

DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN
EKSTRA Z-PRIME AYAR BOZON
ARAŞTIRMALARI

Ayşegül ŞEN

Haziran, 2016
İZMİR

**NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN
EKSTRA Z-PRIME AYAR BOZON
ARAŞTIRMALARI**

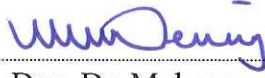
**Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı**

Ayşegül ŞEN

**Haziran, 2016
İZMİR**

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

AYŞEGÜL ŞEN, tarafından DOÇ. DR. MUHAMMED DENİZ yönetiminde hazırlanan “NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN EKSTRA Z-PRIME AYAR BOZON ARAŞTIRMALARI” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.



Doç. Dr. Muhammed Deniz

Yönetici



Prof. Dr. Mehmet ZEYREK

Jüri Üyesi



Doç. Dr. Saime KERMAN

Jüri Üyesi



Prof. Dr. Ayşe OKUR

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim boyunca ilminden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim ve danışman hocam olmasından onur duyduğum sayın Doç. Dr. Muhammed DENİZ’e hiçbir zaman yardımlarını esirgemediği için ve tecrübelerinden yararlanırken göstermiş olduğu hoşgörü ve sabırdan dolayı sonsuz teşekkürlerimi 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.

Her zaman desteğini hissettiğim ve bugünlere gelmemi sağlayan çok kıymetli aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayşegül ŞEN

NÖTRİNO-ELEKTRON SAÇILIM KANALINDAN EKSTRA Z-PRIME AYAR BOZON ARAŞTIRMALARI

ÖZ

Nötrino deneyleri elektro-zayıf etkileşimi gözlemlemek ve Standart Model'i test etmek için en uygun düzeneklerden biridir. Nötrino etkileşimlerinin deneysel olarak iyi bir hassasiyetle gözlemlenebilmesi için arka alan sinyalin çok az olduğu ve çok düşük enerjilerde ölçüm yapabilen ileri teknolojik düzeneklere ihtiyaç vardır. Bu amaçla, Tayvan'da bulunan Kuo Sheng nükleer santralinde kurulmuş olan Nötrino Laboratuvarında faaliyet gösteren TEXONO ile bilimsel işbirliği çerçevesinde yürütülen projelere katılarak bazı çalışmalar yürütülmektedir. Elektro-zayıf etkileşimi aracı parçacıkları olan Z ve W ayar bozonlarına ek olarak bazı modellerin ön gördüğü "Ekstra Z' Ayar Bozon" araştırmaları düşük enerji bölgelerinde Standart Model Ötesi yeni fizik araştırmaları için kullanılabilir. Bu çalışma kapsamında, antinötrino-elektron saçılım kanalından Z' Bozon kütle limitleri için farklı iki detektör; (i) talyum aktif sezyum iyodür sintilasyon kristali, (ii) yüksek saflıkta germanyum detektörü ile alınan verilerin analizleri yapılmıştır. Yüksek enerji bölgelerinde Ekstra Z' Ayar Bozon kütle limitinin tespiti için araştırmalar devam etmektedir. Bu tez çalışması düşük enerji bölgelerinde olup, antinötrino-elektron saçılım kanalından yapılan ilk deneysel çalışma olması açısından özgün bir değere sahiptir.

Anahtar kelimeler: Ekstra Z' ayar bozonu, Nötrino, Standart Model, Standart Model Ötesi.

EXTRA Z-PRIME GAUGE BOSON RESEARCH VIA NEUTRINO-ELECTRON SCATTERING CHANNEL

ABSTRACT

Neutrino experiments are one of the most appropriate mechanisms to observe the electro-weak interactions and to test the Standard Model. Advanced systems being capable of making measurements at low energy-low background are necessary to observe neutrino interactions in a good experimental precision. For this purpose, some projects are performed together with TEXONO at the neutrino laboratory established in Kuo Sheng nuclear power plant in Taiwan. “Extra Z' Gauge Boson” research at low energy can be used for the new physics beyond the Standard Model research which is foreseen by some models in addition to mediators particles of Electro-Weak Interaction Z and W gauge bosons. In this study, from antineutrino-electron scattering channel the analysis of the data taken with two different detectors; (i) thallium activated cesium iodide, (ii) high purity germanium, is performed for Z' Boson mass limits. The researches on determining mass of Extra Z' Gauge Boson are still continuing at high energy region. This thesis study is distinctive since it is the first experimental study of the antineutrino-electron scattering channel at low energy region.

Keywords: Extra Z' Gauge Boson, Neutrino, Standard Model, Beyond the Standard Model.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZ.....	iv
ABSTRACT.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	x
TABLolar LİSTESİ.....	xi
BÖLÜM BİR - GİRİŞ	1
BÖLÜM İKİ - STANDART MODEL VE ÖTESİ	3
2.1 Standart Model (SM)	3
2.2 Standart Model Ötesi	6
2.2.1 Süpersimetri	6
2.2.2 Büyük Birleşme Teorileri	7
2.2.3 Süpersicim Teorileri	8
2.2.4 Ekstra Boyutlar	8
2.3 Ekstra Z-prime Ayar Bozon Modelleri	9
2.3.1 Ardışık Standart Model	9
2.3.2 E_6 String Tipi Modeli	9
2.3.3 Left-Right Simetrik Model	10
BÖLÜM ÜÇ - NÖTRİNOLAR VE NÖTRİNO ELEKTRON SAÇILIMI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİ	11
3.1 Nötrinoların Keşfi ve Özellikleri	11
3.1.1 Nötrinoların Helisitesi	13
3.1.2 Nötrino Kütlesi, Karışımları ve Salınımları	15
3.2 SM'de Nötrino Elektron Saçılımının Diferansiyel Tesir Kesiti	18
3.3 Z-prime Modellerinin Diferansiyel Tesir Kesitleri	29

BÖLÜM DÖRT - TEXONO DENEYİ 33

4.1 TEXONO Deney Düzenegi	33
4.2 DAQ Sistemi	36
4.3 Dedektörler ve Özellikleri	39
4.3.1 CsI(Tl) Dedektörü	39
4.3.1.1 CsI(Tl) Dedektörü Kalibrasyon Yöntemleri	40
4.3.1.2 CsI(Tl) Dedektörü Olay Seçimi	43
4.3.2 HP-Ge Dedektörü	45
4.3.3 CsI(Tl) ve Ge Dedektör Çözünürlüğü	48

BÖLÜM BEŞ - ANALİZ METODU 50

5.1 Beklenen Olay Sayısı	50
5.2 Dedektör Çözünürlüğü	51
5.3 Fit Metodu	51
5.4 Sistemik Hata Hesabı	52
5.5 Güven Seviyesi	53
5.6 Analiz Basamakları	54

BÖLÜM ALTI - DENEYSEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA 55

6.1 Z-prime Tesir Kesiti Davranışları ve Elde Edilen Fit Sonuçları	55
6.2 Sistemik Hata Kaynakları	60
6.3 Z-prime Ayar Bozon Kütle Limitleri	61

BÖLÜM YEDİ - SONUÇLAR 64

KAYNAKLAR 65

ŞEKİLLER LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 3.1 Durgun π^+ bozunumunun yük eşleneği (C), parite (P) dönüşümü ve CP işlemleri altında şematik gösterimi.	14
Şekil 3.2 Nötrinoların CPT (yük-parite-zaman) ve Lorentz dönüşümleri altında Dirac ve Majorana durumlarının şematik gösterimi.	14
Şekil 3.3 CP ihlalini sıfır kabul ederek, kütle ve çeşni öz durumları arasındaki karışım matris elemanlarının grafiksel gösterimi.	16
Şekil 3.4 $\sin^2 2\theta = 0,83$ için L/E 'nin bir fonsiyonu olarak salınım olasılığının $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ 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.	17
Şekil 3.5 Belirli yüklü lepton kütle temel durumu (ν_e, ν_μ, ν_τ), kütle m_i ile belirli nötrino kütle durumu ν_i olasılığı renklerle gösterilmiştir. Şeklin sol ve sağ bölümü sırasıyla normal ve ters sıralama olup, normal hiyerarşi ve ters hiyerarşi olarak bilinmektedir.	17
Şekil 3.6 $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi için Feynman diyagramı. p_1 ve p_2 gelen parçacık, k_1 ve k_2 giden parçacık momentumları olup, q sanal parçacık momentumudur. Zaman yatay yönde ilerlemektedir.	19
Şekil 3.7 (a) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM testi ölçüm grafiği, (b) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM için karışım terimi ölçüm grafiği, (c) CC, NC ve karışım terimlerinin toplam diferansiyel tesir kesitleri ölçüm grafiği.	27
Şekil 3.8 $\nu_e - e$ saçılımı kiral çiftlenim sabitleri $g_V - g_A$ ve $\sin^2 \theta_W$ fonksiyonu olarak SM tahmini grafiği.	28
Şekil 4.1 Kuo-Sheng nükleer santralının şematik gösterimi.	33
Şekil 4.2 Dedektörlerin etrafını çevreleyen 50 ton ağırlığındaki koruyucu materyalin gerçek görüntüsü.	34
Şekil 4.3 Koruyucu materyalin ve içerdiği yapıların şematik gösterimi.	35
Şekil 4.4 Koruyucu materyal ve 16 adet kozmik ışın veto panellerini gösteren deney setinin önden görünüşü.	35
Şekil 4.5 CsI(Tl) dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok diyagramı.	36
Şekil 4.6 HP-Ge dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok diyagramı.	37
Şekil 4.7 CsI(Tl) dedektörü veri alımı için tipik bir olayda zamanlama sırası.	38
Şekil 4.8 CsI(Tl) sintilasyon kristal dizisinin şematik çizimi.	39
Şekil 4.9 CsI(Tl) dedektörü gerçek görüntüsü.	39

Şekil 4.10 (a) f_i parametresi uygulanmış (kırmızı renkteki) ve uygulanmamış (siyah renkteki) ^{137}Cs olaylarının, (b) her iki uçtaki simetrik azalmayı gösteren ^{40}K olaylarının boylamasına Z-konumu dağılımları.	40
Şekil 4.11 (a) Kalibrasyondan önceki rastgele ölçek, (b) kalibrasyondan sonra ölçeğin her iki ucunun 0 cm ve 40 cm olarak ayarlanmasını sağlayan boylamasına konum kalibrasyonu yöntemi.	41
Şekil 4.12 (a) Örnek bir kristal için eğim düzeltmesi yapılmamış, (b) eğim düzeltmesi yapılmış Z-konumuna karşılık enerji dağılımları.	42
Şekil 4.13 (a) ^{137}Cs (662 keV), ^{40}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.	42
Şekil 4.14 Her bir seçim kriterinin uygulanması sonucunda baskılama etkisini gösteren enerji spektrumları	45
Şekil 4.15 HP-Ge dedektörünün koruyucu yapısı ile birlikte şematik gösterimi.	45
Şekil 4.16 HP-Ge dedektörü gerçek görüntüsü.	46
Şekil 4.17 Kaydedilen sinyalin (a) PSA, (b) ACV, (c) CRV seçim yöntemleri. (d) CRV ve ACV olay seçimi öncesi ve sonrası ölçülen spektrumlar.	47
Şekil 4.18 PC-Ge dedektörü gerçek görüntüsü.	48
Şekil 4.19 (a) CsI(Tl) ve (b) Ge dedektörlerinin çözünürlük katsayılarının elde edilmesi.	49
Şekil 5.1 (a) Farklı üretim kanallarındaki reaktör nötrinoların spektral şekli, (b) Tipik güç reaktörünün toplam spektrumu.	50
Şekil 5.2 (a) CsI(Tl) dedektörü ve (b) Ge dedektörleri için SM'in dedektör çözünürlüğünün hesaba katılmış ve katılmamış durumları.	51
Şekil 6.1 (a) CsI(Tl), (b) Ge dedektör verileri kullanılarak elde edilen SM ve Z-prime tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafikleri.	55
Şekil 6.2 (a) Z'_{SSM} modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.	56
Şekil 6.3 (a) Z'_χ modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.	57
Şekil 6.4 (a) Z'_η modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.	58
Şekil 6.5 (a) Z'_ψ modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.	59
Şekil 6.6 (a) Z'_{LR} modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2	

grafikleri.	60
Şekil 6.7 CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak, modelden bağımsız olarak %95 CL’de elde edilen Z-prime bozon kütle limitleri ve hassasiyetin %1’lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler.	62



TABLULAR LİSTESİ

	Sayfa
Tablo 2.1 Temel parçacık etkileşimleri	3
Tablo 2.2 Leptonlar ve özellikleri	4
Tablo 2.3 Kuarklar ve özellikleri	4
Tablo 3.1 Yayınlanan $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve $\sin^2 \theta_W$ ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler “...” ile gösterilmiştir.	26
Tablo 3.2 %90 CL’de nötrino yükü yarıçapı karesi limitinin ölçümleri.	29
Tablo 4.1 3-8 MeV enerji aralığında arka alan baskılaması ve her bir olay seçimi verimlilik faktörlerinin özeti.	44
Tablo 4.2 Arka plan baskılama ve sinyal verimliliği faktörleri ile birlikte olay seçim prosedürlerinin özeti.	47
Tablo 6.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hata kaynakları.	61
Tablo 6.2 CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak γ fit parametresi üzerinden %95 CL’de elde edilen sonuçlar, hassasiyetin %1’lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler ve mevcut limitler.	61
Tablo 6.3 Ge dedektör verileri kullanılarak γ fit parametresi üzerinden %95 CL’de elde edilen sonuçlar, hassasiyetin %1’lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler ve mevcut limitler.	62

BÖLÜM BİR

GİRİŞ

Elektro-zayıf etkileşim aracı parçacıkları olan $W^\pm$ ve Z^0 bozonlarına ek olarak, birçok modelin önerdiği, Standart Model (SM) ötesindeki doğayı anlamak amacıyla tanımlanan Z-prime bozonları, uzun süredir parçacık araştırmalarının önemli bir nesnesi olmuştur. Elektriksel olarak yüksüz, tek-renkli, büyük kütleli ve spini-1 olan Z-prime bozonları bu tez çalışmasının odak noktasıdır. En iyi bilinen Z-prime modellerin başında, SM'in Z bozonu ile aynı çiftlenimlere sahip bir Z-prime bozonu içeren Ardışık Standart Model (SSM) gelmektedir. Bu model diğer Z-prime modelleri için temel niteliktedir ve iyi bir karşılaştırma sağlamaktadır. Büyük Birleşme ve Süpersicim Teorileri'ne dayanan $SO(10)$ ve E_6 simetrilerine sahip E_6 String tipi Z-prime modelleri ile birlikte, Ekstra Boyutlar ve Büyük Birleşme Teorileri'nin önerdiği Left-Right simetrik model olarak adlandırılan Z-prime modelleri de popüler olarak araştırılan modeller arasındadır.

Elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetler ile birlikte leptonlar, kuarklar ve tüm aracı parçacıkları kapsayan ve bu kuvvetlerin parçacıklar üzerindeki etkisinin nasıl olduğunu iyi bir şekilde açıklayan SM teorisinin mevcut durumunun doğayı tanımlamadaki yetersizliğinden dolayı gereksinim duyulan SM ötesi teoriler ve Ardışık Standart Model, E_6 String tipi modeli ve Left-Right simetrik model olarak adlandırılan en popüler Z-prime modelleri ikinci bölümde açıklanmıştır.

Nötrinoların bir nötrino çeşnisinden diğer bir nötrino çeşnisine dönüşerek yaptığı salınımlar, SM'in sıfır olarak kabul ettiği nötrino kütlelerinin sıfırdan farklı olduğunu göstermektedir. Nötrino kütlelerinin varlığı ise SM ötesi fiziğe işaret etmektedir. Genel olarak nötrinoları içeren SM ötesi “yeni fizik”, nötrinoların standart olmayan etkileşimleri (NSI) olarak adlandırılmaktadır. NSI, standart nötrino salınımlarına alternatif olarak sunulmuş ancak böyle olmadığı anlaşılmıştır. Bu tür etkileşimler için ana mekanizma olmasa da SM ötesi etkileşim olduğu için önemlidir.

Nötrinoların standart olmayan etkileşimleri kapsamında bu çalışmanın konusu olan Z-prime bozonları da dahil olmak üzere bir çok SM ötesi model bulunmaktadır.

Z-prime bozonları, genellikle yüksek enerji bölgelerinde araştırılmaktadır. Ancak bu çalışma kapsamında farklı bir etkileşim kanalı olarak, antinötrino-elektron saçılım kanalından düşük enerji bölgelerinde Z-prime bozonları için kütle limitleri araştırılmıştır. Bu sebeple üçüncü bölümde, nötrinolar ve özelliklerini kapsayan bir giriş yapılarak antinötrino-elektron saçılım kanalı aracılığı ile SM tesir kesiti ve Z-prime bozonlarının SM tesir kesitine katkıları hesaplanmıştır.

Elektro-zayıf etkileşimi gözlemleyebilmek için en uygun deneysel düzeneklerden biri nötrino deneyleridir. $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ saçılım deneyleri, SM'in test edilmesi, nötrinoların özellikleri ve salınım çalışmalarında önemli rol oynamaktadır. Nötrino etkileşimlerinin deneysel olarak iyi bir hassasiyetle gözlemlenebilmesi için arka-alan sinyalin çok az olduğu ve çok düşük enerjilerde ölçüm yapabilen ileri teknolojik düzeneklere ihtiyaç vardır. Bu kapsamda, Tayvan'da bulunan Kuo Sheng nükleer santralinde kurulmuş olan Nötrino Laboratuvarında faaliyet gösteren TEXONO deneyi ve veri analiz yöntemleri dördüncü bölümde ve antinötrino-elektron saçılım kanalından Z-prime bozon kütle limitleri için farklı iki detektör; (i) talyum aktif sezyum iyodür sintilasyon kristali (CsI(Tl)), (ii) yüksek saflıkta germanyum (HP-Ge) detektörü ile alınan verilerin analiz basamakları ise beşinci bölümde anlatılmıştır.

Her bir Z-prime modeli için elde edilen kütle alt limitleri, deneysel hassasiyetin artırılması ile öngörülen limitler ve mevcut Z-prime limitleri arasındaki farkların altıncı bölümde tartışılması ile tez çalışması sonlandırılmıştır.

BÖLÜM İKİ

STANDART MODEL VE ÖTESİ

2.1 Standart Model (SM)

SM, temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri inceleyen parçacık fiziğinin temel teorisidir. Bu etkileşimler, doğada bulunan dört temel kuvvet olan; kütle çekimi, elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvet aracılığı ile gerçekleşmektedir. Bu kuvvetler ve özellikleri Tablo 2.1’de gösterilmiştir.

Tablo 2.1 Temel parçacık etkileşimleri

Kuvvet	Şiddeti	Menzili	Kuvvet Taşıyıcısı
Güçlü (nükleer) kuvvet	$g_\pi^2/4\pi \simeq 14$	$\approx 10^{-3} fm$	Gluon
	$\alpha_s \simeq 1$	$\approx 1 fm$	Pion
Elektromanyetik	$\alpha \simeq 1/137$	∞	Foton
Zayıf kuvvet	$G_F \simeq 1,02 \times m_p^{-2}$	$\approx 10^{-3} fm$	$W^\pm, Z^0$
Kütle çekimi	$G_N \simeq 5,9 \times 10^{-39}$	∞	Graviton

Bu kuvvetlerin her birinin farklı menzilleri ve farklı şiddetleri vardır. Kütle çekimi kuvveti zayıf fakat elektromanyetik kuvvet gibi sonsuz bir menzile sahiptir. Zayıf ve güçlü kuvvetler sadece çok kısa bir menzilde etkili olmaktadır ve sadece atomaltı parçacıklar seviyesinde etkilidirler. İsmine rağmen, zayıf kuvvet kütle çekimi kuvvetinden çok daha güçlüdür ama diğer iki kuvvetten daha zayıftır. Güçlü kuvvet ise, dört temel kuvvetten en güçlü olanıdır. Bu kuvvetlerden her biri bir aracı parçacık tarafından taşınır. Kütle çekimi kuvveti graviton, elektromanyetik kuvvet foton, güçlü kuvvet gloun ve pion, zayıf kuvvet ise $W^\pm$ ve Z^0 vektör bozonları tarafından taşınmaktadır. Bu aracı parçacıklar kuvveti, parçacıkların temel yapıtaşlarını oluşturan kuarklar ve leptonlar veya diğer parçacıklar arasında taşırlar (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire [CERN], 2015).

Yüklerine, elektron sayılarına, müon sayılarına ve tau sayılarına göre sınıflandırılan altı çeşit lepton ve yükleri ters işaretli olan altı tane de antilepton olmak üzere toplamda

oniki lepton vardır ve Tablo 2.2’de gösterilmiştir. Bunlar elektron, müon ve tau olmak üzere üç ailede toplanırlar.

Tablo 2.2 Leptonlar ve özellikleri

Aile	Parçacık	Anti-parçacık	Yük	L_e	L_μ	L_τ
Elektron	e^-	e^+	-1	1	0	0
	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	1	0	0
Müon	μ^-	μ^+	-1	0	1	0
	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	1	0
Tau	τ^-	τ^+	-1	0	0	1
	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	0	1

Parçacıklar spinlerine göre iki gruba ayrılırlar; yarım tamsayı spine sahip olanlar fermiyon, tamsayı spinli parçacıklar ise bozon olarak adlandırılmaktadır. Leptonlar yarım tamsayı spine sahip olduklarından fermiyondurlar ve her leptonun kendi ailesi arasındaki lepton sayısı korunmaktadır. Benzer biçimde, yük, acayıklık, tılsım, altlık ve üstlük değerlerine göre sınıflandırılan altı tane kuark çeşni ve altı tane de antikuark çeşni vardır ve Tablo 2.3’de gösterilmiştir. Her kuark ve antikuark çeşni için üç renk olduğundan toplamda otuzaltı tane kuark vardır (Griffiths, 1987)

Tablo 2.3 Kuarklar ve özellikleri

Parçacık	Baryon sayısı	Yük	Spin	Antiparçacık
u	1/3	+2/3	1/2	$\bar{u}$
d	1/3	-1/3	1/2	$\bar{d}$
c	1/3	+2/3	1/2	$\bar{c}$
s	1/3	-1/3	1/2	$\bar{s}$
t	1/3	+2/3	1/2	$\bar{t}$
b	1/3	-1/3	1/2	$\bar{b}$

SM kütle çekimi kuvveti haricindeki elektromanyetik, güçlü ve zayıf kuvvetler ile

birlikte leptonlar, kuarklar ve tüm aracı parçacıkları kapsamaktadır ve bu kuvvetlerin parçacıklar üzerindeki etkisinin nasıl olduğunu iyi bir şekilde açıklamaktadır. Ancak bazı temel eksiklikleri gideremediği için tamamlanmış bir model değildir. SM'in açıklayamadığı sorunlar şu şekilde özetlenebilir:

Serbest parametreler: SM, deneysel olarak belirlenmesi gereken, çiftlenim sabitleri ($e, \alpha_S, \sin^2\theta_W$), bozon kütleleri (m_W, m_H), lepton kütleleri (m_e, m_μ, m_τ), kuark kütleleri ($m_u, m_d, m_s, m_c, m_b, m_t$) ve Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) olarak isimlendirilen matris parametreleri (üç açı ve bir δ fazı) olmak üzere 18 serbest parametre içermektedir (Zuber, 2004). SM'de bu parametreler ile ilgili yanıtız sorular bulunmaktadır. Örneğin, μ leptonunun kütesinin, elektronun kütesinden neden daha ağır olduğu, bütün nötrinoların kütesinin neden bu kadar küçük olduğu ve neden α ile gösterilen elektromanyetik etkileşme sabitinin, düşük enerjilerde $1/137$ ile orantılı olduğu hakkında SM'de net bilgiler yer almamaktadır.

Hiyerarşi problemi: Kuantum kütleçekimi kapsamındaki ölçülebilir en küçük mesafe olan Planck uzunluğu 10^{-35} metredir. Bir atomun büyüklüğü ise 10^{-10} metre düzeyindedir. Bilinen en küçük mesafe olan Planck uzunluğu ile bir atom boyutunun büyüklüğü arasındaki bu büyük fark Hiyerarşi problemini ortaya çıkarmıştır. Bu problemin temel sebebi, atom boyutlarının, elektrozayıf kuvvet etkileşimlerinin neden olduğu uzunluk ölçeğiyle belirlenmesi ve buna karşılık Planck uzunluğunun, Newton sabiti olarak bilinen bir sabit tarafından belirlenmesidir. SM, iki uzunluk ölçüsü arasında bu aşırı farkın olmasının sebebini açıklayamamaktadır.

Üç farklı kuvvet: SM'de her birinin kendi kuvvet taşıyıcı bozonları ve her birinin şiddetini belirleyen kendi etkileşme sabiti olan üç farklı kuvvet (elektrozayıf, güçlü ve kütle çekimi) vardır. SM kuvvetler arasındaki bu farkın sebebini ve aynı etkileşme sabiti ile üç kuvvet arasındaki bütünleşmenin mümkün olup olmayacağını henüz açıklayamamaktadır.

Aile problemi: SM'in tanımladığı üç lepton ailesi ve üç kuark ailesi vardır. SM'de, bu sayılar neden birbirine eşittir, evrende doğal olarak bulunan bütün temel parçacıklar, sadece u ve d kuarklar, elektron ve onun nötrinosu iken, neden iki tane daha kuark ve

lepton ailesi vardır, ve neden farklı ailelerin kütleleri birbirinden farklıdır gibi sorulara yanıt verememektedir.

Evrendeki madde-antimadde antisimetrisi: Şimdiye kadar gözlemlenebildiği kadarıyla evren maddeden oluşmuştur. SM evrendeki bu madde-antimadde miktarı asimetrisi henüz açıklayabilmiş değildir.

Karanlık madde ve karanlık enerji: Evrenin yaklaşık %23'ü karanlık maddeden, %73'ü ise karanlık enerjiden oluşmaktadır. Henüz karanlık madde SM'nin içerdiği hiçbir parçacıkla açıklanamamaktadır. Bu durumda SM evrendeki toplam kütleinin sadece %4'ünü açıklayabilmektedir (Özpineci, 2007).

2.2 Standart Model Ötesi

SM ötesi (BSM) teorileri, SM'in genişletilmiş hali olarak düşünülmüş ve SM'in yanıtsız bıraktığı bazı problemlere çözüm olarak geliştirilmiştir. Süpersimetri, Büyük Birleşme Teorisi, Süpersicim Teorisi ve Ekstra Boyutlar bunlar arasında en popüler olanlarıdır. Bu modeller, farklı yöntemler kullanarak yeni fizik parametrelerini her modele uygun bir şekilde yerleştirmeyi mümkün kılmıştır.

2.2.1 Süpersimetri

Süpersimetri (SUSY), bozonlar ve fermiyonlar arasındaki bir simetri tarafından karakterize edilen bir teoridir. Bu teoriye göre her bir SM parçacığının bir süpereşi (sparçacığı) bulunmaktadır. Bunlar spinleri sıfır olan fermiyon süpereşleri (sfermiyonlar) ve spinleri 1/2 olan ayar bozonları süpereşleri ya da gaugino parçacıklarıdır. Örneğin, bir kuarkın süpereşi skuark, elektronun selektron, nötrininonun nötralino, foton için fotino, gluon için gluino'dur. Bu sparçacıkları, kendi eş parçacıkları ile aynı $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ayar simetrisine sahiptir (Leister, 2015).

Bazı süpersimetrik kuramlarda, süpersimetrik parçacıklar sadece çiftler halinde yaratılmakta ve yine çiftler halinde yok edilebilmektedir veya süpersimetrik parçacık sayısı sabit kalmaktadır. Böyle bir kuramda en hafif süpersimetrik parçacığı (Lightest

Supersymmetry Particle-LSP), başka bir süpersimetrik parçacıkla karşılaşmadığı sürece bozunamaz, sonsuza kadar değişmeden kalır. Tek bir parçacık, ancak kendisinden daha hafif parçacıklara bozunabilir. LSP bozunduğu zaman, kendisinden daha hafif olan parçacıkların hepsi SM parçacığı olduğu için, sadece SM parçacıklarına bozunabilir. Ancak süpersimetrik parçacıkların en hafifinin hangisi olduğu kuramın parametrelerine göre değiştiği için böyle bir bozunma mümkün olmamaktadır. Elektrik yükü olmayan süpersimetrik parçacıklarından birinin LSP olarak seçildiği bir durumda, LSP hem kararlı, hem de gözlemlenmesi neredeyse imkansız olan bir parçacık olur ve sadece kütleçekimsel etkileri gözlemlenebilir. Bu özellikler de, en hafif süpersimetrik parçacığı, karanlık maddeyi oluşturan parçacıklar için ideal bir aday yapar (Özpineci, 2007).

SUSY, hiyerarşi problemine bir çözüm getirdiği ve karanlık madde adayı sağladığı için en popüler BSM modellerinden biri olmuştur (Desai, 2012).

2.2.2 Büyük Birleşme Teorileri

Büyük Birleşme Teorisi (Grand Unified Theories-GUT), elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvveti yüksek enerjilerde tek bir kuvvet olarak birleştiren bir teoridir. Bu kuram, üç farklı kuvvetin belli bir enerji değerinde etkileşme sabitlerinin aynı olmasına dayanmaktadır. Diğer bir deyişle, SM simetrisi $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ büyük bir enerji ölçeğinde ($\sim 10^{16}$ GeV) tek bir G simetrisine gömülü olacaktır. Bu simetride kuarklar ve leptonlar aynı kümede birleşecek ve tek bir etkileşim sabitine sahip olacaklardır (Leister, 2015). Yüksek enerjilere çıkıldıkça etkileşme sabitlerinin yanı sıra diğer parametrelerin de büyük çoğunluğu enerjiye bağlı olduğundan değişmesi beklenmektedir. Bazı serbest kütle parametrelerinin de eşit oranda değiştiği varsayıldığında, mevcut deneylerle tutarlı bir kuram elde edilmektedir. Böylece serbest parametre sayısı büyük oranda azaltılacaktır (Özpineci, 2007).

2.2.3 Süpersicim Teorileri

Sicim teorileri, en temel parçacığın bir sicim olduğunu, ve gözlemlediğimiz bütün diğer parçacıkların, bu sicimin açık ya da kapalı durumlarında farklı titreşimlerine karşılık geldiğini öngörmektedir. Yani bu temel sicimin farklı titreşimleri farklı parçacıklara karşılık gelmektedir. Sicim teorisi tarafından öngörülen boyutların gerçek sayısı bu teorinin geliştirilmesiyle çeşitlenmiş olmasına rağmen, bozonlar ve fermiyonlar ile birlikte süpersimetriyi de içeren Süpersicim teorisi toplamda 10 boyut olduğunu öngörmektedir (Leister, 2015).

Süpersicim teorisi ile temel doğa kuvvetleri hakkındaki anlayışı tek bir denklem halinde birleştirerek madde ve enerjinin temel doğasını açıklayan “herşeyin teorisini” oluşturmak amaçlanmaktadır. Bu teoriyi ispatlayabilmek ve bu kadar küçük ekstra boyutları görebilmek için $\sim 10^{19}$ GeV enerjide deneyler yapmak gerekmektedir (Özpineci, 2007).

2.2.4 Ekstra Boyutlar

Ekstra boyutlar her ne kadar bilim kurgu gibi gelse de, yerçekimi kuvvetinin neden çok zayıf olduğunu açıklamak için ortaya atılmıştır. Yerçekimi kuvvetinin diğer temel kuvvetlerden çok daha zayıf olmasının sebebi, yerçekimi kuvvetinin etkisinin tam olarak hissedilmemesi ve bir kısmının ekstra boyutlarda yayılıyor olmasıdır.

Günlük yaşantıda üç mekansal boyut ve dördüncü olarak da zaman boyutu deneyimlenmiştir. Fakat bir boyutun bir atomdan daha küçük bir büyüklükte olduğu düşünüldüğünde, gözlemlemenin çok zor olduğu bir çok boyut ortaya çıkmaktadır. Ekstra boyutların varlığını ispatlamanın bir yolu, sadece ekstra boyutlarda yaratılabilen bir parçacık delili bulmak olacaktır. Ekstra boyutlar öneren teoriler, düşük enerji ve yüksek enerji durumlarındaki atomlar ile aynı şekilde, standart parçacıkların daha ağır versiyonlarının diğer boyutlarda var olacağını öngörmektedir. Kaluza-Klein durumları olarak adlandırılan, bu daha ağır parçacık versiyonları, standart parçacıklarla aynı özelliklere sahip fakat daha büyük kütleye sahiptirler. Bu parçacıkların varlığı ancak yüksek enerjilere ulaşan deneyler tarafından ispatlanabilecektir. Ekstra boyutların

varlığı, yerçekimi kuvvetinin doğanın diğer kuvvetlerinden daha zayıf olmasının ve evrenin beklenenden daha hızlı genişlemesinin nedenlerini açıklayabilecektir.

Ekstra boyutları göstermenin diğer bir yolu ise mikroskopik kara delikler üretmektir. Kara deliği oluşacak enerji miktarı, kara deliğin kütlesi ve boyutunun büyüklüğü ekstra boyutların sayısına bağlı olacaktır. Mikro kara delikler yapılan deneylerde görünür ise, yaklaşık 10^{27} saniye içinde hızla parçalanır olacaktır. Bu süre içinde dedektörlerin parçacıklar arasındaki etkileşimleri tespit etmesi, SM'in çürütülmesine yol açacaktır. Bu konuların herhangi birinin veya daha fazlasının bulunması, kapıların henüz bilinmeyen olasılıklar için açılmasını sağlayacaktır. (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire [CERN], 2015).

2.3 Ekstra Z-prime Ayar Bozon Modelleri

SM'in eksiklerini giderebilmek için geliştirilen SM ötesi modellerin bazıları Z-prime bozonları olarak bilinen yeni bir veya daha fazla ayar bozonlarını içermektedir. Yüksek enerji bölgelerinde yapılan Z-prime araştırmalarında doğrudan herhangi bir Z-prime bozonu kanıtı bulunamamasına rağmen, hala Z-prime modellerinin parametreleri üzerine olası bir "yeni fizik" senaryosunu yerleştirmek mümkündür.

2.3.1 Ardışık Standart Model

Ardışık Standart Model (SSM), SM Z bozonu ile aynı çiftlenimlerle ilişkili bir Z-prime bozonu içermektedir. Diğer bir deyişle, Z'_{SSM} bozonu, iyi bilinen SM Z bozonunun kütlece daha ağır bir karbon kopyasıdır. Bu model invariant ayar modeli değildir, fakat Z-prime araştırmaları için temel nitelikte olup, diğer Z-prime modelleri için iyi bir karşılaştırma sağlayan kullanışlı bir modeldir.

2.3.2 E_6 String Tipi Modeli

En popüler Z-prime modelleri Büyük Birleşme ve Süpersicim Teorileri'ne dayanan $SO(10)$ ve E_6 simetrilerine sahip E_6 String tipi Z-prime modelleridir. Bu iki simetriden

daha basit olan $SO(10)$ simetrisinin açık formu,

$$SO(10) \longrightarrow SU(5) \times U(1)'_\chi \quad (2.1)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Denklem (2.1)'deki $U(1)'_\chi$ simetrisi tek bir ekstra Z-prime ayar bozonunu göstermektedir. Süpersicim teorilerine dayanan, daha geniş kapsamlı E_6 simetrisinin açık formu ise,

$$E_6 \longrightarrow SU(5) \times U(1)'_\chi \times U(1)'_\psi \quad (2.2)$$

şeklindedir. Denklem (2.2)'deki simetri Z'_χ ve Z'_ψ olmak üzere iki Z-prime durumunu içermektedir. Bu durum β zayıf karışım açısına bağlı olarak,

$$Z'(\beta) = Z'_\chi(\cos\beta) + Z'_\psi(\sin\beta) \quad (2.3)$$

şeklinde verilen bir formdadır. Özel olarak Denklem (2.3)'teki $\beta = 0$ durumu saf $SO(10)$ Z'_χ , $\beta = \pi/2$ durumu saf E_6 Z'_ψ ve $\cos\beta = \sqrt{3/8}$ olduğu durum ise Z'_η modelini oluşturmaktadır (Leister, 2015; Barranco, Miranda ve Rashba, 2007).

2.3.3 Left-Right Simetrik Model

En iyi bilinen diğer bir Z-prime modeli Ekstra Boyutlar ve Büyük Birleşme Teorileri'ne dayanan Left-Right simetrik modeldir. Bu modelin elektro-zayıf bileşeni $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{BL}$ simetrisine sahiptir. $SU(2)_L$ ve $SU(2)_R$ sol-elli ve sağ-elli izospin ile $U(1)_{BL}$ ise B baryon numarası ve L lepton numarasını temsil etmek üzere $Q_{BL} = B - L$ ile tanımlanan yük ile ilişkilidir (Leister, 2015).

BÖLÜM ÜÇ

NÖTRİNOLAR VE NÖTRİNO ELEKTRON SAÇILIMI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİ

3.1 Nötrinoların Keşfi ve Özellikleri

“Ben bugün tespit edilemez bir parçacık önererek, hiçbir teorisyenin asla yapmaması gereken çok kötü bir şey yapmış oldum.”

Wolfgang Pauli

Chadwick’in β bozunumundan yayılan elektronların sürekli bir enerji spektrumunu keşfetmesinin ardından, enerji ve momentumu korumak için W. Pauli tarafından teorik olarak 1930’da yeni bir parçacık öne sürüldü (Deniz, 2007). Nükleer beta bozunumu çalışmalarında bir problem ortaya çıktı. $A \rightarrow B + e^-$ ile gösterilen β bozunumunda, A radyoaktif çekirdeği bir e^- yayarak daha hafif B çekirdeğine dönüşür. A çekirdeğinin durgun seçimiyle, B çekirdeği ve e^- eşit fakat zıt momentumlara sahip olurlar ve enerji korunumundan e^- enerjisi,

$$E_e = \left(\frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2 \quad (3.1)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.1)’de, E_e enerjisinin üç parçacığın kütleleri cinsinden yazılabilen bir sabit olduğu görülmektedir. Ancak yapılan deneylerde E_e enerjisinin sabit olmayıp, Denklem (3.1)’de görülen maksimum değeri verdiği gözlenmiştir. Enerji ve momentum korunumunun ihlal edilmiş gibi görüldüğü bu noktada, W. Pauli elektronun yanı sıra, “kayıp” enerjiyi taşıyan ve elektriksel olarak yüksüz olan yeni bir parçacığın daha yayımlandığını öne sürdü ve bu yeni parçacığı “nötron” olarak isimlendirdi. Daha sonra Fermi, bir β bozunumu teorisi öne sürerek, bu yeni parçacığa küçük ve yüksüz anlamına gelen “nötrino” adını verdi.

Modern terminolojide, $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ ile gösterilen, temel beta bozunumu süreci, nötronun bir protona, bir elektrona ve bir anti-elektron tipli bir nötrinoya dönüştüğü bir süreç olarak tanımlanır. 1950’lere kadar nötrinoların varlığı ile ilgili teorik kanıtlar bulunmuş olmasına rağmen deneysel olarak herhangi bir doğrulama yapılamamıştı.

1953 yılında ilk deneysel kanıt, nükleer geri tepme deneylerinde bulundu ve 1958’de Cowan ve Reines nükleer bir reaktörde büyük bir su tankında $p^+ + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ ile gösterilen ters beta bozunumu tepkimesini gözlemleyerek nötrinoların varlığını kesin olarak doğruladılar.

Sıradan bir β bozunumunda üretilen parçacığın antinötrino olduğu bilinmekteydi ve Cowan ve Reines’in elde ettiği sonuçlardan, $n + \nu_e \rightarrow p^+ + e^-$ ile gösterilen çapraz tepkimenin de aynı oranda meydana gelmesi gerektiği sonucuna varılmıştı. Davis nötrino ve antinötrino arasındaki farkı anlayabilmek için bu çapraz tepkimeyi, antinötrino kullanarak $n + \bar{\nu}_e \rightarrow p^+ + e^-$ şeklinde inceledi ve bu tepkimenin gerçekleşmediğini görerek, antinötrino ile nötrinin farklı parçacıklar olduğu sonucuna vardı. Konopinski ve Mahmoud, nötrino ve antinötrino arasındaki farkı açıklayabilmek için, lepton sayısının korunumu yasasını öne sürdüler. Bu yasa, herhangi bir fiziksel tepkimede önceki lepton sayısı toplamı ile sonraki lepton sayısı toplamının birbirine eşit olması gerektiğini söyler. Konopinski ve Mahmoud, leptonlara $L = +1$ lepton sayısını ve antileptonlara $L = -1$ lepton sayısını verdiler. Böylece $n + \bar{\nu}_e \rightarrow p^+ + e^-$ ile gösterilen bu tepkimenin gerçekleşmeyeceği sonucuna vardılar.

Kısa bir süre sonra $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ olarak gösterilen tepkimenin, bir müonun bir elektron ve bir fotona bozunumunun, deneysel olarak hiç gözlenmediği fark edildi. Bu tepkimenin lepton sayısı korunumu yasası ile uyumlu olduğu halde gerçekleşmemesi, akıllara her lepton ailesinin kendi aralarındaki lepton sayılarının korunması gerektiğini getirdi ve müon bozunumları $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ve $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ formunu aldı. Böylelikle elektron tipli nötrino ile müon tipli nötrino birbirinden ayırt edilebildi. τ leptonunun keşfinden sonra ise üç lepton tipine karşılık üç nötrino ve onların antiparçacıkları ile beraber lepton sayısı 12’ye çıkmış oldu (Griffiths, 1987).

Elektriksel olarak yüksüz olduğu için sadece zayıf ve kütleçekimi kuvvetinden etkilenen nötrinoların, diğer fermiyonlar gibi spini-1/2 olan parçacıklar olduğu bulundu ve daha sonra yapılan deneylerde de tüm nötrinoların sol-elli ($\mathcal{H} = -1$) ve tüm antinötrinoların sağ-elli ($\mathcal{H} = +1$) durumda oldukları görüldü (Zuber, 2004).

3.1.1 Nötrinoların Helisitesi

Parite, fizik yasalarının, herhangi bir fiziksel reaksiyonun ayna simetrisi uygulanması halinde aynı geçerlilikte olmasıdır, parite korunumu bunu gerektirmektedir. Parite ihlali ise her iki durumun fiziksel sürecinin farklı olduğu anlamına gelmektedir. 1950'li yıllara kadar, paritenin tüm fiziksel süreçlerde korunduğu düşünülmekteydi, ancak 1956 yılında Lee ve Yang paritenin zayıf etkileşimlerde ihlal edildiğini öngördüler. Co-60 kullanılarak önerdikleri ve Wu tarafından yapılan deneyde parçacıkların spin yönelimlerinin parite altında değiştiği deneysel olarak gösterildi. Spin ve momentumun skaler çarpımı olarak tanımlanan Helisite kavramı ortaya çıktı.

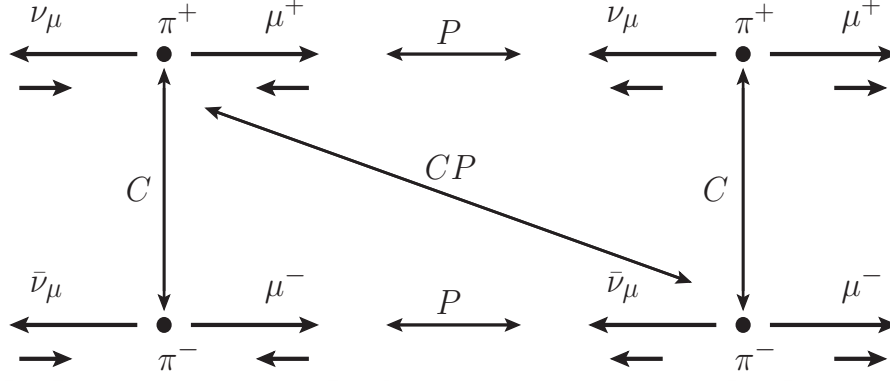
$$\mathcal{H} = \frac{\vec{S} \cdot \vec{P}}{|\vec{S} \cdot \vec{P}|} \quad (3.2)$$

Helisite, hareket yönündeki spin bileşeni anlamına gelmekte ve Denklem (3.2) ile ifade edilebilmektedir. Bir başka deyişle, hareket yönü eksenini için m_s/s oranına parçacığın Helisitesi adı verilmektedir. Bu nedenle spin-1/2 olan bir parçacık, iki helisite değerine sahiptir: $\mathcal{H} = +1$, ($m_s = +1/2$) ve $\mathcal{H} = -1$, ($m_s = -1/2$). Spin ve momentum aynı yönde ise pozitif helisite durumu sağ-elli, zıt yönde ise negatif helisite durumu sol-elli olarak isimlendirilmektedir.

Örnek olarak, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ile verilen hareketsiz pozitif pion bozunumu ele alınabilir. Bu bozunumda, lineer momentum korunumu, pion durgun olduğu için, çıkan parçacıkların hareket yönlerinin birbirine zıt olmasını gerektirir. Açısal momentum korunumu ise, pionun spini sıfır olduğundan, müon ve nötrino spinlerinin zıt doğrultularda olmasını gerektirir.

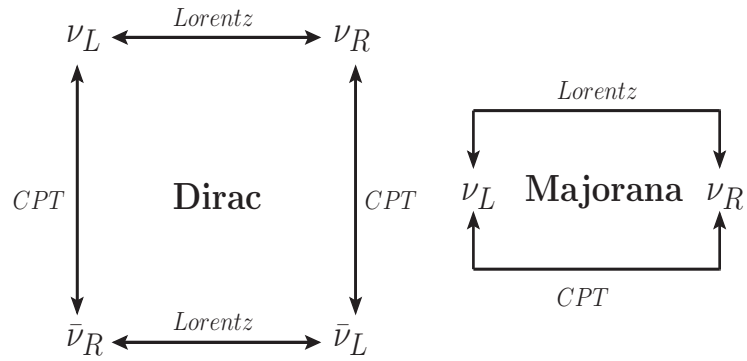
Helisite -1 olan μ^+ ve ν_μ , parite dönüşümü altında helisite +1'e dönüşmektedir. Parite korunumu, μ^+ ve ν_μ parçacıklarının helisite +1 ve -1 olarak aynı olasılıkla gözlenmesini gerektirmektedir. Ancak, doğadaki tüm nötrinolar sol-ellidir bu nedenle tüm müonların da sol-elli olması gerekmektedir. Bu da paritenin maksimum düzeyde ihlal edildiği göstermektedir. Parite (P) ve parçacığın antiparçacığa dönüşümü anlamına gelen yük eşleneği (C) dönüşümleri ihlal edilirken, CP dönüşümü değişmez

kalmaktadır. Durgun pionun bozunumu yük eşleneği (C), parite (P) dönüşümü ve CP işlemleri altında Şekil 3.1’de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.1 Durgun π^+ bozunumunun yük eşleneği (C), parite (P) dönüşümü ve CP işlemleri altında şematik gösterimi.

Parçacıklar, spin, elektrik yükü ve helisite gibi bazı fiziksel özellikleri karşılaştırılarak kendi antiparçacıklarından ayırt edilmektedirler. Nötrinolar elektrik yükü taşımadıkları için sadece helisiteleri aracılığı ile antinötrinolardan ayırt edilebilir. Nötrinolar kendi antinötrinolarından farklı bir parçacık ise Dirac nötrinoları, aynı parçacık ise Majorana nötrinoları olarak adlandırılır.



Şekil 3.2 Nötrinoların CPT (yük-parite-zaman) ve Lorentz dönüşümleri altında Dirac ve Majorana durumlarının şematik gösterimi.

Nötrinoların Dirac ve Majorana durumları Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Dirac durumunda sol-elli nötrino ν_L , CPT (yük-parite-zaman; Charge-Parity-Time)

dönüşümü altında sağ-elli antinötrinoya $\bar{\nu}_R$ dönüşmektedir. Bu durum nötrinin kendi antinötrinosu ile farklı olduğunu söylemektedir. Majorana durumunda ise sol-elli nötrino ν_L , CPT ve Lorentz dönüşümleri altında sağ-elli nötrino ν_R olmaktadır. Bu durum ise nötrinin kendi antinötrinosu ile aynı olduğunu söylemektedir.

3.1.2 Nötrino Kütlesi, Karışımları ve Salınımları

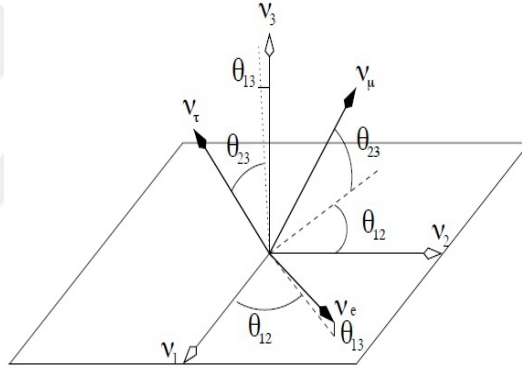
Nötrino kütlesinin keşfi, modern parçacık fiziğinde önemli gelişmelere yol açmıştır. Çok küçük nötrino kütlesinin varlığı, karışım ve nötrino çeşni değişimleri anlamına gelen salınımlara neden olmaktadır. Bir parçacığın kütleye bağlı olarak, zamana bağlı bir dalga gibi davranarak yayıldığı düşüncesi, nötrino salınımlarının temelini oluşturmaktadır. Nötrinolar elektron, müon ve tau çeşnileri olarak gözlenmelerine rağmen, uzayda yayılırken bu üç çeşni arasında salınım yapmaktadır. Yapılan deneylerde, güneşin çekirdeğinde üretilen nötrino ile gözlenen elektron tipi nötrino sayılarının uyuşmadığı ve beklenen değere göre düşük olduğu gözlemlendi ve bu durum “güneş nötrinosu problemini” ortaya çıkardı. Bir elektron tipi nötrino salınım olasılığının hesaplanması ile, bir yerde elektron, müon ya da tau tipi olarak gözlemlenen nötrinin, başka bir yerde diğer bir tip nötrino olarak gözlenebileceği sonucuna varıldı. Bu karışım ve salınım durumları ν_i kütle öz durumları ile özdeş olmayan ν_α zayıf etkileşim (çeşni) öz durumlarını kapsamaktadır. ν_α , ν_i 'ye, Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) matrisiyle bağlanmaktadır.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Denklem (3.3)'deki lepton karışım matrisi olarak isimlendirilen PMNS matrisinin açık formu,

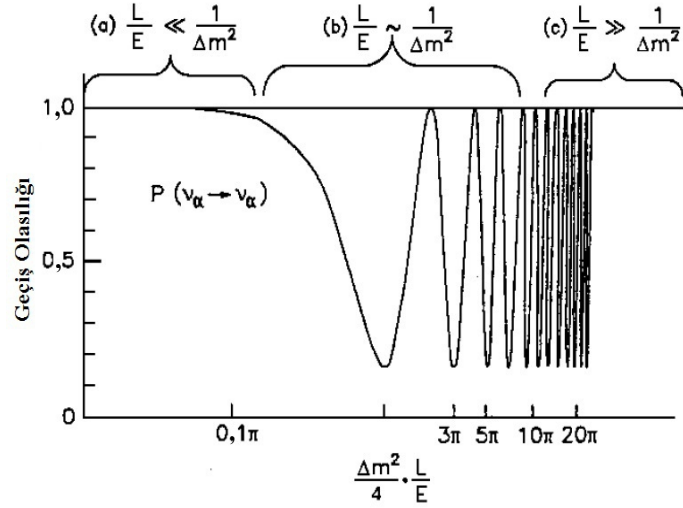
$$\begin{aligned}
U_{PMNS} = & \begin{matrix} & \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ \begin{matrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{matrix} & \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13}e^{i\delta} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13}e^{i\delta} \end{pmatrix} \end{matrix} \\
& \times \text{diag} \left(e^{i\alpha_1/2} \quad e^{i\alpha_2/2} \quad 1 \right) \quad (3.4)
\end{aligned}$$

şeklindedir. Denklem (3.4)'teki θ_{ij} karışım açısı olmak üzere, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($i = 1, 2, 3$) şeklindedir ve δ , Dirac CP ihlal fazını, α_1, α_2 ise uygun Majorana CP ihlal fazlarını göstermektedir. Matristeki son terim Majorana nötrinolarının ayırt edilmesi içindir. CP ihlalini sıfır kabul ederek, kütle ve çeşni öz durumları arasındaki karışım matris elemanları Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



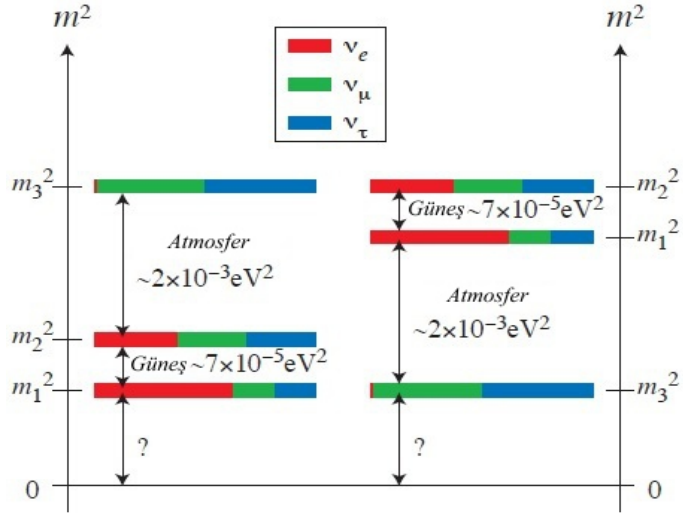
Şekil 3.3 CP ihlalini sıfır kabul ederek, kütle ve çeşni öz durumları arasındaki karışım matris elemanlarının grafiksel gösterimi (King, 2015).

Nötrino salınım deneyleri, yeni nötrino çeşnilerinin gözlenmesini içeren görünme yöntemi ve teorik ile beklenen nötrino sayısı arasındaki farkın gözlenmesini içeren kaybolma yöntemi ile yapılmaktadır. Farklı nötrino kaynakları, nötrino salınımlarında farklı amaçlar için kullanılabilir. Bunların en önemlileri güneş kaynaklı ν_e , nükleer santral kaynaklı $\bar{\nu}_e$, hızlandırıcı ve atmosfer kaynaklı $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ nötrinolarıdır. Salınım olasılığı $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, Şekil 3.4'de $\sin^2 2\theta = 0,83$ için L/E 'nin fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Salınım için şu koşullar geçerlidir; $L/E \ll 1/\Delta M^2$ durumunda salınım yoktur, $L/E \approx 1/\Delta M^2$ ve $L/E \gg 1/\Delta M^2$ durumlarında salınım vardır.



Şekil 3.4 $\sin^2 2\theta = 0,83$ için L/E 'nin bir fonsiyonu olarak salınım olasılığının $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ 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).

Bu, Şekil 3.4'den de görüleceği üzere, salınım gözlemi için gerekli koşulun $L/E \gtrsim 4/\Delta M^2$ olması ve $L/E < 4/\Delta M^2$ durumunda dedektörün kaynağa çok yakın olup, salınım gerçekleşebilmesi için yeterli zamanın olmadığı anlamına gelmektedir (Deniz, 2007).



Şekil 3.5 Belirli yüklü lepton kütle temel durumu (ν_e, ν_μ, ν_τ), kütle m_i ile belirli nötrino kütle durumu ν_i olasılığı renklerle gösterilmiştir. Şeklin sol ve sağ bölümü sırasıyla normal ve ters sıralama olup, normal hiyerarşi ve ters hiyerarşi olarak bilinmektedir (King, 2015).

Nötrino salınım deneyleri sadece nötrinoların kütle farklılıklarına duyarlıdır. En hafif nötrino kütesinin henüz bilinmemesine rağmen, en ağır nötrino kütesinin yaklaşık 1 eV'den daha hafif olması gerektiği bilinmektedir. Bu kütle farklılıklarını gösteren, atmosfer ve güneş nötrinolarının çeşni değişimlerini açıklayan üç-nötrino kütle-kare spektrumu Şekil 3.5'de gösterilmektedir.

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

Nötrino fiziğindeki araştırmalar büyük bir hızla devam etmektedir. Ancak hala cevap arayan birçok 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 kütesinin değeri nedir?
- Nötrinolar Dirac mıdır Majorana mıdır?
- CP ihlali leptonik sektörde var mıdır? Varsa bu ne kadar olur?

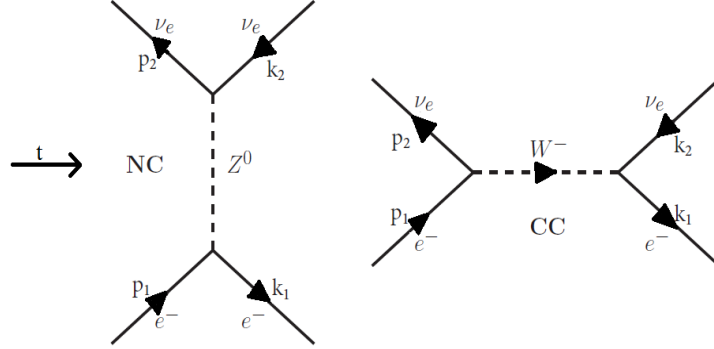
3.2 SM'de Nötrino Elektron Saçılımının Diferansiyel Tesir Kesiti

Nötrinolar, elektron ile zayıf etkileşim yaparak $W^\pm$ ve Z^0 bozonları aracılığıyla saçılım yapmaktadırlar. Bu nedenle diferansiyel tesir kesiti, yüksüz akım (“neutral current (NC)”), yüklü akım (“charged current (CC)”) ve bunların karışım etkileşimlerini içermektedir.

$$\bar{\nu}_e + e^- \longrightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (3.5)$$

$\bar{\nu}_e - e^-$ saçılımının formalizmi Denklem (3.5)'de, diyagramı ise Şekil 3.6'da gösterilmiştir. Bu etkileşimin diferansiyel tesir kesiti hesabı için, ilk olarak Feynman

kurallarının uygulanıp, genlik hesabı M 'nin bulunması gerekmektedir.



Şekil 3.6 $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi için Feynman diyagramı. p_1 ve p_2 gelen parçacık, k_1 ve k_2 giden parçacık momentumları olup, q sanal parçacık momentumudur. Zaman yatay yönde ilerlemektedir.

$$M = M_W + M_Z \quad (3.6)$$

Şekil 3.6'daki $\bar{\nu}_e - e^-$ saçılımının Feynman diyagramına göre etkileşimin toplam genliği Denklem (3.6)'daki gibidir. İlk diyagram ile verilen yüklü akım (CC) için Feynman kuralları kullanılarak,

$$\int \bar{\nu}(p_2)(-i)\frac{g_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)u(p_1)(-i)\frac{(g_{\mu\nu}-q_{\mu\nu}/M_W^2c^2)}{q^2-M_W^2c^2}\bar{u}(k_1)(-i)\frac{g_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\nu(1-\gamma^5)v(k_2)(2\pi)^4\delta^4(p_1-p_2-q)(2\pi)^4\delta^4(k_2+q-k_1)\frac{d^4q}{(2\pi)^4} \quad (3.7)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (3.7)'de bazı matematiksel işlemler ve düzenlemelerin yapılması sonucunda CC genliği M_W ,

$$M_W = \frac{g_w^2}{8M_W^2c^2} \left[\bar{\nu}(p_2)\gamma^\mu(1-\gamma^5)u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1-\gamma^5)v(k_2) \right]$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde yüksüz akım (NC) için Feynman kuralları kullanılarak,

$$\int \bar{u}(k_1)(-i)\frac{g_z}{2}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1)(-i)\frac{(g_{\mu\nu} - q_{\mu\nu}/M_Z^2c^2)}{q^2 - M_Z^2c^2}\bar{v}(p_2)(-i)\frac{g_z}{2}\gamma^\nu(g_V - g_A\gamma^5)u(k_2)(2\pi)^4\delta^4(p_1 - q - k_1)(2\pi)^4\delta^4(k_2 + q - p_2)\frac{d^4q}{(2\pi)^4}$$

şeklinde elde edilir ve buradan NC için M_Z genliği,

$$M_Z = \frac{g_z^2}{4M_Z^2c^2} \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1) \right] \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu(g_V - g_A\gamma^5)v(k_2) \right]$$

olarak elde edilir. Bir sonraki adım tesir kesit kesitini elde edebilmek için genliğin karesini alarak spinler üzerinden toplam yapmaktır.

$$\begin{aligned} M^2 &= \frac{1}{2} \sum_{spin} |M_W + M_Z|^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{spin} |M_W|^2 + |M_Z|^2 + M_W M_Z^* + M_W^* M_Z \end{aligned} \quad (3.8)$$

Denklem (3.8)'de, NC ve CC etkileşimlerinin yanı sıra bunların karışımlarının da diferansiyel tesir kesitine katkıda bulundukları görülmektedir. İlk olarak $|M_W|^2$ ifadesi,

$$\begin{aligned} |M_W|^2 &= \left(\frac{g_w^2}{8M_W^2c^2} \right)^2 \left[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2) \right] \\ &\times \left[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u(p_1) \right]^* \left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2) \right]^* \end{aligned}$$

olarak elde edilmiştir. Casimir hilesi kullanılarak,

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u(p_1) \right] \left[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u(p_1) \right]^* \\ &= Tr \left[\gamma^\mu(1 - \gamma^5)(\not{p}_1 + mc)\gamma^\nu(1 - \gamma^5)\not{p}_2 \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2) \right] \left[\bar{u}(k_1)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2) \right]^* \\ &= Tr \left[\gamma_\mu(1 - \gamma^5)\not{k}_2\gamma_\nu(1 - \gamma^5)(\not{k}_1 + mc) \right] \end{aligned} \quad (3.10)$$

eşitlikleri elde edilir. Denklem (3.9) ve Denklem (3.10)'da Casimir hilesi kullanmak, bu ifadelerde spinörlerden kurtulmayı sağlamıştır. Spinler üzerinden toplam alındığında, matrisleri çarpıp izler alınırsa $|M_W|^2$ ifadesi,

$$|M_W|^2 = 2 \left(\frac{g_w}{M_w c} \right)^4 (k_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot k_1) \quad (3.11)$$

ile verilen formunu alır. Laboratuvar sisteminde,

$$p_1 = (m_e c, 0), \quad p_2 = \left(\frac{E_\nu}{c}, \vec{p}_2 \right), \quad k_1 = \left(\frac{E_e}{c}, \vec{k}_1 \right), \quad k_2 = \left(\frac{E_\nu - T}{c}, \vec{k}_2 \right)$$

olduğundan kinematik hesaplar,

$$(k_1 \cdot k_2) = (p_1 \cdot p_2) = m_e E_\nu$$

$$(p_1 \cdot k_2) = (p_2 \cdot k_1) = m_e (E_\nu - T)$$

$$(p_2 \cdot k_2) = m_e T \quad (3.12)$$

şeklinde elde edilir. Denklem (3.12)'de verilen ilgili kinematik eşitlikler, Denklem (3.11)'de yerine konulduğunda $|M_W|^2$ ifadesi,

$$|M_W|^2 = 2 \left(\frac{g_w}{M_w c} \right)^4 m_e^2 (E_\nu - T)^2 \quad (3.13)$$

olarak elde edilir. Bu etkileşim için diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi} \right)^2 \frac{S |M|^2}{(E_1 + E_2)^2} \frac{|p_f|}{|p_i|} \quad (3.14)$$

formundadır. Denklem (3.14)'deki eşitliği elektronun geri tepme enerjisi T 'ye göre yazarak tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\langle |M|^2 \rangle}{32\pi m_e E_\nu^2} \quad (3.15)$$

olarak bulunur. Denklem (3.13)'teki $|M_W|^2$ 'nin, Denklem (3.15)'de yerine konulması ile tesir kesitinin CC katkısı,

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{CC} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 \quad (3.16)$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde $|M_Z|^2$ ifadesi,

$$\begin{aligned} |M_Z|^2 &= \left(\frac{g_z^2}{8M_z^2 c^2}\right)^2 \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1)\right] \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2)\right] \\ &\times \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1)\right]^* \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2)\right]^* \end{aligned}$$

olarak yazılır ve spinler üzerinden toplam alındığında ise,

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1)\right] \left[\bar{u}(k_1)\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u(p_1)\right]^* \\ &= Tr \left[\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)(\not{p}_1 + mc)\gamma^\nu(g_V - g_A\gamma^5)(\not{k}_1 + mc)\right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2)\right] \left[\bar{v}(p_2)\gamma_\mu(1 - \gamma^5)v(k_2)\right]^* \\ &= Tr \left[\gamma_\mu(1 - \gamma^5)\not{k}_2\gamma_\nu(1 - \gamma^5)\not{p}_2\right] \end{aligned}$$

eşitlikleri elde edilir. Böylece NC için genliğin karesi,

$$\begin{aligned} |M_Z|^2 &= \frac{1}{2} \left(\frac{g_z}{M_z c}\right)^4 \left[(g_V + g_A)^2(k_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot k_1) \right. \\ &\quad \left. + (g_V - g_A)^2(k_2 \cdot k_1)(p_2 \cdot p_1) - (mc)^2(g_V^2 - g_A^2)(k_2 \cdot p_2)\right] \end{aligned}$$

olarak bulunur. Bu ifadenin Denklem (3.15)'de yerine konulması ile tesir kesitinin NC katkısı,

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{NC} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V - g_A)^2 + (g_V + g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (3.17)$$

şeklinde elde edilir. Karışım terimi olan $M_W M_Z^*$ 'de ilk olarak M_W ifadesinde Fiertz dönüşümü yapılarak,

$$M_W = \frac{g_w^2}{8M_W^2 c^2} \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(k_2) \right] \left[\bar{u}(k_1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1) \right]$$

elde edilir. Böylece $M_W M_Z^*$,

$$\begin{aligned} M_W M_Z^* &= \left(\frac{g_w g_z}{8M_W M_Z c^2} \right)^2 \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(k_2) \right] \left[\bar{u}(k_1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1) \right] \\ &\times \left[\bar{u}(k_1) \gamma^\nu (g_V - g_A \gamma^5) u(p_1) \right]^* \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\nu (1 - \gamma^5) v(k_2) \right]^* \end{aligned}$$

şeklinde yazılır. Spinler üzerinden toplam alınırrsa,

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(k_2) \right] \left[\bar{v}(k_2) \gamma_\nu (1 - \gamma^5) v(p_2) \right] \\ &= Tr \left[\gamma_\mu (1 - \gamma^5) \not{k}_2 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) \not{p}_2 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\sum_{spin} \left[\bar{u}(k_1) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(p_1) \gamma^\nu (g_V - g_A \gamma^5) u(k_1) \right] \\ &= Tr \left[\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_1 + mc) \gamma^\nu (g_V - g_A \gamma^5) (\not{k}_1 + mc) \right] \end{aligned}$$

eşitlikleri elde edilir. İzler hesaplandıktan sonra spinler üzerinden toplam yapılırsa $M_W M_Z^*$,

$$M_W M_Z^* = 32 \left[2(g_V + g_A)(k_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot k_1) - (mc)^2(g_V - g_A)(k_2 \cdot p_2) \right] \quad (3.18)$$

formunu alır. Benzer şekilde $M_W^* M_Z$ ifadesi için de aynı işlemler tekrarlanır ise aynı sonuç bulunur. Dolayısı ile karışım terimi Denklem (3.18)'in 2 katı olarak elde edilir. Sonuç olarak $M_W M_Z^* + M_W^* M_Z$ ifadesi,

$$\begin{aligned} M_W M_Z^* + M_W^* M_Z &= \left(\frac{g_w g_z}{M_w M_z c^2} \right)^2 \left[2(g_V + g_A)(k_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot k_1) \right. \\ &\quad \left. - (mc)^2(g_V - g_A)(k_2 \cdot p_2) \right] \end{aligned}$$

şeklinde elde edilir. Bu eşitliğin Denklem (3.15)'de yerine konulması ile de tesir kesitinin karışım (interference) katkısı,

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{INT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[4(g_V + g_A) \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - 2(g_V - g_A) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (3.19)$$

olarak hesaplanır. Son olarak Denklem (3.16), Denklem (3.17) ve Denklem (3.19) toplanarak elektronun geri tepme enerjisine bağlı diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM} = \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{CC} + \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{NC} + \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{INT}$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM} &= \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V - g_A)^2 + (g_V + g_A + 2)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. - (g_V - g_A)(g_V + g_A + 2) \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

şeklinde hesaplanmıştır. Denklem (3.20)'deki T , elektron geri tepme kinetik enerjisi; G_F , Fermi çiftlenim sabiti; m_e elektronun durgun kütle enerjisi; E_ν ise saçılımdaki nötrinin enerjisidir (Deniz, 2007). Fermi çiftlenim sabitinin değeri; $G_F = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ şeklinde verilmektedir (Particle Data Group [PDG], 2016). Ayrıca g_V ve g_A , vektör ve aksiyel (sözde) vektör olarak adlandırılan, Glashow-Weinberg-Salam (GWS) modelinin çiftlenim sabitleri,

$$g_V = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \quad , \quad g_A = -\frac{1}{2} \quad (3.21)$$

olarak verilir. Denklem (3.21)'deki $\sin^2 \theta_W$, Weinberg açısı da denilen zayıf karışım açısıdır. g_V ve g_A çiftlenim sabitleri Denklem (3.20)'de yerine yazılırsa diferansiyel tesir kesiti $\sin^2 \theta_W$ cinsinden,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{\text{SM}} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left\{ 4(\sin^2 \theta_W)^2 \left[1 + \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] + 4\sin^2 \theta_W \left[\left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \frac{m_e T}{2E_\nu^2} \right] + \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \right\}$$

olarak ifade edilmektedir (Deniz ve diğer., 2010).

Nötrinolar kütleli oldukları için manyetik momentleri vardır ve nötrino-elektron etkileşiminde,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT} \right]_{\mu_\nu} = \frac{\pi \alpha_{em}^2 \mu_\nu^2}{m_e^2} \left[\frac{1 - T_e/E_\nu}{T_e} \right] \quad (3.22)$$

olarak ifade edilen manyetik moment teriminin SM diferansiyel tesir kesitine eklenmesi gerekmektedir. Denklem (3.22)'de T_e , elektronun kinetik enerjisi ve E_ν nötrinin enerjisidir. Manyetik moment terimi μ_ν , $1/T$ 'ye bağımlı olduğu için, düşük enerji bölgesinde manyetik moment teriminin tesir kesitine katkısı yüksek enerji bölgelerine göre daha belirgindir. Bu da nötrinin manyetik momentini araştıran deneylerde düşük enerji bölgelerinde çalışmanın daha hassas ölçümler vereceğini göstermektedir (Deniz, 2007).

Dünya literatüründe yayınlanmış deneylerin $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve $\sin^2 \theta_W$ ölçümlerinin özeti Tablo 3.1'de gösterilmiştir. Tesir kesiti ve $\sin^2 \theta_W$ için en uygun fit Şekil 3.7(a)'da gösterilmiştir. TEXONO deneyinde SM'in ölçülen olay sayısı %30 hassasiyetle bulunmuştur. Tablo 3.1'den de görüleceği üzere, SM'in beklenen olay sayısının 1,08 katı olan bu sonuç diğer reaktör deneylerinden daha hassas bir şekilde elde edilmiştir. Weinberg açısı $\sin^2 \theta_W$ ölçümü ise %20 hassasiyetle ölçülmüş

ve yüksek enerjilerdeki hızlandırıcı deneylerinde elde edilmiş ölçüm hassasiyeti ile yarışacak kadar iyi bir sonuç elde edilmiştir.

Tablo 3.1 Yayınlanan $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı tesir kesiti ve $\sin^2 \theta_W$ ölçümlerinin özeti. Ulaşılamayan değerler “...” ile gösterilmiştir.

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

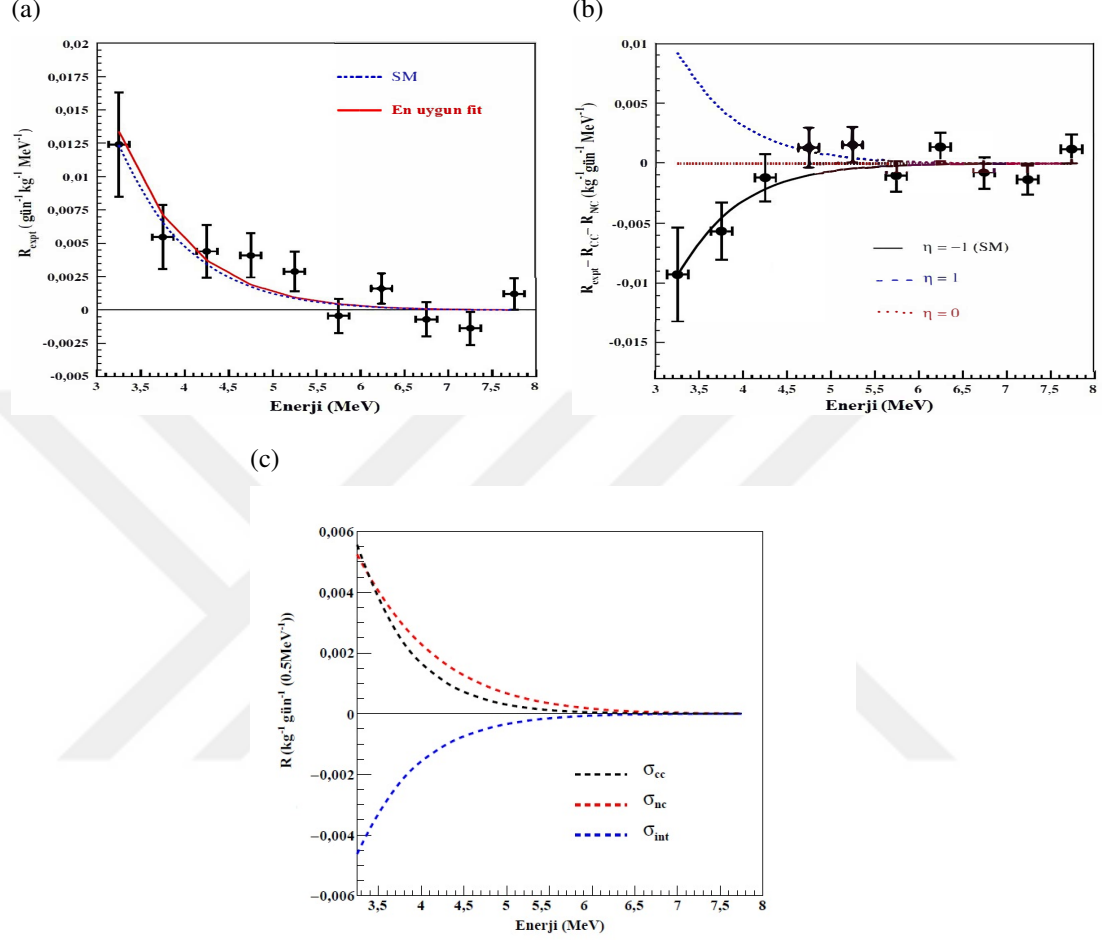
Karışım terimini incelemek için ölçülen olay sayısı R_{exp} ,

$$R_{exp} = R_{CC} + R_{NC} + \eta \cdot R_{INT} \quad (3.23)$$

şeklinde R_{INT} terimini η ile parametrize edecek şekilde ifade edilirse, deneysel olarak η fit parametresi $\eta(SM) = -1$ seçilerek karışım terimi ölçülebilir. SM’de CC-NC karışımının yıkıcı etkisi vardır.

Sırasıyla yıkıcı, etkisiz ve yapıcı karışım durumları $R_{exp} - R_{CC} - R_{NC}$ için $\eta = -1, 0, 1$ değerlerindeki spektrumlar Şekil 3.7(b)’de ve CC, NC ve karışım terimlerinin toplam diferansiyel tesir kesitleri ölçüm grafiği Şekil 3.7(c)’de gösterilmiştir. Şekil 3.7(b)’den de görüleceği üzere deneysel veriler $\eta = -1$ ile uyumludur. $\bar{\nu}_e - e$ etkileşiminin SM’i için karışım teriminin yıkıcı etkisi olduğu doğrulanmıştır. Denklem (3.23) kullanılarak

deneysel verilere fit yapılması ile η için en uygun fit değeri, $\eta = -0,92 \pm 0,30$ (stat) $\pm 0,24$ (sys) olarak elde edilmiştir. (Deniz ve diğer., 2010).



Şekil 3.7 (a) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM testi ölçüm grafiği, (b) $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı SM için karışım terimi ölçüm grafiği (Deniz ve diğer., 2010), (c) CC, NC ve karışım terimlerinin toplam diferansiyel tesir kesitleri ölçüm grafiği.

Denklem (3.20)'de elde edilen SM diferansiyel tesir kesiti,

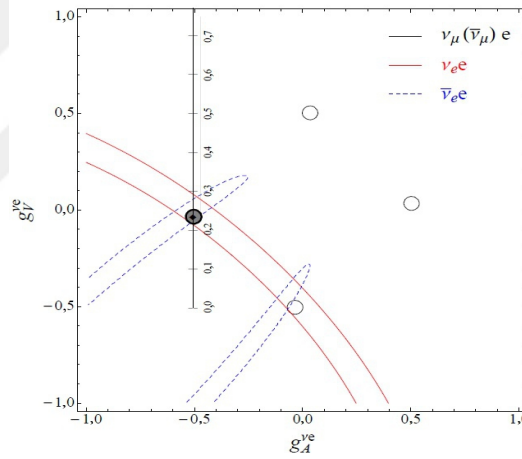
$$g_L = \frac{1}{2}(g_V + g_A) = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$$

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

olarak tanımlanan Kiral çiftlenim sabitleri cinsinden,

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

şeklinde ifade edilmektedir. $\nu_e - e$ saçılımının diferansiyel tesir kesitinde çiftlenim sabitlerinin $g_R \rightarrow (g_L + 1)$ şeklinde yer değiştirmesiyle $\bar{\nu}_e - e$ etkileşiminin tesir kesitine dönüşmektedir. $\bar{\nu}_e - e$ saçılımı tesir kesiti bir elips denklemi formuna benzediği için $\nu_e - e$ ve $\bar{\nu}_e - e$ birbirlerine dik elipsler olmaktadır. Şekil 3.8'deki $g_V - g_A$ grafiğinde mavi kesik çizgili elips TEXONO ($\nu_e - e$) ölçümünü, kırmızı düz çizgili TEXONO'ya dik olan elips ise LSND ($\nu_e - e$) ölçümünü temsil etmektedir. Bunların kesiştiği dört küçük bölge, CHARM-II ($\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) - e$) deney sonuçlarıyla tek bir bölgede kesişmektedir. Ayrıca üçüncü bir boyut olarak eklenen zayıf karışım açısı $\sin^2 \theta_W$ 'nın SM'in öngördüğü değeri de bu kesişim bölgesinde yer almaktadır.



Şekil 3.8 $\nu_e - e$ saçılımı kiral çiftlenim sabitleri $g_V - g_A$ ve $\sin^2 \theta_W$ fonksiyonu olarak SM tahmini grafiği (PDG, 2016).

Ayrıca, Tablo 3.2'den görüleceği üzere, nötrino yükü yarıçapı karesi limiti ölçümü TEXONO deneyinde %90 güven seviyesinde ("Confidence Level (CL)") $-2,1 \times 10^{-32} < \langle r_{\bar{\nu}_e}^2 \rangle < 3,3 \times 10^{-32}$ olarak ölçülmüş ve bu değer dünyanın en iyi limiti olarak kabul edilmiştir (Deniz ve diğer., 2010).

Tablo 3.2 %90 CL’de nötrino yükü yarıçapı karesi limitinin ölçümleri (PDG, 2016).

Değer (10^{-32}cm^2)	Deney	Etkileşim Kanalı
-2, 1 - 3, 3	TEXONO	$\bar{\nu}_e - e$
-2, 97 - 4, 14	LSND	$\nu_e - e \rightarrow \nu_e - e$
-0, 6 - 0, 6	CHM2	$\nu_\mu - e$

3.3 Z-prime Modellerinin Diferansiyel Tesir Kesitleri

SSM’de yeni fizik parametreleri, Şekil 3.6’daki $\bar{\nu}_e - e^-$ saçılımının yanı sıra, aracı parçacığın Z-prime bozonu olduğu bir etkileşim varsayılarak elde edilen diferansiyel tesir kesiti,

$$\begin{aligned}
 \left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM+Z'_{SSM}} &= \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left\{ g_R^2 + (g_L + 1)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \right. \\
 &\quad - g_R(g_L + 1) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \\
 &\quad + \gamma^2 \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_R g_L \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \\
 &\quad \left. + \gamma \left[4g_L \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - 2g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \right\} \quad (3.24)
 \end{aligned}$$

şeklinde hesaplanabilir. Denklem (3.24)’deki γ ’lı terimler SSM’in tesir kesiti katkısını vermektedir.

E_6 String Tipi Modeli için diferansiyel tesir kesiti SM çiftlenim sabitlerinin modifiyiye edilmesiyle,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM+Z'} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[\tilde{g}_R^2 + (\tilde{g}_L + 1)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - \tilde{g}_R(\tilde{g}_L + 1) \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right] \quad (3.25)$$

formunda yazılabilir. Denklem (3.25)’de $\tilde{g}_R$ ve $\tilde{g}_L$,

$$\tilde{g}_R = g_R + \varepsilon^R$$

$$\tilde{g}_L = g_L + \varepsilon^L$$

olarak yazılabilir. Burada ε^R ve ε^L ,

$$\begin{aligned}\varepsilon^R &= \gamma \left[2 \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \right] \\ \varepsilon^L &= \gamma \left[2 \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \right]\end{aligned}\quad (3.26)$$

şeklinde tanımlanır. Denklem (3.26)'daki c_β ve s_β , $\cos\beta$ ve $\sin\beta$ olup, $\rho_{\nu e}^{NC}$ ise zayıf etkileşimli radyoaktivite sabitidir. γ ise,

$$\gamma = \left(\frac{M_Z}{M_{Z'}} \right)^2 \quad (3.27)$$

formunda tanımlanmıştır. ε^R ve ε^L için Denklem (3.26)'da verilen eşitliklerde özel olarak $\cos\beta = 1$ ise Z'_χ , $\cos\beta = 0$ ise Z'_ψ ve $\cos\beta = \sqrt{3/8}$ ise Z'_η modellerini temsil etmektedir (Barranco, ve diğer., 2007). İlgili parametreler Denklem (3.25)'de yerine konulursa diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right] = \left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM} + C_1 \gamma^2 + C_2 \gamma$$

formunda olur. Burada C_1 ve C_2 ,

$$\begin{aligned}C_1 &= \left[2 \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \right]^2 \\ &+ \left[2 \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \right]^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \\ &- \left[(2 \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC})^2 \left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right)^3 \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \right] \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_2 = & 4g_R \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \\
& + 4g_L \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{3c_\beta}{2\sqrt{6}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \\
& - 2g_L \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{c_\beta}{2\sqrt{6}} - \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right) \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \\
& - 2g_R \sin^2 \theta_W \rho_{\nu e}^{NC} \left(\frac{3c_\beta}{\sqrt{24}} + \frac{s_\beta}{3} \sqrt{\frac{5}{8}} \right)^2 \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right)
\end{aligned}$$

olarak verilir.

Diğer bir Z' modeli olan Left-Right simetrik modelin çiftlenim sabitleri,

$$\begin{aligned}
\tilde{g}_R &= Ag_R + Bg_L \\
\tilde{g}_L &= Ag_L + Bg_R
\end{aligned} \tag{3.28}$$

olarak tanımlanmıştır. Denklem (3.28)'deki A ve B, Weinberg açısı cinsinden,

$$\begin{aligned}
A &= 1 + \frac{\sin^4 \theta_W}{1 - 2 \sin^2 \theta_W} \gamma \\
B &= \frac{\sin^2 \theta_W (1 - \sin^2 \theta_W)}{1 - 2 \sin^2 \theta_W}
\end{aligned} \tag{3.29}$$

şeklindedir. Denklem (3.29)'daki γ Denklem (3.27)'de tanımlandığı gibidir. Denklem (3.28)'de verilen çiftlenim sabitleri Denklem (3.25)'de yerine konulursa Left-Right simetrik modelin diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right] = \left[\frac{d\sigma}{dT}(\bar{\nu}_e e) \right]_{SM} + C_1 \gamma^2 + C_2 \gamma + C_3$$

formunu alır. Burada C_1 , C_2 ve C_3 ,

$$C_1 = \left(\frac{\sin^8 \theta_W}{(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2} \right) \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_R g_L \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
C_2 &= \left(\frac{2 \sin^4 \theta_W}{1 - 2 \sin^2 \theta_W} \right) \left[g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_R g_L \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right] \\
&+ \left(\frac{\sin^6 \theta_W (1 - \sin^2 \theta_W)}{(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2} \right) \left[2 g_R g_L + 2 g_L g_R \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \right. \\
&\left. - (g_R^2 + g_L^2) \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_3 &= \left(\frac{\sin^2 \theta_W (1 - \sin^2 \theta_W)}{(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2} \right)^2 \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 - g_R g_L \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right] \\
&+ \left(\frac{\sin^2 \theta_W (1 - \sin^2 \theta_W)}{(1 - 2 \sin^2 \theta_W)^2} \right) \left[2 g_R g_L + 2 g_L g_R \left(1 - \frac{T}{E_\nu} \right)^2 \right. \\
&\left. - (g_R^2 + g_L^2) \left(\frac{m_e T}{E_\nu^2} \right) \right]
\end{aligned}$$

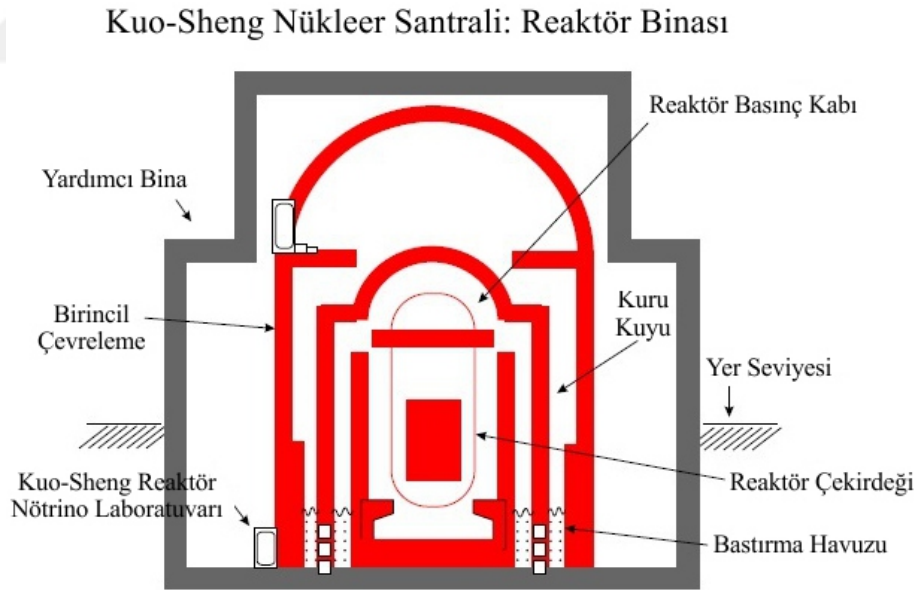
olarak verilir.

BÖLÜM DÖRT

TEXONO DENEYİ

4.1 TEXONO Deney Düzenegi

Taiwan EXperiment On Neutrino (TEXONO) işbirliği 1997 yılında Nötrino ve Astrofizik üzerine çalışmak için oluşturulmuştur. Tayvan, Çin, Türkiye, A.B.D. ve Hindistan'dan bilim insanlarını kapsamaktadır. Burada kurulmuş olan Kuo-Sheng (KS) Reaktörü Nötrino Laboratuvarı 2001 yılından itibaren faaliyet göstermektedir. TEXONO deney programı, iki farklı dedektör sistemi olan, talyum aktif sezyum iyodür sintilasyon kristali (CsI(Tl)) ve yüksek saflıkta germanyum (HP-Ge) dedektörleri kullanılarak, düşük enerji bölgelerinde, nötrinoların özelliklerini ve madde ile etkileşimlerinin çalışılması ile başlamıştır. Çok düşük enerjili yüksek saflıkta germanyum (ULE-Ge) ve nokta temaslı germanyum (PC-Ge) dedektörlerinin eklenmesi ile de çalışmalar yürütülmeye devam etmektedir.



Şekil 4.1 Kuo-Sheng nükleer santralinin şematik gösterimi (Deniz ve diğer., 2010).

Deney düzenegi Tayvan'ın kuzeyindeki dört nükleer santralden ikincisi olan ve şematik olarak Şekil 4.1'de gösterilen KS nükleer santraline yerleştirilmiştir. Burada her biri 2,9 GW termal güce sahip iki adet çekirdek bulunmaktadır. Reaktör nötrino

laboratuvarı birinci çekirdeğe 28 metre, ikinci çekirdeğe 102 metrelik bir mesafede konumlandırılmış ve deney düzeneği deniz seviyesinin yaklaşık 12 metre altına yerleştirilmiştir. Laboratuvar ortamı toplamda yaklaşık $6,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'lik akıya sahiptir. HP-Ge ve CsI(Tl) dedektörleri, Şekil 4.2'de gösterilen 50 ton ağırlığındaki pasif malzemelere sahip koruyucu yapının içine yerleştirilmişlerdir. Bu yapının iç hedef hacmi $100 \text{ cm} \times 80 \text{ cm} \times 75 \text{ cm}$ boyutlarındadır.

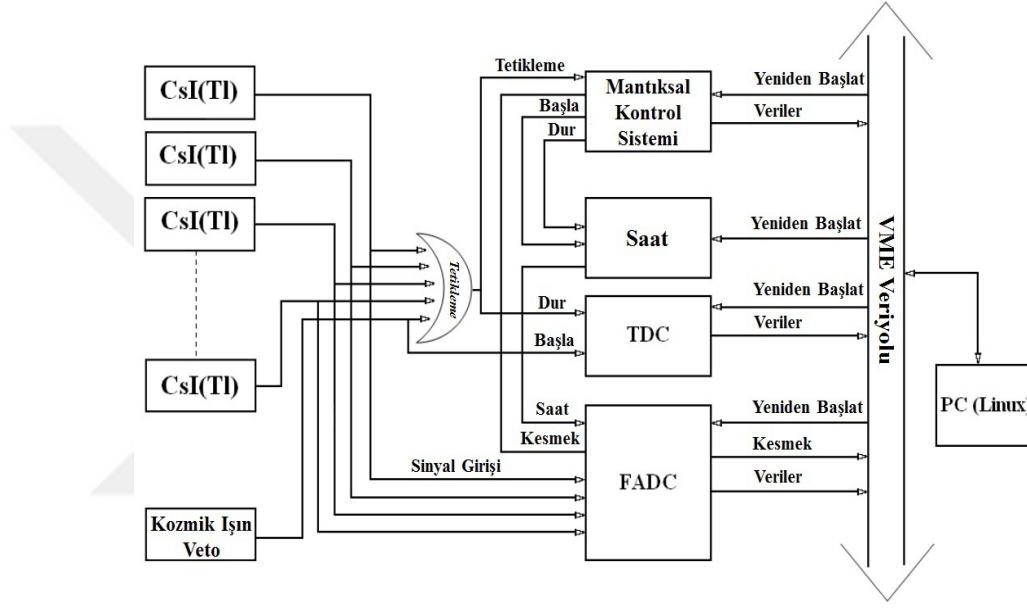


Şekil 4.2 Dedektörlerin etrafını çevreleyen 50 ton ağırlığındaki koruyucu materyalin gerçek görüntüsü (Taiwan EXperiment On Neutrino [TEXONO], 2011).

Koruyucu yapının amacı, ortamdaki nötron ve gama arka alanının zayıflamasını sağlamaktır. Şekil 4.3'de şematik olarak gösterilen bu materyalin içerdiği yapılar içeriden dışarıya doğru, 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 koruyucu yapının tümünü çevreleyen 2,5 cm kalınlığa sahip 16 adet kozmik-ışın veto ("Cosmic-Ray Veto (CRV)") plastik sintilatörler şeklinde sıralanmaktadır. Her bir CRV plastik sintilatörü foto-çoğaltıcı tüpler ("Photomultiplier tube (PMT)") ile çevrelenmiştir. Koruyucu materyal ve 16 adet CRV panellerini gösteren deney düzeneğinin önden gerçek görüntüsü Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Koruyucu yapının üst, sağ ve soluna yerleştirilmiş 10 adet plastik sintilatör $3 \text{ m} \times 1 \text{ m}$, ön ve arkasına yerleştirilmiş 6 adet plastik sintilatör $1,5 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ boyutlarında olup, kozmik ışınlar ve bunlarla ilgili olaylar bu paneller tarafından dedekte edilmektedir.

4.2 DAQ Sistemi

Dedektörler, 20MHz hızında ve 8 bit çözünürlük hızında çalışan 16 kanallı analog-dijital-dönüştürücü'ye ("Flash-Analog-to-Digital-Converter (FADC)") dayalı çok yönlü elektronik ve veri toplama (DAQ) sistemleri ile okunmaktadır. CSI(Tl) ve HP-Ge dedektörleri için DAQ sisteminin şematik blok diyagramı sırasıyla Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da gösterilmiştir.

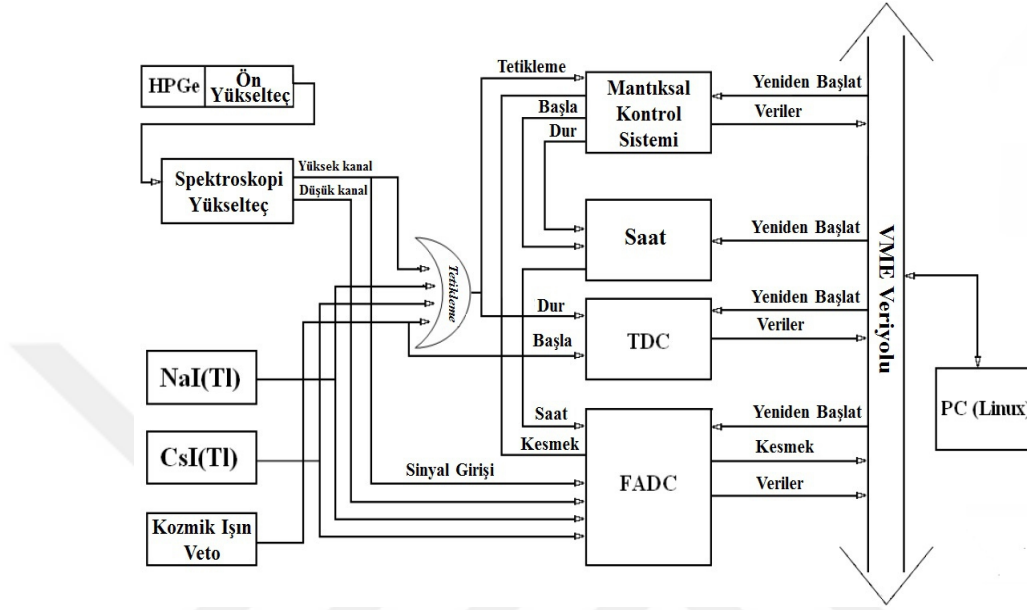


Şekil 4.5 CsI(Tl) dedektörü için elektronik ve veri toplama sisteminin şematik blok diyagramı (Deniz, 2007).

Sinyaller yükselteçler ve şekillendiriciler ile beslenmekte ve FADC modülleri tarafından sayısallaştırılmaktadır. Tetikleyici koşulu "önceden ayarlanmış-yüksek eşik" (örnek olarak CsI(Tl) dedektörü için $50 - 100\text{ keV}$ eşdeğeri) voltaj değerine göre ayarlanabilmektedir. Mantıksal kontrol sistemi, farklı elektronik modülleri için tutarlı bir zamanlama ve senkronizasyon sağlarken tetikleme sistemi okunacak ilişkili olayları seçmektedir.

Tipik bir olayda veri alımı için zamanlama sırası Şekil 4.7'de şematik olarak gösterilmektedir. $1\text{ }\mu\text{s}$ çözünürlüğüne sahip ilk tetiklemeden sonra zamanlama bilgisi ve tüm ilişkili sinyal şeklinin tamamının kaydı $500\text{ }\mu\text{s}$ 'lık bir zaman diliminde

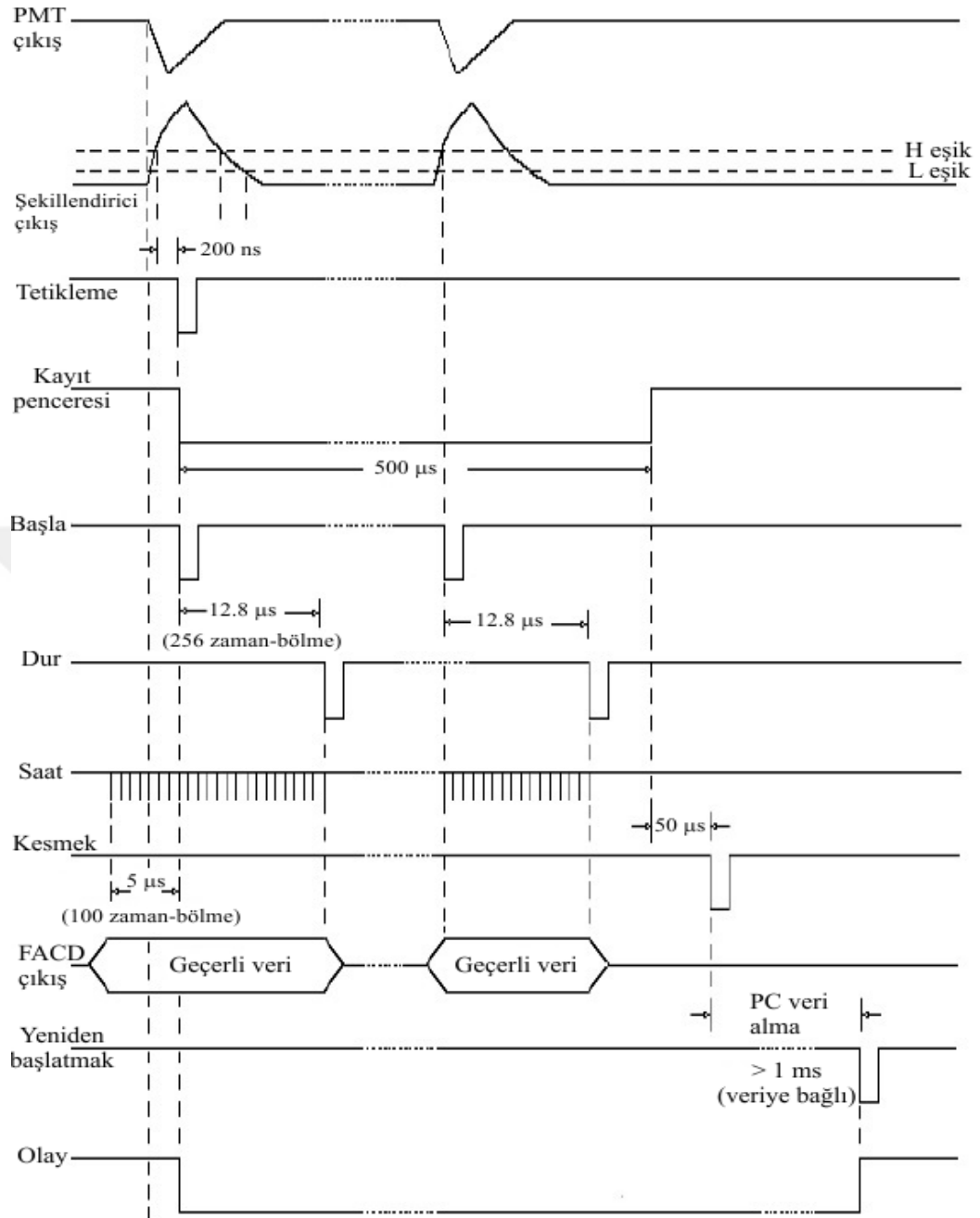
olmaktadır. İlk tetiklemeden sonra $12,8 \mu s$ içerisinde olaylar sayısallaştırılmakta ve oluşacak diğer olaylar için beklenmektedir. Oluşan diğer bir olayın tüm sinyal şeklini görebilmek için ilk tetiklemenin $5 \mu s$ öncesinden itibaren geçerli veriler izlenmektedir.



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

DAQ sisteminde ortalama ölü zaman olay başına $5.13 \mu s$ olmaktadır ve bir olay için zamanlama bilgisi $1 ms$ çözünürlük ile kaydedilmiş olmaktadır. Birbirini takip eden olaylar arasındaki ve bir olaydaki farklı tetiklemeler arasındaki zaman farklılıkları ölçülebilmektedir (Deniz, 2007; Chang, 2006; Liao, 2006).

Ge ve her bir kristal modülünün tüm sinyal şekli ve genliği 16 kanala sahip $20 MHz$ ve 8 bitlik FADC modüllerine dayalı DAQ sistemi tarafından kaydedilmiştir. 8 bit çözünürlüklü FADC, $2^8 - 1 = 255$ dinamik aralığına sahiptir. Yani bu doyma seviyesinin üzerindeki bir sinyalin tamamen kaydedilemeyeceği anlamına gelmektedir. 255 seviyesinden daha yüksek genliğe sahip bir sinyal doyuma ulaşmış, daha az genliği olan bir sinyal ise doyuma ulaşmamış sinyal olarak adlandırılmaktadır. Doyuma ulaşmış sinyallerin toplam alanı, yüksekliği, ve kayıp zaman gibi bazı önemli bilgilerin yeniden inşa edilmesi gerekmektedir.



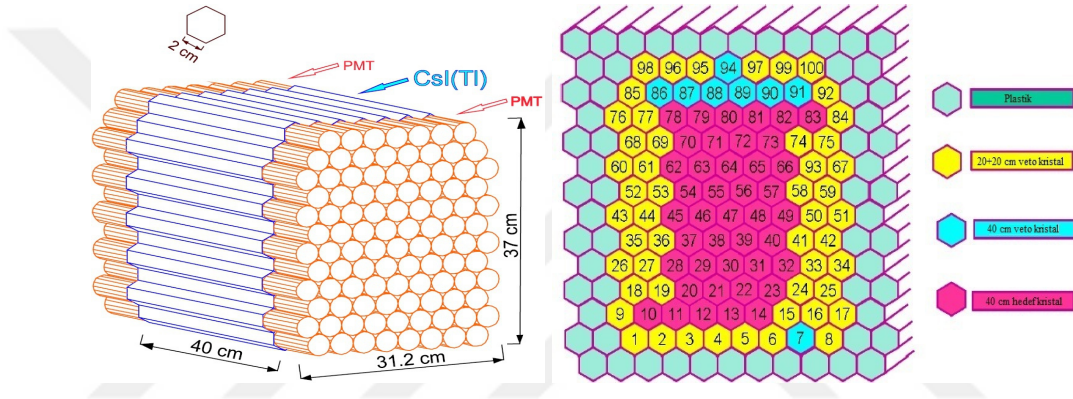
Şekil 4.7 CsI(Tl) dedektörü veri alımı için tipik bir olayda zamanlama sırası (Deniz, 2007).

Doyuma ulaşmamış sinyallerin genliği ve alan bilgisine bakılarak uygun olan sinyaller seçilmektedir. FADC birimi rastgele enerji birimine sahiptir ve gerçek enerjilere dönüştürmek için enerji kalibrasyonu yapılması gerekmektedir. Enerji kalibrasyonu ile, her bir dedektörün çözünürlüğünü ifade eden katsayılar elde edilmektedir.

4.3 Dedektörler ve Özellikleri

4.3.1 CsI(Tl) Dedektörü

Şematik çizimi Şekil 4.8’de, gerçek görüntüsü Şekil 4.9’da verilen CsI(Tl) detektörü, 200 kg ağırlığında yüksekliği 37 cm ve uzunluğu 40 cm olmak üzere hegzagonal bir yapıda dizilmiştir. Gürültü etkisini azaltmak üzere CsI(Tl) kristalleri iki PMT arasına yerleştirilmiştir. Çıkan ışık, her iki uçtaki bir PMT’ler tarafından kaydedilmektedir.



Şekil 4.8 CsI(Tl) sintilasyon kristal dizisinin şematik çizimi (Deniz ve diğer., 2010; Deniz, 2007).



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

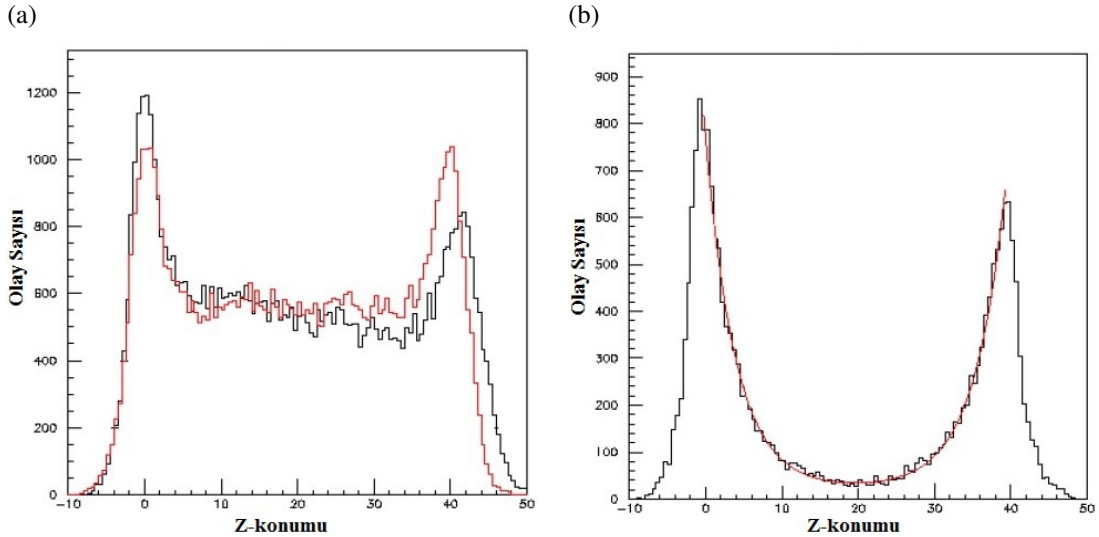
Bu dedektör verileri kullanılarak 3 - 8 MeV enerji aralığı seçimiyle nötrino-elektron saçılımının tesir kesiti, Weinberg açısı $\sin^2 \theta_W$, nötrino manyetik momenti ve çiftlenim sabitleri g_V , g_A ölçümleri yapılmıştır (Deniz, 2007).

4.3.1.1 CsI(Tl) Dedektörü Kalibrasyon Yöntemleri

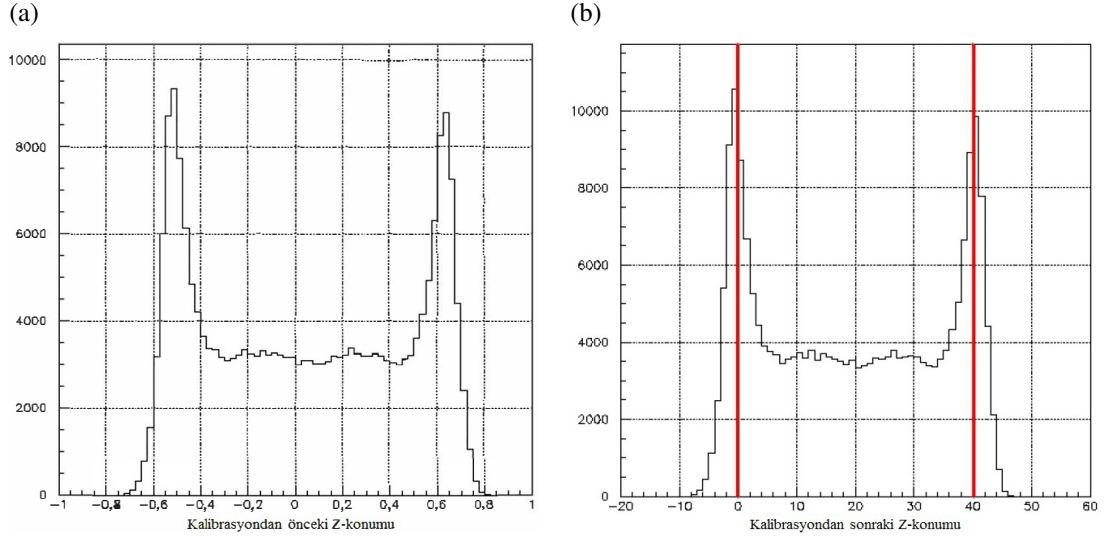
Z-konumu kalibrasyonu: PMT'lerin her iki ucundan alınan sinyaller (Q_L ve Q_R) enerji hakkında, bu sinyallerin farkı ise olayların boylamasına Z-konumları hakkında bilgi vermektedir. Referans olarak yüksek enerjili kozmik ışınların kullanılması ile Z-konumu parametreleri elde edilir. Boylamasına Z-konumu bilgisi,

$$Z = \frac{f_i Q_R - Q_L}{f_i Q_R + Q_L} \quad (4.1)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Denklem (4.1)'deki f_i serbest parametresi, kristalin orta kısmında düzgün dağılmış Z-konumu oluşturmak için her iki uçtaki ^{137}Cs ve ^{40}K sinyallerinin zayıflatılarak simetrikleştirilmesinden gelmektedir. Şekil 4.10(a)'da f_i parametresinin uygulanmış ve uygulanmamış ^{137}Cs olaylarının, Şekil 4.10(b)'de ise her iki uçtaki simetrik azalmayı gösteren ^{40}K olaylarının Z-konumu dağılımları gösterilmektedir. Z-konumu kalibrasyonu öncesi grafiği Şekil 4.11(a)'da ve Z-konumu kalibrasyonu sonrası grafiği Şekil 4.11(b)'de gösterilmektedir. Her iki uçtaki sinyaller kalibrasyon sonrasında 0 cm ve 40 cm olarak konumlarını almaktadır.



Şekil 4.10 (a) f_i parametresi uygulanmış (kırmızı renkteki) ve uygulanmamış (siyah renkteki) ^{137}Cs olaylarının, (b) her iki uçtaki simetrik azalmayı gösteren ^{40}K olaylarının boylamasına Z-konumu dağılımları (Deniz, 2007).



Şekil 4.11 (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).

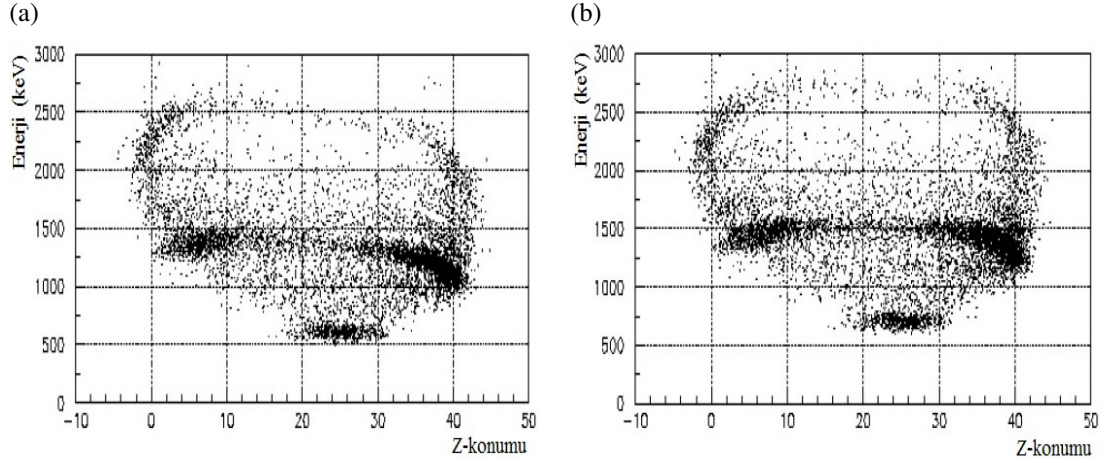
Yeni Z dağılımının $Z_{cal} = a_z + Z_{noncal} \times b_z$ olarak kabul edilmesi ile tüm olayların boylamasına Z-konumu yeniden tanımlanmış olmaktadır.

Z-konumuna karşı $\sqrt{Q_L \times Q_R}$ büyüklüğünün grafiğinden, kristalin homojenliğine bağlı olan ışığın zayıflama parametresi α elde edilir. Işığın zayıflama parametresi kullanılarak, kalibrasyonu yapılmamış enerjiye karşı Z-konumu dağılımındaki eğim ayarlanabilmektedir. Bu enerji çözünürlüğü üzerinde önemli bir gelişme sağlamaktadır. Şekil 4.12(a)'da eğim düzeltmesi yapılmadan önce, Şekil 4.12(b)'de ise eğim düzeltmesi yapılarak elde edilen kalibrasyonu yapılmamış enerjiye karşı Z-konumu grafikleri gösterilmektedir.

Enerji kalibrasyonu: Kalibrasyonu yapılmış enerji,

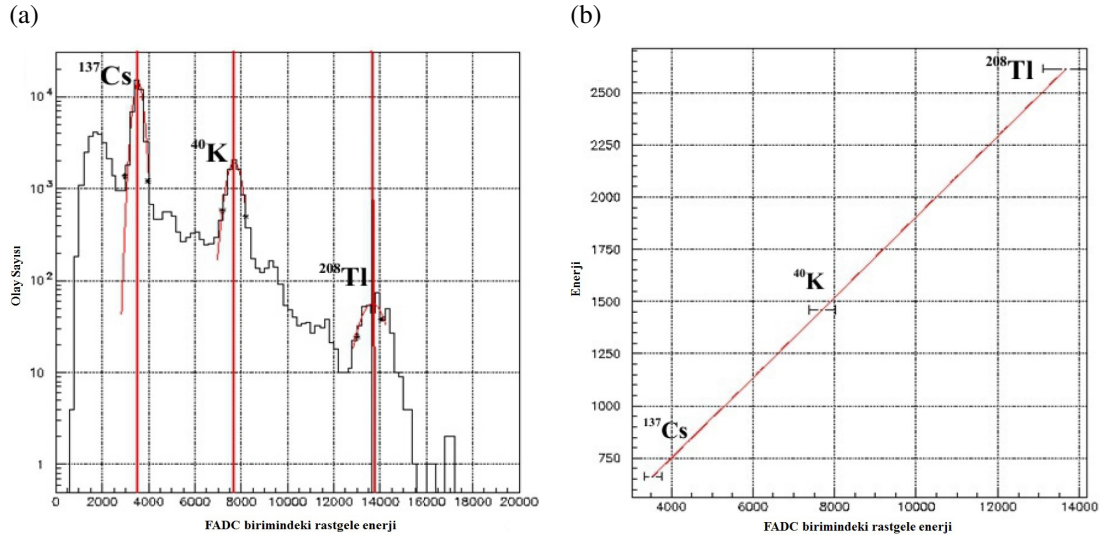
$$E = a + \sqrt{Q_L \times Q_R} \times e^{-\alpha Z} \times b \quad (4.2)$$

olarak tanımlanmaktadır. Denklem (4.2)'deki a ve b enerji kalibrasyon parametreleri, α ışığın zayıflama parametresi, Z ise olayların boylamasına konumudur.



Şekil 4.12 (a) Örnek bir kristal için eğim düzeltmesi yapılmamış, (b) eğim düzeltmesi yapılmış Z-konumuna karşılık enerji dağılımları. (Deniz, 2007).

Şekil 4.13(a)'da ^{137}Cs , ^{40}K ve ^{208}Tl doğal radyoaktif izotoplarının sırasıyla 661,7 keV, 1460,8 keV ve 2614,53 keV olarak bilinen tepe nokta enerjileri kullanılarak enerji kalibrasyon parametreleri a ve b bulunabilmektedir. Bu enerji değerleri ile, verilerin tepe nokta enerjileri karşılaştırılarak elde edilen doğrusallığın kullanılmasıyla enerji kalibrasyonu Şekil 4.13(b)'deki gibi gerçekleştirilmektedir.



Şekil 4.13 (a) ^{137}Cs (662 keV), ^{40}K (1460 keV) ve ^{208}Tl (2614 keV) tepe noktaları ve (b) seçilen enerji tepe noktalarının FADC birimindeki rastgele enerjisinin gerçek enerji değerlerine göre grafiği (Deniz, 2007).

4.3.1.2 CsI(Tl) Dedektörü Olay Seçimi

CsI(Tl) kristali içinde $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi “tekil olaylar” şeklinde gerçekleştiği için ham verilerden ACV, CRV ve PSD seçim yöntemleri kullanılarak tekil olayların seçilmesinin ardından ortam kaynaklı arka olayları bastırmak için, kristalin her iki tarafından 4 cm Z-konumu dışarlaması uygulanmaktadır. Sonuç olarak, gerçek olmayan, kazara oluşmuş ya da istenmeyen bozuk olayların seçimi PSD, Compton saçılımı ve kozmik ışın kaynaklı olayların seçimi sırasıyla ACV ve CRV tarafından gerçekleştirilmektedir. Gerçek olayların seçim kriterleri şu şekildedir:

Tekil olay seçimi: Nötrinolar madde ile nadiren etkileşime girdikleri için olay sinyali tekil olarak gerçekleşmektedir. Tekil olaylar, kristal içinde gerçekleşen birbirinden bağımsız etkileşimler şeklinde düşünülebilir. Aynı anda birden fazla kristal ile etkileşimin oluşması, nötrino olmayan etkileşim sinyallerini oluşturmaktadır. Bir bağımsız etkileşimin gerçekleşmesi toplam $500 \mu s$ kayıt süresi içinde olmaktadır. İlk tetiklemeden sonra $12,8 \mu s$ içerisinde olaylar sayısallaştırılmakta ve oluşacak diğer olaylar için beklenmektedir. Bu kayıt süresince aynı kristalde $12,8 \mu s$ içinde başka herhangi bir etkileşim gerçekleştiğinde, bu tür sinyaller PSD olay seçimi ile atılmaktadır.

Kozmik ışın olay seçimi: Kozmik ışınlar, analiz için seçilen enerji bölgesinde nötrino etkileşim olaylarına çok benzer sinyaller verdiği için, kozmik olayları kozmik olmayan olaylardan ayırmak oldukça önemlidir. Bu sebeple, kozmik ışın etiketleme verimliliği arka-alan sinyallerini azaltmak için önemli bir rol oynamaktadır. kozmik veto zamanı plastik sintilatördeki son etkileşime ile tetikleyici arasındaki zaman aralığı olarak tanımlanmaktadır. Olaylar arasında bir ilişki yoksa veto zamanı,

$$P_t(n) = \frac{t^n e^{-t}}{n!} \quad (4.3)$$

şeklinde verilen bir Poisson dağılımı olarak tanımlanmaktadır. Burada $n \rightarrow 0$ limitinde zaman üssel olarak azalmakta ve kozmik ışın veto zamanı, Denklem (4.3)’de verilen zaman dağılımının bükülme noktasından seçilmektedir.

PSD olay seçimi: Doyuma ulaşmamış olaylar için yük ve genlik, doyumuna ulaşmış olaylar için de yük ve doyumuna ulaşma uzunluğu arasındaki ilişkiye bakılarak α parçacığı etkileşiminin ve kazara oluşmuş ya da bozuk olayların seçimi PSD olay seçimi ile gerçekleştirilmektedir.

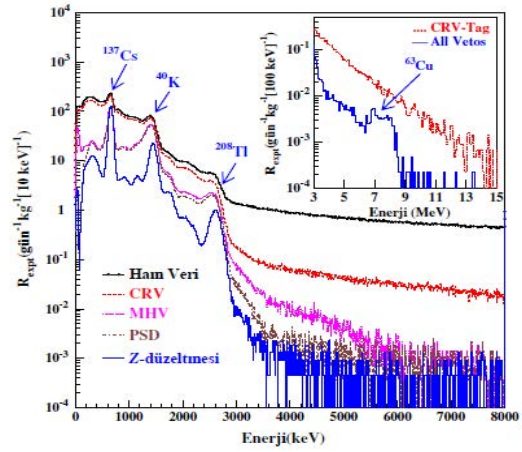
Z-konumu dışarlaması: CsI(Tl) sintilasyon kristali γ 'lar için güçlü bir zayıflatma sağladığı için, kristalin her iki ucuna 4 cm veto uygulanarak istenmeyen dış arka alan sinyallerinin atılması ile arka-alan bastırılmaktadır.

Olay tetikleme süresi ile rastgele tetikleme arasında bir ilişki olmadığı için verimlilik hesaplarında rastgele tetikleme kullanılmıştır. Rastgele tetikleme olayları her 10 saniyede bir oluşturulmakta ve uygulanan seçim kriterlerinden etkilenmemesi gerekmektedir. Bu sebeple, rastgele tetikleme seçim kriterleri verimliliğinin hesapları için kullanışlı bir araçtır. Verimlilik faktörleri olay seçimleri yapılmadan önce ve sonraki olay sayılarının oranlarına bakılarak hesaplanabilmektedir. Arka-alan baskılaması ve her bir olay seçiminin verimlilik faktörleri Tablo 4.1'de sıralanmıştır. Örneğin, 40 cm uzunluğu olan CsI(Tl) kristalinin her iki ucuna 4 cm Z-konumu veto uygulanması $32/40 = \%80$ verimliliğe karşılık gelmektedir (Deniz, 2007).

Tablo 4.1 3-8 MeV enerji aralığında arka alan baskılaması ve her bir olay seçimi verimlilik faktörlerinin özeti.

Olay Seçimi	Arka-alan Baskılaması	Sinyal Verimliliği
Ham Veri	1,0	1,0
CRV (Cosmic-Ray Veto)	0,06	0,93
Tekil Olay Seçimi	0,16	0,99
PSD	0,34	>0,99
Z-konumu Seçimi	0,36	0,80
Total	0,0011	0,77

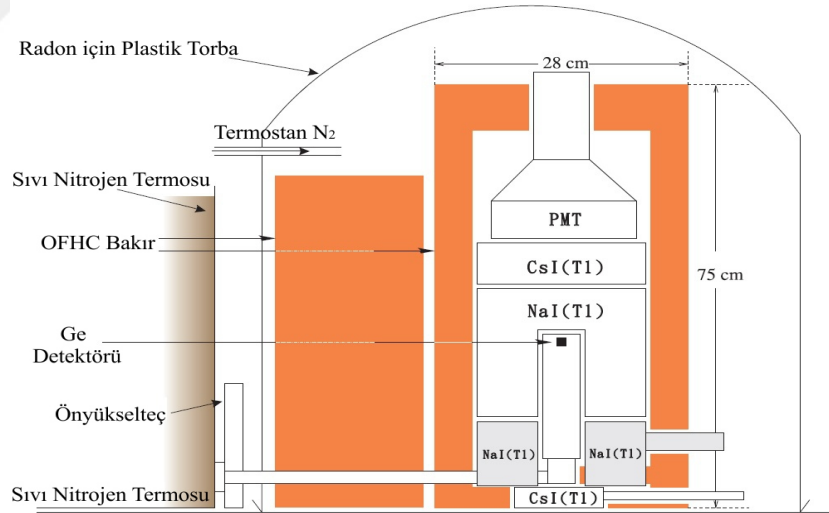
Her bir seçim kriterinin uygulanması sonucunda baskılama etkisini gösteren enerji spektrumları Şekil 4.14'de gösterilmiştir.



Şekil 4.14 Her bir seçim kriterinin uygulanması sonucunda baskılama etkisini gösteren enerji spektrumları (Deniz ve diğer., 2010).

4.3.2 HP-Ge Dedektörü

Anti-Compton dedektörü olarak NaI(Tl) ve CsI(Tl) kristal sintilatörleri ile çevrili olan HP-Ge dedektörü ve koruyucu yapısı Şekil 4.15’de gösterilmiştir.



Şekil 4.15 HP-Ge dedektörünün koruyucu yapısı ile birlikte şematik gösterimi (Lin ve diğer., 2009; Wong ve diğer., 2007).

Tüm kurulum 3,5 cm bakır ve kurşun bloklar ile çevrelenmiştir. Gerçek görüntüsü Şekil 4.16’da gösterilen HP-Ge dedektörünün toplam kütlesi 1,06 kilogramdır. Bu dedektörden elde edilen deneysel veriler 12,4 - 64 keV enerji aralığında olup, bu veriler

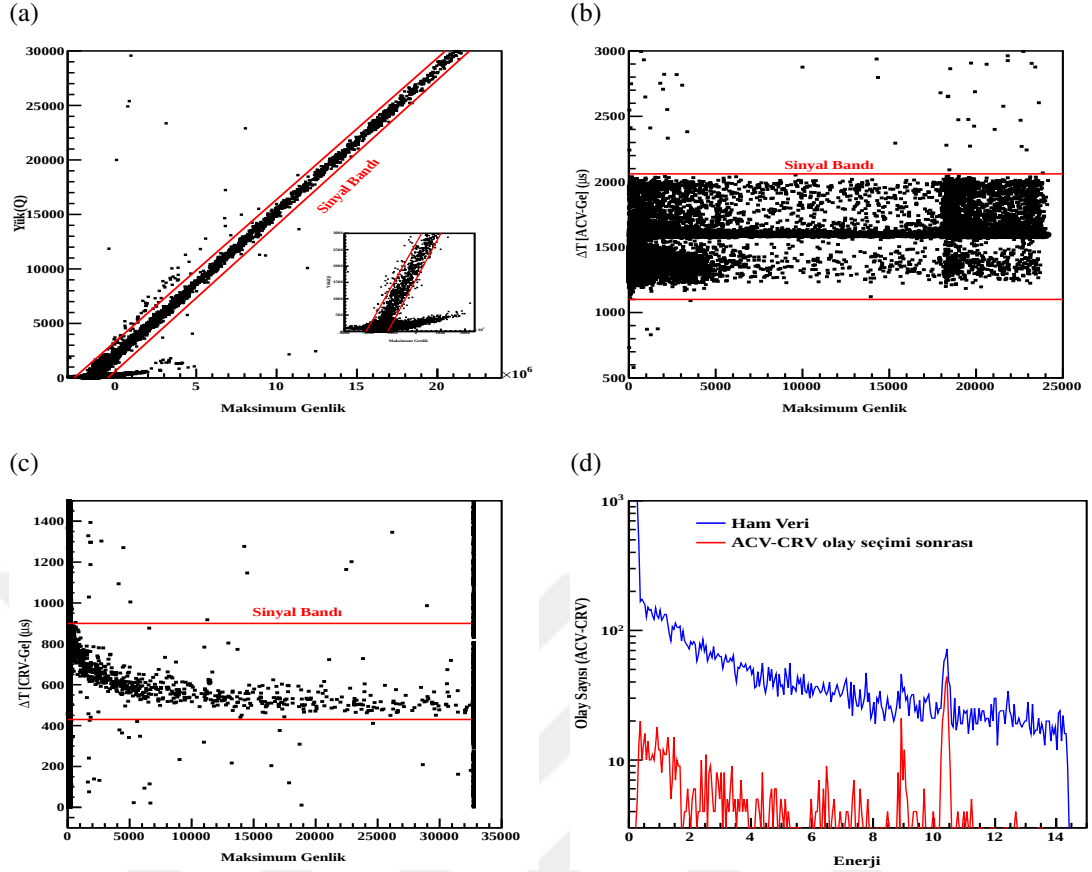
aracılığı ile nötrino manyetik moment ve aksiyon ölçümü yapılmıştır (Wong ve diğer., 2007; Li ve diğer., 2003).



Şekil 4.16 HP-Ge dedektörü gerçek görüntüsü (TEXONO, 2011).

Ge dedektöründe $\bar{\nu}_e - e$ etkileşimi “tekil olaylar” şeklinde gerçekleşmektedir. Bu olayların seçimi sinyal şekli analizi (PSA), anti-Compton veto (ACV) ve kozmik ışınları veto (CRV) etmeyi içeren kriterlerden oluşmaktadır. Bu katların verimlilikleri ve arka plan baskılamaları Tablo 4.2’de listelenmiştir. Veri analiz tekniklerinde tekil olaylar için seçilmiş bölgeler ve seçim kriteri ile birlikte reaktör aktifken elde edilen verilerin ACV ve CRV olay seçimi öncesi ve sonrası ölçülen spektrumlar Şekil 4.17’de gösterilmiştir. Şekil 4.17(a)’da sinyal alanı ile genliği arasındaki ilişkiyi veren grafikte gösterildiği gibi, rastgele ve gecikmiş kademeli olaylar tarafından oluşan sahte arka plan, PSA ile bastırılmıştır. Sırasıyla Şekil 4.17(b) ve Şekil 4.17(c)’de ise ACV ve CRV olay seçimi ile Compton saçılımı ve kozmik ışın kaynaklı olayların bastırılması görülmektedir.

Bozuk ve ilgisiz olayların PSA ile, kozmik kaynaklı arka planların CRV ve ACV ile bastırılmasının ardından 5 keV ’lik enerji değerinde $1 \text{ kg}^{-1} \text{ keV}^{-1} \text{ gün}^{-1}$ e yakın arka plan seviyesi elde edilmiştir ki bu seviye yeraltı laboratuvarlarındaki arka plan seviyesi düzeyindedir (Chang, 2006; Liao, 2006; Deniz, 2007).



Şekil 4.17 Kaydedilen sinyalin (a) PSA, (b) ACV, (c) CRV seçim yöntemleri. (d) CRV ve ACV olay seçimi öncesi ve sonrası ölçülen spektrumlar.

Tablo 4.2 Arka plan baskılama ve sinyal verimliliği faktörleri ile birlikte olay seçim prosedürlerinin özeti.

Olay Seçimi	Arka Plan Baskılaması	Sinyal Verimliliği
Ham Veri	1,0	1,0
PSA	>0,99	>0,99
ACV	0,054	0,99
CRV	0,92	0,95
Birleştirilmiş Veri	0,050	0,95

Enerji kalibrasyonu, Ge dedektörlerinin sinyal çıktılarındaki özel tepe noktaları ile bilinen arka alan sinyali tepe noktalarının ilişkilendirilmesiyle, düşük ($< 10 \text{ keV}$ bölgesi), orta ($150 \text{ keV} - 1 \text{ MeV}$ arası bölge) ve yüksek ($500 \text{ keV} - 3 \text{ MeV}$ arası bölge) enerji bölgesi olmak üzere üç farklı enerji bölgesinde yapılmaktadır. Düşük enerji bölgesinde $6,49 \text{ keV} - 5,89 \text{ keV}$ (^{55}Fe), $4,63 \text{ keV} - 4,51 \text{ keV}$ (Ca), $4,01 \text{ keV} - 3,61 \text{ keV}$

(Ti) tepe noktaları ve 0 keV (“pedestal” yüksekliğinden), orta enerji bölgesinde 186,2 keV (^{226}Ra), 351,9 keV (^{214}Pb), 583,2 keV (^{208}Tl) ve 911,2 keV (^{228}Ac) ve yüksek enerji bölgesinde 727,3 keV (^{212}Bi), 911,2 keV (^{228}Ac), 1460,8 keV (^{40}K) ve 2614,5 keV (^{208}Tl) enerji tepe noktaları kullanılmıştır (Liao, 2006). Enerji kalibrasyonunun yapılması, sinyallerin genlikleriyle orantılı olan FADC birimindeki değerlerin gerçek enerjilere dönüştürülmesini sağlamıştır.

Şekil 4.18’de gerçek görüntüsü verilen PC-Ge dedektörünün toplam kütlesi 840 gramdır. Enerji aralığı 0,3 - 12,4 keV olan PC-Ge dedektöründen elde edilen veriler aracılığı ile nötrino mili-yük çalışması yapılmış ve düşük enerjide karanlık madde için yeni bir limit konulmuştur (Chen ve diğer., 2014).



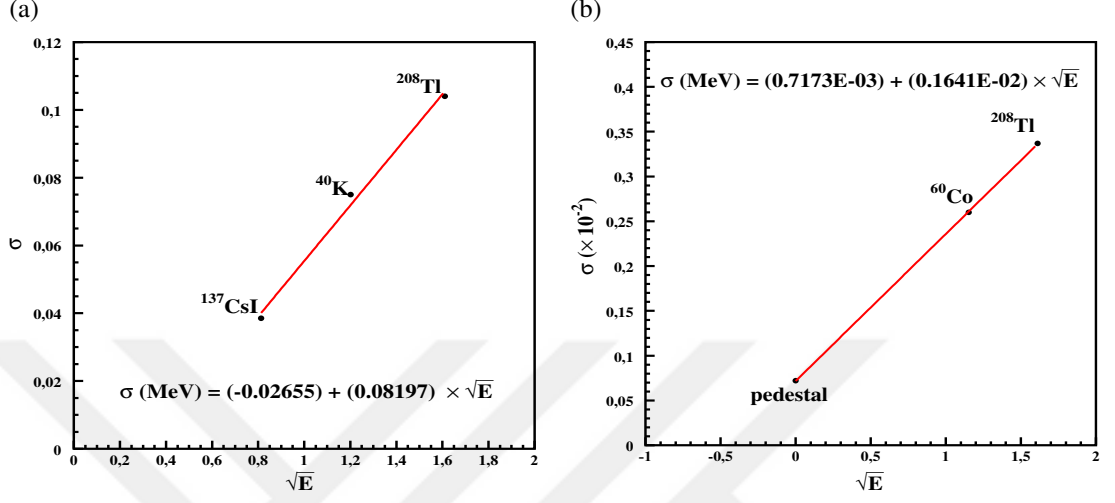
Şekil 4.18 PC-Ge dedektörü gerçek görüntüsü (Wong, 2010).

4.3.3 CsI(Tl) ve Ge Dedektör Çözünürlüğü

Her bir dedektörün kendine özgü bir çözünürlüğü vardır. Çözünürlük faktörü gözlenen sinyalin $Ae^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2}$ şeklindeki gaussyen dağılımı formundan elde edilmektedir. Gaussyen dağılımının genişliği σ katsayısı ile belirtilir.

Dedektörlerde bulunan doğal radyoaktif izotoplarının bilinen tepe nokta enerjileri kullanılarak dedektörün çözünürlük katsayıları Şekil 4.19’da gösterildiği gibi elde edilmektedir.

σ ile $\sqrt{E}$ arasında, $\sigma = a + b\sqrt{E}$ şeklinde olan doğrusal orantıdan en-iyi fit metodu kullanılarak a ve b katsayılarının elde edilmesi ile çözünürlük fonksiyonu bulunmaktadır.



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

BÖLÜM BEŞ

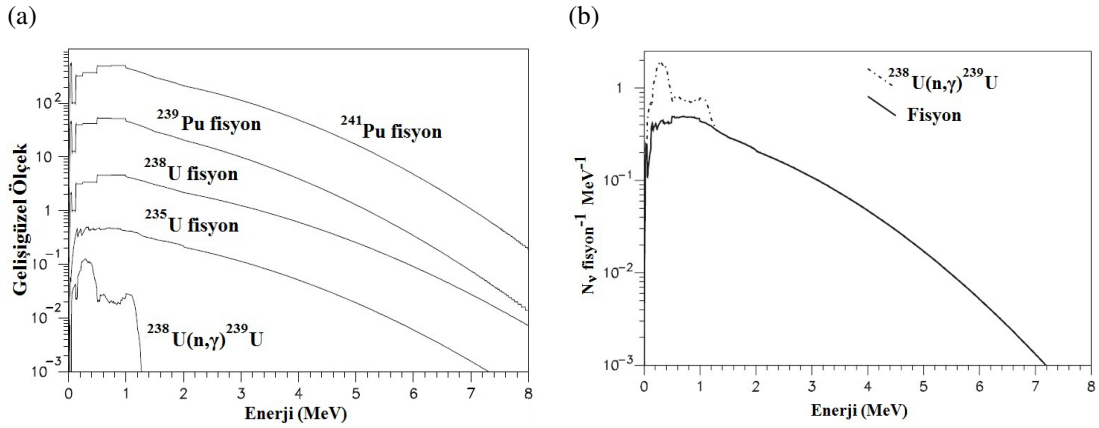
ANALİZ METODU

5.1 Beklenen Olay Sayısı

Beklenen olay sayısı farklı etkileşim kanalları X ($=$ SM, NSI, Z-prime, vb.) olmak üzere R_X ile gösterilirse, birim zamanda kilogram başına düşen olay sayısı R_X ,

$$R_X = \rho_e \int_T \int_{E_\nu} \left[\frac{d\sigma}{dT} \right]_X \frac{d\phi}{dE_\nu} dT dE_\nu \quad (5.1)$$

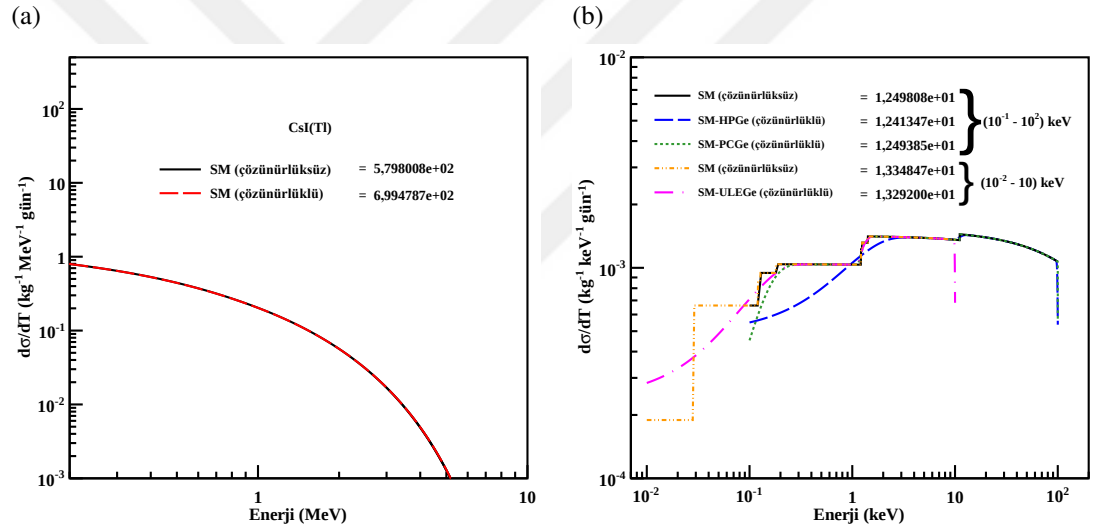
olarak hesaplanır. Bu değer deneydeki gözlenen olay sayısı R_{exp} ile karşılaştırılarak ilgili fizik parametreleri için değerler elde edilir. Toplam olay sayısı diferansiyel tesir kesitinin nötrino akısı ve elektronun geri tepme enerjisi üzerinden toplamı alınarak hesaplanır. Denklem (5.1)'deki ρ_e hedef kütle kilogramı başına elektron sayısı yoğunluğu ve $d\phi/dE_\nu$ nötrino akısına karşılık gelmektedir. Reaktör nötrino spektrumunun farklı üretim kanalları Şekil 5.1(a)'da ve toplam spektrum Şekil 5.1(b)'de gösterilmiştir.



Şekil 5.1 (a) Farklı üretim kanallarındaki reaktör nötrinoların spektral şekli, (b) Tipik güç reaktörünün toplam spektrumu (Deniz, 2007).

5.2 Dedektör Çözünürlüğü

CsI(Tl) ve Ge dedektörlerinin her biri gözlenen sinyallerin gaussiyen dağılımı olarak görüldüğü belirli çözünürlüklere sahiptir. İyi bir çözünürlüğe sahip dedektör için gelen sinyaller dar bir gaussiyen dağılımı formunda olmaktadır. Dar bir gaussiyen dağılımı, daha hassas ölçüm sonuçları elde etmek için önemli bir faktördür. Deneysel veriler ile teorik hesapların karşılaştırılabilmesi için dedektör çözünürlüğünün hesaba katılması gerekmektedir. Teorik hesaplar çözünürlük fonksiyonu ile dedektörde gözlenen sinyallere eş bir duruma dönüştürülerek karşılaştırma yapılabilir. Şekil 5.2’de, CsI(Tl) ve Ge dedektörleri için SM’in dedektör çözünürlüğünün katkısı gösterilmiştir.



Şekil 5.2 (a) CsI(Tl) dedektörü ve (b) Ge dedektörleri için SM’in dedektör çözünürlüğünün hesaba katılmış ve katılmamış durumları.

5.3 Fit Metodu

Deneysel verilerin analizinde,

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \left\{ \frac{R_{\text{exp}}(i) - [R_{\text{SM}}(i) + R_{\text{NP}}(i)]}{\Delta_{\text{stat}}(i)} \right\}^2 \quad (5.2)$$

şeklinde verilen minimum- χ^2 fit metodu kullanılmıştır. Denklem (5.2)’de $R_{\text{exp}}(i)$,

$R_{SM}(i)$ ve $R_{NP}(i)$, sırasıyla ölçülen, teorik (SM) ve yeni fizik (NP = NSI, Z' , vb.) olay sayıları ve $\Delta_{stat}(i)$ deneyin istatistiksel hatasına karşılık gelen i 'nci değeridir.

χ^2 fit fonksiyonunun minimum değeri fit parametresinin en iyi χ^2 değerini vermektedir. Minimum χ^2 değerinin bir fazlası, fonksiyonda artı ve eksi hataya karşılık gelmektedir ve bunların ortalaması istatistiksel hatayı vermektedir. Sistematik hatanın da ayrıca hesaplanması ile sonuçlar “en-iyi fit (best-fit) $\pm$ istatistiksel hata $\pm$ sistematik hata” şeklinde ifade edilmektedir.

5.4 Sistematik Hata Hesabı

Nötrino olaylarının verimliliği (nu), güvenilir hedef kütle ($mass$), nötrino akısı Φ_ν ölçümü (f), reaktör kapalıyken yapılan ölçümler (off) ve arka-alan ölçümlerinden ($predoff$) kaynaklı sistematik hatalar, $kaynak_{sys} = \{nu, mass, f, off, predoff\}$ olmak üzere,

$$exp(i) \pm exp(i) \times \delta(kaynak_{sys})$$

şeklinde verilen ifadeye fit yapılarak bulunur. Minimum- χ^2 fit metodu kullanılarak en-iyi fit ve istatistiksel hata,

$$(exp_{mean} \pm exp_{stat})$$

olarak elde edilir. $kaynak_{sys} = \{nu_{sys}, m_{sys}, f_{sys}\}$ olmak üzere, nötrino olaylarının verimliliği, güvenilir hedef kütle ve nötrino akısı ölçümünden kaynaklı sistematik hata,

$$kaynak_{sys} = \{[(exp_{mean}) - (kaynak_{sys+})] + [(kaynak_{sys-}) - (exp_{mean})]\} / 2$$

şeklinde hesaplanır. Burada $kaynak_{sys+}$ ve $kaynak_{sys-}$ en-iyi fit parametreleridir. Toplam sinyal,

$$sinyal_{tot} = \left\{ (f_{sys})^2 + (nu_{sys})^2 + (m_{sys})^2 \right\}^{1/2}$$

olarak elde edilir. Reaktör kapalıyken yapılan ölçümlerden kaynaklı toplam sistematik hata,

$$off_{sys} = \left\{ [(off_{mean}) - (off_{sys+})] + [(off_{sys-}) - (off_{mean})] \right\} / 2$$

olarak hesaplanır. Burada off_{mean} reaktör kapalıyken yapılan ölçümün, off_{sys+} ve off_{sys-} ise sırasıyla reaktör kapalı durumunun pozitif ve negatif etkisinden kaynaklı en-iyi fit parametreleridir. Arka alan ölçümlerinden kaynaklı toplam sistematik hata,

$$predoff_{sys} = \left\{ \frac{off_{sys}}{(off_{stat})^2} + \frac{pred_{sys}}{(pred_{stat})^2} \right\} / \left\{ \frac{1}{(off_{stat})^2} + \frac{1}{(pred_{stat})^2} \right\}$$

şeklinde hesaplanır. Burada off_{stat} reaktör kapalıyken yapılan ölçümün istatistiksel hatası, $pred_{sys}$ ve $pred_{stat}$ arka-alan ölçümünün sistematik ve istatistiksel hatasına karşılık gelir. Son olarak toplam sistematik hata,

$$\Delta_{sys} = \left\{ (sinyal_{tot})^2 + (predoff_{sys})^2 \right\}^{1/2}$$

olarak hesaplanır.

5.5 Güven Seviyesi

a^b formundaki bir fit parametresi için minimum- χ^2 fit metodu kullanılarak $a^b = (\text{en uygun fit}) \pm (\text{istatistiksel hata}) \pm (\text{sistematik hata})$ şeklinde bir sonuç elde edilmektedir. Elde edilen bu değerler gaussyen dağılımındaki bir sigmaya yani dağılımın altında kalan alanın $\sim 68\%$ 'lik kısmına karşılık gelmektedir. İstatistiksel ve sistematik hataların kareleri toplamının karekökü,

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

olarak gösterilen toplam hatayı vermektedir. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranı x_0 'a karşılık gelmektedir. x_0 en iyi fit olasılıklarının katsayıları olarak tanımlanan k 'ya karşılık gelen katsayılardır (Feldman ve Cousins, 1998). Bu katsayılar kullanılarak %90 veya %95 gibi güven seviyesi ("Confidence Level (CL)"),

$$a < [k \times (\text{toplam hata})]^{1/b}$$

şeklinde elde edilmekte ve ilgili parametrelerin üst limitleri belirlenmektedir (Sevda, 2015).

5.6 Analiz Basamakları

Her bir Z-prime modelinde fit parametresi $(M_Z/M_{Z'})^2$ formunda olduğu için Z-prime kütle parametrelerine alt limitler konulmuştur. Yapılan adımlar şu şekilde özetlenebilir:

Denklem (5.1)'deki formül kullanılarak SM ve Z-prime modeli için beklenen olay sayıları hesaplanmıştır.

Her bir dedektörün çözünürlüğü hesaba katılarak beklenen olay sayıları yeniden elde edilmiştir.

Her bir dedektörün belirli enerji aralıklarına göre, beklenen olay sayıları integre edilmiştir.

Denklem (5.2)'deki fit metodu kullanılarak her bir Z-prime modeli için parametrenin karesi fit parametresi seçilerek en uygun fit değerleri ve istatistiksel hataları elde edilmiştir.

İstatistiksel hatalara sistematik hataların da eklenmesi ile toplam hata bulunmuştur.

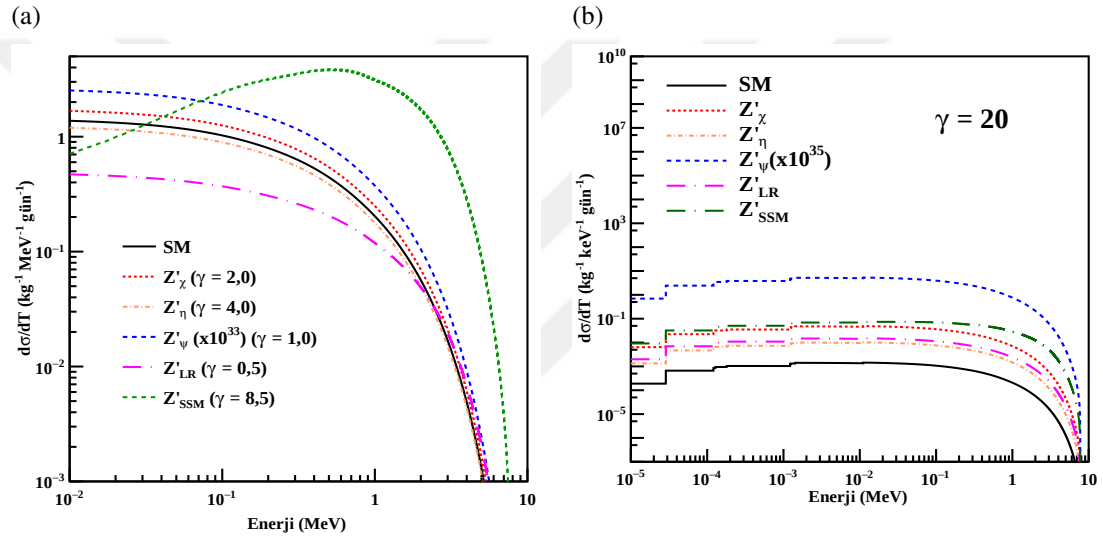
En uygun fit parametresinin toplam hataya oranından k 'ya karşılık gelen katsayılar elde edilerek %95 CL'de Z-prime kütle parametrelerin alt limitleri belirlenmiştir.

BÖLÜM ALTI

DENEYSEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA

6.1 Z-prime Tesir Kesiti Davranışları ve Elde Edilen Fit Sonuçları

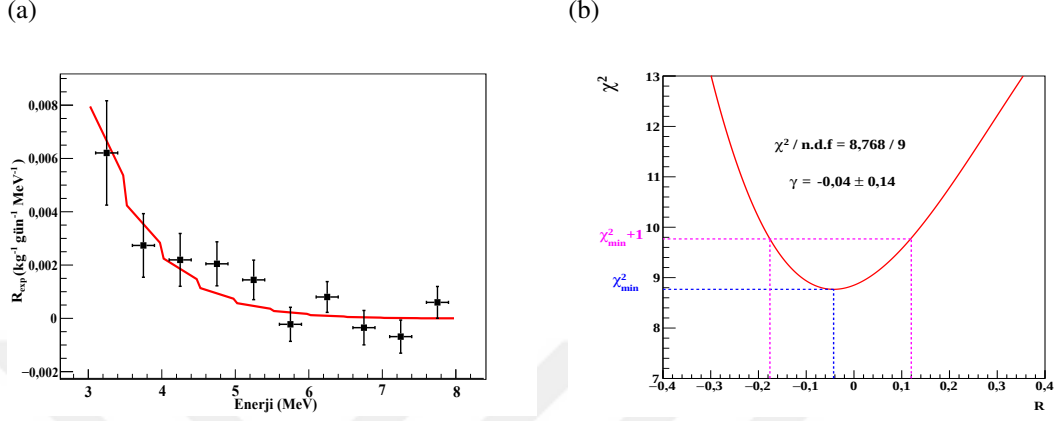
SM ve yeni fizik değerlerinin karşılaştırılması amacı ile temsili bir γ değeri için CsI(Tl) ve Ge dedektörleri için elektronun geri tepme enerjisine karşılık her bir modelin diferansiyel tesir kesiti grafikleri Şekil 6.1(a) ve Şekil 6.1(b)'de verilmiştir.



Şekil 6.1 (a) CsI(Tl), (b) Ge dedektör verileri kullanılarak elde edilen SM ve Z-prime tesir kesitlerinin elektronun geri tepme enerjisine göre grafikleri.

Şekil 6.1(a) ve Şekil 6.1(b)'de görülen grafiklerde siyah renkte gösterilen çizgi SM diferansiyel tesir kesitini ve diğer renkteki kesikli çizgiler ise farklı Z-prime modellerini temsil etmektedir. Her iki grafikte de farklı enerji bölgelerinde SM ve Z-prime modellerinin diferansiyel tesir kesiti davranışları birbirleri ile benzerlik göstermektedir. Dolayısı ile MeV enerji bölgesinde nötrino-elektron elastik saçılım tesir kesiti CsI(Tl) dedektörü ile hassas bir şekilde ölçülmüş olduğundan bu bölgede çalışmanın diğer enerji bölgelerine göre Ge dedektörüne nazaran daha avantajlı olduğu öngörülebilmektedir. Bu sebeple CsI(Tl) dedektörü ile Z-prime bozonu kütlesi $M_{Z'}$ için daha hassas sonuçlar elde edileceği bu grafikler aracılığı ile anlaşılabilmektedir.

CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak Z'_{SSM} bozonu için en uygun fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve χ^2 grafikleri sırasıyla Şekil 6.2(a) ve Şekil 6.2(b)’de verilmiştir.



Şekil 6.2 (a) Z'_{SSM} modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.

Şekil 6.2’de görüldüğü gibi fit parametresi γ için elde edilen sonuç,

$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_{SSM}}} \right)^2 = -0,04 \pm 0,14$$

şeklindedir. Sistematik hatanın da eklenmesi ile “en-iyi fit $\pm$ toplam hata”,

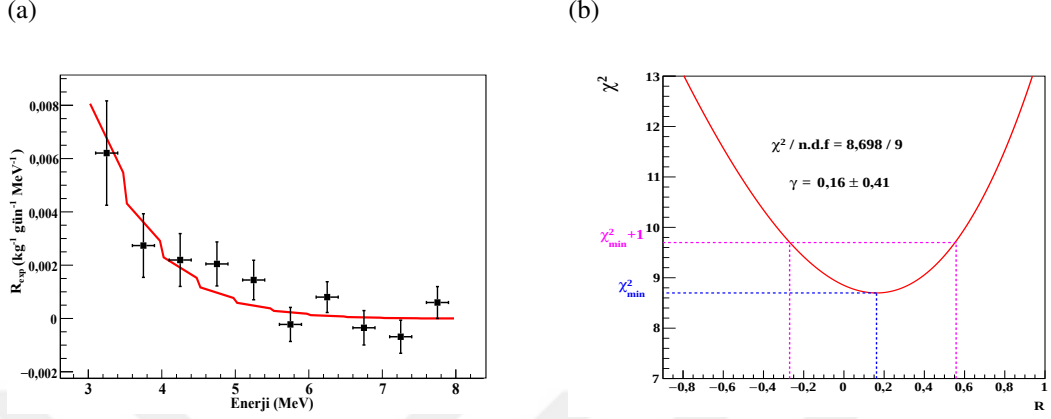
$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_{SSM}}} \right)^2 = -0,04 \pm 0,16$$

olarak hesaplanmıştır. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranından, en iyi fit olasılıklarının katsayıları olarak tanımlanan k katsayısı elde edilerek %95 güven seviyesinde (“Confidence Level (CL)”) Z'_{SSM} bozonu kütle limiti,

$$M_{Z'_{SSM}} > 172 \text{ GeV}$$

olarak elde edilmiştir.

Z'_χ bozonu için “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve χ^2 grafikleri sırasıyla Şekil 6.3(a) ve Şekil 6.3(b)’de verilmiştir.



Şekil 6.3 (a) Z'_χ modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.

Şekil 6.3’den görüleceği üzere, fit parametresi γ için elde edilen sonuç,

$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_\chi}} \right)^2 = 0,16 \pm 0,41$$

şeklindedir. Sistematik hatanın da eklenmesi ile “en-iyi fit $\pm$ toplam hata”,

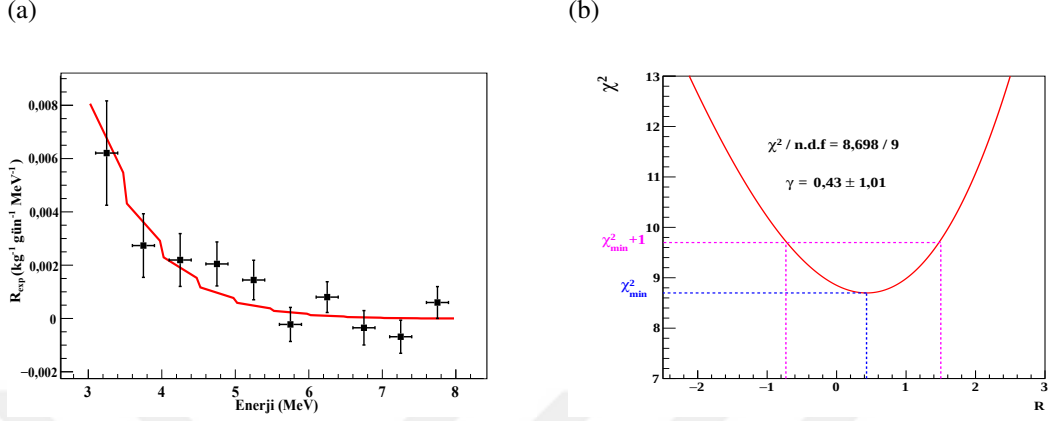
$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_\chi}} \right)^2 = 0,16 \pm 0,51$$

olarak hesaplanmıştır. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranından k katsayısı elde edilerek %95 güven seviyesinde Z'_χ bozonu kütle limiti,

$$M_{Z'_\chi} > 85 \text{ GeV}$$

olarak elde edilmiştir.

Z'_η bozonu için “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve χ^2 grafikleri sırasıyla Şekil 6.4(a) ve Şekil 6.4(b)’de verilmiştir.



Şekil 6.4 (a) Z'_η modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.

Şekil 6.4’de görüldüğü gibi, fit parametresi γ için elde edilen sonuç,

$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_\eta}} \right)^2 = 0,43 \pm 1,01$$

şeklindedir. Sistematik hatanın da eklenmesi ile “en-iyi fit $\pm$ toplam hata”,

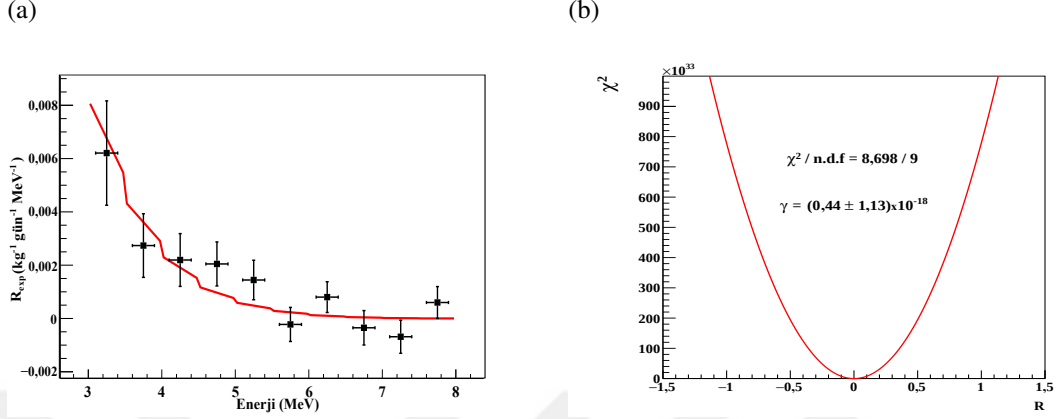
$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_\eta}} \right)^2 = 0,43 \pm 1,36$$

olarak hesaplanmıştır. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranından k katsayısı elde edilerek %95 güven seviyesinde Z'_η bozonu kütle limiti,

$$M_{Z'_\eta} > 52 \text{ GeV}$$

olarak elde edilmiştir.

Z'_ψ bozonu için “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve χ^2 grafikleri sırasıyla Şekil 6.5(a) ve Şekil 6.5(b)’de verilmiştir.



Şekil 6.5 (a) Z'_ψ modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.

Şekil 6.5’de görüldüğü gibi, fit parametresi γ için elde edilen sonuç,

$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_\psi}} \right)^2 = (0,44 \pm 1,13) \times 10^{-18}$$

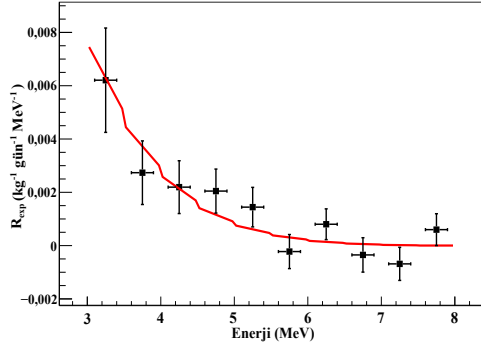
şeklinindedir. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranından k katsayısı elde edilerek %95 güven seviyesinde Z'_ψ bozonu kütle limiti,

$$M_{Z'_\psi} > 0 \text{ GeV}$$

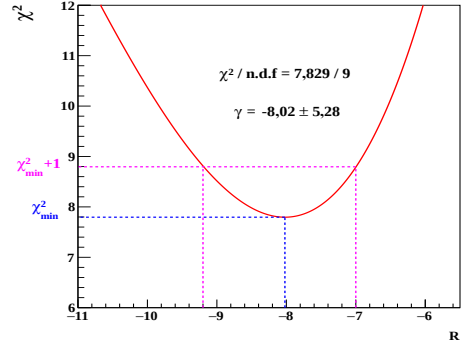
olarak elde edilmiştir.

Z'_{LR} bozonu için “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve χ^2 grafikleri sırasıyla Şekil 6.6(a) ve Şekil 6.6(b)’de verilmiştir.

(a)



(b)



Şekil 6.6 (a) Z'_{LR} modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ istatistiksel hata” olarak elde edilen fit ve (b) χ^2 grafikleri.

Şekil 6.6’da görüldüğü gibi, fit parametresi γ için elde edilen sonuç,

$$\left(\frac{M_Z}{M_{Z'_{LR}}} \right)^2 = -8,02 \pm 5,28$$

şeklinededir. En iyi fit parametresinin toplam hataya oranından k katsayısı elde edilerek %95 güven seviyesinde Z'_{LR} bozonu kütle limiti,

$$M_{Z'_{LR}} > 44 \text{ GeV}$$

olarak elde edilmiştir.

6.2 Sistemik Hata Kaynakları

CsI(Tl) dedektörü için sistemik hataların kaynağı, değerleri ve bunların Z-prime ölçümüne katkıları Tablo 6.1’de gösterilmiştir.

Tablo 6.1 CsI(Tl) dedektörü için sistematik hata kaynakları.

Kaynaklar	$\delta_{sys}(\text{kaynak})$	$\Delta_{sys}(Z')$
<i>Sinyal gücü:</i>		
Φ_ν ölçümü	$< \%3$	$< 0,06$
Nötrino olaylarının verimliliği	$< \%1,3$	$< 0,03$
Güvenilir hedef kütle	$< \%4$	$< 0,08$
* Toplam (sinyal)	-	$< 0,11$
<i>Arka plan çıkarımı:</i>		
Reaktör kapalı ölçüm	$< \%0,4$	$< 0,22$
Arka plan ölçümü		
$\odot H1(CRV;Tl_\gamma) +$ $\odot H1(CRV;\mu) + H1(CRV;\mu)$	$< \%3$ $< \%1$	$< 0,32$
* Toplam (arka-alan)	-	$< 0,29$
Toplam	-	$< 0,31$

6.3 Z-prime Ayar Bozon Kütle Limitleri

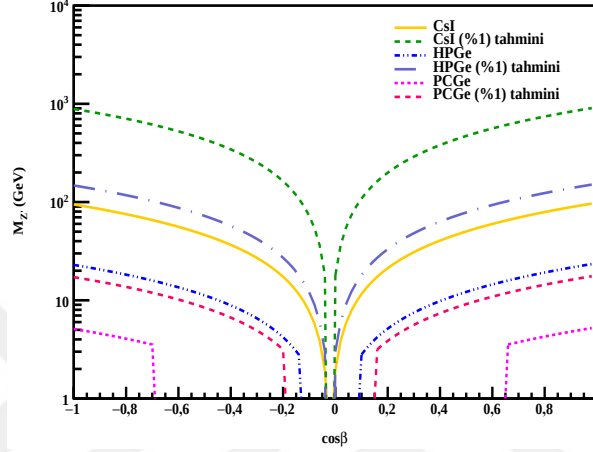
Her bir Z-prime modeli için CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak en-iyi fit metodu ile “en-iyi fit $\pm$ toplam hata” olarak elde edilen sayısal sonuçlar ve Z-prime kütle alt limitleri Tablo 6.2’de verilmiştir.

Tablo 6.2 CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak γ fit parametresi üzerinden %95 CL’de elde edilen sonuçlar, hassasiyetin %1’lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler ve mevcut limitler (PDG, 2016).

Model	En Uygun Fit	$M_{Z'}$	$M_{Z'} (\%1)$	Mevcut Limit
Z'_χ	0.16 ± 0.51	> 85	> 915	> 1970 (ATLS)
Z'_η	0.43 ± 1.36	> 52	> 566	> 1870 (ATLS)
Z'_ψ	$(0.44 \pm 1.13) \times 10^{-18}$	> 0	> 0	> 2260 (CMS)
Z'_{LR}	-8.02 ± 5.28	> 44	> 413	> 1162 (RVUE)
Z'_{SSM}	-0.04 ± 0.16	> 172	> 1822	> 1830 (ATLS)

Tablo 6.2’de verilen mevcut limitler yüksek enerji bölgelerinde yapılan deney sonuçlarıdır. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar düşük enerji momentum transfer bölgesinde olduğundan Z-prime bozonu kütlelerine yüksek enerji deneylerine nazaran az hassasiyette limitler konulabilmektedir. Ayrıca bu tabloda Z-prime kütlesi için

deneysel hassasiyetin artırılması ile öngörülen limit değerleri de verilmiştir. Deneysel hassasiyetin %1 kadar iyileştirilmesi sonucu limitler yaklaşık 1000 GeV mertebesine ulaşmaktadır. Z-prime kütlesinin beklenen değerinin yüksek olmasından dolayı, yüksek enerji bölgelerinde yapılan araştırmaların hassasiyeti düşük enerji bölgelerine göre daha yüksek olmaktadır.



Şekil 6.7 CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak, modelden bağımsız olarak %95 CL'de elde edilen Z-prime bozon kütle limitleri ve hassasiyetin %1'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler.

CsI(Tl) ve Ge dedektör verileri kullanılarak, modelden bağımsız $\cos\beta$ değerleri için %95 CL'de elde edilen Z-prime bozon kütle limitleri ve hassasiyetin %1'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitlerin grafiği Şekil 6.7'de verilmiştir. Bu grafikte E_6 String tipi modelleri arasında en hassas modelin χ ($\cos\beta = 1$) modeli olduğu görülmektedir.

Tablo 6.3 Ge dedektör verileri kullanılarak γ fit parametresi üzerinden %95 CL'de elde edilen sonuçlar, hassasiyetin %1'lik iyileştirilmesi sonucu öngörülen limitler ve mevcut limitler (PDG, 2016).

Model	En Uygun Fit	$M_{Z'}$	$M_{Z'} (\%1)$	Mevcut Limit
Z'_χ	6.53 ± 3.68	> 25	> 175	> 1970 (ATLS)
Z'_η	17.44 ± 9.83	> 15	> 108	> 1870 (ATLS)
Z'_ψ	$(3.47 \pm 5.20) \times 10^{-18}$	> 0	> 0	> 2260 (CMS)
Z'_{LR}	21.19 ± 17.37	> 13	> 84	> 1162 (RVUE)
Z'_{SSM}	-2.77 ± 1.77	> 76	> 536	> 1830 (ATLS)

Ge dedektörü ile alınan veriler kullanılarak elde edilen kütle limitleri Tablo 6.3’de verilmiştir. Beklenildiği gibi bu sonuçların CsI(Tl) dedektör verileri kullanılarak elde edilen limit değerleri kadar iyi olmadığı görülmektedir. Bunun sebebi, CsI(Tl) dedektörü ile MeV enerji aralığında SM tesir kesitinin daha hassas bir şekilde ölçülmüş olması ve Ge dedektörü ile daha düşük enerji seviyelerinde daha az hassasiyetle ölçüm yapılmış olmasıdır. Ge dedektörü ile alınan veri hassasiyetinin % 1 kadar iyileştirilmesi ile CsI(Tl) dedektör verileri ile elde edilen kütle limit değerlerine ancak ulaşılmaktadır.



BÖLÜM YEDİ

SONUÇLAR

Bu çalışmada elde edilen sonuçların düşük enerji bölgelerinde olması sebebiyle yüksek enerji bölgelerindeki deney sonuçlarına göre Z-prime bozonu kütlelerine daha düşük değerlerde limitler konulabilmektedir. Z-prime bozonlarının mevcut limitleri bu çalışma ile iyileştirilememiştir. Z-prime kütlelerinin beklenen değerinin yüksek olmasından dolayı, yüksek enerji bölgelerinde yapılan araştırmaların düşük enerji bölgelerine göre daha avantajlı olduğu doğrulanmıştır. Fakat bu çalışma farklı bir etkileşim kanalından olması açısından ve saf leptonik bir zayıf etkileşim süreci olmasından dolayı literatürde bir ilktir. Bu çalışma ile, yüksek enerji bölgelerinde yüksek maliyetlerle yapılan deneylere kıyasla düşük enerji bölgelerinde çalışan deneylerin hassasiyetlerini arttırmaları ile daha az maliyette Z-prime araştırmalarının yapılmasının mümkün olabileceği gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

- Barranco, J., Bolanos, A., Garces, E. A., Miranda, O. G. ve Rashba, T. I. (2007). Sensitivity of low energy neutrino experiments to physics beyond the Standard Model. *Physical Review D*, 76(1), 073008.
- Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN). (2015). *The standard model*. 1 Eylül 2015. <http://home.web.cern.ch/about/physics/standard-model>.
- Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN). (2015). *Extra dimensions*. 1 Eylül 2015. <http://home.web.cern.ch/about/physics/Extra-dimensions>.
- 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 Üniversitesi, Tayvan.
- 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.
- Desai, N. (2012). *Signals of supersymmetry and higgs at the large hadron collider*. Doktora Tezi, Harish-Chandra Araştırma Enstitüsü, Allahabad.
- 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., Bilmiş, 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.
- Griffiths, D. J. (1987). *Introduction to elementary particle physics*. New York: Wiley.
- 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>.
- Leister, A. (2015). *A search for Z' Gauge Bosons decaying to tau-antitau pairs in proton-proton collisions with the ATLAS detector*. Doktora Tezi, Yale Üniversitesi, New Haven.
- 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 ^{73}Ge at the Kuo-Sheng nuclear power plant with a high-purity germanium detector*. Yüksek Lisans Tezi, National Taiwan Üniversitesi, Tayvan.
- 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.
- Nobelprize. (2015). *The Nobel Prize in Physics 1995*. 15 Kasım 2015. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1995/.

Özpineci, A. (2007). *Standart model ve ötesi*. 3 Nisan 2007, <http://bilimteknik.tubitak.gov.tr/content/standart-model-ve-otesi>.

Particle Data Group. (2014). Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9), 090001.

Sevda B. (2015). *Nötrino-elektron saçılım kanalından nötrinoların standart olmayan etkileşimleri*. Yüksek Lisans Tezi, Dokuz Eylül Üniversitesi, İzmir.

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 germanium detector. *2nd International Workshop on Dark Matter, Dark Energy and Matter-Antimatter Asymmetry*. 1 Kasım 2015. <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.