francis.

