

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

KOHERENT ELASTİK NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SAÇILMASINDA
NÖTRİNOLARIN ELEKTROMAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Onur BAŞLI

HAZİRAN 2024

TRABZON



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

**KOHERENT ELASTİK NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SAÇILMASINDA
NÖTRİNOLARIN ELEKTROMAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Onur BAŞLI

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 10 / 06 / 2024

Tezin Savunma Tarihi : 28 / 06 / 2024

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Mehmet DEMİRCİ

Trabzon 2024

ÖNSÖZ

“Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılmasında Nötrinoların Elektromanyetik Özelliklerinin İncelenmesi” isimli bu tez çalışması, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Programı’nda hazırlanmıştır.

Tez çalışmam boyunca hiçbir desteğini esirgemeyen ve bilim insanı olma yolundaki ilk adımlarımı atarken kıymetli bilgi ve tecrübeleriyle yolumu aydınlatan değerli danışman hocam Sayın Doç. Dr. Mehmet DEMİRCİ’ye çok teşekkür ederim. Bilime olan sevgisi ve tükenmeyen araştırmacı ruhuyla üniversite öğrenimim boyunca bana çok şey katan değerli hocam Sayın Prof. Dr. Ahmet Hakan YILMAZ’a verdiği destekten dolayı teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca, tezimle ilgili sözlü sunum gerçekleştirdiğim İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı’nda (YEFİST 2024) yapıcı eleştiri ve önerilerde bulunan saygıdeğer hocalarım Sayın Prof. Dr. İsmail TURAN’a ve Sayın Prof. Dr. Tahmasib ALİYEV’e, eğitim öğretim hayatımda katkısı olan tüm hocalarıma ve ortak olarak çalışmalar yürüttüğümüz ve tez çalışması süresinde de hiçbir yardımdan kaçınmayan doktora öğrencisi Muhammad Fauzi MUSTAMİN’e teşekkür ederim.

Son olarak, tez çalışması sürecinde bana desteklerini esirgemeyen Bursa Uludağ Üniversitesi Fizik Bölümü’ndeki tüm değerli hocalarıma ve araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkürlerimi sunarım. Bu tez çalışmasının Yüksek Enerji Fiziği alanında bundan sonra yapılacak olan çalışmalara katkı sağlamasını umuyorum.

Bu çalışma, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 123F186 numaralı proje ile desteklenmiştir. Bu desteğinden dolayı TÜBİTAK’a teşekkürlerimizi sunarız.

Onur BAŞLI

Trabzon 2024

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılmasında Nötrinoların Elektromanyetik Özelliklerinin İncelenmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Mehmet DEMİRCİ’nin sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.28/06/2024

Onur BAŞLI

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET.....	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ	XII
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Nötrinoların Genel Özellikleri.....	3
1.1.1. Tarihçe	4
1.1.2. Parite İhlali	5
1.1.3. Standart Model’de Nötrinolar	7
1.1.4. Helisite ve Kiralite	9
1.1.5. Dirac ve Majorana Nötrinoları	11
1.2. Nötrino Kaynakları.....	12
1.2.1. Karasal Kaynaklar	13
1.2.2. Astrofiziksel Kaynaklar	17
1.3. Elektromanyetik Form Faktörleri.....	21
1.3.1. Dirac Nötrinoları	22
1.3.2. Manyetik ve Elektrik Dipol Momentleri.....	24
1.4. Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılması	26
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	29
2.1. Nötrino Miliyüğü.....	29
2.2. Nötrino Yük Yarıçapı.....	31
2.3. Nötrino Manyetik Momenti.....	33
2.4. Olay Sayısı Hesabı ve Veri Analizi Yöntemi.....	36
2.5. Öngörü Senaryoları	40

3. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	41
3.1. Nötrino Miliyüğü.....	43
3.2. Nötrino Yük Yarıçapı.....	45
3.3. Nötrino Manyetik Momenti.....	48
4. SONUÇLAR.....	52
5. ÖNERİLER.....	55
6. KAYNAKLAR.....	56
7. EKLER.....	64
7.1. Temel Bağıntılar ve Gösterimler.....	64
7.2. Feynman Kuralları: İlerleticiler ve Köşeler.....	66
7.3. Laboratuvar Gözlem Çerçevesinde Kinematik Eşitlikler.....	68
ÖZGEÇMİŞ	

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

KOHERENT ELASTİK NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SAÇILMASINDA NÖTRİNOLARIN ELEKTROMAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Onur BAŞLI

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Mehmet DEMİRCİ
2024, 69 Sayfa

Koherent elastik nötrino-çekirdek saçılması (CEvNS), teorik olarak iyi öngörülen bir Standart Model (SM) zayıf yüksüz akım sürecidir ve düşük enerjilerde SM-ötesi fiziğe yeni bir pencere açmıştır. Bu çalışmada SM-ötesi fiziğin araştırılması için güçlü araçlar sağlayan CEvNS aracılığıyla nötrinoların elektromanyetik özelliklerini inceliyoruz. Bu özellikler arasında, astrofiziksel ortamda ve evrenin evriminde önemli etkilere sahip olabilecek nötrino manyetik momenti, nötrino miliyüğü ve nötrino yük yarıçapı yer almaktadır. Nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin sıfırdan farklı bir değerinin gözlemlenmesi ve bu gözlemlerin iyileştirilmesi, SM-ötesi fiziğin önemli bir imzası olabilir ve ayrıca nötrinoların Majorana veya Dirac doğasını belirleyebilir. Bu bağlamda, CEvNS sürecinin diferansiyel tesir kesitini ve nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin bu sürece olan katkılarını hesaplıyoruz. KM doğrudan saptama deneyi olan güncel CDEX-10 deneyinden elde edilen veriler analiz edilerek ilgili parametreler için üst-limit değerleri türetiyoruz. Son olarak nötrinoların elektromanyetik özelliklerine ilişkin literatürde yer alan mevcut diğer deneysel sınırları tartışıyoruz.

Anahtar Kelimeler: CEvNS, Nötrino, SM-ötesi, Nötrino manyetik momenti, Nötrino miliyüğü ve Nötrino yük yarıçapı.

Master Thesis

SUMMARY

INVESTIGATION OF THE ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF NEUTRINOS IN COHERENT ELASTIC NEUTRINO-NUCLEUS SCATTERING

Onur BAŞLI

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Assoc. Prof. Mehmet DEMİRCİ
2024, 69 Pages

Coherent elastic neutrino-nucleus scattering (CEvNS) is a weak neutral current process that is theoretically well-predicted in the Standard Model (SM) and has opened a new window into physics beyond the SM at low energies. In this work, we investigate the electromagnetic properties of the neutrinos through CEvNS, which provides powerful tools for investigating physics beyond the SM. These properties are neutrino magnetic moment, neutrino millicharge and neutrino charge radius, which can have significant effects on astrophysical environments and the evolution of the universe. The observation of a nonzero value of neutrino electromagnetic properties and the improvement of these observations may be an important signature of physics beyond the SM and may also determine the Majorana or Dirac nature of neutrinos. In this context, we provide the differential cross section of the CEvNS process and contributions of the neutrino electromagnetic properties to this process. Analyzing data from the current CDEX-10 experiment, a DM direct detection experiment, we derive new upper limits on the electromagnetic properties of neutrinos. Finally, we discuss the current experimental limits on the electromagnetic properties of neutrinos.

Key Words: CEvNS, Neutrino, Beyond-SM, Neutrino magnetic moment, Neutrino millicharge, Neutrino charge radius.

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. CEvNS süreci ve nötrinoların dahil olduğu diğer süreçler için toplam tesir kesitleri	2
Şekil 2. SNS'den nötrino enerjisi dağılımı	13
Şekil 3. Nötrino enerjisinin keyfi birimler (a.u.) cinsinden π DAR'dan kaynaklanan nötrino akı spektrumları	14
Şekil 4. Reaktör nötrinoları, SNS nötrinoları ve LBNF ışın hattı için gelen nötrino enerjisinin bir fonksiyonu olarak CEvNS toplam tesir kesiti	14
Şekil 5. Nükleer reaktörlerden karşıt elektron nötrinosu spektrumu	15
Şekil 6. ^{51}Cr bozunma şeması	16
Şekil 7. ^{238}U , ^{232}Th ve ^{40}K bozunum zincirlerinden beklenen yer nötrinosu spektrumu	16
Şekil 8. AGM2015: Dünyadaki nükleer enerji reaktörlerinden yayılan nötrinolar ile, yer kabuğu ve mantosundaki ^{238}U ve ^{232}Th doğal bozunumlarından elde edilen yer nötrinolarını birleştiren ν_e akı haritası	17
Şekil 9. Güneşte gerçekleşen pp zinciri ve CNO döngü süreçleri	18
Şekil 10. BS05(OP) modeli için solar nötrino enerji spektrumları	19
Şekil 11. Farklı çeşni bileşenleri için beklenen süpernova nötrino spektrumları	20
Şekil 12. Farklı deneylerle erişilebilen atmosferik nötrinoların diferansiyel akıları	21
Şekil 13. Nötrino etkin elektromanyetik etkileşme köşesi	22
Şekil 14. CEvNS sürecinin Feynman diyagramı	26
Şekil 15. Ge hedef çekirdeği için CEvNS sürecine nötrinonun a) milyükü, b) yük yarıçapı ve c) manyetik momentinden gelen katkıların olay sayıları	41
Şekil 16. Xe hedef çekirdeği için CEvNS sürecine nötrinonun a) milyükü, b) yük yarıçapı ve c) manyetik momentinden gelen katkıların olay sayıları	42
Şekil 17. Nötrino milyükü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler	43
Şekil 18. Nötrino milyükü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler	44
Şekil 19. Nötrino milyükü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde iyimser senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler	44

Şekil 20. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	46
Şekil 21. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	46
Şekil 22. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde iyimser senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	47
Şekil 23. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	48
Şekil 24. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	49
Şekil 25. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde iyimser senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler.....	49
Şekil 26. Nötrino manyetik momenti için $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ parametre düzleminde COHERENT (CsI+LAr), XENON1T ve XENONnT verileri için türetilen sonuçlarla karşılaştırma.....	51
Şekil 27. Nötrino manyetik momenti için $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzleminde COHERENT (CsI+LAr), XENON1T ve XENONnT verileri için türetilen sonuçlarla karşılaştırma.....	51

TABLÖLAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. SM’de temel parçacıkların sınıflandırılması	8
Tablo 2. Yüksek metalikliğe sahip solar nötrino modeli BS05(OP)’den elde edilen solar nötrino akı değerleri.....	19
Tablo 3. Serbestlik derecelerine göre C.L. yüzdelik değerleri	39
Tablo 4. Nötrino mililyükü için mevcut bazı üst-limit değerleri.....	45
Tablo 5. Nötrino yük-yarıçapı için mevcut bazı üst-limit değerleri	47
Tablo 6. Nötrino manyetik momenti için mevcut bazı üst-limit değerleri	50
Tablo 7. Nötrino elektromanyetik özellikleri için CDEX-10 veri analizinden elde edilen üst-limit değerleri	53

SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

BEBC	: Büyük Avrupa Kabarcık Odası
BOREXINO	: Bor solar nötrino deneyi (BOREX'in İtalyanca kısaltması)
CC	: Zayıf yüklü akım
CDEX	: Çin Karanlık Madde Deneyi
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CEvNS	: Koherent elastik nötrino-çekirdek saçılması
CHARM	: Cern-Hamburg-Roma-Moskova İşbirliği
C. L.	: Güvenirlilik düzeyi
DONUT	: Tau Nötrinosunun Doğrudan Gözlemlenmesi
$\mathcal{H}$	: Hamiltonyen yoğunluğu
IMB	: Irvine-Michigan-Brookhaven deneyi
KATRIN	: Karlsruhe Tritiyum Nötrino deneyi
KM	: Karanlık Madde
LBNF	: Uzun Hatlı Nötrino Tesisi
LEP	: Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LMA	: Büyük karışım açısı
LSND	: Sıvı sintilatör nötrino dedektörü
MSW	: Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein
$\mathcal{M}$	: Saçılma süreci matris elemanı
μ_{ν_l}	: Nötrino manyetik momenti
NC	: Zayıf yüksüz akım
π DAR	: Durgun gözlem çerçevesinde pion bozunumu
q_{ν_l}	: Nötrino mililyükü
$\langle r_{\nu_l}^2 \rangle$	: Nötrino yük yarıçapı
SLAC	: Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi
SM	: Standart Model
SNS	: Hızlandırıcı Tabanlı Nötron Kaynağı
TEXONO	: Tayvan Nötrino Deneyi
WIMP	: Zayıf etkileşen kütleli parçacık

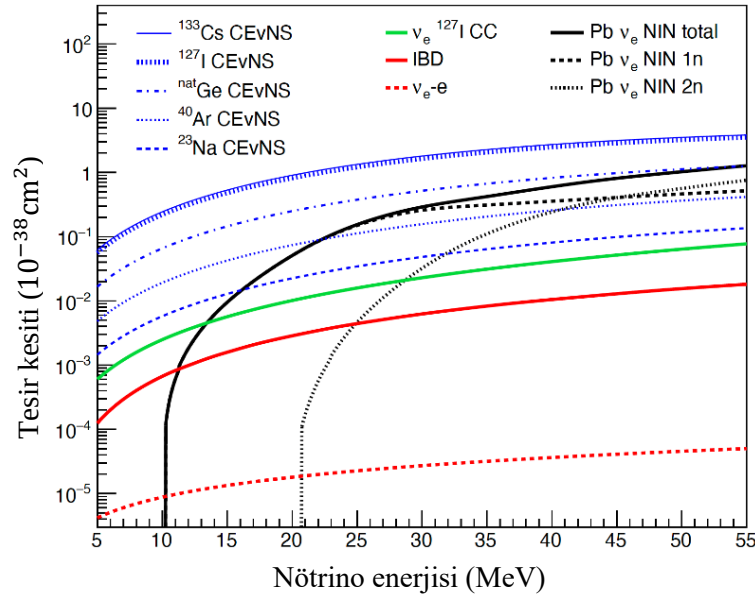
1. GENEL BİLGİLER

Nötrinolar evrende fotondan sonra en çok bulunan temel parçacıklardandır ve maddeyle zayıf etkileşme yoluyla etkileşirler. Temel parçacıklar arasında en küçük kütleye sahip olan nötrinolar, Standart Model (SM)'de kütesiz olarak kabul edilirler. Bununla birlikte, birçok deneyde nötrino salınımlarının gözlemlenmesi (Fukuda vd., 1999; Ahmad vd., 2002; Eguchi vd., 2003), nötrinoların kütleli ve karışım durumunda olduğunu göstermektedir ("Nötrino karışımı" ifadesi, belirli çeşni durumlarındaki - elektron (e), müon (μ) ve tau (τ) - nötrinoların yalnızca aynı durumlarda üretilmediği veya algılanmadığı, bunun yerine belirli çeşni durumlarının karışımları olarak üretildiği veya algılandığı bir olguyu ifade eder). Bu nedenle, SM nötrino kütlelerini de içerecek biçimde genişletilmelidir. SM'nin birçok genişletilmiş versiyonunda nötrinolar, kuantum ilmek etkileri yoluyla aynı zamanda elektromanyetik özellikler (nötrino manyetik momenti, nötrino anapol momenti, nötrino yük yarıçapı ve nötrino miliyüğü) de kazanır (Kayser, 1982). Bu özellikler, hem dış alanlardaki nötrino salınımları süreçlerinde hem de nötrino-madde etkileşmesi süreçlerinde kendilerini gösterebilir. Nötrinoların hem boşlukta hem de maddesel ortamlardaki manyetik alanlarda uzun mesafeler boyunca ilerlemesi, nötrinoların elektromanyetik etkileşmelerinin özellikle astrofiziksel ortamda önemli etkiler üretmesine yol açabilir. Bu nedenle, nötrino elektromanyetik özelliklerinin teorik ve deneysel çalışmaları, SM-ötesi temel teori arayışında güçlü bir araçtır.

Nötrino ve özelliklerinin araştırılması, günümüz yüksek enerji fiziğinin en yoğun çalışılan alanlarından biridir. Son yıllarda teorik olarak nötrino genel ve elektromanyetik özellikleri (Khan, 2023^a), yıldızlarda ve süpernovalarda nötrino ile ilgili süreçlerin incelenmesi (Billard vd., 2015), nötrino kütle matrislerinin izin verilen yapılarının fenomenolojik çalışmaları ve gerekli kütle matrislerini üretebilen parçacık fiziği modellerinin geliştirilmesine (Smirnov, 2002; Das vd., 2020) ilişkin çeşitli senaryolar kapsamında yapılacak deneyler için mevcut deneysel veriler ve öngörüler üzerinde birçok analiz yapılmıştır. SM'de nötrinoları ait tüm olası elektromanyetik özellikler sıfır olsa da SM-ötesi bazı fizik modelleri, nötrinoların elektromanyetik alanlarla etkileşimini öngörür. SM çerçevesinde bile ışımasal düzeltmelerden dolayı sıfır olmayan nötrino yük yarıçapları öngörülmektedir (Giunti ve Studenikin, 2015). Şuana kadar ne karasal kaynaklardan gelen nötrino akılarıyla ilgili laboratuvar deneyleri ne de astrofiziksel gözlemler nötrinoların

sıfırdan farklı elektromanyetik özelliklerine dair kesin veriler sunmamaktadır. Bununla birlikte yakın gelecekte, özellikle nötrino yük yarıçapının varlığı nedeniyle, nötrinoların elektromanyetik özelliklerine ilişkin ilk gözlemlerin yapılması bekleniliyor.

Koherent elastik nötrino-çekirdek saçılması (CEvNS), yaklaşık yarım asır önce öngörülen (Freedman, 1974; Tubbs, 1975; Drukier ve Stodolsky, 1984) ve yakın zamanda ABD'deki Oak Ridge Ulusal Laboratuvarı'nda bulunan en yoğun hızlandırıcı tabanlı nötron kaynağı (SNS) kullanılarak COHERENT deneyinde gözlemlenen (Akimov vd., 2017) bir Standart Model (SM) sürecidir. CEvNS tesir kesiti, Şekil 1'de gösterildiği gibi, düşük enerjilerde diğer (örneğin reaktör) nötrino süreçlerine göre uygulamalarda kullanılabilecek kadar büyüktür (Hagmann & Bernstein, 2004) ve SM çerçevesinde iyi hesaplanabilir olduğundan buradaki bir sapma yeni fizikle açıklanabilir (Barranco vd., 2005; Scholberg, 2006). COHERENT İşbirliği, genel sistematik hataları yarıya indirip istatistikleri ve hassasiyeti iki katına çıkararak önceki deneyin sonucunu güncellemiştir (Akimov vd., 2022). Bu gelişmeyle birlikte, yeni fiziğe yönelik daha iyi bir hassasiyetin veya sınır değerlerde bir iyileşmenin beklenmesi doğaldır. Bu amaçla, nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin CEvNS'a katkıda bulunmaları durumunda yeni deneysel veriler kullanılarak nötrino manyetik momenti, nötrino milyükü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino anapol momenti üzerinde kısıtlamalar türetilir.



Şekil 1. CEvNS süreci ve nötrinoların dahil olduğu diğer süreçler için toplam tesir kesitleri (Scholberg vd., 2018)

CEvNS süreci, karanlık madde (KM) doğrudan saptama deneylerindeki önemi de dahil olmak üzere (Coloma vd., 2017; Yu, 2022; Böhm vd., 2020; Kopp vd., 2012), dışı momentum transferinde SM parametrelerinin hassas bir incelemesi ve SM-  tesi yeni etkileşmeleri araştırmak için oldukça önemlidir. Örneğin, zayıf karışım açısı (Cadeddu ve Dordei, 2019; Cadeddu vd., 2020), nötrinoların elektromanyetik   zellikleri (Khan, 2023^a; Khan, 2023^b), etkin genelleştirilmiş etkileşmeler (Dent vd., 2017; Sierra vd., 2018; Rodejohann, 2019; Flores, 2022), standart olmayan nötrino etkileşmeleri (NSI) (Barranco vd., 2012; Sierra, 2018; Giunti, 2020; Demirci ve Mustamin, 2021) ve hafif ara bozonları (Coloma vd., 2022; Mustamin ve Demirci, 2021; Xia, 2022; Demirci ve Mustamin, 2024) incelemek için yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu   alı  mada, CEvNS sürecinde nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin temel teorik yönleri ve fenomenolojik etkileri tartışılmaktadır. Bu bölümün devamında, nötrinoların genel özellikleri, karasal ve astrofiziksel nötrino kaynakları ve Dirac nötrinolarının elektromanyetik form faktörlerinin genel bir tanımının ardından, SM'de CEvNS sürecinin analitik tesir kesiti hesapları sunuluyor. İkinci bölümde, CEvNS süreci çerçevesinde nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden nötrino manyetik momenti, nötrino miliyükü ve nötrino y  k yarıçapı için analitik tesir kesiti hesapları veriliyor. Daha sonra olay sayısı hesabı ve χ^2 veri analizi yönteminin detayları sunuluyor.     nc   bölümde, ilgili nötrino elektromanyetik özelliklerinin serbest parametre düzleminde güncel CDEX-10 deney (Geng vd., 2023) verilerinin analizinden %90 güvenirlik düzeylerinde (C.L.) yeni üst-limit değerleri türetiliyor. Ayrıca, geleceğe yönelik deney konfigürasyonları dikkate alınarak oluşturulan gerçekçi ve iyimser öngörü senaryoları için de analiz sonuçları sunuluyor. Yaptığımız tüm analiz sonuçlarının (CDEX-10, gerçekçi ve iyimser) literatürde yer alan diğer kısıtlamalar ile karşılaştırmaları yapılıyor. Dördüncü bölümde elde etti  ımız analiz sonuçları literatürle birlikte tartışılarak özetleniyor. Beşinci bölümde öneriler, altıncı ve yedinci bölümde ise kaynaklar ve ekler sunuluyor.

1.1. Nötrinoların Genel   zellikleri

Nötrinoların varlığı ilk kez teorik olarak nükleer beta bozunumunda görülen enerji-momentum korunumsuzlu  unu açıklamak için önerildi. Reaktör karşıt-nötrinoları ve solar nötrinoların ilk deneysel tespitleri için ters beta bozunumu süreçleri kullanıldı. Aynı zamanda nötrinoların kiral doğası, paritenin ihlali ve zayıf etkileşmelerin $V - A$ yapısı da

nükleer fizik deneylerinde oluşturuldu (Bilenky, 1997). Nötrinoların iç yapısı olmayan temel parçacıklar olduğu göz önüne alınırsa, nötrino-çekirdek etkileşmesi süreçleri çekirdek ve nükleon yapısını araştırmak için kullanılabilir. Bu da nötrinoların özelliklerini anlamının önemini artırmaktadır.

1.1.1. Tarihçe

Nötrinolar parçacık fiziği ve astrofizikte özel bir rol oynamaktadır. Bu durum, nötrinoların SM çerçevesinde yalnızca zayıf etkileşmelere sahip olması gerçeğiyle belirlenir. İlk önerilmelerinden günümüze kadar hala aynı ilgiyle araştırılmaktadırlar. Nötrinolarla ait tarihsel gelişmeler kısaca şöyle sıralanabilir:

- Pauli tarafından 1930'da teorik olarak öngörüldü.
- 1934'te Fermi, nötrino adını verdiği hafif Pauli parçacığının var olduğunu ve β -bozunumunda üretildiğini varsaydı.
- 1950'lerde Reines ve Cowan'ın deneylerinde elektron nötrinosu keşfedildi.
- 1956'da Lee ve Yang tarafından β -bozunumunda paritenin korunmadığı öngörüldü ve deneysel olarak gösterildi (Wu vd., 1957).
- 1957'de nötrinonun sol-elli bir parçacık olduğu kanıtlandı (Goldhaber vd., 1958).
- 1962 yılında Lederman, Steinberger, Schwarz ve arkadaşlarının gerçekleştirdiği Brookhaven deneyinde müon nötrinosu keşfedildi.
- 1973 yılında Gargamelle işbirliğiyle CERN'de yapılan nötrino deneylerinde yeni bir zayıf etkileşme sınıfı (yüksüz akımlar) keşfedildi (Hasert, 1973).
- 1970'lerde R. Davis'in öncü deneyinde solar nötrinolar tespit edildi.
- 1980'li yıllarda CERN ve Fermilab'da nötrino ışınları üzerinde yapılan deneylerde nükleonun kuark yapısı belirlendi ve araştırıldı.
- 1983 yılında CERN'de nötrinoların zayıf etkileşmelerine de aracılık eden $W^{\pm}$ ve Z^0 ayar bozonları keşfedildi (UA1 ve UA2 işbirlikleri).
- 1987 yılında Süpernova 1987A'dan gelen nötrinolar tespit edildi (Kamiokande, IMB, Baksan).
- 1990'lı yıllarda yapılan LEP deneylerinde doğada yalnızca üç tür hafif nötrino çeşnisi bulunduğu anlaşıldı (DONUT İşbirliği).

- 1998 yılında Takaaki Kajita ve Arthur B. McDonald, Super-Kamiokande ve Sudbury Neutrino Gözlemevi deneyleri ile nötrinoların kütleye sahip olduğunu ve nesiller arasında çeşni değiştirebildiğini gösteren nötrino salınımlarını keşfetti.
- Son olarak, çekirdekler üzerindeki koherent nötrino saçılmasının düşük enerjili süreci COHERENT deneyi ile 2017 yılında gözlemlendi (Akimov vd., 2017).

Tüm bu teorik öngörü ve deneysel ölçümler, nötrino çalışma alanını büyük ölçüde genişletmiştir.

1.1.2. Parite İhlali

İlk β -bozunumu teorisi 1934 yılında Fermi tarafından önerildi. Bu teori, çekirdeklerin proton ve nötronların bağlı durumları olduğu varsayımına dayanıyordu. Fermi, (nötrino adını verdiği) daha önce Pauli tarafından teorik olarak öngörülen hafif parçacığın var olduğunu ve bu süreçte bir elektronla birlikte β -bozunumu sırasında üretildiğini varsaydı:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (1)$$

β -bozunumunun ilk Hamiltonyeni, Fermi tarafından $p \rightarrow p + \gamma$ geçişi tanımlayan elektromanyetik etkileşme Hamiltonyenine benzer şekilde oluşturuldu:

$$\mathcal{H}^{em} = e \bar{p} \gamma_\alpha p A^\alpha \quad (2)$$

Burada A^α , elektromanyetik alanı ve p proton için Dirac spinörünü temsil eder. Fermi, (1) sürecinin Hamiltonyeninin (2) vektör formuna benzer olduğunu varsaydı:

$$\mathcal{H}(\beta: n \rightarrow p e^- \nu) = G_F \bar{p} \gamma_\alpha n \bar{e} \gamma^\alpha \nu + h.c. \quad (3)$$

Denklem (2) ve (3)'te verilen Hamiltonyenler arasında önemli bir fark vardır. Etkileşim sabiti G_F , M^{-2} boyutuna sahiptir, elektrik yükü e ise boyutsuz bir niceliktir. Bu, Fermi etkileşiminin dört fermiyon etkileşimi olduğu ve elektromanyetik etkileşmenin fermiyon çiftinin bir bozonla etkileşimi olduğu gerçeğiyle bağlantılıdır.

Fermi teorisi ortaya çıktıktan sonra β -bozunumunun araştırılmasına yönelik yapılan deneyler, Fermi etkileşiminin verileri açıklamada yeterli olmadığını gösterdi. 1936'da Gamow ve Teller, en genel β -bozunumunun dört fermiyon Hamiltonyenini

$$\mathcal{H}(\beta: n \rightarrow p e^- \nu) = \sum_i G_i \bar{p} \hat{O}_i n \bar{e} \hat{O}_i \nu + h.c. \quad (4)$$

şeklinde önerdiler. Burada, Hamiltonyen (4) ifadesine $\hat{O}_i \rightarrow 1$ (skaler, S), γ_α (vektör, V), $\sigma_{\alpha\beta}$ (tensör, T), $\gamma_\alpha \gamma_5$ (aksiyel-vektör, A), γ_5 (sözde-skaler, P) olmak üzere 5 bilineer işlemci girer. β -bozunumu Hamiltonyenindeki temel sabitlerin sayısının çok daha az olması gerektiğine dair genel bir inanç olduğundan, uzun yıllar boyunca β -bozunumu deneylerinin stratejisi, β -bozunumunun baskın varyantlarını bulmaktı.

1956'da β -bozunumunda parite ihlalinin keşfi (Wu vd., 1957), β -bozunumu ve nötrino hakkındaki anlayışımızı tamamen değiştirdi. Wu'nun deneyinde, polarize ^{60}Co 'nun β -bozunumu olasılığının, polarizasyon vektörünün yönleri ile elektron momentumu arasındaki açığa bağımlılığı ölçüldü. Parite ihlali durumunda polarize çekirdeklerin β -bozunumu olasılığı

$$dW_{\vec{p}}(\vec{k}) = dW_0 (1 + \alpha \vec{P} \cdot \vec{k}) \quad (5)$$

genel ifadesiyle verilir; burada $\vec{P}$ polarizasyon vektörünü temsil eder ve $\vec{p}$ elektron momentumu olmak üzere $\vec{k} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ ile verilir. Parite korunursa bu durumda

$$dW_{\vec{p}}(\vec{k}) = dW_{\vec{p}}(-\vec{k}) \quad (6)$$

olur ve asimetri parametresi α sıfıra eşittir (sözde skaler $\vec{P} \cdot \vec{k}$, parite korunumu durumunda bozunma olasılığı ifadesine giremez). Wu'nun deneyinde $\alpha \simeq -0,7$ olduğu bulundu. Zayıf etkileşmelerde parite ihlali fikri, Wu'nun deneyinden önce Lee ve Yang tarafından ortaya atılmıştı. Önerdikleri β -bozunumunun Hamiltoniyeni, dört-fermion Fermi-Gamow-Teller Hamiltoniyenin doğrudan bir genellemesiydi:

$$\mathcal{H}(\beta: n \rightarrow p e^- \nu) = \sum_i [\bar{p} O_i n] [\bar{e} O^i (G_i + G'_i \gamma^5) \nu] + h.c. \quad (7)$$

Bu Hamiltoniyen, parite ihlali durumunda en genel dört-fermion¹ Hamiltoniyenidir. Burada G_i ve G'_i ; $i = S, V, T, A, P$ olarak karakterize edilir.

1.1.3. Standart Model'de Nötrinolar

Ayar simetrisi ilkesi, yerel ayar simetiriler ile spin-1 vektör bozonlarının aracılık ettiği etkileşmeler arasında kesin bir bağlantı kurması nedeniyle modern parçacık fiziğinin büyük başarısının temel direklerinden biridir. SM'de, güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler,

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (8)$$

ayar grubunu temel alır; burada C renk yükünü, L sol-elliliği ve Y parçacıkların zayıf etkileşmelerini karakterize eden bir kuantum sayısı olan üstünyükü temsil eder. Her bir etkileşme türünün sahip oldukları ayar yükleri, ilgili oldukları ayar simetrisiyle açıklanır. Özellikle, her bir fermiyonun farklı türdeki etkileşmeleri, karşılık gelen simetri grupları altındaki temsilleriyle (veya sadece Abelyen ayar simetirileri durumunda yükleriyle) belirlenir. Grup teorisi dilinde, higgs mekanizması aracılığıyla (Bernstein, 1974) SM ayar simetrisi kendiliğinden

$$G_{SM} = SU(3)_C \times U(1)_{EM} \quad (9)$$

ayar grubuna kırılır ve bu mekanizma sayesinde temel parçacıklar kütle kazanırlar. Burada $U(1)_{EM}$ grubu elektromanyetik yükü,

$$Q_{EM} = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (10)$$

¹ Fermi kuramında zayıf akım süreçlerinde, dört-fermion bir uzay-zaman noktasında etkileşir.

olarak tanımlanır (burada I_3 , $SU(2)_L$ ayar grubunun üretici olan zayıf izospinin üçüncü bileşenidir). Böylece model, ayar grubunun iyi tanımlanmış bir temsiline atandıklarında bilinen madde parçacıklarının tüm etkileşimlerini açıklar. Ayar değişmezliği ilkesi, kütle terimleri de dahil olmak üzere Lagranjiyendeki tüm terimlerin yerel simetriye uymasını gerektirir.

Tablo 1’de görüldüğü üzere ayar simetrisine uygun olarak SM’de madde parçacıkları üç nesil halinde gruplandırılır. Nötrinolar SM çerçevesinde yalnızca zayıf etkileşmelere sahiptir. Bunun nötrinoların özelliklerinin anlaşılması açısından önemli sonuçları vardır (Maltoni ve Gonzalez-Garcia, 2008; Nir ve Gonzalez-Garcia, 2003).

Tablo 1. SM’de temel parçacıkların sınıflandırılması

Çokluluk	Nesiller	$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
L_L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$(1, 2, -1)$
E_R	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(1, 1, -2)$
Q_L	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$(3, 2, +1/3)$
U_R	u_R, c_R, t_R	$(3, 1, +4/3)$
D_R	d_R, s_R, b_R	$(3, 1, -2/3)$

- Nötrinolar, SM’de leptonlar sınıfına ait elektriksel olarak yüksüz parçacıklardır.
- SM’de kütsüz olarak kabul edilen nötrinoların en az üç türü (veya çeşnisi) vardır: ν_e , ν_μ ve ν_τ , bunlar sol-ellidir ve bunların karşıt-parçacıkları $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ ve $\bar{\nu}_\tau$ da sağ-ellidir.
- Nötrinoların her bir çeşnisi, karşılık gelen türdeki yüklü leptonun dahil olduğu $W^\pm$ bozonlarının aracılık ettiği süreçlere katılır. Zayıf yüklü akım (CC) olarak adlandırılan bu etkileşmeler, $\alpha = e, \mu, \tau$ olmak üzere $W^\pm \rightarrow l_\alpha^\pm + \nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha)$ süreçlerinde gerçekleşir. Ayrıca zayıf yüksüz akım (NC) etkileşmesi olarak tanımlanan Z^0 bozonunun aracılık ettiği süreçlere de katılırlar. Bunlar elastik veya yarı elastik saçılma süreçleri ve $Z^0 \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha$ bozunumları şeklinde gerçekleşir.
- $SU(2)_L$ ayar değişmezliği, nötrinolar ve bunlara karşılık gelen yüklü leptonlar arasındaki zayıf yüklü akım etkileşmelerinin ve nötrinoların kendi aralarındaki yüksüz akım etkileşmelerinin biçimini belirler:

$$-\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu l_L^- W_\mu^+ + h.c. \quad (11)$$

$$-\mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu \nu_{lL} Z_\mu^0 \quad (12)$$

Burada g , $SU(2)$ ile ilişkili çiftlenim sabitidir ve θ_W , Weinberg açısı veya zayıf karışım açısı olarak adlandırılır. Bu etkileşim Lagranjiyenleri, SM çerçevesinde nötrino etkileşimlerini betimler.

- Nötrinolar son derece küçük kütle değerlerine sahiptir. Doğrudan nötrino kütle ölçümleri genellikle çeşitli zayıf bozunmalarda nötrinolarla (çeşni durumları) birlikte yayılan yüklü parçacıkların (leptonlar, pionlar) kinematiklerinin analizine dayanır. Trityum bozunumunda karşıt elektron nötrinosu için nötrino kütle ölçümüne yönelik kinematik araştırmaya ilişkin bugüne kadarki en hassas sonuç, $m_{\nu_e} \neq 0$ 'a dair hiçbir belirti bulamayan ve bir üst sınır belirleyen bir deney olan KATRIN'den alınmıştır (Aker vd.,2022):

$$m_{\bar{\nu}_e} < 0.8 \text{ eV } (\%90 \text{ C.L.}) \quad (13)$$

Diğer çeşniler için türetilen mevcut limitler şu şekildedir (Barate vd.,2000):

$$\begin{aligned} m_{\nu_\mu} &< 190 \text{ keV } (\%90 \text{ C.L.}) \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV } (\%90 \text{ C.L.}) \end{aligned} \quad (14)$$

1.1.4. Helisite ve Kiralite

Kuantum alan teorisinde spin-1/2 parçacıkları, Dirac denkleminin uyan dört bileşenli dalga fonksiyonları $\psi(x)$ spinörleriyle tanımlanır. Helisite,

$$h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma}| |\vec{p}|} \quad (15)$$

şeklinde momentumun spin izdüşümü olarak tanımlanır. $\psi(x)$ 'in dört bağımsız bileşeni, iki helisiteye ($h = \pm 1$) eşdeğer olan iki olası $J_Z = \pm 1/2$ spin izdüşümüne sahip parçacıklara ve karşıt-parçacıklara karşılık gelir. Yalnızca sol-elli nötrinoların ($h = -1$) ve sağ-elli karşıt-nötrinoların ($h = +1$) gözlemlendiği deneysel bir gerçektir (Goldhaber, 1958). Bu nedenle, iki bileşenli bir spinör tanımı prensipte yeterli olacaktır (Weyl spinörleri). Dört bileşenli bir teoride bunlar, genel bir $\psi(x)$ spinörüne $P_{L,R} = 1/2(1 \mp \gamma^5)$ izdüşüm işlemcileri uygulanarak parçacıklar için $h = -1$ ve karşıt-parçacıklar için $h = +1$ olan bileşenler elde edilir. Burada

$$\psi_L = P_L \psi \quad \text{ve} \quad \psi_R = P_R \psi \quad (16)$$

tanımları da kullanılarak

$$\gamma^5 \psi_{L,R} = \pm \psi_{L,R} \quad (17)$$

yazılır. γ^5 matrisinin -1 ile $+1$ arasındaki özdeğerlerine kiralite adı verilir ve $\psi_{L,R}$ 'ye ψ 'nin kiral izdüşümleri denir. Herhangi bir fermiyon alanı (spinör) ψ , kiral izdüşümler cinsinden sol-elli ψ_L ve sağ-elli ψ_R bileşenlerinin toplamı olarak

$$\psi = (P_L + P_R)\psi = \psi_L + \psi_R \quad (18)$$

şeklinde gösterilebilir. Kütlesiz nötrinolar durumunda, $\nu_L(\nu_R)$ sol (sağ) elli nötrino ve sağ (sol) elli karşıt-nötrino alanıdır. İki bileşenli nötrino teorisine göre, nötrino kütlesiz ve sol-elli (veya sağ-elli) bir parçacıktır, yani zayıf etkileşme Hamiltonyeninde yalnızca sol-elli ν_L (veya sağ-elli ν_R) nötrino alanı bulunur:

$$\psi_\nu = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi = \psi_L \quad (19)$$

1.1.5. Dirac ve Majorana Nötrinoları

Nötrino salınımı deneylerinden, nötrinoların ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) bir çeşniden diğerine salınabildiği tespit edilmiştir (Fukuda vd., 1999). Bu durum, genellikle nötrino çeşnilerinin üç farklı nötrino kütle öz durumunun lineer kombinasyonları olarak ele alınmasıyla açıklanır. Salınım deneyleri, bu kütleli öz durumlardan en az ikisinin çok küçük fakat sıfırdan farklı kütlelere sahip olması gerektiğini göstermektedir. Nötrinolar yüksüz ve sıfırdan farklı kütleliye sahip olduklarından, prensipte kendi karşıt-parçacıkları olabilirler. Bu durumda nötrinoları, karşıt parçacıklarından farklı olan Dirac nötrinoları ve karşıt-parçacığı kendisi olan Majorana nötrinoları şeklinde iki farklı türde tanımlayabiliriz. Bir Majorana parçacığı kuantum mekaniksel olarak karşıt-parçacığıyla aynı olduğundan, Majorana nötrino-karşıt-nötrino çiftine sahip herhangi bir durum, nötrino kütlelerinin büyüklüğünden bağımsız olan Fermi-Dirac istatistiklerine uymak zorundadır. Bu, olasılık genliğinin değişim altında tamamen antisimetrik olması gerektiği anlamına gelir. Nötrinoların Dirac tipi olması durumunda böyle bir gereklilik yoktur. Dolayısıyla nötrinonun Dirac veya Majorana doğası arasındaki temel fark, onun kuantum istatistiksel özelliklerinden kaynaklanmaktadır. SM’de Majorana nötrino kütleleri $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi tarafından yasaklanmıştır. Bunun bariz sonucu, teoriye bir nötrino kütle eklemek için ayar değişmezliğinden vazgeçerek modelin parçacık içeriğini genişletmek gerektiğidir. Bunun yerine, ayar simetrisini koruyarak SM’ye isteğe bağlı sayıda ν_i ($i = 1, \dots, m$) nötrino kütle terimleri eklenebilir.

SM’de, fermiyonların kütleleri, skaler Higgs ikilisi ϕ ’nin sağ-elli ve sol-elli bir fermiyon bileşeni ile Yukawa çiftlenimi yoluyla üretilir. Leptonlar için, sol-elli lepton ikilileri L_L ’yi sağ-elli yüklü lepton alanları E_R ile birleştiren böyle bir terim oluşturulabilir:

$$-\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^l \bar{L}_{Li} \phi E_{Rj} + h.c. \quad (20)$$

Kendiliğinden simetri kırılmasından sonra bu terimler yüklü lepton kütlelerine yol açar:

$$m_{ij}^l = Y_{ij}^l \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (21)$$

Burada v , Higgs alanının boşluk beklenen değeridir. Ancak model sağ-elli nötrinoları içermediğinden, Lagranjiyende kütleli olan nötrinolar için böyle bir Yukawa etkileşimi

oluşturulamaz. 3 kütleli nötrino olması durumunda, genişletilmiş SM’de iki tür kütle terimine yol açan iki ayar değişmezi işlemci oluşturulabilir (Akhmedov, 2000):

$$-\mathcal{L}_{\mathcal{M}_\nu} = M_{Dij} \bar{\nu}_i \nu_{Lj} + \frac{1}{2} M_{Nij} \bar{\nu}_i \nu_j^c + h.c. \quad (22)$$

Burada ν^c nötrino yük eşleniği alanıdır. M_D , 3×3 boyutunda kompleks bir matris ve M_N , simetrik bir 3×3 matrisidir. İlk terim, Yukawa etkileşimlerinden yüklü fermiyon kütleleri için Denklem (20) ve (21)’e benzer şekilde kendiliğinden elektrozayıf simetri kırılmasından sonra üretilir:

$$Y_{ij}^\nu \bar{\nu}_i \tilde{\phi}^\dagger L_{Lj} \Rightarrow M_{Dij} = Y_{ij}^\nu \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (23)$$

Bu, Dirac kütle terimi olarak tanımlanır ve toplam lepton sayısını korurken lepton çeşni sayısı simetrilerini kırabilir. Denklem (22)’deki ikinci terim bir Majorana kütle terimidir ve birçok açıdan Dirac kütle terimlerinden farklılık gösterir. Birincisi, SM ayar grubunun bir teklisidir ve bu nedenle Lagranjiyen ifadesinde tek başına bir kütle terimi olarak görünebilir. İkincisi, iki nötrino alanı içerdiğinden (bu durumda sağ-elli), lepton sayısı korunumunu bozar. Genel olarak, eğer nötrinolar herhangi bir ek korunumlu yük taşıyorsa böyle bir terime izin verilmez. Majorana koşulu ($\nu_M = \nu_M^c$), parçacıkların ve karşıt-parçacıkların iki farklı alan tarafından tanımlandığı yüklü bir fermiyonun aksine, yalnızca bir alanın hem nötrino hem de karşıt-nötrino durumlarını tanımladığını gösterir. Yani bir Majorana nötrinosu, Dirac parçacıkları olan ve dört bileşenli spinörlerle temsil edilen yüklü fermiyonların aksine, iki bileşenli bir spinörle tanımlanabilir.

1.2. Nötrino Kaynakları

Nötrinolar, geniş bir enerji spektrumunda birçok karasal ve astrofiziksel kaynaktan üretilebilir. Nükleer reaktörler $\gtrsim$ MeV enerjili nötrinolar üretirken, hızlandırıcılar $\gtrsim$ GeV enerjili nötrinolar üretirler. Astrofiziksel kaynaklardan gelen nötrinolar, yaklaşık MeV mertebesinde PeV’e kadar daha geniş bir enerji aralığında saptanmaktadır. Güneş (Davis Jr vd., 1968), SN 1987A süpernovası (Bionta vd., 1987) ve daha uzak ve enerjik bir kaynaktan

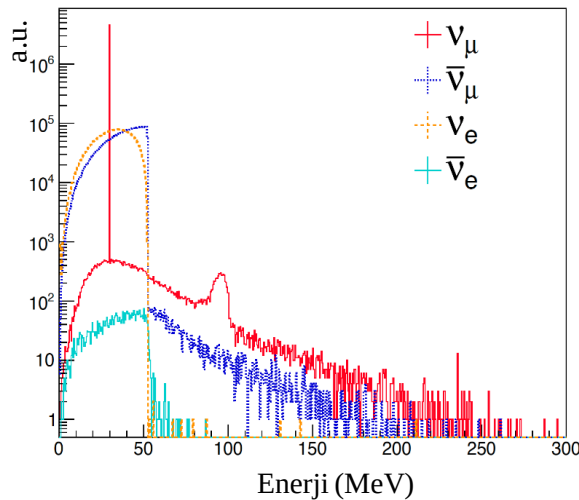
(Aartsen vd., 2018) gelen nötrinoların tespitine kadar yapılan her bir nötrino saptama deneyi, evren anlayışımıza yeni bir ufuk açmıştır.

1.2.1. Karasal Kaynaklar

- **Pion demetleri.** $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ pion bozunumundan (durgun gözlem çerçevesinde) 29.9 MeV enerjili ν_μ 'ler ve $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ 'lik zaman ölçeğinden sonra da $\mu^+ \rightarrow \nu_e e^+ \bar{\nu}_\mu$ müon bozunumundan $\bar{\nu}_\mu$ ve ν_e nötrinoları üretilir. İlgili nötrinoların akısı,

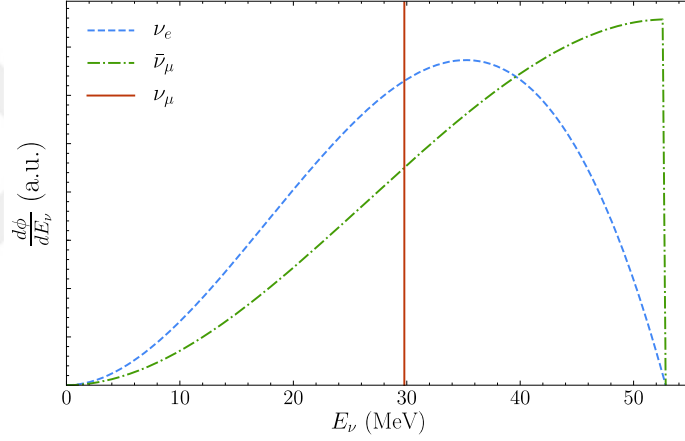
$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\nu_\mu}(E_\nu) &= \frac{2m_\pi}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \delta\left(1 - \frac{2E_\nu m_\pi}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right) \\ \mathcal{F}_{\nu_e}(E_\nu) &= \frac{192}{m_\mu} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \\ \mathcal{F}_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu) &= \frac{64}{m_\mu} \left(\frac{E_\nu}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{3}{4} - \frac{E_\nu}{m_\mu}\right) \end{aligned} \quad (24)$$

fonksiyonları ile verilmektedir (Akimov vd., 2022). Durgun gözlem çerçevesindeki pion bozunumu (πDAR), Şekil 2'de gösterildiği gibi, düşük enerjilerde belirgindir ve yüksek enerjili pikler hareket halindeki pion bozunumundan kaynaklanır. Durgun gözlem çerçevesinde bir pion kaynağı için $E_\nu^{max} = m_\mu/2$ 'dir ($m_\mu = 105,65 \text{ MeV}$).

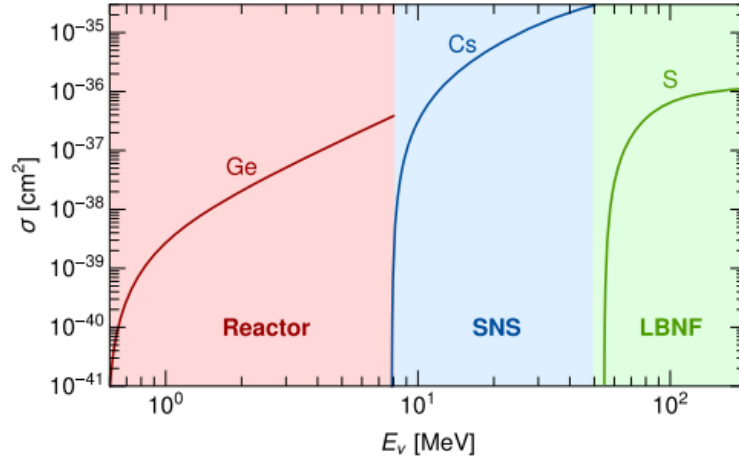


Şekil 2. SNS'den nötrino enerjisi dağılımı (Akimov vd., 2022)

Fermilab'daki Uzun Hatlı Nötrino Tesisi (LBNF) ışın hattı, CEvNS'ı incelemek için kullanılabilir. LBNF ışın nötrinoları, reaktör veya SNS kaynaklarından gelen nötrinolardan farklı bir karakteristik enerji ölçeğinde üretilir. Bu, CEvNS tesir kesitinin çalışılabileceği önemli bir yeni üçüncü enerji ölçeği sağlar. Yüksek enerjili olmasına rağmen, LBNF ışın hattı CEvNS'ı indükleyebilir ve dedektörün düşük geri tepme enerjilerine duyarlı olması koşuluyla süreç ölçülebilir. Şekil 3'te gösterildiği gibi, nötrino spektrumunun düşük enerjili piki (eksen üzerinde) 50 MeV düzeyindeki enerjilere kadar uzanır. Bununla birlikte, CEvNS süreci durgun gözlem çerçevesindeki pion kaynağından gelen nötrinolar kullanılarak COHERENT deneyi tarafından ilk kez gözlemlenmiştir (Akimov vd., 2017).



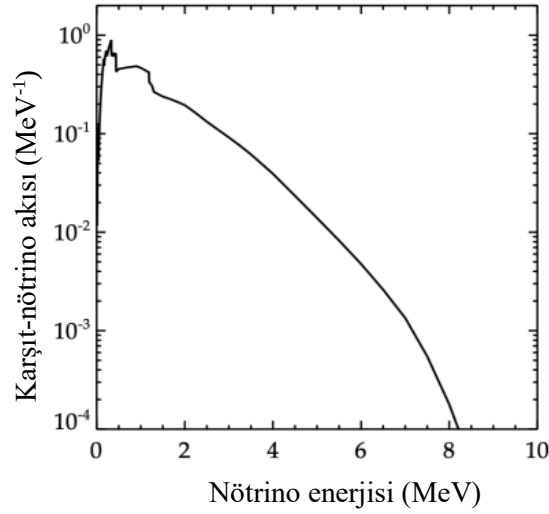
Şekil 3. Nötrino enerjisinin keyfi birimler (a.u.) cinsinden π DAR'dan kaynaklanan nötrino akı spektrumları (Baxter vd., 2020)



Şekil 4. Reaktör nötrinoları, SNS nötrinoları ve LBNF ışın hattı için gelen nötrino enerjisinin bir fonksiyonu olarak CEvNS toplam tesir kesiti (Sierra vd., 2021)

CEvNS sinyalinin indüklenebileceği farklı enerji alanları Şekil 4’te gösterilmektedir. Astrofiziksel düzeyde CEvNS sırasıyla düşük, orta ve “yüksek” enerji pencerelerinde solar, süpernova ve atmosferik nötrinolar tarafından tetiklenebilir.

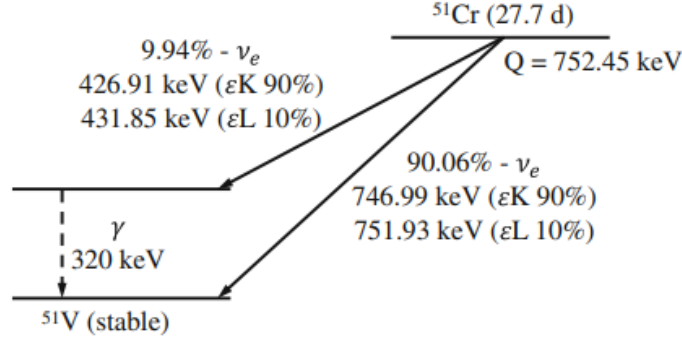
- **Reaktörler.** Nükleer reaktörler uzun zamandır karşıt elektron nötrinosu kaynağı olarak kullanılmaktadır. 3 GW’lık bir tesis saniyede birkaç MeV enerjili yaklaşık 7.7×10^{20} tane $\bar{\nu}_e$ yayar ve 100 m’de yaklaşık $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ’lik bir nötrino akısı yaratır. Reaktörlerden uzak bölgelerinde, tüm nükleer reaktörlerin yarattığı ortalama $\bar{\nu}_e$ sayı yoğunluğu yaklaşık $10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ’tür. Reaktörlerden gelen nötrinolar, ters beta bozunumu reaksiyonu ($\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$) kullanılarak hem giden pozitron hem de birlikte meydana gelen nötron gözlemlenerek saptanmaktadır. Reaktörlerden hesaplanan karşıt elektron nötrinosu spektrumu Şekil 5’de gösterilmektedir (Akimov vd., 2022).



Şekil 5. Nükleer reaktörlerden karşıt elektron nötrinosu spektrumu

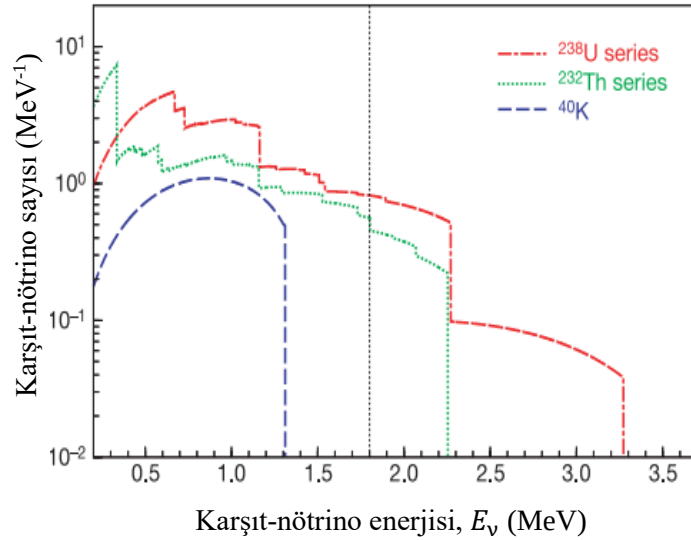
Karakteristik nötrino enerjisi $\lesssim 1 \text{ MeV}$ ’dir ve bu, hızlandırıcı kaynaklar tarafından üretilen nötrinolardan yaklaşık olarak bir mertebe daha azdır. Bu düşük enerjiler nedeniyle nükleer geri tepme için CEvNS’in koherent koşulu, tüm reaktör enerji bölgesi boyunca büyük ölçüde korunur, böylece çekirdeğin iç yapısına bağımlılık olmaz (Bednyakov & Naumov, 2018).

- **^{51}Cr .** Yarılanma ömrü 27.7 gün olan, elektron yakalayan, bozunan bir izotoptur. Nötrino spektrumu, en enerjik 747 keV (%81) ve 752 keV (%9) çizgilerini içeren dört monokromatik çizgiden oluşur. Bu çizgiler CEvNS için kullanılabilir. Şekil 6’da tam bozunma şeması gösterilmektedir.



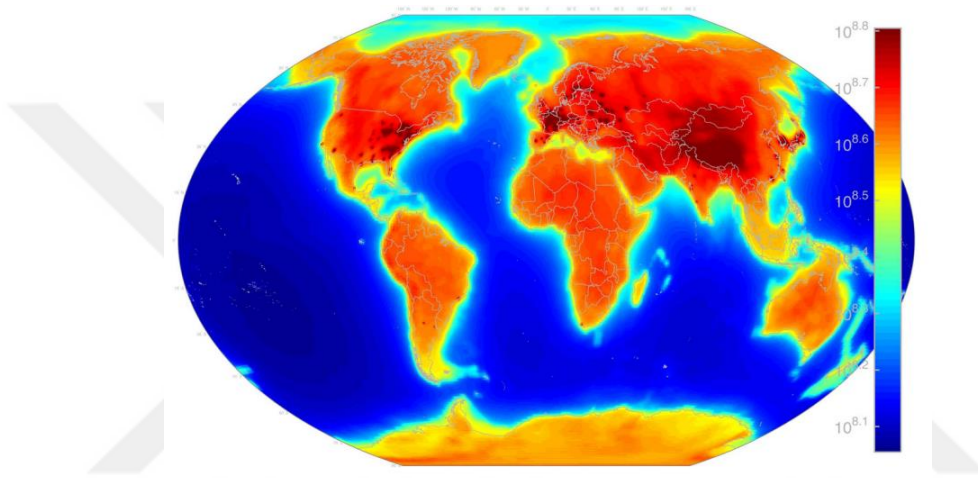
Şekil 6. ^{51}Cr bozunma şeması (Bellenghi vd., 2019)

- **Yer nötrinoları.** Dünya’nın iç kısmındaki uranyum ^{238}U , toryum ^{232}Th ve potasyum ^{40}K elementlerinin radyoaktif bozunumlarından kaynaklanan $\bar{\nu}_e$ karışit-nötrinolardır. Şekil 7’de her bir element için elde edilen yer nötrinoları spektrumları gösterilmektedir.



Şekil 7. ^{238}U , ^{232}Th ve ^{40}K bozunum zincirlerinden beklenen yer nötrinosu spektrumu. 1.8 MeV’deki noktali dikey çizgi, ters beta bozunumu etkileşimleri için kinematik eşiği temsil eder (Araki vd., 2005).

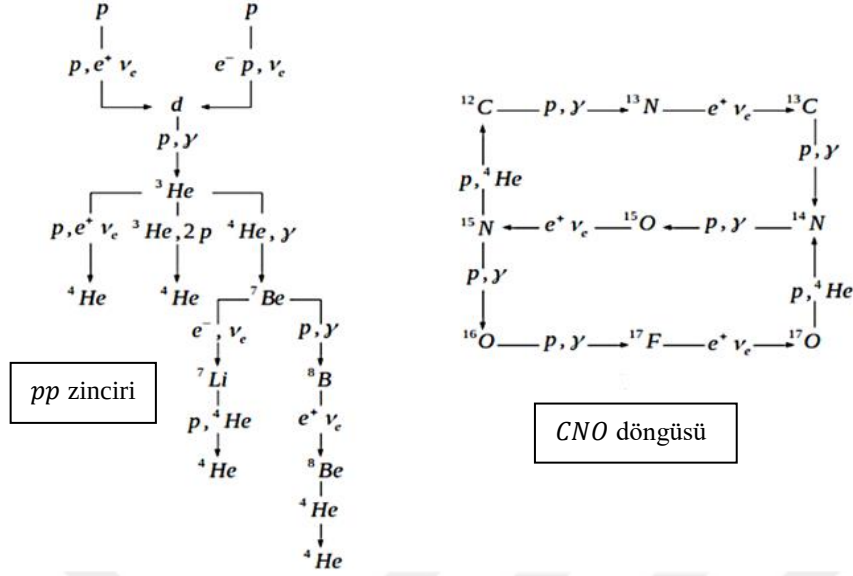
Şekil 7’de ters beta bozunumu etkileşimleri için 1.8 MeV’lik kinematik eşğin, bu etkileşimlere dayalı dedektörleri ^{40}K bozunumlarından üretilen yer nötrinolarına karşı duyarsız hale getirdiğine dikkat edilmelidir. Şekil 8’de Karşıt-nötrino Küresel Haritası 2015 (AGM2015), jeofizik modellemeyle Dünya yüzeyinin herhangi bir noktasında hem doğal hem de yapay kaynaklardan gelen $\bar{\nu}_e$ akısının enerjiye bağlı haritası gösteriliyor (Usman vd., 2015).



Şekil 8. AGM2015: Dünyadaki nükleer enerji reaktörlerinden yayılan nötrinolar ile, yer kabuğu ve mantosundaki ^{238}U ve ^{232}Th doğal bozunumlarından oluşan $\bar{\nu}_e$ akı haritası

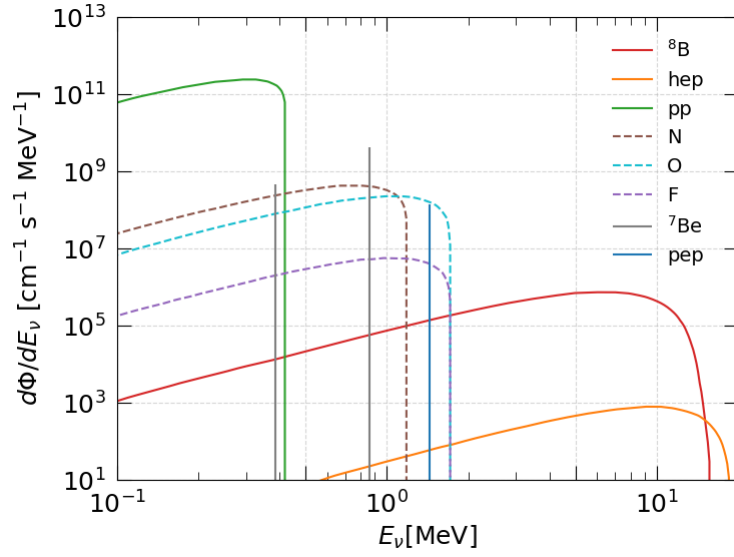
1.2.2. Astrofiziksel Kaynaklar

- **Solar nötrinolar.** Güneş’ten gelen ve 20 MeV’e kadar geniş bir enerji aralığına yayılan devasa bir nötrino akısıdır. Bu akı, Standart Solar Model (SSM) (Bahcall, 1987) yardımıyla öngörülmektedir. Bununla birlikte, Dünya’da tespit edilen nötrinoların sayısı ile öngörülen nötrinoların sayısı üçte bir oranında farklıdır, bu da solar nötrino problemine yol açar. Güneş’ten gelen nötrinolar, yıldızların içindeki nükleer yanma sürecinin doğrudan araştırılmasını sağlar ve solar nötrino problemine LMA-MSW (Büyük karışım açısı – Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) çözümünü oluşturmak için uzun hatlı reaktörlerle birlikte kullanılır.



Şekil 9. Güneşte gerçekleşen pp zinciri ve CNO döngü süreçleri (Zuber, 1999)

Yarım yüzyılı aşkın bir geçmişe sahip olan solar nötrino deneylerinin temel amacı, nötrino akısının farklı bileşenlerini ölçmek ve bu ölçümleri güneşin iç yapısını anlamak için kullanmaktır. İlk deneylerde, nötrino akısının elektron nötrino bileşenini özel olarak incelemek için Cl, Ga üzerinde nötrino yakalama süreçleri kullanıldı (Cleveland vd., 1998; Abdurashitov vd., 2002). “Gerçek zamanlı” solar nötrino kiloton ölçekli Cherenkov su deneylerinde (Abe vd., 2011; Bellini, 2011; Aharmim vd., 2013), hem elektron hem de müon nötrinosu çeşnilerine duyarlı olarak nötrino-elektron elastik saçılması ölçüldü. BOREXINO deneyinde, $p + e^- + p$ (pep), ${}^7\text{Be}$, $p + p$ (pp) ve CNO döngülerinden kaynaklanan solar nötrino akısının düşük enerjili bileşenleri ölçüldü (Bellini vd., 2014; Agostini vd., 2019). Şekil 9’da pp ve CNO süreçlerinin şematik diyagramları gösterilmektedir. Tüm solar nötrino verilerinin karasal deneylerle birleşimi, Güneş’ten Dünya’ya nötrino çeşni dönüşümüne yönelik LMA-MSW çözümünü desteklemektedir.



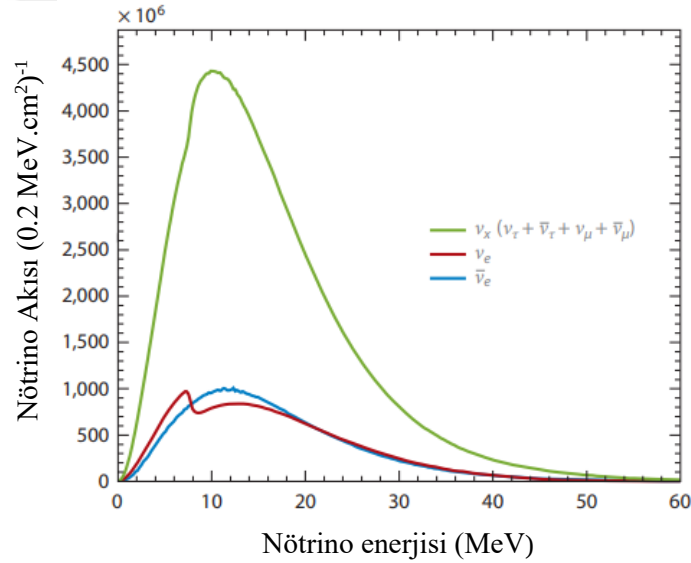
Şekil 10. BS05(OP) modeli için solar nötrino enerji spektrumları (Demirci ve Mustamin, 2024). *pp* zincirinden gelen nötrino akıları sürekli çizgilerle gösterilirken, *CNO* nötrino akıları kesikli çizgilerle gösterilmiştir.

En yoğun nötrino kaynaklarından biri güneşimizdir. Saniyede yaklaşık olarak 2×10^{38} elektron nötrinosu yayar ve bu da dünya yüzeyinde $E \leq 0.42$ MeV enerji aralığında $\sim 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ve $0.8 \text{ MeV} \lesssim E \leq 15 \text{ MeV}$ enerji aralığında $\sim 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nötrino akısına yol açar (Akhmedov, 2000). Dünya yüzeyindeki solar nötrino akı spektrumu Şekil 10'da gösterilmiş olup, belirsizliklerle birlikte sayısal değerleri Tablo 2'de verilmiştir.

Tablo 2. Yüksek metalikliğe sahip solar nötrino modeli BS05(OP)'den elde edilen solar nötrino akı değerleri (Bahcall & Serenelli, 2005)

Bileşenler	Akı [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Belirsizlik [%]
pp	5.99×10^{10}	0.8
pep	1.42×10^8	1.3
Hep	7.93×10^3	15.4
^8B	5.69×10^6	12.6
^7Be	4.84×10^9	9.3
^{13}N	3.07×10^8	20.2
^{15}O	2.33×10^8	23.3
^{17}F	5.84×10^6	25.1

- Süpernova nötrinoları.** Yıldız çöküşü nötrinoları ilk kez (ve şimdiye kadar sadece) 1987’de gözlemlendi. 1987A süpernovasından gelen nötrinoların tespiti, evrendeki en güçlü nötrino kaynakları arasında yer alan içe-çökmeli süpernova patlamalarının, tüm çeşnilerdeki nötrino patlamasıyla ilişkili enerjinin % 99’unu taşıdığını doğruladı. ν_e , $\bar{\nu}_e$ ve ν_μ/ν_τ çeşnili nötrinoların sırasıyla yaklaşık 3, 5 ve 8 MeV enerjili sıcaklıklarda (Raffelt vd., 2004) süpernovanın çekirdeğinden ortaya çıktığı düşünülüyor. Şekil 11’de nötrino akı tahmininin bir örneği gösterilmektedir. Modelleme son birkaç on yılda, teknikler daha karmaşık hale geldikçe ve mevcut bilgi işlem gücü arttıkça daha fazla etkinin dahil edilmesiyle istikrarlı bir şekilde geliştirildi. Nötrino dedektörleri SN 1987A’dan bu yana çalışılıyor olsa da galaktik bir süpernovadan gelen nötrinolardan henüz bir tespit yapılamamıştır (Ikeda vd., 2007). Samanyolu veya yakın galaksilerdeki bir sonraki süpernova olayının, SN çekirdeğinden nötrino yayılımının fiziği hakkında yeni bilgiler sağlaması bekleniyor.



Şekil 11. Farklı çeşni bileşenleri için beklenen süpernova nötrino spektrumları (Gava vd., 2009)

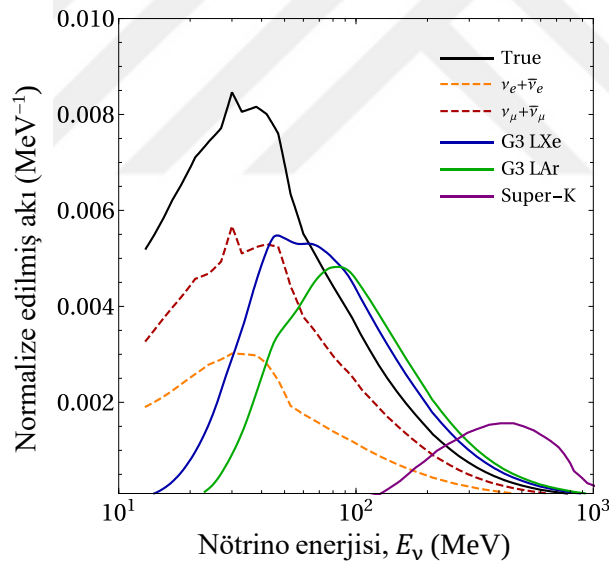
- Atmosferik nötrinolar.** Kozmik ışınların atmosferdeki çarpışmaları, geniş bir enerji aralığında mezonlar ve leptonlar üretir. Bu ağır mezonlar ve leptonlar bozunarak müon ve elektron nötrinoları ve karşıt-nötrinoları üretirler. Dünya yüzeyindeki bu atmosferik nötrino akısının kesin olarak belirlenmesi, dünya atmosferinin üst kesimlerindeki kozmik ışın akısı, kozmik ışınların atmosfer boyunca yayılması ve atmosferde

yayılırken mezon ve müonların bozunması gibi çeşitli faktörlere bağlıdır. Bozunumlarda üretilen nötrinoların çeşnileri bilindiğinden, teorik modeller nötrinoların çeşni bileşenlerinin tüm enerjilerdeki oranını doğru bir şekilde öngörür. Ancak akıların normalizasyonları teorik girdiye bağlı olarak farklılık gösterir.

Şekil 12’de elektron ve müon çeşnili akılar kesikli eğrilerle gösterilmektedir ve düz siyah eğri, tüm çeşnilerin toplamı olan toplam atmosferik nötrino akısıdır. Nötrino akılarındaki özellikler, durgun haldeki pion ve müon bozunumundan kaynaklanır:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\quad (25)$$

Bu süreçten elde edilen nötrinolar, atmosferik nötrinolar olarak adlandırılır ve Dünya yüzeyine nispeten büyük enerjiyle ancak önceki kaynaklarla karşılaştırıldığında daha küçük akı ile ulaşır.



Şekil 12. Farklı deneylerle erişilebilen atmosferik nötrinoların diferansiyel akıları (Newstead vd., 2021)

1.3. Elektromanyetik Form Faktörleri

Nötrinolar, ilk olarak Pauli tarafından 1930’da ileri sürüldüğünde, o tarihlerde bu parçacığın elektromanyetik özelliklerinin önemi ve hatta bir manyetik momente sahip olma olasılığı yoğun bir şekilde tartışılmıştır. Nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin

sistematik olarak teorik çalışmalarına sağ-elli nötrinolarla genişletilmiş SM’de kütleli bir nötrino manyetik momentinin genel olarak sıfırdan farklı olduğunun ve değerinin nötrino kütlesine göre belirlendiğinin gösterilmesiyle başlanmıştır. Form faktörleri bilgisi aracılığıyla nötrinoların elektromanyetik özellikleri kuantum ilmek seviyesinde incelenebilmektedir.

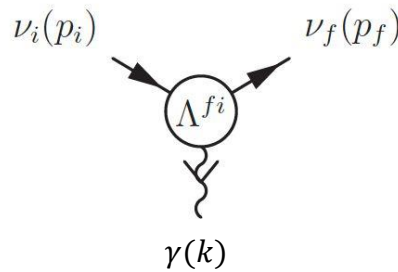
1.3.1. Dirac Nötrinoları

SM’de, bir fermiyon alanı $f(x)$ ’in elektromanyetik alan $A^\mu(x)$ ile etkileşimi,

$$H_{em}(x) = j_\mu(x)A^\mu(x) = q_f \bar{f}(x)\gamma_\mu f(x)A^\mu(x) \quad (26)$$

Hamiltoniyeni ile betimlenir. Burada q_f , f fermiyonunun elektrik yüküdür. Bu modelde parçacıkların elektrik yükleri, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ özdeğerleriyle $Q = I_3 + 1/2 Y$ şeklinde ilişkilidir.

Nötrinoların elektrik yükü sıfırdır ve Feynman diyagramlarında ağaç seviyesinde (tree-level) elektromanyetik etkileşimlere sahip değildir. $Y \neq 0$ ile ν_R sağ-elli nötrinolar dahil edilirse, standart $SU(2)_L \times U(1)_Y$ elektrozaıf etkileşme modellerinin uzantılarında yük kuantizasyonu için katı gereklilikler ortadan kalkabilir. Üstünyük kuantizasyonunun yokluğunda elektrik yükü “dekuantize olur” ve sonuç olarak nötrinolar, elektriksel olarak mililyüklü parçacıklar haline gelebilir. Bu nedenle, nötrino elektromanyetik etkileşimleri, etkileşimin pertürbatif açılımının daha yüksek mertebesindeki ilmek diyagramlarından (Şekil 13) ortaya çıkar.



Şekil 13. Nötrino etkin elektromanyetik etkileşme köşesi

Tek foton yaklaşımında, $\nu(x)$ nötrino alanının elektromanyetik etkileşimleri,

$$H_{etkin}(x) = j_{\mu}^{etkin}(x) A^{\mu}(x) = \bar{v}(x) \Lambda_{\mu} v(x) A^{\mu}(x) \quad (27)$$

etkin Hamiltonyeni ile tanımlanabilir ve buna karşılık gelen matris elemanı

$$M_{fi} = \langle v(p_f, h_f) | j_{\mu}^{etkin}(x) | v(p_i, h_i) \rangle \quad (28)$$

olur. Burada Λ_{μ} , uzay-zaman türevlerini de içerebilen spinor uzayında 4×4 'lük matrisler, $j_{\mu}^{etkin}(x)$ etkin nötrino elektromanyetik dörtlü-akım, p_i (p_f) ve h_i (h_f) ilk (son) durumdaki nötrinin dörtlü momentumu ve helisitesini ifade ediyor.

P^{μ} dörtlü momentum işlemcisi olmak üzere,

$$\partial^{\mu} j_{\mu}^{etkin}(x) = i [P^{\mu}, j_{\mu}^{etkin}(x)] \quad (29)$$

bağıntısı kullanılarak

$$\langle v(p_f) | j_{\mu}^{etkin}(x) | v(p_i) \rangle = e^{i(p_f - p_i) \cdot x} \langle v(p_f) | j_{\mu}^{etkin}(0) | v(p_i) \rangle \quad (30)$$

yazılabilir. Burada basitlik için helisite ihmal edilerek, nötrino-foton etkileşmesini belirleyen bilinmeyen niceliğin

$$\langle v(p_f) | j_{\mu}^{etkin}(0) | v(p_i) \rangle = \bar{u}(p_f) \Lambda_{\mu}(p_f, p_i) u(p_i) \quad (31)$$

olduğu görülebilir. Nötrino elektromanyetik özellikleri, spinor uzayında bir matris olan ve Dirac γ -matrislerinin ve mevcut kinematik dörtlü-vektörler p_i ve p_f 'nin lineer bağımsız bileşenleri cinsinden ayrıştırılabilen $\Lambda_{\mu}(p_f, p_i)$ köşe fonksiyonu ile betimlenir. Λ_{μ} 'nın açık biçimi

$$\begin{aligned} \Lambda_{\mu}(p_f, p_i) = & F_1(k^2) k_{\mu} + F_2(k^2) k_{\mu} \gamma_5 + F_3(k^2) \gamma_{\mu} + F_4(k^2) \gamma_{\mu} \gamma_5 \\ & + F_5(k^2) \sigma_{\mu\nu} k^{\nu} + F_6(k^2) \epsilon_{\mu\nu\rho\gamma} k^{\nu} \sigma^{\rho\gamma} \end{aligned} \quad (32)$$

şeklinde yazılır (Nowakowski vd., 2005; Brogini vd., 2012). Burada $F_j(k^2)$, 6 farklı Lorentz değişmez form faktörlerini ($j = 1, 2, \dots, 6$), $k = p_i - p_f$ ise fotonun dörtlü-

momentumunu gösterir. Bağımsız form faktörlerinin sayısı, ayar değişmezliği için gerekli olan akım korunumunu uygulayarak azaltılabilir ve böylece, Lorentz ve elektromanyetik ayar değişmezliği ile tutarlı olan en genel durumda, $\Lambda_\mu(k)$ fonksiyonu 4 tane form faktörü cinsinden tanımlanır:

$$\Lambda_\mu(k) = F_Q(k^2) \gamma_\mu - F_M(k^2) i\sigma_{\mu\nu} k^\nu + F_E(k^2) \sigma_{\mu\nu} k^\nu \gamma_5 + F_A(k^2) (k^2 \gamma_\mu - k_\mu k^\tau \gamma_\tau) \gamma_5 \quad (33)$$

Burada,

$$\left. \begin{array}{ll} F_Q = F_3 & \text{gerçek yük} \\ F_M = iF_5 & \text{manyetik dipol momenti} \\ F_E = -2iF_6 & \text{elektrik dipol momenti} \\ F_A = -\frac{1}{2m}F_2 & \text{anapol moment} \end{array} \right\} \quad (34)$$

nötrino form faktörleri şeklindedir. Nötrinoların milyüklü parçacıklar olabileceğini dikkate alarak,

$$\left. \begin{array}{ll} k^2 = 0 & \text{(foton ile etkileşimler için)} \\ F_Q(0) = q & \text{nötrino yükü} \\ F_M(0) = \mu & \text{nötrino manyetik momenti} \\ F_E(0) = \epsilon & \text{nötrino elektrik momenti} \\ F_A(0) = a & \text{nötrino anapol momenti} \end{array} \right\} \quad (35)$$

yazılabilir (Broggini vd., 2012).

1.3.2. Manyetik ve Elektrik Dipol Momentleri

Nötrino manyetik ve elektrik dipol momenti form faktörleri ve bunlara karşılık gelen manyetik ve elektrik dipol momentleri, form faktörleri arasında teorik olarak en iyi çalışılmış ve anlaşılmış olanlardır. Sağ-elli nötrinolarla genişletilmiş SM’de öngörülen nötrino

manyetik momenti, nötrino kütlesiyle orantılı olmasına ve bu nedenle deneylerden elde edilen deneysel sınırlardan birkaç mertebede daha küçük olmasına rağmen oldukça ilgi görmektedir.

Sağ-elli nötrinolarla SM'nin minimal genişletilmesinde nötrino dipol momentlerinin ilk hesapları yaklaşık 70 yıl önce yapıldı. Dirac nötrinoları için nötrino dipol momentlerinde $b_i = m_i^2/m_W^2$ (m_i : nötrino kütleleri, $i = 1, 2, 3$) küçük parametrelerine ilişkin ilk mertebe yaklaşımında tek-ilmekli katkılar ve buna ek olarak $a_\alpha = m_\alpha^2/m_W^2$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) küçük parametrelerine olan bağımlılığı da dikkate alındığında

$$i \neq j \text{ için } \left. \begin{matrix} \mu_{ij}^D \\ \epsilon_{ij}^D \end{matrix} \right\} \cong -\frac{3eG_F}{32\sqrt{2}\pi^2} (m_i \pm m_j) \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \left(\frac{m_\alpha}{m_W} \right)^2 U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} \quad (36)$$

yazılabilir. Sayısal olarak Dirac nötrinosu geçiş (transition) momentleri

$$i \left. \begin{matrix} \mu_{ij}^D \\ \epsilon_{ij}^D \end{matrix} \right\} \cong -4 \times 10^{-23} \left(\frac{m_i \pm m_j}{eV} \right) f_{ij} \mu_B \quad (37)$$

$$f_{ij} = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \left(\frac{m_\alpha}{m_W} \right)^2 U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} \quad (38)$$

olarak hesaplanır. Bunlara geçiş manyetik ve elektrik dipol momentleri denir.

Yapılan çalışmalarda kütleli Dirac nötrinosunun diyagonal (köşegensel) manyetik momentinin değeri, nötrino kütle parametresi $b_i = m_i^2/m_W^2$ 'ye olan bağımlılığın ve hem b_i hem de $a_\alpha = m_\alpha^2/m_W^2$ kütle parametrelerine olan tam bağımlılığın hesaba katılmasıyla, sağ-elli nötrinolarla genişletilmiş SM'deki tek-ilmek yaklaşımında hesaplanmıştır (Giunti ve Studenikin, 2015). Yüklü lepton kütlelerinden çok daha büyük fakat W-bozon kütesinden daha küçük olan m_i kütesine sahip ağır bir nötrino için ($2 \text{ GeV} \ll m_i \ll 80 \text{ GeV}$), diyagonal manyetik moment

$$\mu_{ii} \cong \frac{3eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_i \left(1 + \frac{5}{18} b_i \right) \quad (39)$$

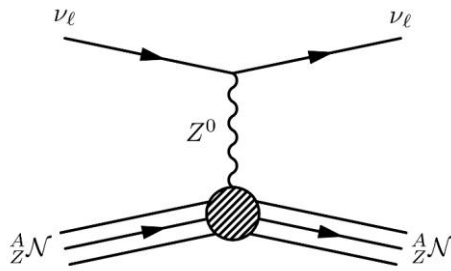
olarak bulunurken, kütlesi W-bozon kütlesinden çok daha büyük olan m_i kütleli bir nötrino için,

$$\mu_{ii} \cong \frac{eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_i \quad (40)$$

elde edilmiştir (Studenikin ve Dvornikov, 2004). Her iki durumda da Dirac nötrinosu için manyetik moment nötrino kütlesiyle orantılıdır.

1.4. Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılması

CEvNS süreci SM çerçevesinde teorik olarak iyi bir şekilde öngörülmektedir. SM’de zayıf etkileşmelere aracılık eden yüklü $W^\pm$ ve yüksüz Z^0 bozonu olup, CEvNS sürecinde etkileşime aracılık eden Z^0 yüksüz ayar bozonudur. Bu süreçte, başlangıç enerjisi E_ν olan bir nötrino, hedef çekirdekten saçılır ve çekirdeğe bir T_{nr} kinetik geri tepme enerjisi verir. Koherent saçılma, gelen nötrinin hedefin iç nükleon yapısına nüfuz edemeyecek kadar küçük enerjiye sahip olduğu tamamen kuantum etkisi olarak meydana gelir. Özellikle, R tipik nükleer boyutlarında $|\vec{k}| \lesssim \frac{1}{R}$ transfer momentumu için koherent saçılma, tesir kesitinde bir artış sağlar.



Şekil 14. CEvNS sürecinin Feynman diyagramı. Burada ${}^A_Z\mathcal{N}$, A nükleonlu (Z proton ve $N = A - Z$ nötron sayılı) bir çekirdeği, Z^0 ise yüksüz ayar bozonu temsil eder. Alt indis ℓ ise $\ell = e, \mu, \tau$ şeklinde nötrino çeşnilerini gösterir.

SM’de CEvNS sürecine ait temsili Feynman diyagramı Şekil 14’te gösterilmektedir. SM çerçevesinde gerçekleşen $\nu(p_1)N(p_2) \rightarrow \nu(p_3)N(p_4)$ sürecinin matris elemanı,

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} Q_{\text{SM}} F(k^2) \bar{v}(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v(p_1) \bar{u}(p_4) \gamma_\mu u(p_2) \quad (41)$$

olarak yazılır. Burada çekirdek bir Dirac parçacığı olarak kabul edilir. p_1 , p_2 , p_3 ve p_4 sırasıyla gelen ve giden nötrinoların ve çekirdeğin dörtlü momentum vektörlerini temsil eder. Bu matris elemanının mutlak karesi,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{1}{8} G_F^2 Q_{\text{SM}}^2 |F(k^2)|^2 L_{\nu}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} \quad (42)$$

olarak yazılabilir. Burada nötrino köşesi için leptonik tensör

$$\begin{aligned} L_{\nu}^{\mu\nu} &= \text{İz}[\gamma_a p_3^a \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma_b p_1^b \gamma^\nu (1 - \gamma^5)] \\ &= 8 \left(p_1^\mu p_3^\nu + p_1^\nu p_3^\mu - p_1 p_3 g^{\mu\nu} - i \epsilon^{\alpha\mu\beta\nu} p_{3\alpha} p_{1\beta} \right) \end{aligned} \quad (43)$$

ve çekirdek köşesi için hadronik tensör

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} &= \text{İz}[(\gamma_c p_4^c + m_{\mathcal{N}}) \gamma_\mu (\gamma_d p_2^d + m_{\mathcal{N}}) \gamma_\nu] \\ &= 4 \left(p_{4\mu} p_{2\nu} + p_{4\nu} p_{2\mu} - (p_4 \cdot p_2 - m_{\mathcal{N}}^2) g_{\mu\nu} \right) \end{aligned} \quad (44)$$

olarak hesaplanır. Bu nicelikler yerlerine yazıldığında

$$L_{\nu}^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} = 64 [(p_1 p_4)(p_2 p_3) + (p_1 p_2)(p_3 p_4) - (p_1 p_3) m_{\mathcal{N}}^2] \quad (45)$$

sonucu elde edilir. Laboratuvar referans sistemi için kinematik eşitlikler kullanılarak, Denklem (42) E_ν nötrino enerjisi, T_{nr} nükleer geri tepme enerjisi ve $m_{\mathcal{N}}$ çekirdek kütlesi cinsinden SM diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT_{nr}} \right]_{\text{SM}} = \frac{G_F^2 m_{\mathcal{N}}}{\pi} Q_{\text{SM}}^2 \left(1 - \frac{m_{\mathcal{N}} T_{nr}}{2E_\nu^2} \right) |F(|\vec{k}|^2)|^2 \quad (46)$$

olarak elde edilir. G_F Fermi sabiti ve Q_{SM} zayıf çekirdek yükü olmak üzere,

$$Q_{\text{SM}} = g_V^p Z + g_V^n N \quad (47)$$

ile verilir; burada proton ve nötron için vektör çiftlenim sabitleri sırasıyla $g_V^p = 1/2(1 - 4 \sin^2 \theta_W)$ ve $g_V^n = -1/2$ 'dir. Proton katkısı küçük olmasına rağmen bu katkı temel zayıf karışım açısına bağlıdır. Zayıf karışım açısı için, $\overline{\text{MS}}$ (minimal-subtraction) şemasında düşük momentum transferinde elde edilen,

$$\sin^2 \theta_W = 0.23863 \quad (48)$$

değeri kullanılmıştır (Navas vd., 2024).

Denklem (46) ile verilen tesir kesiti ifadesi, hem nötrinolar hem de karşıt-nötrinolar için geçerlidir. Ayrıca SM CEvNS tesir kesiti, ağaç seviyesinde çeşniden bağımsızdır, fakat mevcut deneysel hassasiyetler üzerinde önemli bir etkisi olmayan küçük ilmek düzeltmeleri mertebesinde çeşniye bağımlı olur (Tomalak vd., 2021). $F(|\vec{k}|^2)$ fonksiyonu, hedef çekirdeğin karmaşık nükleon yapısını betimleyen zayıf çekirdek form faktörüdür. Bu çalışmada hem proton hem de nötron için aynı form faktörünü, yani $F_p \simeq F_n = F$ 'yi ele alıyoruz ve

$$F(|\vec{k}|^2) = 3 \frac{j_1(|\vec{k}|R_0)}{|\vec{k}|R_0} e^{-\frac{1}{2}|\vec{k}|^2 s^2} \quad (49)$$

eşitliği ile verilen Helm parametrelendirmesini (Helm, 1956) kullanıyoruz; burada $j_1(x) = \sin x / x^2 - \cos x / x$ birinci tür Küresel Bessel fonksiyonu ve $|\vec{k}| = \sqrt{2m_N T_{nr}} / 197.3 \text{ fm}^{-1}$ transfer momentumudur. Çekirdek için kırınım yarıçapı $R_0^2 = \frac{5}{3}R^2 - 5s^2$ ile tanımlanır; burada çekirdek yarıçapı $R = 1.23 A^{1/3}$ ve yüzey kalınlığı $s = 0.9 \text{ fm}$ 'dir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Nötrinoların elektromanyetik özellikleri, solar, hızlandırıcı ve reaktör nötrino akıları ile düşük enerjilerde koherent (karşıt) nötrino-çekirdek saçılması aracılığıyla incelenebilmektedir. Düşük enerjili ve küçük hedef (çekirdek) geri tepmesine sahip saçılma deneylerinde, SM-ötesi yeni fiziğe yönelik hassasiyet temel olarak üç etkene bağlıdır: (i) yeni fizik katkılarının SM katkısıyla girişim yapıp yapmadığı, (ii) yeni fizik çiftlenim sabitinin hedef geri tepme enerjisinin ters kuvvetiyle orantılılığı ve (iii) hedef parçacığın kütlesi. Bu üç etken, daha sonra görüleceği gibi, CEvNS sürecinde nötrinoların her bir elektromanyetik özelliğinin katkısı için farklıdır. Örneğin, nötrino miliyüğü düşük enerjili geri tepmelere karşı daha duyarlıdır (Khan, 2021; Aprile vd., 2020), çünkü SM katkısıyla girişim yapar ve çiftlenim sabiti geri tepme enerjisinin karesi ile ters orantılıdır. Bu kinematik değerlendirmeler, KM saçılımındaki geri tepmeler için de aynı derecede geçerlidir. Solar nötrinolar ile CEvNS sürecinin geri tepme enerji bölgesi, KM adayları olarak zayıf etkileşen kütleli parçacıklar (WIMP'ler) için yapılan doğrudan saptama deneyleriyle aynı hedef aralığında yer aldığından, bu sürecin nötrinoların özelliklerini çalışmak için de uygun bir hedef olduğu düşünüldüğü için, bu çalışmada CEvNS sürecinde nötrinoların elektromanyetik özellikleri KM doğrudan saptama deneyi olan CDEX-10 deneyinin verileriyle incelenmiştir. Bu amaç için öncelikle ilgili elektromanyetik özelliklerin CEvNS sürecindeki katkıların analitik hesapları gerçekleştirilmiştir.

2.1. Nötrino Miliyüğü

CEvNS süreci için, α çeşnili $q_{\nu\alpha}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) nötrino miliyüğü cinsinden ifade edilen ve SM zayıf etkileşmesine nötrinolardan kaynaklanan elektromanyetik katkı (Khan, 2023^a),

$$\mathcal{L}_\alpha^{em} = -ie(q_{\nu\alpha}\bar{\nu}_\alpha\gamma_\mu\nu_\alpha + \bar{N}\gamma_\mu N)A^\mu \quad (50)$$

Lagranjyeni ile tanımlanır. Burada A^μ , foton alanı ve e birim elektrik yüküdür. CEvNS sürecinde nötrino miliyüğünün katkısı için matris elemanı,

$$\mathcal{M} = \frac{4\pi Ze}{k^2} q_{\nu\alpha} \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1) j_\mu^{\mathcal{N}} \quad (51)$$

şeklinde yazılır. Burada, $j_\mu^{\mathcal{N}} = (p_{2\mu} + p_{4\mu}) F(k^2)$ çekirdek akımıdır. Denklem (51) ile verilen matris elemanının Hermityen eşleniği ile çarpılması sonucunda,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{16\pi^2 Z^2 e^2}{k^4} \right) [q_{\nu\alpha}]^2 \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu u(p_3) j_\mu^{\mathcal{N}} j_\nu^{\mathcal{N}\dagger} \quad (52)$$

elde edilir. Bu ifadede, nötrino ve çekirdek köşeleri ile ilgili katkılar leptonik ve hadronik tensörler formunda gruplandırılabilir. Leptonik tensör,

$$\begin{aligned} L_v^{\mu\nu} &= u(p_1) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu u(p_3) \bar{u}(p_3) \gamma^\mu = p_{1\sigma} p_{3\rho} \text{Tr}[\gamma^\sigma \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\mu] \\ &= 4p_{1\sigma} p_{3\rho} (g^{\sigma\nu} g^{\rho\mu} - g^{\sigma\rho} g^{\nu\mu} + g^{\sigma\mu} g^{\nu\rho}) \\ &= 4(p_1^\nu p_3^\mu - p_1 \cdot p_3 g^{\nu\mu} + p_1^\mu p_3^\nu) \end{aligned} \quad (53)$$

ve hadronik tensör,

$$W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} = (p_{2\mu} + p_{4\mu})(p_{2\nu} + p_{4\nu}) = p_{2\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{4\nu} + p_{4\mu} p_{2\nu} + p_{4\mu} p_{4\nu} \quad (54)$$

olarak yazılır. Böylece, ekte verilen (E.17-E.21) kinematik eşitlikler kullanılarak, nötrino ve çekirdek köşelerinden gelen katkı,

$$L_v^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} = 16m_{\mathcal{N}}^2 (2E_v^2 - 2E_v T_{nr} - m_{\mathcal{N}} T_{nr}) \quad (55)$$

şeklinde bulunur ve Denklem (52)'de yerine yazılırsa,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = 32\pi^2 Z^2 e^2 |F(k^2)|^2 \left(\frac{q_{\nu\alpha}}{m_{\mathcal{N}} T_{nr}} \right)^2 2m_{\mathcal{N}}^2 E_v^2 \left(1 - \frac{T_{nr}}{E_v} - \frac{m_{\mathcal{N}} T_{nr}}{2E_v^2} \right) \quad (56)$$

ifadesine ulaşılır. Son olarak (E.22) ifadesinden nötrino mililyükünün CEvNS sürecine katkısını veren diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dT_{nr}} = \pi Z^2 e^2 |F(k^2)|^2 \left(\frac{q_{v\alpha}}{m_{\mathcal{N}} T_{nr}} \right)^2 2m_{\mathcal{N}} \left(1 - \frac{T_{nr}}{E_v} - \frac{m_{\mathcal{N}} T_{nr}}{2E_v^2} \right) \quad (57)$$

olarak bulunur. Bu katkının SM ile birlikte girişimini de içeren toplam diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT_{nr}} \right] = \left[\frac{d\sigma}{dT_{nr}} \right]_{\text{SM}} \left(1 - \frac{\sqrt{2}Ze}{4G_F Q_{\text{SM}}} \left(\frac{q_{v\alpha}}{m_{\mathcal{N}} T_{nr}} \right) \right)^2 \quad (58)$$

şeklinde yazılır. Ayrıca elektromanyetik etkileşme terimleri zayıf etkileşmenin vektör kısmına (tutarlı bir şekilde) eklendiğinden, nötrino miliyükünün katkısı doğrudan SM CEvNS tesir kesiti (46)'daki zayıf karışım açısı θ_W için,

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W \left(1 - \frac{\pi \alpha_{EM}}{\sqrt{2} \sin^2 \theta_W G_F m_{\mathcal{N}} T_{nr}} q_{v\alpha} \right) \quad (59)$$

şeklinde değişiklik yapılarak da hesaplanabilir.

2.2. Nötrino Yük Yarıçapı

Nötrino yük yarıçapı, sıfırdan farklı değere sahip olabilen nötrinin tek elektromanyetik özelliğidir. Nötrino miliyüğü sıfır olsa bile, elektrik form faktörü $F_Q(k^2)$ kütleli nötrinolar için de sıfırdan farklı bir değer alır. Bu nedenle iki bileşenli Weyl nötrinolarının form faktörüdür. Yüksüz bir parçacık, zıt işaretli iki yük dağılımının süperpozisyonu ile karakterize edilebilir, böylece parçacık form faktörü $F_Q(k^2)$, ($k^2 \neq 0$) için sıfırdan farklı olabilir. Elektriksel olarak yüksüz olan bir nötrinin ortalama yük yarıçapı (aslında, yük yarıçapının karesi),

$$\langle r_v^2 \rangle = -6 \frac{dF_Q(k^2)}{dk^2} \Big|_{k^2=0} \quad (60)$$

eşitliğiyle verilir. SM çerçevesinde bile kütsesiz ve yüksüz nötrinolar, W ve Z bozonlarının ilmek düzeltmeleri ve γ -Z bozon karışım diyagramlarını içeren ışımasal düzeltmelerden gelen katıklar aracılığıyla yük yarıçapına sahiptirler (Bernabeu vd., 2000):

$$\langle r_{\nu_\alpha}^2 \rangle_{SM} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}\pi^2} \left[3 - 2 \ln \left(\frac{m_\alpha^2}{m_W^2} \right) \right] \quad (61)$$

Burada, m_α yüklü lepton kütsesi ve m_W , W ayar bozonun kütsesidir. Her bir nötrino çeşnisi için nötrino yük yarıçapının SM'de sayısal değeri,

$$\begin{aligned} \langle r_{\nu_e}^2 \rangle_{SM} &= -0.83 \times 10^{-32} \text{cm}^2 \\ \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle_{SM} &= -0.48 \times 10^{-32} \text{cm}^2 \\ \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle_{SM} &= -0.30 \times 10^{-32} \text{cm}^2 \end{aligned} \quad (62)$$

olarak verilir. Nötrino yük yarıçapı katkısı için, nötrino ile foton arasındaki elektromanyetik etkileşmeyi temsil eden Lagranjiyen

$$\mathcal{L}_\alpha^{em} = -ieF_Q(k^2) \bar{\nu}_\alpha \gamma_\mu \nu_\alpha A^\mu \quad (63)$$

şeklinde yazılır (Salati, 1994). CEvNS sürecinde nötrino yük yarıçapının katkısı için matris elemanı,

$$\mathcal{M} = \left[\frac{2\pi Z e^2}{3} \langle r_{\nu_e}^2 \rangle \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1) \right] j_\mu^{\mathcal{N}} \quad (64)$$

olmak üzere bunun mutlak karesi,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{2\pi^2 Z^2 e^4}{9} (\langle r_{\nu_e}^2 \rangle)^2 \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu u(p_3) j_\mu^{\mathcal{N}} j_\nu^{\mathcal{N}\dagger} \quad (65)$$

şeklinde elde edilir. Nötrino yük yarıçapı katkısı için leptonik tensör ve hadronik tensör, nötrino miliyükü için elde ettiğimiz Denklem (53) ve (54) ile aynıdır, dolayısıyla oradaki iz

hesapları da benzer şekilde elde edilir. Leptonik ve hadronik tensörlerden gelen katkı (55) ve kinematik eşitlikler (E.17-E.21) kullanılarak,

$$\begin{aligned} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= \frac{\pi^2 Z^2 e^4}{9} |F(k^2)|^2 \langle r_{\nu_e}^2 \rangle^2 4m_{\mathcal{N}}^2 (2E_{\nu}^2 - 2E_{\nu}T_{nr} - m_{\mathcal{N}}T_{nr}) \\ &= \frac{4\pi^2 Z^2 e^4}{9} |F(k^2)|^2 \langle r_{\nu_e}^2 \rangle^2 2m_{\mathcal{N}}^2 E_{\nu}^2 \left(1 - \frac{T_{nr}}{E_{\nu}} - \frac{m_{\mathcal{N}}T_{nr}}{2E_{\nu}^2} \right) \end{aligned} \quad (66)$$

elde edilir. Son olarak (E.21) ifadesinden nötrino yük yarıçapının CE ν NS sürecine katkısını veren diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dT_{nr}} = \frac{\pi Z^2 e^4}{36} |F(k^2)|^2 \langle r_{\nu_e}^2 \rangle^2 m_{\mathcal{N}} \left(1 - \frac{T_{nr}}{E_{\nu}} - \frac{m_{\mathcal{N}}T_{nr}}{2E_{\nu}^2} \right) \quad (67)$$

olarak hesaplanır. Bu katkının SM CE ν NS süreciyle girişimini de içeren toplam diferansiyel tesir kesiti,

$$\left[\frac{d\sigma}{dT_{nr}} \right] = \left[\frac{d\sigma}{dT_{nr}} \right]_{\text{SM}} \left(1 + \frac{\sqrt{2}e^2 Z}{12G_F Q_{\text{SM}}} \langle r_{\nu_{\alpha}}^2 \rangle \right)^2 \quad (68)$$

olarak bulunur. Ayrıca, SM CE ν NS sürecinde nötrino yük yarıçapı katkısı, Denklem (47)'deki zayıf karışım açısı için,

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W \left(1 - \frac{\pi \alpha_{EM}}{3\sqrt{2} \sin^2 \theta_W G_F} \langle r_{\nu_{\alpha}}^2 \rangle \right) \quad (69)$$

değişikliği yapılarak da hesaplanabilir (Khan, 2023^a).

2.3. Nötrino Manyetik Momenti

Saçılma deneylerinde nötrino, detektörden belirli bir mesafede, kütleli nötrinoların süperpozisyonu olan bir nötrino çeşnisi olarak üretilir. Dolayısıyla bu deneylerde ölçülen manyetik moment, tek bir kütleli nötrinoya ait değil, nötrino karışımını ve kaynak ile

detektör arasındaki yayılım sırasındaki salınımları hesaba katan etkin manyetik momenttir (Beacom ve Vogel, 1999). Bu çalışmada ele alınan CEvNS sürecinde, güneş çekirdeğinin yakınında üretilen elektron nötrinosu, üç nötrino kütle öz durumlarının süperpozisyonudur ve saptanan manyetik moment, nötrino karışımı ve çeşni salınımı da dikkate alınarak,

$$\mu_{solar}^2(L, E_\nu) = \sum_l \left| \sum_{k=1}^3 (U_{ek}^M)^* e^{-i\Delta m_{kl}^2 L/2E_\nu} \mu_{lk} \right|^2 \quad (70)$$

ile verilen etkin manyetik momenttir. Güneş ile Dünya arasındaki L mesafesi salınım uzunluklarından çok daha büyük olduğundan ölçüm sırasında $e^{-i\Delta m_{kl}^2 L/2E_\nu}$ girişim terimleri ihmal edilir. Bu durumda, saptanan etkin manyetik moment,

$$\begin{aligned} \mu_{solar}^2(E_\nu) &= \sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 \sum_l |\mu_{lk}|^2 \\ &= \sum_\alpha |\mu_{v_\alpha}|^2 \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{\alpha k}|^2 \right] \\ &= |\mu_{v_e}|^2 \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{ek}|^2 \right] + |\mu_{v_{\mu\tau}}^{ef}|^2 \sum_{\alpha=\mu\tau} \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{ek}|^2 \right] \end{aligned} \quad (71)$$

şeklinde yazılabilir. Burada μ_{v_α} , α çeşnili ($\alpha = e, \mu, \tau$) nötrinin etkin manyetik momentidir. Güneş çekirdeğinde üretilen elektron nötrinoları Dünya'ya ulaştıklarında nötrino salınımları yoluyla ν_e , ν_μ ve ν_τ içeren akılara dönüştüğünden, bu çalışmada μ_{v_e} elektron nötrino manyetik momenti ve ν_μ ve ν_τ için

$$\left(\mu_{v_{\mu\tau}}^{etkin} \right)^2 = \frac{|\mu_{v_\mu}|^2 \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{\mu k}|^2 \right] + |\mu_{v_\tau}|^2 \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{\tau k}|^2 \right]}{\sum_{\alpha=\mu\tau} \left[\sum_{k=1}^3 |U_{ek}^M|^2 |U_{\alpha k}|^2 \right]} \quad (72)$$

ile ifade edilen $\mu_{v_{\mu\tau}}^{etkin}$ etkin manyetik momenti ele alınmaktadır. Genel olarak, Dirac nötrinolarının elektromanyetik alan tensörü $F_{\mu\nu}$ ile etkileşime girmesi için nötrino manyetik momenti,

$$\mathcal{L}^D = -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_{\alpha R} \mu_{\alpha\beta}^D \sigma^{\mu\nu} \nu_{\beta L}) F_{\mu\nu} \quad (73)$$

Lagranjiyenin ile tanımlanır. Burada $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, Dirac matrislerinin sıra değişim bağıntısıdır.

CEvNS sürecinde, nötrino enerjisi E_ν ve nükleer geri tepme enerjisi T_{nr} , nötrino kütlelerinin mevcut üst sınırından çok daha büyüktür ve bu nedenle, düşük enerjilerde $\mu_{\nu\alpha}$ manyetik momentine sahip matris elemanı,

$$\mathcal{M} = -\frac{Ze\mu_{\nu\alpha}}{k^2} \bar{u}(p_3) \sigma^{\mu\nu} k_\nu u(p_1) j_\mu^{\mathcal{N}} \quad (74)$$

şeklinde yazılabilir ve bunun mutlak karesi,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 Z^2 |F(k^2)|^2 \mu_{\nu\alpha}^2}{k^4} \right) L_\nu^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} \quad (75)$$

olur. Buradan leptonik tensör,

$$\begin{aligned} L_\nu^{\mu\nu} &= u(p_1) \bar{u}(p_1) k_\nu \sigma^{\mu\nu'} u(p_3) \bar{u}(p_3) \sigma^{\mu\nu} k_\nu \\ &= p_{1\sigma} k_\nu p_{3\rho} k_\nu \text{İz}[\gamma^\sigma \gamma^\nu \gamma^{\nu'} \gamma^\rho \gamma^\mu \gamma^{\mu'}] \\ &= -4 \{ k^2 (p_1^\mu p_3^\nu - p_1 \cdot p_3 g^{\mu\nu} + p_1^\nu p_3^\mu) + 2 p_1 \cdot p_3 (k^\mu k^\nu) \\ &\quad - 2 k \cdot p_3 (p_1^\mu k^\nu) + 2 p_1 \cdot k (g^{\mu\nu} k \cdot p_3 - k^\mu p_3^\nu) \} \end{aligned} \quad (76)$$

ve hadronik tensör,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} &= \text{İz}[(\gamma_c p_4^c + m_{\mathcal{N}}) \gamma_\mu (\gamma_d p_2^d + m_{\mathcal{N}}) \gamma_\nu] \\ &= 4 (p_{4\mu} p_{2\nu} + p_{4\nu} p_{2\mu} - (p_4 \cdot p_2 - m_{\mathcal{N}}^2) g_{\mu\nu}) \end{aligned} \quad (77)$$

olarak hesaplanır. Bu niceliklerin çarpımında kinematik eşitlikler kullanılarak

$$L_\nu^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\mathcal{N}} = -16 m_{\mathcal{N}}^3 T_{nr}^3 + 8 m_{\mathcal{N}}^3 T_{nr} E_\nu^2 + \frac{T_{nr}^2}{E_\nu^2} - \frac{2 T_{nr}}{E_\nu} \quad (78)$$

elde edilir. Burada $T_{nr} \ll E_\nu$ için T_{nr}/E_ν ve T_{nr}^2/E_ν^2 terimleri ihmal edilebilir. Düşük enerjilerde nötrino manyetik momenti katkısını veren diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_{\nu\alpha MM}}{dT_{nr}} = \frac{\pi\alpha_{EM}^2}{4m_e^4} Z^2 |\mu_{\nu\alpha}|^2 \left(\frac{1}{T_{nr}} - \frac{1}{E_\nu} \right) |F(k^2)|^2 \quad (79)$$

olarak hesaplanır. Bohr magnetonu $\mu_B = e\hbar/2m_e$ cinsinden yazıldığında,

$$\frac{d\sigma_{\nu\alpha MM}}{dT_{nr}} = \frac{\pi\alpha_{EM}^2}{m_e^2} Z^2 \left| \frac{\mu_{\nu\alpha}}{\mu_B} \right|^2 \left(\frac{1}{T_{nr}} - \frac{1}{E_\nu} \right) |F(k^2)|^2 \quad (80)$$

ifadesi elde edilir.

2.4. Olay Sayısı Hesabı ve Veri Analizi Yöntemi

Bu çalışmada, solar nötrino akısı dikkate alınarak gerçekleştirilen CDEX-10 deneyinin verileri (Kang vd., 2013; Jiang vd., 2018; She vd., 2020; Geng vd., 2023^b) kullanılmaktadır. Son CDEX-10 çalışmasında (Geng vd., 2023^b), nötrino-elektron saçılması ile birlikte koherent nötrino-çekirdek saçılmasının olay sayıları yayınlanmıştır. Çin Jinping Yeraltı Laboratuvarı'nın (CJPL) bir parçası olan CDEX aracılığıyla, ultra düşük enerji eşiği pPCGe (p-tipi nokta temaslı germanyum yarı iletken) dedektörleri kullanılarak KM doğrudan saptama deneyi araştırmaları yapılmaktadır. Deney ilk başladığından beri WIMP, aksiyon parçacığı ve karanlık foton gibi bazı egzotik fizik araştırmaları yürütülmüştür. CDEX-10 deneysel konfigürasyonu (Jiang, 2018) dikkate alındığında hem CEvNS hem de nötrino-elektron saçılma süreçleri, ilgili enerji bölgesinde nötrino elektromanyetik özelliklerinin gözlem sınırlarını geliştirebilir. Bu bağlamda, nötrino-çekirdek saçılmasına ilişkin güncel CDEX-10 verilerini dikkate alıyoruz. Bu veriler elektron eşdeğer geri tepme enerjisi T_{ee} cinsinden verilmektedir. Öncelikle bunlar, sönüm (quenching) faktörü $Y(T_{nr})$ yardımıyla T_{nr} nükleer geri tepme enerjisine dönüştürülür:

$$T_{ee} = Y(T_{nr})T_{nr} \quad (81)$$

Burada $Y(T_{nr})$ için

$$Y(T_{nr}) = \frac{kg(\epsilon)}{1 + kg(\epsilon)} \quad (82)$$

ve

$$g(\epsilon) = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon, \quad \epsilon = 11.5Z^{-7/3}T_{nr} \quad (83)$$

ile tanımlanan Lindhard sönüm faktörünü (Lindhard vd., 1963) kullanıyoruz. k 'nin genel formu $k = 0.133 Z^{2/3} A^{-1/2}$ ile verilir. Ancak farklı aralıklara sahip deneysel sonuçların olmasından dolayı genellikle serbest bir parametre olarak ele alınır (Schwemberger & Yu, 2022). Bu çalışmada, bu parametre için düşük enerji aralığındaki son deneysel sonuçla eşleşen $k = 0.162$ (Bonhomme vd., 2022) değerini kullanıyoruz. Linhard formülü, geri tepme enerjisi $T_{nr} > 0.254$ keV için kabul edilebilirdir. Bu değer altındaki bölgelerde “yüksek iyonizasyon-verimliliği modeli”nden elde edilen başka bir sönüm faktörü kullanılmaktadır (Essig vd., 2018). Ge hedefi için bu faktör, $0.015 \text{ keV} < T_{nr} < 0.254 \text{ keV}$ aralığında geçerli olmak üzere

$$Y(T_{nr}) = 0.18 \left[1 - e^{\left(\frac{15 - T_{nr}}{71.03} \right)} \right] \quad (84)$$

ile verilir. Sönüm faktörünün seçimiyle ilgili olarak, ayrıca başka ölçümler de mevcuttur (Collar vd., 2021).

Sürecin olay sayısı, nötrino akısı ile tesir kesitinin

$$\frac{dR}{dT_{nr}} = N_T \int_{E_v^{min}}^{E_v^{max}} dE_v \frac{d\Phi(E_v)}{dE_v} \frac{d\sigma(E_v, T_{nr})}{dT_{nr}} \quad (85)$$

şeklindeki integrasyonu ile hesaplanır; burada $d\Phi(E_v)/dE_v$ nötrinoların diferansiyel akısıdır. $N_T = m_t N_A / m_A$ çarpanı, dedektör malzemesinin birim kütlesi (m_t) başına hedef çekirdek sayısını belirtir. Burada m_A çekirdeğin molar kütlesi ve N_A Avogadro sayısıdır. Dikkate alınan veriler için CDEX-10 deneyinin maruz kalma (exposure) değeri $205.4 \text{ kg} \cdot \text{gün}$ 'dür (Geng vd., 2023^b). Başlangıç durumundaki nötrino minimum ve maksimum enerjileri sırasıyla E_v^{min} ve E_v^{max} ile gösterilir. Nötrinonun minimum enerjisi

$$E_v^{min} = \frac{T_{nr}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2m_N}{T_{nr}}} \right) \quad (86)$$

olup, nükleer geri tepme enerjisini tetiklemek için gerekli olan değerdir. Maksimum nötrino enerjisi için solar nötrino akısı spektrumuna karşılık gelen en büyük nötrino enerji değerlerini kullanıyoruz. Maksimum nükleer geri tepme enerjisi

$$T_{nr}^{max} = \frac{2E_v^2}{2E_v + m_N} \quad (87)$$

ile verilir. Bu bağıntı, daha hafif hedeflerin, dedektörde üretilen maksimum nükleer geri tepme enerjisini iyileştirdiğini gösterir. Deneyde gözlemlenen fiziksel niceliğin, nötrinoların çekirdekten saçılırken nükleer geri tepme enerjisi sinyalinin farklı olarak T_{ee} cinsinden olduğuna dikkat edilmelidir. Her iki niceliği birbirine bağlamak için sönüm faktörüne ihtiyaç vardır. Böylece, elektron eşdeğer geri tepme enerjisi cinsinden diferansiyel olay sayısı, nükleer geri tepme enerjisinin bir fonksiyonu olarak,

$$\frac{dR}{dT_{ee}} = \frac{dR}{dT_{nr}} \frac{1}{Y(T_{nr}) + T_{nr} \frac{dY(T_{nr})}{dT_{nr}}} \quad (88)$$

şeklinde ifade edilebilir. Olay sayısı hesabında ayrıca nötrinoların Güneş'ten Dünya'ya yayılması nedeniyle ortaya çıkan ve nötrino salınımlarına neden olan solar nötrinoların hayatta kalma olasılıkları dikkate alınmalıdır. Nötrino çeşnilerinin $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ve $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ geçiş durumları için bu olasılıklar sırasıyla,

$$\begin{aligned} P_{ee} &= \cos^4 \theta_{13} P_{etkin} + \sin^4 \theta_{13} \\ P_{e\mu} &= (1 - P_{ee}) \cos^2 \theta_{23} \\ P_{e\tau} &= (1 - P_{ee}) \sin^2 \theta_{23} \end{aligned} \quad (89)$$

olur. Burada $P_{etkin} = \sin^2 \theta_{12}$ çarpanı, birkaç MeV'lik enerjide solar nötrinolar için madde etkisidir. Bu olasılıklar, normal sıralamayla güncel salınım parametrelerinin en iyi-fit merkezi değerleri kullanılarak hesaplanır (DeSalas vd., 2021).

SM-ötesi modellerin serbest parametre uzayına kısıtlama türetmek için

$$\chi^2 = \min_{(\xi_j)} \sum_{i=1}^{20} \left(\frac{R_{gözlenen}^i - R_{teori}^i - B - \sum_j \xi_j c_j^i}{\Delta^i} \right)^2 + \sum_j \xi_j^2 \quad (90)$$

olan pull-parametre yaklaşımlı χ^2 fonksiyonu (Fogli vd., 2002) kullanılıyor. Burada, $R_{gözlenen}^i$ ve R_{teori}^i , i 'inci enerji değerindeki sırasıyla gözlenen ve beklenen (SM+Yeni Fizik katkısından oluşan) olay sayılarıdır. R_{teori}^i 'nin hesaplanmasında, tetikleme verimliliği ile Fizik-gürültü (PN) kesme (Jiang vd., 2008) verimliliğinin birleşiminden gelen verimlilik etkisi dikkate alınmaktadır. İstatistiksel ve sistematik belirsizlikleri içeren deneysel belirsizlik Δ^i ile gösterilmektedir. İkinci belirsizlik esas olarak arka plan, kaynak, bin boyutu ve yükselme-zaman kayması seçimlerinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca c_j^i için Tablo 2'de verilen solar nötrino akısı belirsizlikleri kullanılır. Bu yöntemde, χ^2 fonksiyonu, ξ_j pull parametrelerine göre minimize edilerek hesaplanır (Fogli vd., 2002). Burada, SM-ötesi öngörülerin gözlenen sinyale uyumluluğu karşılaştırılarak ilgili parametrelere belirli güvenilirlik düzeylerinde (C.L.) limitler sağlanır. Tablo 3'te her bir güvenilirlik düzeyi ve karşılık gelen serbestlik dereceleri arasındaki ilişki gösterilmektedir.

Tablo 3. Serbestlik derecelerine göre C.L. yüzdeler değeri

C.L. (%)	Serbestlik derecesi				
	1	2	3	4	5
68.30	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89
90.00	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24
95.40	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3
99.00	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1
99.73	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2
99.99	15.1	18.4	21.1	23.5	25.7

2.5. Öngörü Senaryoları

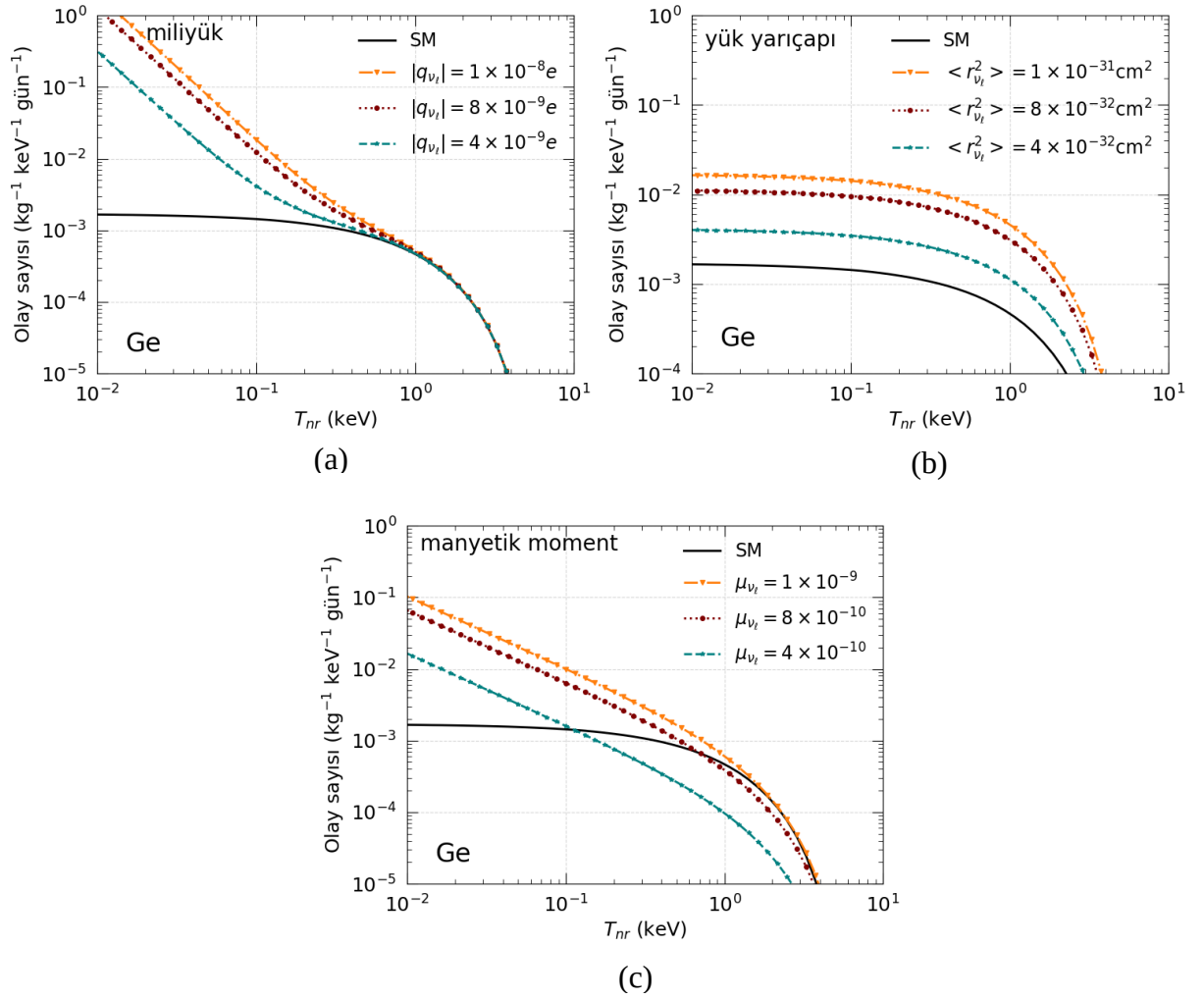
Günümüzde KM doğrudan saptama deneyleri, önemli teknolojik gelişmeler ve ilerlemeler sağladıkları bir dönemde bulunmaktadır. Bu gelişmeler sayesinde, özellikle solar nötrinolar ile CEvNS sürecine daha duyarlı olma ve düşük enerji aralığında SM-ötesi fiziğe dair ipuçları yakalama potansiyelini göstermektedir. Bu deneylerden biri olan CDEX deneyi de CDEX-50 (Geng vd., 2023^a) adı verilen üçüncü gelişim aşamasındadır. Bu aşamada, dedektör dizisi olarak 50 kg'lık yüksek saflıkta germanyumun kullanılması planlanmakta ve arka planının $\sim 0.01 \text{ keV}^{-1}\text{kg}^{-1}\text{gün}^{-1}$ olay sayısına indirilmesi amaçlanmaktadır. Bu geliştirilmenin maruz kalma değeri $150 \text{ kg}\cdot\text{yıl}$ ve eşik değeri 160 eVee^2 olarak verilmektedir (Geng vd., 2023^a).

Gelecekteki bu deney konfigürasyonları, yeni fizik parametrelerini daha da kısıtlayabilecektir. Bu gelişmelere ilişkin olarak, Demirci ve Mustamin (2024) tarafından önerilen iki senaryoyu kullanıyoruz. Birincisi, deney belirsizliğinin %10'a ulaşabileceği varsayımına dayalı gerçekçi senaryodur. İkincisi ise belirsizliğin %1.5 olarak belirlendiği iyimser senaryodur. Bu küçük hata değerlerine, gelecekte yapılması planlanan deneylerde dedektör bileşenlerinin saflığının geliştirilmesi ve germanyum maruz kalma değerinin daha sıkı şekilde kontrol edilmesi sonucunda ulaşılması beklenilmektedir (Geng vd., 2023^a). Bu ilerlemelere göre her iki senaryo için düz bir arka plan varsayılmaktadır. Bu senaryolar gelecekte gözlemlenen geri tepme enerjisinin ilgili enerji bölgesinde uygulanmaktadır. Bu durumda nükleer geri tepme enerjisi, dikkate alınan gerçekçi ve iyimser senaryolar için sırasıyla 0.1 keV ve 0.015 keV civarında olacaktır.

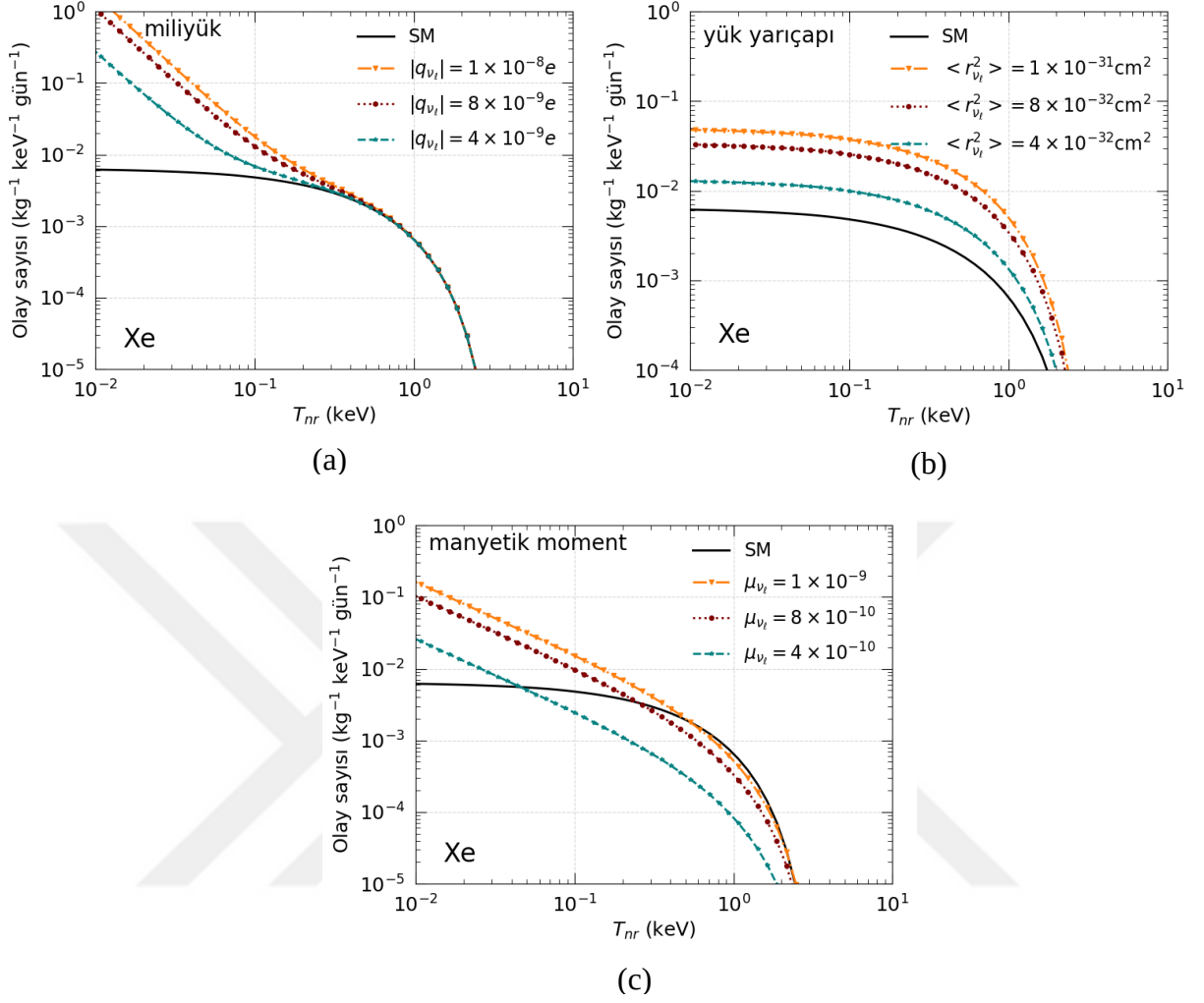
² Burada eVee birimindeki sondaki iki e, elektron eşdeğerinin kısaltması olarak kullanılıyor.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

CE ν NS sürecinde nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden gelen katkılar için öngörülen olay sayıları nükleer geri tepme enerjisinin fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Sayısal sonuçlar, SM CE ν NS olay sayısı ile birlikte nötrino mililyükü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino manyetik momentin bireysel katkılarının olay sayıları Ge ve Xe hedef çekirdekleri için sırasıyla Şekil 15 ve Şekil 16’da verilmiştir. Her bir özellik için 3 farklı değer seçilerek sonuçlar gösteriliyor.



Şekil 15. Ge hedef çekirdeği için CE ν NS sürecine nötrininin a) mililyükü, b) yük yarıçapı ve c) manyetik momentinden gelen katkıların olay sayıları



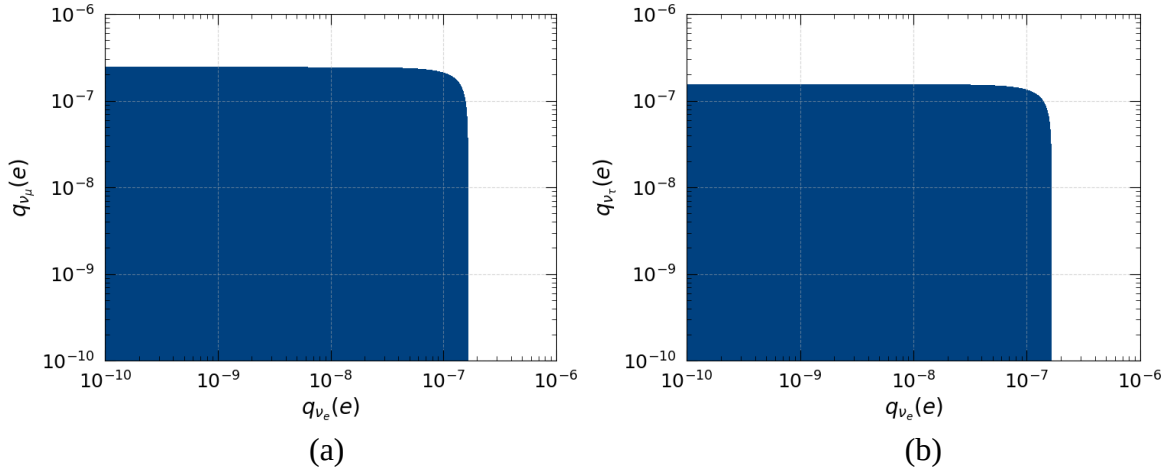
Şekil 16. Xe hedef çekirdeği için CEνNS sürecine nötrinin a) miliyükü, b) yük yarıçapı ve c) manyetik momentinden gelen katkıların olay sayıları

Nötrino miliyükü ve nötrino yük yarıçapı katkılarının zayıf karışım açısına bir düzeltme olarak içerelebildiğine ve nötrino manyetik momentinin ise CEνNS tesir kesitiyle tutarlı bir şekilde toplandığına dikkat edilmelidir. Nötrino miliyükü ve nötrino manyetik momentini için düşük enerji bölgesinde spektrumda önemli bir artış görülmektedir. Nötrino yük yarıçapı katkısı ise, tüm geri tepme enerji bölgelerinde spektrumu artırmaktadır. Bu sonuçlar, nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin CEνNS çerçevesinde incelenmesinin ilgi çekici yönünü göstermektedir. Ge hedefinin olay sayısı dağılımları, Xe hedefinin olay sayısı dağılımlarından daha geniş bir spektruma sahip olmaktadır. Ayrıca büyük geri tepme enerjileri için Ge hedefinin olay sayıları daha büyükken, düşük geri tepme enerjilere doğru gidildikçe Xe hedefinin olay sayısı daha baskın olmaktadır.

Nötrino miliyüğü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino manyetik momenti için çeşni farklılıklarına göre oluşturulan parametre düzlemlerinde CDEX-10 veri analizinden üst-limit değerleri türetilmiştir. Bu analiz sonuçları, %90 C.L. (2 serbestlik dereceli) izinli bölgeler olarak Şekil 17’den Şekil 25’e kadar sunuluyor. Burada parametre uzayının x-ekseni elektron-nötrino çeşnisi ve y-ekseni diğer iki çeşniye göre ayarlanarak aynı anda analiz yapılmıştır.

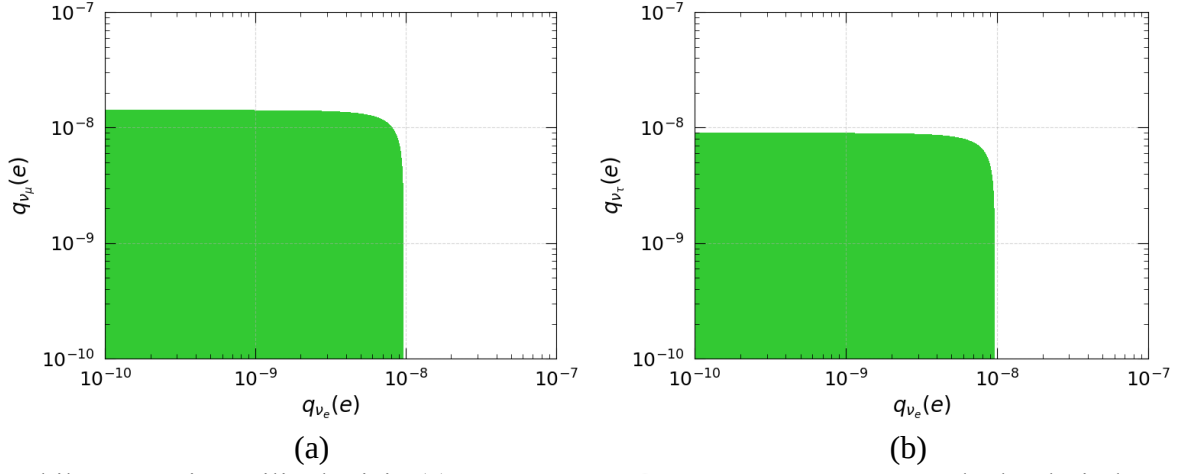
3.1. Nötrino Miliyüğü

Nötrino miliyüğü için $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri yanısıra gerçekçi ve iyimser senaryolar kullanılarak türetilen %90 C.L. izinli bölgeler sırasıyla Şekil 17, Şekil 18 ve Şekil 19’da gösterilmektedir. CDEX-10 verileri analizinden üst-limit değerleri sırasıyla $|q_{\nu_e}| < 1.66 \times 10^{-7}e$, $|q_{\nu_\mu}| < 2.42 \times 10^{-7}e$ ve $|q_{\nu_\tau}| < 1.54 \times 10^{-7}e$ olarak elde edilmiştir.

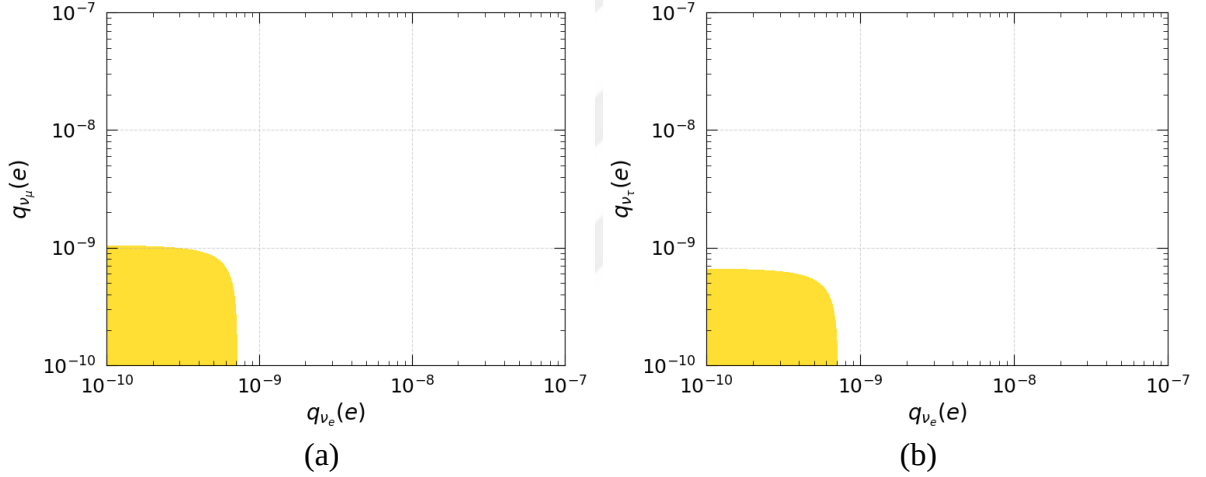


Şekil 17. Nötrino miliyüğü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler

Ayrıca gerçekçi senaryo için Şekil 18(a) ve Şekil 18(b)’de $|q_{\nu_e}| < 9.64 \times 10^{-9}e$, $|q_{\nu_\mu}| < 1.41 \times 10^{-8}e$ ve $|q_{\nu_\tau}| < 8.94 \times 10^{-9}e$ değerleri elde ediliyor. Buna göre CDEX-10 sonuçlarına kıyasla yaklaşık 1 mertebe iyileşme sağlanmaktadır. İyimser senaryo için Şekil 19(a) ve Şekil 19(b)’de $|q_{\nu_e}| < 7.17 \times 10^{-10}e$, $|q_{\nu_\mu}| < 1.05 \times 10^{-9}e$ ve $|q_{\nu_\tau}| < 6.65 \times 10^{-10}e$ sonuçları elde ediliyor. Bu senaryoda ise yaklaşık 2 mertebe iyileşme sağlanıyor.



Şekil 18. Nötrino miliyüğü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senoryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler



Şekil 19. Nötrino miliyüğü için (a) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\mu}$ ve (b) $q_{\nu_e} - q_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde iyimser senoryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler

Tablo 4’te nötrino miliyüğü için türetilmiş literatürdeki bazı üst-limit değerleri verilmektedir. Bu tablodan da görüleceği üzere, mevcut CDEX-10 veri analizi sonuçları SLAC ve BEBC limitlerinden daha sıkı kısıtlama sağlamaktadır. Ayrıca, COHERENT-(CsI) verilerinden türetilen sınırlara (Khan, 2023) göre q_{ν_e} için 1.3 kat daha güçlü iken q_{ν_μ} için yaklaşık %70 daha zayıftır. COHERENT-(CsI+LAr) birleşik analizinden türetilen sınırlara (De Romeri vd., 2023) göre yaklaşık 1 mertebe daha düşük kısıtlama göstermektedir. Gerçekçi senaryoda, COHERENT-(CsI) analiz verilerinden yaklaşık 1 mertebe daha iyi kısıtlama elde edilirken, COHERENT-(CsI+Lar) verilerinin birleşik analizine göre iyileştirme göstermektedir. İyimser senaryoda ise, hem CsI hem de CsI+LAr verilerine göre daha iyi üst-limit değerleri elde ediliyor. Evrenin olası elektrik yükü asimetrisine katkı

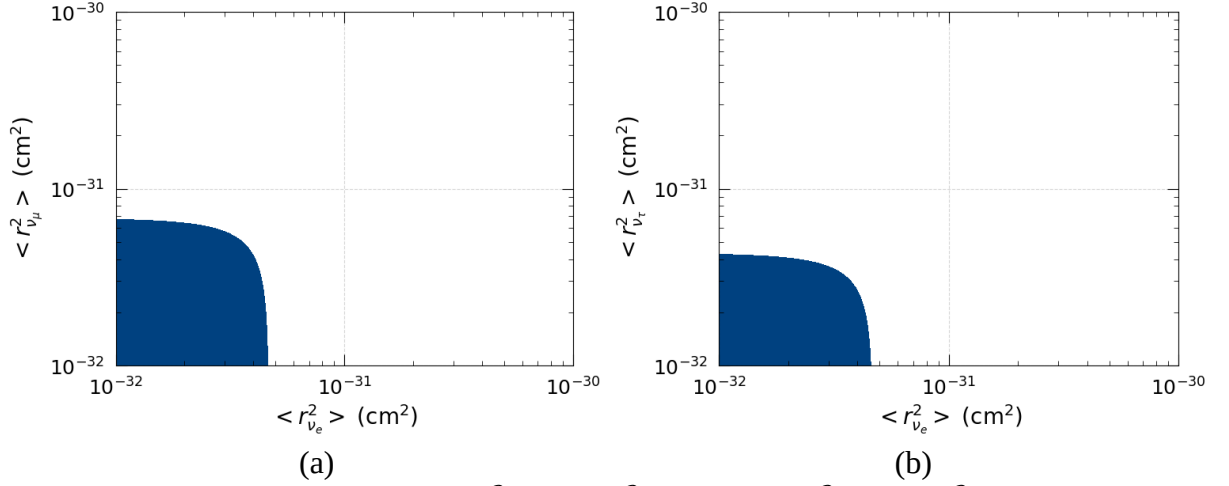
kısıtlamalar koymak için kullanılan kozmik mikrodalga arkaplan izotropisi, türler arasındaki herhangi bir yük asimetrisinin karşıt-korelasyon olmadığı varsayımına tabi olarak, tabloda bahsedilen laboratuvar deneylerinden veya astrofiziksel gözlemlerden elde edilen sınırlardan çok daha kısıtlayıcıdır.

Tablo 4. Nötrino mililyükü için mevcut bazı üst-limit değerleri (q_ν üzerindeki sınırlar tüm çeşniler için geçerlidir.)

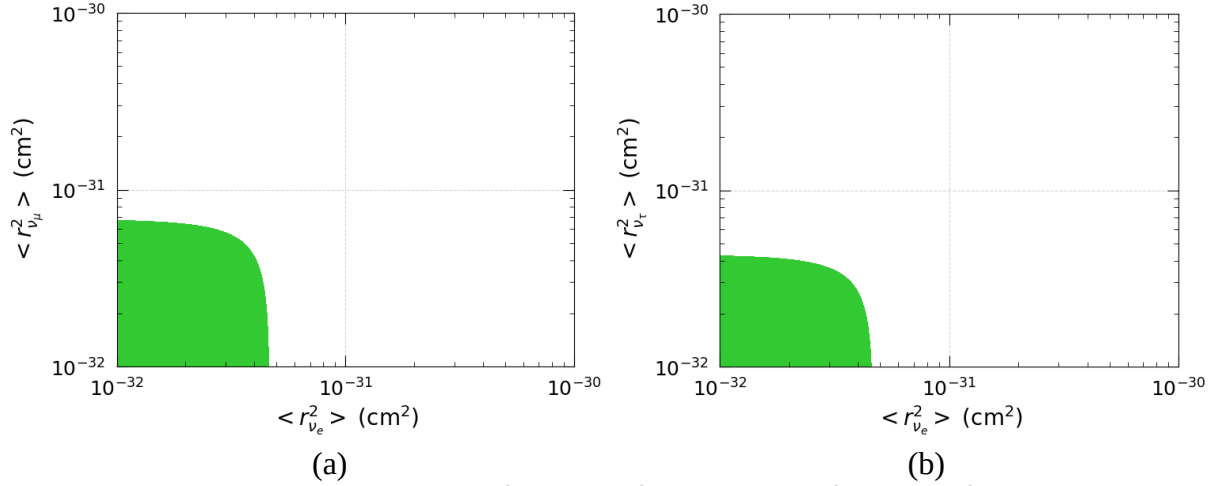
Yöntem/Deney	Sınır	Referans
SLAC e^-	$ q_{\nu_\tau} \lesssim 3 \times 10^{-4}e$	(Davidson vd., 1991)
BEBC	$ q_{\nu_\tau} \lesssim 4 \times 10^{-4}e$	(Babu vd., 1994)
Solar soğutma (plazmon bozunması)	$ q_\nu \lesssim 6 \times 10^{-14}e$	(Raffelt, 1999)
Kırmızı dev soğutma (plazmon bozunması)	$ q_\nu \lesssim 2 \times 10^{-14}e$	(Raffelt, 1999)
Maddenin nötrlüğü	$ q_{\nu_e} \lesssim 3 \times 10^{-21}e$	(Raffelt, 1999)
Evrenin elektrik yükü asimetrisi	$ q_\nu < 4 \times 10^{-35}e$	(Caprini ve Ferreira, 2005)
TEXONO	$ q_{\bar{\nu}_e} \lesssim 3.7 \times 10^{-12}e$	(Gninenko vd., 2007)
GEMMA	$ q_{\nu_e} \lesssim 1.5 \times 10^{-12}e$	(Studenikin, 2014)
COHERENT (CsI)	$-1.10 \times 10^{-7}e < q_{\nu_e} < 3.90 \times 10^{-7}e$ $-0.55 \times 10^{-7}e < q_{\nu_\mu} < 0.75 \times 10^{-7}e$	(Khan, 2023 ^a)
COHERENT (CsI+LAr)	$q_{\nu_e} \in (-6.9, 5.6) \times 10^{-8}e$ $q_{\nu_\mu} \in (-3.3, 2.5) \times 10^{-8}e$	(De Romeri vd., 2023)
PandaX-4T + LZ + XENONnT	$q_{\nu_e} \in (-2.0, 7.0) \times 10^{-13}e$ $q_{\nu_{\mu/\tau}} \in (-7.5, 7.3) \times 10^{-13}e$	(Giunti ve Ternes, 2023)

3.2. Nötrino Yük Yarıçapı

Nötrino yük yarıçapı için $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izinli bölgeleri ve öngörülen senaryo hassasiyetleri sırasıyla Şekil 20, Şekil 21 ve Şekil 22’de gösteriliyor.

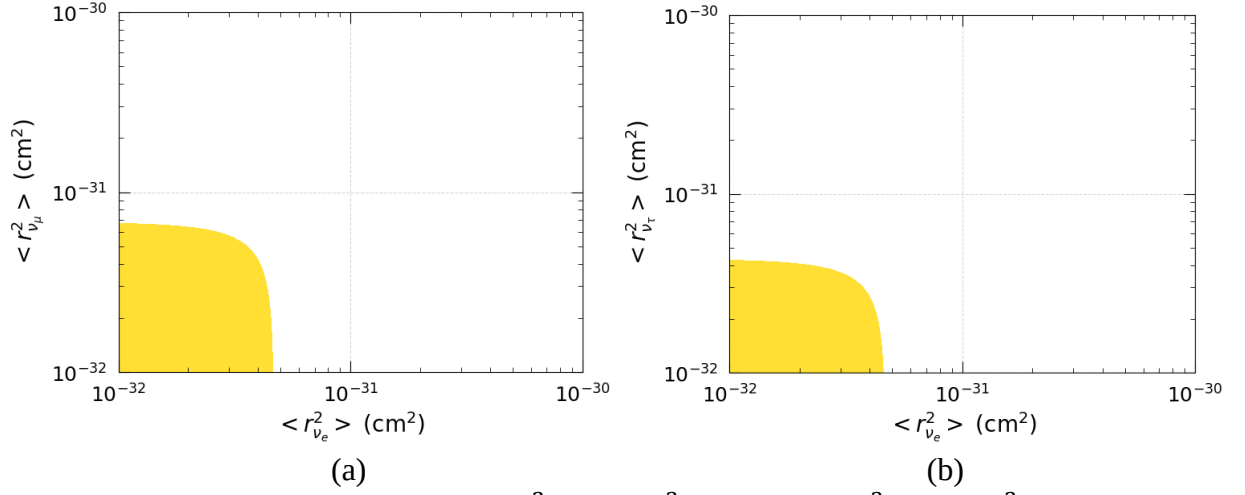


Şekil 20. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler



Şekil 21. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler

Şekil 20(a) ve Şekil 20(b)'de CDEX-10 verilerinden $|\langle r_{\nu_e}^2 \rangle| < 4.65 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$, $|\langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle| < 6.80 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$ ve $|\langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle| < 4.32 \times 10^{-32} \text{ cm}^2$ üst-limit değerleri elde ediliyor. Bununla birlikte, Şekil 21(a), Şekil 21(b), Şekil 22(a) ve Şekil 22(b)'den görüleceği üzere, gerçekçi ve iyimser senaryo için de hemen hemen aynı değerler elde ediliyor, dolayısıyla burada birbirlerine kıyasla açıkça görünen bir iyileşme yoktur.



Şekil 22. Nötrino yük yarıçapı (a) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle$ ve (b) $\langle r_{\nu_e}^2 \rangle - \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle$ parametre düzlemlerinde iyimser senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler

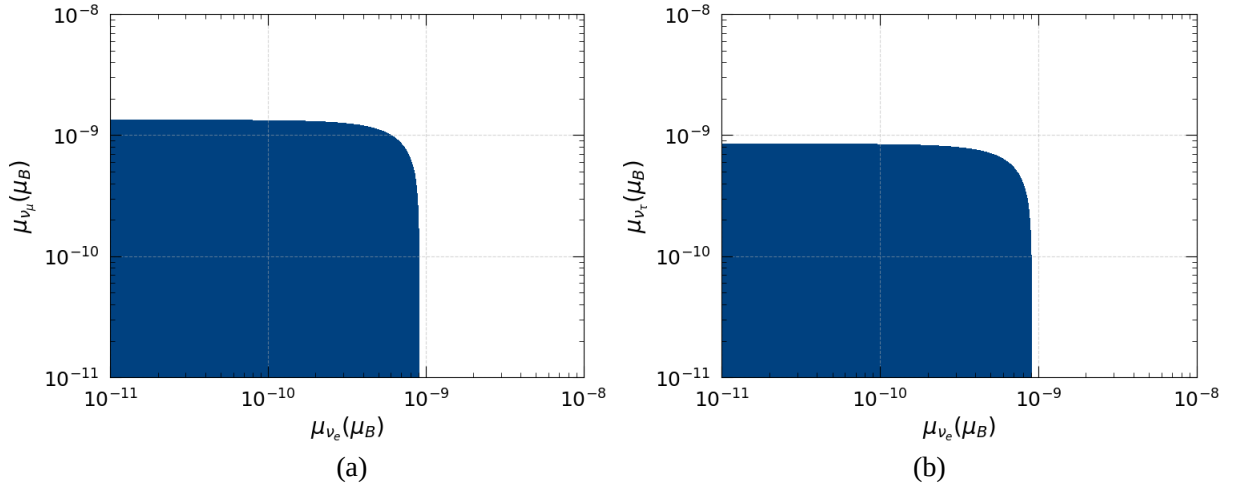
Tablo 5. Nötrino yük-yarıçapı için mevcut bazı üst-limit değerleri

Yöntem	Deney	Sınır [10^{-32}cm^2]	C.L.	Referans
Reaktör $\bar{\nu}_e - e^-$	Krasnoyarsk	$ \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 7.3$	90%	(Vidyakin vd., 1992)
	TEXONO	$-4.2 < \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 6.6$	90%	(Deniz vd., 2010)
Hızlandırıcı $\nu_e - e^-$	LAMPF	$-7.12 < \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 10.88$	90%	(Allen vd., 1993)
	LSND	$-5.94 < \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 8.28$	90%	(Auerbach vd., 2001)
Hızlandırıcı $\nu_\mu - e^-$	BNL-E734	$-4.22 < \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle < 0.48$	90%	(Ahrens vd., 1990)
	CHARM-II	$ \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle < 1.2$	90%	(Vilain vd., 1995)
CEvNS	COHERENT (CsI)	$-67 < \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 10$	90%	(Khan, 2023 ^a)
		$-60 < \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle < 5$	90%	(Khan, 2023 ^a)
	COHERENT (CsI+LAr)	$\langle r_{\nu_e}^2 \rangle \in [-61.2, -48.2]$ $\cup [-4.7, 2.2]$	90%	(De Romeri vd., 2023)
		$\langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle \in [-58.2, -52.1]$	90%	(De Romeri vd., 2023)
KM Doğrudan saptama deneyleri	PandaX4T+LZ +XENONnT	$-99.5 < \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 12.8$ $-82.2 < \langle r_{\nu_{\mu/\tau}}^2 \rangle < 88.7$	90%	(Giunti ve Ternes, 2023)

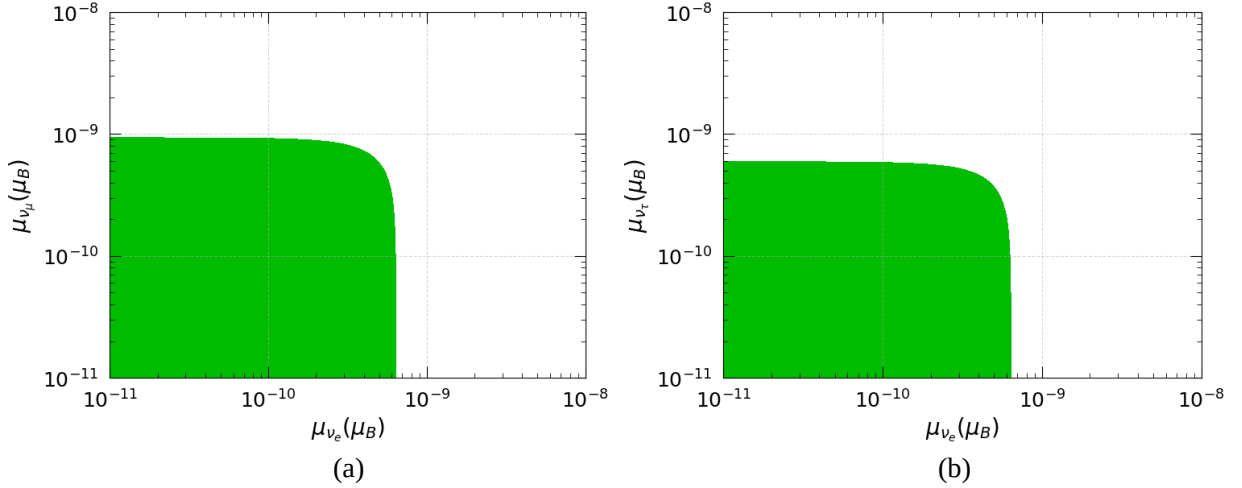
Nötrino yük yarıçapının önceki bazı üst-limit değerleri Tablo 5’te listelenmiştir. Burada, TEXONO, LAMPF, LSND, BNL-E734 ve CHARM-II deneylerinde yayınlanan sınırların yarısı veriliyor çünkü bu çalışmalarda 2 kat farklılık gösteren bir kural kullanmışlardır. Mevcut sonuçlar, reaktör ve hızlandırıcı sonuçlarıyla rekabetçi davranış göstermektedir. COHERENT-(CsI) analiz verilerine göre yaklaşık 1 mertebe iyileşme sağlanırken, COHERENT-(CsI+LAr) verilerinde elektron nötrinosunun yük yarıçapı için elde edilen sonuçlara göre aynı mertebede, müon nötrinosunun yük yarıçapı için elde edilen sonuçlara göre ise yaklaşık 1 mertebe daha iyi kısıtlama sağlanmaktadır. Gerçekçi ve iyimser senaryolarda ise Tablo 5’ten de görüldüğü gibi daha iyi sınır değerler türetilmiştir.

3.3. Nötrino Manyetik Momenti

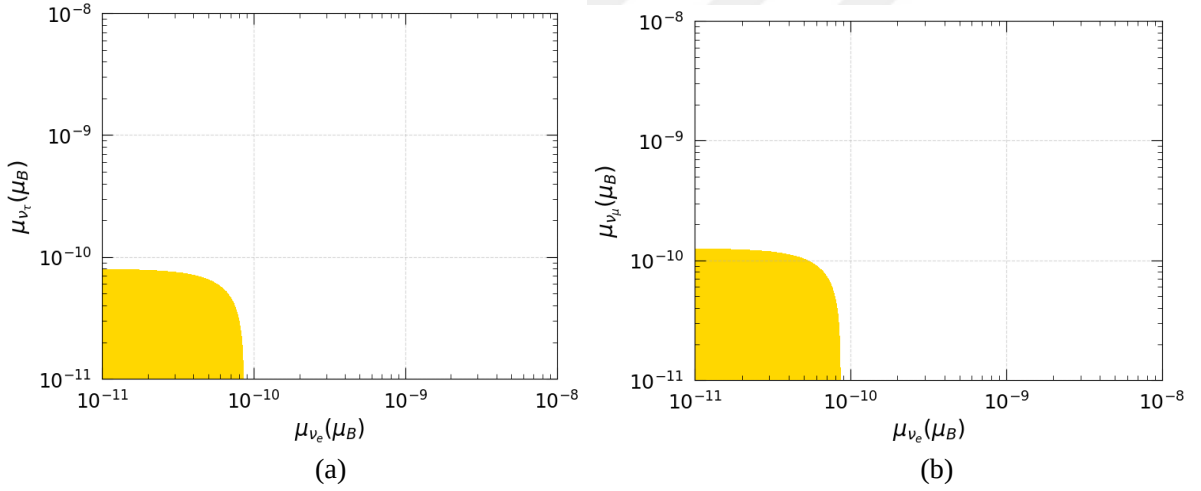
Nötrino manyetik momenti için $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verilerinden ve öngörülen senaryolardan türetilen izinli bölgeler Şekil 23, Şekil 24 ve Şekil 25’te gösterilmektedir.



Şekil 23. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10 verileri kullanılarak türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler



Şekil 24. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde gerçekçi senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler



Şekil 25. Nötrino manyetik momenti için (a) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve (b) $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde iyimser senaryo ile türetilen %90 C.L. izin verilen bölgeler

Şekil 23(a) ve Şekil 23(b)'de görüldüğü gibi, $\mu_{\nu_e} < 9.05 \times 10^{-10} \mu_B$, $\mu_{\nu_\mu} < 1.43 \times 10^{-9} \mu_B$ ve $\mu_{\nu_\tau} < 1.12 \times 10^{-9} \mu_B$ üst-limit değerleri elde ediliyor. Ayrıca gerçekçi senaryo için Şekil 24(a) ve Şekil 24(b)'de $\mu_{\nu_e} < 6.24 \times 10^{-10} \mu_B$, $\mu_{\nu_\mu} < 9.34 \times 10^{-10} \mu_B$ ve $\mu_{\nu_\tau} < 5.97 \times 10^{-10} \mu_B$ değerlerine ulaşıyor. İyimser senaryoda, Şekil 25(a) ve Şekil 25(b)'de görüleceği üzere, manyetik momentleri için $\mu_{\nu_e} < 8.55 \times 10^{-11} \mu_B$, $\mu_{\nu_\mu} < 1.98 \times 10^{-10} \mu_B$ ve $\mu_{\nu_\tau} < 8.01 \times 10^{-11} \mu_B$ üst-limit değerleri elde ediliyor. Bu sınırlar CDEX-10 verilerinden elde edilenlere göre yaklaşık 1 merteye iyileşme sağlamaktadır.

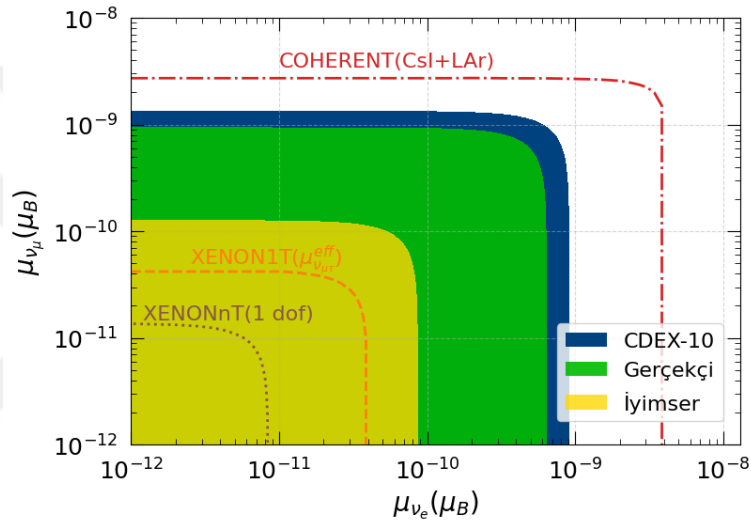
Daha önceki çalışmalardan elde edilen nötrino manyetik momenti için üst-limit değerleri Tablo 6'da verilmiştir. Mevcut sonuçların, nükleer reaktör, hızlandırıcı ve solar

nötrino kaynaklı deney verileri kullanılarak elde edilen kısıtlamalarla neredeyse aynı olduğu görülüyor. Bununla birlikte, COHERENT-(CsI) verilerinden ve COHERENT-(CsI+LAr) verilerinin birleşik analizinden elektron nötrinosunun manyetik momenti için elde edilen sonuçlara göre sırasıyla %77.4 ve %74.9 daha iyi üst-limit değerleri elde ediliyor. Müon nötrinosunun manyetik momenti için COHERENT-(CsI) verilerinden ve COHERENT-(CsI+LAr) verilerinin birleşik analizinden elde edilen sonuçlara göre sırasıyla %97 ve %99.4 iyileştirme sağlanıyor.

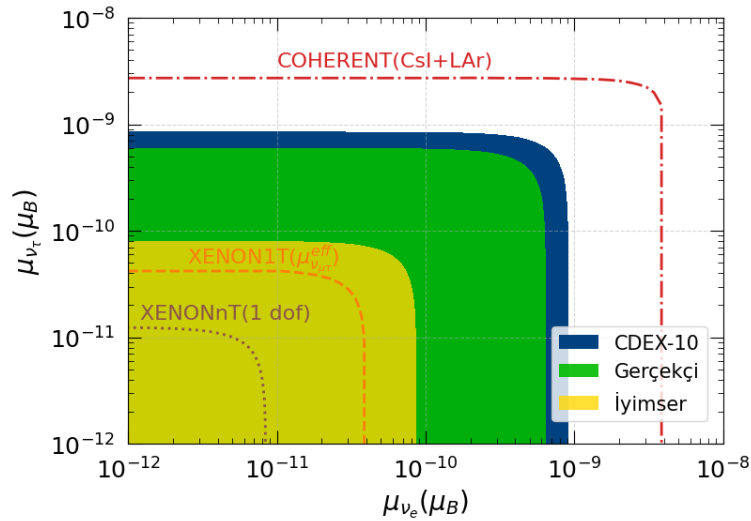
Tablo 6. Nötrino manyetik momenti için mevcut bazı üst-limit değerleri

Yöntem	Deney	Sınır ($10^{-10} \mu_B$)	C.L.	Referans
Reaktör $\bar{\nu}_e - e^-$	Krasnoyarsk	$\mu_{\nu_e} < 2.4$	90%	(Vidyakin vd., 1992)
	Rovno	$\mu_{\nu_e} < 1.9$	90%	(Derbin vd., 1993)
	MUNU	$\mu_{\nu_e} < 0.9$	90%	(Daraktchieva vd., 2005)
	TEXONO	$\mu_{\nu_e} < 0.74$	90%	(Wong vd., 2007)
	GEMMA	$\mu_{\nu_e} < 0.29$	90%	(Beda vd., 2012)
Hızlandırıcı $\nu_e - e^-$	LAMPF	$\mu_{\nu_e} < 11$	90%	(Allen vd., 1993)
Hızlandırıcı $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) - e^-$	BNL-E734	$\mu_{\nu_\mu} < 8.5$	90%	(Ahrens vd., 1990)
	LAMPF	$\mu_{\nu_\mu} < 7.4$	90%	(Allen vd., 1993)
	LSND	$\mu_{\nu_\mu} < 6.8$	90%	(Auerbach vd., 2001)
Hızlandırıcı $(\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau) - e^-$	DONUT	$\mu_{\nu_\tau} < 3900$	90%	(Schwienhorst vd., 2001)
Solar $\nu_e - e^-$	Super-Kamiokande	$\mu_S (E_\nu \gtrsim 5 \text{ MeV}) < 1.1$	90%	(Liu vd., 2004)
	Borexino	$\mu_S (E_\nu \lesssim 1 \text{ MeV}) < 0.54$	90%	(Arpesella vd., 2008)
CEvNS	COHERENT (CsI)	$ \mu_{\nu_e} < 40$	90%	(Khan, 2023 ^a)
		$ \mu_{\nu_\mu} < 4$	90%	(Khan, 2023 ^a)
	COHERENT (CsI+LAr)	$\mu_{\nu_e} < 36 \text{ (38)}$	90%	(De Romeri vd., 2023)
		$\mu_{\nu_\mu} < 24 \text{ (26)}$	90%	(De Romeri vd., 2023)
KM Doğrudan saptama deneyleri	PandaX-4T+ LZ,+XENONnT	$ \mu_{\nu_e} < 0.103$ $ \mu_{\nu_{\mu/\tau}} < 0.156$	90%	(Giunti ve Ternes, 2023)

Ayrıca, Şekil 26 ve 27’de sırasıyla, $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ ve $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde CDEX-10, gerçekçi ve iyimser senaryolarından elde edilen sonuçlar birlikte sunuluyor ve bunlar XENON1T (Aprile vd., 2020; Yue vd., 2021), XENONnT (Khan, 2023) ve COHERENT-(CsI+LAr) (De Romeri vd., 2023) verileri için türetilen sonuçlarla karşılaştırılıyor. Buradaki XENONnT sonuçları 1 serbestlik dereceli analiz ile türetilmiştir. COHERENT-(CsI+LAr) sonuçları ise iki etkin manyetik moment eşzamanlı alınarak (2 serbestlik dereceli) analiz gerçekleştirilmiştir.



Şekil 26. Nötrino manyetik momenti için $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\mu}$ parametre düzlemlerinde COHERENT (CsI+LAr), XENON1T ve XENONnT verileri için türetilen sonuçlarla karşılaştırma



Şekil 27. Nötrino manyetik momenti için $\mu_{\nu_e} - \mu_{\nu_\tau}$ parametre düzlemlerinde COHERENT (CsI+LAr), XENON1T ve XENONnT verileri için türetilen sonuçlarla karşılaştırma

4. SONUÇLAR

- CEvNS, SM çerçevesinde iyi bir şekilde öngörüldüğünden, burada görülecek bir sapma yeni fiziği temsil edecektir. Deneysel gözlemlerindeki ve bu gözlemlerde yapılan iyileştirmelerdeki başarı, CEvNS ile ilgili hem deneysel hem de teorik olarak bilimsel faaliyetleri tetiklemiştir. Bu süreç, SM'nin temel parametrelerini ve SM-ötesi yeni fiziği araştırmak için umut verici yeni bir çerçeve sağlar. Örneğin, nötrinoların elektromanyetik özelliklerini incelemek için yaygın olarak kullanılır. CEvNS, özellikle KM doğrudan saptama deneyleri için de bir arka plan oluşturur; solar, süpernova ve atmosferik nötrinoların CEvNS etkileşimlerinden kaynaklanan sözde “nötrino tabanı”³, sonunda yeni nesil WIMP dedektörlerinin hassasiyetini sınırlayacaktır. Solar ve süpernova nötrinolarına geri tepmeye duyarlı büyük dedektörler de erişebildiğinden, bu aynı zamanda bir sinyal fırsatını da temsil etmektedir.
- Nötrinolar SM'de elektriksel olarak yüksüz oldukları halde, SM'nin Dirac nötrinolarını içeren çeşitli genişletilmiş versiyonlarında nötrinoların elektrik yükleri keyfi olarak herhangi bir değer alabilir. Şu anda bununla ilgili bilgiler çoğunlukla deneylerden gelmektedir ve sınırlar büyük ölçüde incelenmekte olan sürece bağlıdır. Bu çalışmada, solar nötrino kaynaklı güncel CDEX-10 deneyinden elde edilen veriler kullanılarak nötrinoların elektromanyetik özellikleri (nötrino miliyükü, nötrino manyetik momenti ve nötrino yük yarıçapı) için üst-limit değerleri türetilmiştir. Burada, Linhard sönüm faktörü kullanılarak nükleer geri tepme enerjisi verileri elektron eşdeğer enerjiye dönüştürülür. SM CEvNS olay sayısı ile birlikte nötrino miliyükü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino manyetik momentin bireysel katkılarının olay sayıları Ge ve Xe hedef çekirdekleri için çekirdek geri tepme kinetik enerjisinin fonksiyonu olarak gösterildi. Her bir nötrino elektromanyetik özellik için ayrı ayrı iki boyutlu parametre uzayında veri analiz sonuçları sayısal olarak sunuldu.

³ Nötrino tabanı, KM doğrudan saptama deneylerinde araştırılan WIMP benzeri KM modellerinde teorik bir alt sınırdır. Genellikle, KM sinyallerinin, nötrinolardan gelen oldukça benzer görünümlü bir arka planın altında gizlendiği nokta olarak yorumlanır.

- İlk olarak ele alınan nötrino milliyüğü, teorik ve gözlemsel açıdan son derece önemlidir. Nötrino miliyüğü için CDEX-10 veri analizinden elde edilen üst-limit değerleri, SLAC ve BEBC sınırlarına göre önemli bir iyileştirme sağlamıştır. Öte yandan, PandaX-4T, LZ ve XENONnT KM doğrudan saptama deneylerinden elde edilen verilerin birleşik analizine göre, geri tepme enerjisi CEvNS sürecindekine göre çok daha büyük olduğu için nötrino-elektron saçılmasının sınırları çoğu durumda birkaç mertebe daha iyi kısıtlama sağlar. Son XENONnT deneyinin sınırları şu anda en iyi kısıtlamayı sağlamaktadır. Nötrino yük yarıçapı katkısının SM ile girişimi vardır, ancak geri tepme enerjisinin ters kuvvetiyle orantılılığı ve hedef kütle bağımlılığı yoktur. Elde ettiğimiz sonuçlar, reaktör ve hızlandırıcı sonuçlarıyla uyum içindedir. CEvNS çerçevesinde nötrino manyetik momentinin katkısını incelediğimizde, elde ettiğimiz verilerin literatürde yer alan en iyi değerlere yakın olduğunu gördük. Nötrinin bu elektromanyetik özelliği, kütleli nötrino keşfinin ilginç bir sonucudur. SM CEvNS ile hiçbir etkileşimi yoktur, dolayısıyla katkısı doğrudan SM tesir kesitine eklenir. Sürecin olay sayıları, solar nötrino akısı ile tesir kesitinin integralinin ilişkilendirilmesi sonucunda elde edilir. Bu elektromanyetik özelliğin etkisi, nükleer geri tepme enerjisinin düşük bölgesindeki spektrumu artırır. Dikkate alınan referans noktaları için daha küçük değerler SM sinyaline küçük bir etkiye katkıda bulunur. Ayrıca daha ağır hedef, sürecin nükleon sayısına bağlı olmasından beklendiği gibi daha büyük spektrum sağlar.

Tablo 7. Nötrino elektromanyetik özellikleri için CDEX-10 veri analizinden elde edilen üst-limit değerleri

Nötrino miliyüğü ($\times 10^{-7} e$)	Nötrino yük yarıçapı ($\times 10^{-32} \text{cm}^2$)	Nötrino manyetik momenti ($\times 10^{-9} \mu_B$)
$ q_{\nu_e} < 1.66$	$ \langle r_{\nu_e}^2 \rangle < 4.65$	$ \mu_{\nu_e} < 0.905$
$ q_{\nu_\mu} < 2.42$	$ \langle r_{\nu_\mu}^2 \rangle < 6.80$	$ \mu_{\nu_\mu} < 1.43$
$ q_{\nu_\tau} < 1.54$	$ \langle r_{\nu_\tau}^2 \rangle < 4.32$	$ \mu_{\nu_\tau} < 1.12$

- CEvNS çerçevesinde incelenen nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden nötrino miliyüğü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino manyetik momenti için elde edilen analiz sonuçlarının, literatürle uyumlu olduğu görülmektedir. Nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin gözlemleri, SM-ötesi fizik için güçlü bir kanıt olmanın yanı sıra önemli astrofiziksel çıkarımlara da sahip olacaktır. Bununla birlikte, SM çerçevesinde nötrinoların Dirac doğasını ve elektrik yüklerinin dekuantizasyonunu destekleyecektir.



5. ÖNERİLER

- Bu tez çalışmasında, güncel CDEX-10 deneyinin verileri kullanılarak CE ν NS süreci aracılığıyla nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden nötrino mililyükü, nötrino yük yarıçapı ve nötrino manyetik momenti katkıları çalışıldı. Resmi tamamlamak için nötrinoların elektromanyetik özelliklerinin diğer olası belirtilerinin de çalışılması önerilebilir. Bunlardan bazıları şöyle sıralanabilir (Stankevich ve Studenikin, 2020):

1. Boşlukta, maddesel ve manyetik ortamlarda radyoaktif nötrino bozunumu,
2. Çerenkov nötrino radyasyonu,
3. Plazmonun bir nötrino-karşıt-nötrino çiftine bozunması,
4. Arkaplan madde ortamında ve elektromanyetik alanda hareket eden, sıfır olmayan manyetik (ve/veya elektrik) momente sahip bir nötrinodan kaynaklanan yeni bir tür elektromanyetik ışınım (spin light)⁴
5. Manyetik alanda ve/veya dönen madde ortamında nötrino enerjisi kuantizasyonu.

Bu etkilerin ortaya çıkması için en uygun koşullar çeşitli astrofizik ortamlarda gerçekleşebilir. Son olarak, nötrinoların radyoaktif bozunumu sürecinin bir sonucu olarak ortaya çıkabilen astrofiziksel nötrinoların kuantum dekoheransına ilişkin en son araştırmalar dikkate alınabilir.

- Yeni nesil KM doğrudan saptama deneyleri, CE ν NS sürecine duyarlı deneylerden biri olacaktır. Çünkü her ikisi de, nükleer geri tepme enerjisi spektrumunun keV-altı bölgesinde benzer deneysel izlere sahiptir. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar, nötrino kaynaklı diğer mevcut ve gelecekteki deneylerin yeni fizik arayışında yararlı olacaktır. Dolayısıyla diğer KM deneylerinin verileri kullanılarak CE ν NS süreci aracılığıyla SM-ötesi modellerin araştırılması önerilmektedir. Bu bağlamda, mevcut ve özellikle gelecekteki KM doğrudan saptama deneylerinin, nötrino elektromanyetik özelliklerini test etmek için güçlü bir araç sağlayacağı söylenebilir.

⁴ Bu ışınım kuantum spin-dönüşü geçişlerinden kaynaklanmaktadır.

6. KAYNAKLAR

- Aartsen, M. G. vd. [IceCube İşbirliği]. (2018). Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert. *Science*, 361(6398), 147-151.
- Abdurashitov, J. N. vd. [Sage İşbirliği]. (2002). Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate by the Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment During One Half of the 22-Year Cycle of Solar Activity. *J.Exp.Theor.Phys.*, 95, 181-193.
- Abe, K. vd. [Super-Kamiokande İşbirliği]. (2011). Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. *Phys. Rev. D*, 83(5), 052010.
- Agostini, M. vd. [Borexino İşbirliği]. (2019). Simultaneous precision spectroscopy of pp, ^7Be , and pep solar neutrinos with Borexino Phase-II. *Phys. Rev. D*, 100(8), 082004.
- Aharmim, B. vd. [SNO İşbirliği]. (2013). Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. C*, 88(2), 025501.
- Ahmad, Q. vd. [SNO İşbirliği]. (2002). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89(1), 011301.
- Ahrens, L. vd. (1990). Determination of electroweak parameters from the elastic scattering of muon neutrinos and antineutrinos on electrons. *Phys. Rev. D*, 41(11), 3297.
- Aker, M. vd. (2022). Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity. *Nature Phys.*, 18(2), 160.
- Akhmedov, E. K. (2000). Neutrino physics. *arXiv:hep-ph/0001264*.
- Akimov, D. vd. [COHERENT İşbirliği]. (2022). Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT. *Physical Review Letters*, 129(8), 081801.
- Akimov, D. vd. (2022). Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications. *arXiv:2203.07361v1 [hep-ph]*.
- Akimov, D. vd. [COHERENT İşbirliği]. (2017). Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *arXiv:1708.01294 [nucl-ex]*.
- Akimov, D. vd. [COHERENT işbirliği]. (2022). Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment. *Phys. Rev. D*, 106(3), 032003.
- Allen, R. vd. (1993). Study of electron-neutrino—electron elastic scattering at LAMPF. *Phys. Rev. D*, 47(1), 11.

- Aprile, E. vd. [Xenon İşbirliği]. (2022). Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT. *Phys. Rev. Lett.*, 129(16), 161805.
- Aprile, E. vd. [Xenon İşbirliği]. (2020). Excess electronic recoil events in XENON1T. *Physical Review D*, 102(7), 072004.
- Araki, T. vd. (2005). Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND. *Nature*, 436(7050), 499-503.
- Arpesella, C. vd. [Borexino İşbirliği]. (2008). Direct Measurement of the Be7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. *Phys. Rev. Lett.*, 101(9), 091302.
- Auerbach, L. vd. [LSND İşbirliği]. (2001). Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering. *Phys. Lett. D*, 63(11), 112001.
- Babu, K. S., Gould, T. M., & Rothstein, I. Z. (1994). Closing the windows on MeV Tau neutrinos. *Phys. Lett. B*, 321(1-2), 140-144.
- Bahcall, J. N. (1987). Neutrino-electron scattering and solar neutrino experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 59(2), 505.
- Bahcall, J. N., Serenelli, A., & Basu, S. (2005). New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. *The Astrophysical Journal*, 621(1), L85.
- Bahcall, J., & Bethe, H. (1990). Solution of the solar-neutrino problem. *Phys. Rev. Lett.*, 65(18), 2233.
- Bahcall, J., & Serenelli, A. (2005). How Do Uncertainties in the Surface Chemical Composition of the Sun Affect the Predicted Solar Neutrino Fluxes? *The Astrophysical Journal*, 626(1), 530.
- Barate, R. vd. (2000). Searches for higgs bosons. *EPJ*, C2(395). <https://pdg.lbl.gov> adresinden alındı
- Barranco, J., Bolanos, A., Garces, E., Miranda, O., & Rashba, T. (2012). Tensorial NSI and Unparticle physics in neutrino scattering. *Int. J. Mod. Phys. A*, 27(25), 1250147.
- Barranco, J., Miranda, O., & Rashba, T. (2005). Probing new physics with coherent neutrino scattering off nuclei. *J. High Energy Phys.*, 2005(12), 021.
- Baxter, D. vd. (2020). Coherent elastic neutrino-nucleus scattering at the European Spallation Source. *J. High Energy Phys.*, 2020(2), 1-38.
- Beacom, J. F., & Vogel, P. (1999). Neutrino magnetic moments, flavor mixing, and the Super-Kamiokande solar data. *Physical Review Letters*, 83(25), 5222.
- Beda, A. vd. (2012). The results of search for the neutrino magnetic moment in GEMMA experiment. *Adv. High Energy Phys.*, 2012(1), 350150.
- Bednyakov, V., & Naumov, D. (2018). Coherency and incoherency in neutrino-nucleus elastic and inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, 98(5), 053004.

- Bellenghi, C. vd. (2019). Coherent elastic nuclear scattering of ^{51}Cr neutrinos. *Eur. Phys. J. C*, 79(9), 1-5.
- Bellini, G. vd. [Borexino İşbirliği]. (2011). Precision Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino. *Phys. Rev. Lett.*, 107(14), 141302.
- Bellini, G. vd. [Borexino İşbirliği]. (2014). Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy. *Phys. Rev. D*, 89(11), 112007.
- Bernabeu, J. vd. (2000). Charge radius of the neutrino. *Physical Review D*, 62(11), 113012.
- Bernstein, J. (1974). Spontaneous symmetry breaking, gauge theories, the Higgs mechanism and all that. *Reviews of modern physics*, 46(1), 7.
- Billard, J., Strigari, L., & Figueroa-Feliciano, E. (2015). Solar neutrino physics with low-threshold dark matter detectors. *Phys. Rev.*, D91(095023).
- Bionta, R. M. vd. (1987). Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. *Phys. Rev. Lett.*, 58(14), 1494.
- Bischer, I., & Rodejohann, W. (2019). General neutrino interactions from an effective field theory perspective. *Phys. B*, 947, 114746.
- Bjorken, J. D. & Drell, S. D., (1964). Relativistic Quantum Mechanics, First Edition, McGraw Hill Book Company, United States of America.
- Bœhm, C., Cerdeno, D., Fairbairn, M., Machado, P., & Vincent, A. (2020). Light new physics in XENON1T. *Phys. Rev. D*, 102(11), 115013.
- Bonhomme, A. vd. (2022). Direct measurement of the ionization quenching factor of nuclear recoils in germanium in the keV energy range. *Eur. Phys. J. C*, 82(9), 815.
- Broggini, C., Giunti, C., & Studenikin, A. (2012). Electromagnetic properties of neutrinos. *Advances in High Energy Physics*, 2012(1), 459526.
- Cadeddu, M. (2018). Neutrino charge radii from COHERENT elastic neutrino-nucleus scattering. *Physical Review D*, 98(11), 113010.
- Cadeddu, M., Dordei, F., Giunti, C., Li, Y. F., & Zhang, Y. Y. (2020). Neutrino, electroweak, and nuclear physics from COHERENT elastic neutrino-nucleus scattering with refined quenching factor. *Phys. Rev. D*, 101(3), 033004.
- Cadeddu, M., & Dordei, F. (2019). Reinterpreting the weak mixing angle from atomic parity violation in view of the Cs neutron rms radius measurement from COHERENT. *Phys. Rev. D*, 99(3), 033010.
- Caprini, C., & Ferreira, P. G. (2005). Constraints on the electrical charge asymmetry of the universe. *JCAP*, 02(006).
- Cleveland, B. vd. (1998). Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. *Astrophys. J.*, 496(1), 505.

- Collar, J. I., Kavner, A. R., & Lewis, C. M. (2021). Germanium response to sub-keV nuclear recoils: A multipronged experimental characterization. *Phys. Rev. D*, 103(12), 122003.
- Coloma, P. vd. (2022). Constraining new physics with Borexino Phase-II spectral data. 07(138).
- Coloma, P., Gonzalez-Garcia, M., Maltoni, M., & Schwetz, T. (2017). COHERENT enlightenment of the neutrino dark side. *Phys. Rev. D*, 96(115007). doi:arXiv:1708.02899
- Cramér, H. (1928). On the composition of elementary errors. *Scandinavian Actuarial Journal*, 1928(1), 13-74. doi:10.1080/03461238.1928.10416862
- Daraktchieva, Z. vd. [Munu İşbirliği]. (2005). Final results on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment. *Phys. Lett. B*, 615(3-4), 153-159.
- Das, P., Dasa, M. K., & Khan, N. (2020). Phenomenological study of neutrino mass, dark matter and baryogenesis within the framework of minimal extended seesaw. *Journal of High Energy Physics*, 2020(18).
- Davidson, S., Campbell, B., & Bailey, D. (1991). Limits on particles of small electric charge. *Phys. Rev. D*, 43(7), 2314.
- Davis Jr, R., Harmer, D., & Hoffman, K. (1968). Search for Neutrinos from the Sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20(21), 1205.
- De Romeri, V., Miranda, O. G., Papoulias, D. K., Sanchez Garcia, G., Tórtola, M., & Valle, J. W. (2023). Physics implications of a combined analysis of COHERENT CsI and LAr data. *Journal of High Energy Physics*, 2023(4), 1-41.
- Demirci, M., & Mustamin, M. F. (2021). Study of non-standard neutrino interactions in future coherent elastic neutrino nucleus scattering experiments. *Braz. J. Phys.*, 51(3), 813-819.
- Demirci, M., & Mustamin, M. F. (2024). Solar neutrino constraints on light mediators through coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Phys. Rev. D*, 109(1), 015021.
- Deniz, M. vd. [TEXONO İşbirliği]. (2010). Measurement of electron anti neutrino-electron scattering cross section with a CsI(Tl) scintillating crystal array at the Kuo-Sheng nuclear power reactor. *Phys. Rev. D*, 81(7), 072001.
- Dent, J. B. vd. (2017). Probing light mediators at ultralow threshold energies with coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Phys. Rev. D*, 96(9), 095007.
- Derbin, A. I., Chernyĭ, A. V., Popeko, L. A., Muratova, V. N., Shishkina, G. A., & Bakhlanov, S. I. (1993). Experiment on antineutrino scattering by electrons at a reactor of the Rovno nuclear power plant. *JETP Lett.*, 57, 768.
- De Salas, P. F. vd. (2021). 2020 global reassessment of the neutrino oscillation picture. *JHEP* 2021(2), 1-36.

- Drukier, A., & Stodolsky, L. (1984). Physical Review D. *Principles and Applications of A Neutral-Current Detector for Neutrino Physics and Astronomy*, 30(11), 2295.
- Eguchi, K. vd. [KamLAND İşbirliği]. (2003). First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90(2), 021802.
- Essig, R., Sholapurkar, M., & Yu, T. T. (2018). Solar Neutrinos as a Signal and Background in Direct-Detection Experiments Searching for Sub-GeV Dark Matter With Electron Recoils. *Phys. Rev. D*, 97(9), 095029.
- Flores, L. J., Nath, N., & Peinado, E. (2022). CEvNS as a probe of flavored generalized neutrino interactions. *Phys. Rev. D*, 105(055010).
- Fogli, G. L., Lisi, E., Marrone, A., Montanino, D., & Palazzo, A. (2002). Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations. *Phys. Rev. D*, 66(5), 053010.
- Freedman, D. Z. (1974). Coherent Effects of A Weak Neutral Current. *Physical Review D*, 9(5), 1389.
- Fukuda, Y. vd. [Super-Kamiokande İşbirliği]. (1999). Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 82(13), 2644.
- Gava, J., Kneller, J., Volpe, C., & McLaughlin, G. (2009). Dynamical Collective Calculation of Supernova Neutrino Signals. *Phys. Rev. Lett.*, 103(7), 071101.
- Geng, X. P. vd. (2023^a). Projected sensitivity of the CDEX-50 experiment. *arXiv:2309.01843 [hep-ex]*.
- Geng, X. P. vd. [CDEX İşbirliği]. (2023^b). Search for exotic neutrino interactions using solar neutrinos in the CDEX-10 experiment. *Phys. Rev. D* 107(11), 112002.
- Giunti, C. (2020). General COHERENT constraints on neutrino nonstandard interactions. *Phys. Rev. D*, 101(3), 035039.
- Giunti, C., & Studenikin, A. (2015). Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Rev. Mod. Phys.*, 87(2), 531.
- Giunti, C., & Ternes, C. A. (2023). Testing neutrino electromagnetic properties at current and future dark matter experiments. *Phys. Rev. D*, 108(9), 095044.
- Giunti, C. vd. (2016). Electromagnetic neutrinos in laboratory experiments and astrophysics. *Ann. Phys.*, 528(1-2), 198–215.
- Gninenko, S. N., Krasnikov, N. V., & Rubbia, A. (2007). New limit on millicharged particles from reactor neutrino experiments and the PVLAS anomaly. *Phys. Rev. D*, 75(7), 075014.
- Goldhaber, M., Grodzin, L., & Sunyar, A. W. (1958). Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, 109(1015).

- Hagmann, C., & Bernstein, A. (2004). Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino nucleus scattering. *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 51(5), 2151–2155.
- Harnik, R., Kopp, J., & Machado, P. A. (2012). Exploring nusignals in dark matter detectors. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 07(026).
- Hasert, F. (1973). Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett. B*, 46(138).
- Helm, R. H. (1956). Inelastic and elastic scattering of 187-Mev electrons from selected even-even nuclei. *Phys. Rev.*, 104(5), 1466.
- Ikeda, M. vd. (2007). Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande. *The Astrophysical Journal*, 669(1), 519.
- Janka, H.-T. (2012). Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 62(407), 407-451.
- Jiang, H. vd. [CDEX İşbirliği]. (2018). Limits on Light Weakly Interacting Massive Particles from the First 102.8 kg x day Data of the CDEX-10 Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 120(24), 241301.
- Kang, K. J. vd. (2013). Introduction to the CDEX experiment. *Front. Phys. (Beijing)*, 8, 412-437.
- Kayser, B. (1982). Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino-Spin Rotation. *Phys.Rev. D*, 26(1662).
- Khan, A. N. (2023^a). Neutrino Millicharge and Other Electromagnetic Interactions with COHERENT-2021 Data. *Nuclear Physics B*, 986, 116064.
- Khan, A. N. (2021). Constraints on general light mediators from PandaX-II electron recoil data. *Physics Letters B*, 819(136415).
- Khan, A. N. (2023^b). Light new physics and neutrino electromagnetic interactions in XENONnT. *Phys. Lett. B*, 837(137650).
- Laio, F. (2004). Cramer-von Mises and Anderson-Darling goodness of fit tests for extreme value distributions with unknown parameters. *Water Resources Research*, 40(9).
- Lederman, K. vd. (1962). Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Physical Review Letters*, 9(1), 36.
- Li, Y., & Xia, S. (2022). Constraining light mediators via detection of coherent elastic solar neutrino nucleus scattering. *Nucl. Phys. B*, 977, 115737.
- Lindhard, J., Nielsen, V., Scharff, M., & Thomsen, P. (1963). Integral equations governing radiation effects. *Selskab. Mat. Fys. Medd.*, 33(10).

- Liu, D. vd. [Super-Kamiokande İşbirliği]. (2004). Limits on the neutrino magnetic moment using 1496 days of Super-Kamiokande-I solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 93(2), 021802.
- Maltoni, M., & Gonzalez-Garcia, M. C. (2008). Phenomenology with Massive Neutrinos. *Phys. Rept.*, 460(1).
- Mustamin, M. F., & Demirci, M. (2021). Probing light new mediators on coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Andromeda Proceedings, BSM21*. doi:<https://doi.org/10.31526/ACP.BSM-2021.31>.
- Navas, S. vd. [Particle Data Group] (2024). *Phys. Rev. D* 110 (030001).
- Newstead, J. L., Lang, R. F., & Strigari, L. E. (2021). Atmospheric neutrinos in next-generation xenon and argon dark matter experiments. *Phys. Rev. D*, 104(115022).
- Nir, Y., & Gonzalez-Garcia, M. C. (2003). Neutrino masses and mixing: evidence and implications. *Rev. Mod. Phys.*, 75(345).
- Nowakowski, M., Paschos, E. A. ve Rodriguez, J. M. (2005) All electromagnetic form factors. *European Journal of Physics*, 26 (4), 545–560.
- Raffelt, G. (1999). Limits on neutrino electromagnetic properties—an update. *Phys. Rep.*, 320(319).
- Raffelt, G. vd. (2004). Supernova neutrinos: Flavor-dependent fluxes and spectra. Kanazawa, Japan: World Scientific.
- Salati, P. (1994). The laboratory and astrophysical constraints on the neutrino charge radius. *Astroparticle Physics*, 2(3), 269–290. doi:10.1016/0927-6505(94)90006-x
- Scholberg, K. (2006). Prospects for measuring coherent neutrino nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source. *Phys. Rev.*, D73(033005).
- Scholberg, K. (2012). Supernova Neutrino Detection. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 62(81), 81-103. doi:1205.6003.
- Scholberg, K. vd. [COHERENT İşbirliği] (2018). Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering by coherent. arXiv preprint arXiv:1801.05546.
- Schwemberger, T., & Yu, T.-T. (2022). Detecting beyond the standard model interactions of solar neutrinos in low-threshold dark matter detectors. *Physical Review D*, 106(1), 015002.
- Schwienhorst, R. vd. [DONUT İşbirliği]. (2001). A new upper limit for the tau-neutrino magnetic moment. *Phys. Lett. B*, 513(1-2), 23-29.
- She, Z. vd. [CDEX İşbirliği]. (2020). Direct Detection Constraints on Dark Photons with the CDEX-10 Experiment at the China Jinping Underground Laboratory. *Phys. Rev. Lett.*, 124(11), 111301.

- Sierra, D. A. (2018). Neutrino non-standard interactions and dark matter searches with multi-ton scale detectors. *J. High Energy Phys.*, 03(197).
- Sierra, D. A., Dutta, B., Kim, D., Snowden-Ifft, D., & Strigari, L. E. (2021). Coherent elastic neutrino-nucleus scattering with the ν BDX-DRIFT directional detector at next generation neutrino facilities. *Phys. Rev. D*, 104(033004).
- Sierra, D. A., De Romeri, V., & Rojas, N. (2018). COHERENT analysis of neutrino generalized interactions. *Phys. Rev. D*, 98(075018).
- Smirnov, M. F. (2002). Structure of neutrino mass matrix and CP-violation. *Nuclear Physics B*, 640, 233–282.
- Stankevich, K., & Studenikin, A. (2020). Neutrino quantum decoherence engendered by neutrino radiative decay. *Physical Review D*, 101(5), 056004.
- Studenikin, A. (2014). New bounds on neutrino electric millicharge from limits on neutrino magnetic moment. *Europhys. Lett.*, 107(21001).
- Studenikin, A., & Dvornikov, M. (2004). Electric charge and magnetic moment of a massive neutrino. *Phys. Rev. D*, 69(073001).
- Tomalak, O., Machado, P., Pandey, V., & Plestid, R. (2021). Flavor-dependent radiative corrections in coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *JHEP02*, 2021(097).
- Tubbs, D., & Schramm, D. (1975). Neutrino Opacities at High Temperatures and Densities. *Astrophysical Journal*, 201, 467-488.
- Usman, S. M. vd. (2015). AGM2015: Antineutrino Global Map 2015. *Scientific Reports*, 5(13945). doi:10.1038/srep13945
- Vidyakin, G. S. vd. (1992). Limitations on the magnetic moment and charge radius of the electron antineutrino. *JETP Lett.*, 55(206), 212.
- Vilain, P. vd. [CHARM II İşbirliği]. (1995). Experimental study of electromagnetic properties of the muon neutrino in neutrino-electron scattering. *Phys. Lett. B*, 345(1), 115-118.
- Yue, B., Liao, J., & Ling, J. (2021). Probing neutrino magnetic moment at the Jinping neutrino experiment. *JHEP08*, 2021(068).
- Wong, H. vd. [TEXONO İşbirliği]. (2007). Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the Kuo-Sheng nuclear power station. *Phys. Rev. D*, 75(1), 012001.
- Wu, C. vd. (1957). Experimental Test of Parity Conservation in β Decay. *Phys. Rev.*, 105(4), 1413–1414.
- Zuber, K. (1999). *Particle Astrophysics revised paperback version*. Bristol IOP: CRC Press. doi:https://doi.org/10.1201/9781003040064

7. EKLER

7.1. Temel Bağıntılar ve Gösterimler

Bu çalışmada Bjorken-Drell gösterimi kullanılmış (Bjorken & Drell, 1964) ve $\hbar = c = 1$ olan doğal birim sistemi seçilmiştir.

Dirac denklemi spin-1/2 parçacıkları için görelî dalga denklemdir ve

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m\right)\psi = 0 \quad (\text{E.1})$$

ile verilir. Burada ψ , dört bileşenli bir spinörü temsil eder. x^μ ve $\partial/\partial x^\mu$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ olmak üzere, sırasıyla

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z) \\ \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial x^0}, \frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3}\right) = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right) \quad (\text{E.2})$$

kontravaryant dörtlü-konum ve dörtlü-türev vektörüdür. (E.1) eşitliğinde geçen γ^μ , 4×4 'lük Dirac γ -matrisleridir:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (\text{E.3})$$

Burada $\mathbb{1}$, 2×2 'lik birim matristir ve σ^i , 2×2 'lik Pauli matrislerine karşılık gelir:

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{E.4})$$

Bu matrisler Hermityendir ve

$$[\sigma^i, \sigma^j] = 2i\epsilon^{ijk}\sigma^k, \quad \{\sigma^i, \sigma^j\} = 2\delta^{ij}\mathbb{1} \quad (\text{E.5})$$

sıra değişim ve karşıit sıra değişim bağıntılarını sağlar. Burada yapı sabiti ε^{ijk} , Levi-Civita sembolüdür ve Einstein toplam notasyonu kullanılır. Bu sıra değişim bağıntıları Pauli matrislerini Lie cebri temsiline, karşıit sıra değişim bağıntıları ise Clifford cebri temsiline üreticileri haline getirir. Dolayısıyla, Dirac γ -matrisleri de Clifford cebrine uyarlar:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (\text{E.6})$$

Metrik tensör $g^{\mu\nu}$

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{E.7})$$

olarak tanımlanır. Ek matris γ^5 ise

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{E.8})$$

şeklinde tanımlanır. Dirac γ -matrislerinin temel bağıntıları

$$\begin{aligned} \gamma^\mu\gamma_\mu &= 4 \\ \gamma^\mu\gamma^\alpha\gamma_\mu &= -2\gamma^\alpha \\ \gamma^\mu\gamma^\alpha\gamma^\lambda\gamma_\mu &= 4g^{\alpha\lambda} \\ \gamma^\mu\gamma^\alpha\gamma^\lambda\gamma^\sigma\gamma_\mu &= -2\gamma^\sigma\gamma^\lambda\gamma^\alpha \\ \gamma^5\gamma^\mu + \gamma^\mu\gamma^5 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{E.9})$$

ile verilir. Dirac matrislerinin izi,

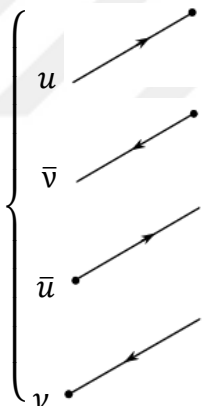
$$\begin{aligned} \text{İz}[1] &= 4 \\ \text{İz}[\gamma^\mu] &= \text{İz}[\gamma^5] = 0 \\ \text{İz}[\gamma^{\mu_1}\gamma^{\mu_2}\dots\gamma^{\mu_n}] &= \text{İz}[\gamma^{\mu_n}\dots\gamma^{\mu_2}\gamma^{\mu_1}] \\ \text{İz}[\gamma^{\mu_1}\gamma^{\mu_2}\dots\gamma^{\mu_{2n+1}}] &= 0 \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

$$\begin{aligned}
\text{İz}[\gamma^\mu \gamma^\nu] &= 4g^{\mu\nu} \\
\text{İz}[\gamma^\sigma \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\mu] &= 4(g^{\sigma\nu} g^{\rho\mu} - g^{\sigma\rho} g^{\nu\mu} + g^{\sigma\mu} g^{\nu\rho}) \\
\text{İz}[\gamma^5 \gamma^\sigma \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\mu] &= -4i\varepsilon^{\sigma\nu\rho\mu} = 4i\varepsilon_{\sigma\nu\rho\mu} \\
\text{İz}[\gamma^5] &= \text{İz}[\gamma^5 \gamma^\mu] = \text{İz}[\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu] = \text{İz}[\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho] = 0
\end{aligned}$$

olarak hesaplanmıştır.

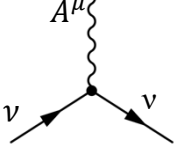
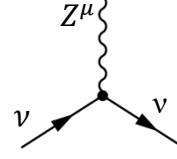
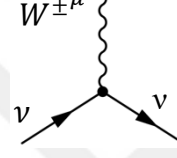
7.2. Feynman Kuralları: İlerleticiler ve Köşeler

Çalışmamızda geçen Feynman kuralları, u gelen ve $\bar{u}$ giden fermiyon, $\bar{\nu}$ gelen ve ν giden karşıt fermiyon olmak üzere ve ilerleticiler foton ve kütleli Z^0 , $W^\pm$ elektrozayıf ara bozonlar için,

Dış çizgiler	İlerletici
$\text{Spin } \frac{1}{2} :$	$\text{Spin } 1 :$
	$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{ig^{\mu\nu}}{k^2} \\ -\frac{i(g^{\mu\nu} - k^\mu k^\nu / m^2)}{k^2 - m^2} \end{array} \right. \quad (\text{E.11})$

esas alınarak Ek Tablo 1’de verilmiştir ve burada geçen çiftlenim sabitlerinin değerleri Ek Tablo 2’de sunulmuştur. Ayrıca SM CEvNS sürecinde nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden gelen katkılar için Feynman diyagramı ve köşe terimleri Ek Tablo 2’de verilmektedir.

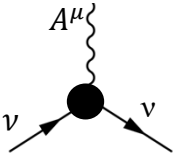
Ek Tablo 1. Elektrozayıf etkileşmeler için köşe terimleri

	Köşe çarpanı	Çiftlenim sabiti
	$-ig_e\gamma^\mu$	$g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$
	$-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)$	$g_Z = \frac{g_W}{\cos\theta_W}$
	$-\frac{ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$	$g_W = \frac{e}{\sin\theta_W}$

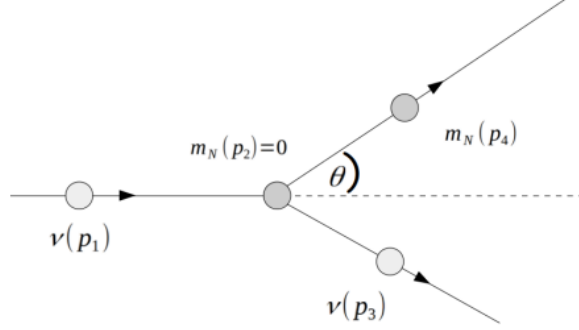
Ek Tablo 2. Yüksüz zayıf akım etkileşmesi için g_V ve g_A değerleri

f	$g_V = g_L + g_R = I_3 - 2\sin^2\theta_W$	$g_A = g_L - g_R = I_3$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$

Ek Tablo 3. Her bir nötrino elektromanyetik özelliği katkısı için köşe çarpanları

Köşe çarpanı	Milyük	Yük yarıçapı	Manyetik moment
	$-ieq_{\nu_\alpha}\gamma_\mu$	$-\frac{ie}{6}\langle r_\nu^2 \rangle k^2\gamma_\mu$	$-e\mu_{\nu_\alpha}\sigma^{\mu\nu}k_\nu$

7.3. Laboratuvar Gözlem Çerçevesinde Kinematik Eşitlikler



Ek Şekil 1. CEvNS sürecinin kinematik çerçevesi

CEvNS sürecinde (Ek Şekil 1) gelen ve saçılan nötrinolarla ilk ve son durumdaki çekirdeğin etkileşimi, dörtlü momentumlar cinsinden

$$v(p_1)N(p_2) \rightarrow v(p_3)N(p_4) \quad (\text{E.12})$$

ile gösterilir. Bu süreçte parçacıkların kütleleri

$$\begin{aligned} m_1 &= m_3 = m_\nu \approx 0 \\ m_2 &= m_4 = m_N \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

olarak alınır. İlk durumda hedef çekirdeğin momentumu sıfırdır:

$$\vec{p}_2 = 0, \quad E_2^2 = |\vec{p}_2|^2 + m_2^2 \Rightarrow E_2 = m_2 \quad (\text{E.14})$$

CEvNS sürecinde nötrinoların elektromanyetik özelliklerinden gelen katkıların tesir kesiti hesaplarında kullanılan kinematik eşitlikler,

$$\begin{aligned} p_i &= (E_i, \vec{p}_i), \quad i = 1, 2, 3, 4 \\ p_i \cdot p_j &= E_i E_j - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

dörtlü vektör çarpımları olmak üzere,

$$\begin{aligned} p_1 + p_2 &= p_3 + p_4 \\ E_1 + E_2 &= E_3 + E_4 \end{aligned} \quad (E.16)$$

enerji ve momentum korunumu ifadelerine dayanmaktadır:

$$\begin{aligned} p_i^2 &= m_i^2, \quad p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \\ p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 &= p_3^2 + p_4^2 + 2p_3 \cdot p_4 \\ p_1 \cdot p_2 &= p_3 \cdot p_4 = E_v m_N \end{aligned} \quad (E.17)$$

$$\begin{aligned} p_2 \cdot p_4 &= m_N(T_{nr} + m_N) \\ p_1 - p_3 &= p_4 - p_2 \\ p_1^2 + p_3^2 - 2p_1 \cdot p_3 &= p_4^2 + p_2^2 - 2p_4 \cdot p_2 \\ p_1 \cdot p_3 &= m_v^2 - m_N^2 + m_N(T_{nr} + m_N) \\ p_1 p_3 &= m_N T_{nr} \end{aligned} \quad (E.18)$$

$$\begin{aligned} p_1 - p_4 &= p_3 - p_2 \\ p_1^2 + p_4^2 - 2p_1 \cdot p_4 &= p_3^2 + p_2^2 - 2p_3 \cdot p_2 \\ p_1 p_4 &= p_2 p_3 \\ E_1 + E_2 &= E_3 + E_4 \\ E_3 &= E_v + m_N - (T_{nr} + m_N) = E_v - T_{nr} \\ p_2 p_3 &= m_N(E_v - T_{nr}) \end{aligned} \quad (E.19)$$

Momentum tranferi de aynı şekilde momentum korunumundan yazılabilir:

$$\begin{aligned} q &= p_1 - p_3 = p_4 - p_2 \\ q^2 &= p_1^2 + p_3^2 - 2p_1 \cdot p_3 = -2m_N T_{nr} \end{aligned} \quad (E.20)$$

$$\begin{aligned} q \cdot p_1 &= (p_1 - p_3) \cdot p_1 = p_1 \cdot p_1 - p_3 \cdot p_1 = -m_N T_{nr} \\ q \cdot p_2 &= (p_4 - p_2) \cdot p_2 = p_4 \cdot p_2 - p_2 \cdot p_2 = m_N(T_{nr} + m_N) - m_N^2 \\ q \cdot p_2 &= m_N T_{nr} \\ q \cdot p_3 &= (p_1 - p_3) \cdot p_3 = p_1 \cdot p_3 - p_3 \cdot p_3 = m_N T_{nr} \\ q \cdot p_4 &= (p_4 - p_2) \cdot p_4 = p_4 \cdot p_4 - p_2 \cdot p_4 = m_N^2 - m_N(T_{nr} + m_N) \\ q \cdot p_4 &= -m_N T_{nr} \end{aligned} \quad (E.21)$$

Son olarak laboratuvar referans çerçevesinde diferansiyel tesir kesiti ifadesi için

$$\frac{d\sigma}{dT_{nr}} = \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{32\pi m_N E_v^2} \quad (E.22)$$

kullanılmıştır.

ÖZGEÇMİŞ

Onur BAŞLI, İlköğrenimini ve lise eğitimini tamamladıktan sonra 2008-2009 öğretim yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümünde lisans eğitimine başladı. 2013 yılında bu bölümden mezun oldu. Özel sektörde yaptığı öğretmenlik deneyimlerinin ardından 2022-2023 öğretim yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda tezli yüksek lisans programına başlamak için Trabzon'a gelerek, burada Doç. Dr. Mehmet DEMİRCİ'nin danışmanlığında Yüksek Enerji Fiziği alanında çalışmaya başladı. The International Conference on Beyond Standard Model: From Theory to Experiment (BSM-2023) ve Türk Fizik Derneği 39.Uluslararası Fizik (TFD 2023) kongrelerinde ve İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı'nda (YEFİST 2024) sözlü sunumlar yaptı. 2024 yılı Şubat ayından itibaren Bursa Uludağ Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü'nde araştırma görevlisi olarak görev yapmaktadır. İyi derece İngilizce bilmektedir.

Bu tez kapsamında gerçekleştirilen çalışmalar:

1. Tam metin bildirisi: Probing neutrino magnetic moments with coherent elastic solar neutrino-nucleus scattering, Beyond Standard Model: From Theory to Experiment (BSM-2023), Andromeda Proceedings, doi:10.31526/BSM-2023.19
2. Özet bildirisi: Electromagnetic properties of neutrinos with coherent elastic neutrino-nucleus scattering, Turkish Physical Society 39th International Physics Congress, Muğla, Türkiye, 31 Ağustos - 04 Eylül 2023, ss.192
3. Özet bildirisi: Nötrinin Elektromanyetik Özelliklerinin Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılmasında İncelenmesi, 10. İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı (YEFİST 2024), İstanbul, Türkiye, 18 - 19 Mayıs 2024, ss.6
4. Poster bildirisi: Koherent Elastik Nötrino-Çekirdek Saçılması, 10. İstanbul Yüksek Enerji Fiziği Çalıştayı (YEFİST 2024), İstanbul, Türkiye, 18 - 19 Mayıs 2024, ss.3