



## Nötrinonun Elektromagnetik Özellikleri

Murat Köksal\*, İnanç Şahin

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 67100, Zonguldak

### Özet

Bu çalışmada, Dirac ve Majorana nötrinolarının elektromagnetik özellikleri tartışılmıştır. Standart model ötesi fizik araştırılmasında önemli bir yeri olan efektif lagranjiyen yöntemi kısaca açıklanmış ve bu yöntemde nötrinoların fotonla etkileşimine olanak sağlayan iki farklı efektif lagranjiyen incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Standart Model, Nötrino, Efektif lagranjiyen

### Electromagnetic Properties of the Neutrino

#### Abstract

In this paper, we have discussed the electromagnetic properties of Dirac and Majorana neutrinos. The effective lagrangian method which is crucial for physics beyond the standard model, is explained briefly. We have analysed two different effective lagrangians that allow neutrino photon interactions.

**Keywords:** Standart Model, Neutrino, Effective langrangian

### 1. Giriş

Nötrinolar ve antinötrinolar, kozmik ışınların atmosferdeki atom çekirdekleri ile etkileşmesiyle üretilen pionlar ve kaonların zayıf bozunumlarında, hızlandırıcılarda üretilen müonların bozunumunda, çekirdeğin beta bozunumunda, reaktörlerde uranyum ve plütonyumun fizyon üretimlerinde ve güneşteki nükleer reaksiyonlar gibi birçok süreçte üretilebilirler. Nötrinoların doğasını açıklamaya çalışan iki tanım vardır; bunlar Dirac ve Majorana tanımlarıdır. Dirac nötrinolarında sol eli ve sağ eli bileşenler birbirinden bağımsız iken Majorana nötrinolarında onlar birbirine bağlıdır. Standart Model (SM)' de nötrinolar sadece sol ellidir ve kütleleri yoktur. SM'de nötrinolar, kütsüz

olduklarından magnetik momentleri bulunmamaktadır. Nötrino magnetik momenti bir sol eli durum ile bir sağ eli durumun etkileşmesine ihtiyaç duyar. Bundan dolayı SM'e, nötrinonun sağ eli singletinin eklenmesiyle, nötrinolar bir magnetik momente sahip olurlar. Bu durumda Şekil 1'de gösterilen ilmek diyagramları aracılığıyla Dirac nötrinoları için bir magnetik moment elde edilebilir. Böylece, Dirac nötrinolarının magnetik momentleri nötrinoların kütleleri ile orantılı olarak (Lee ve Shrock 1977, Marciano ve Sanda 1977)

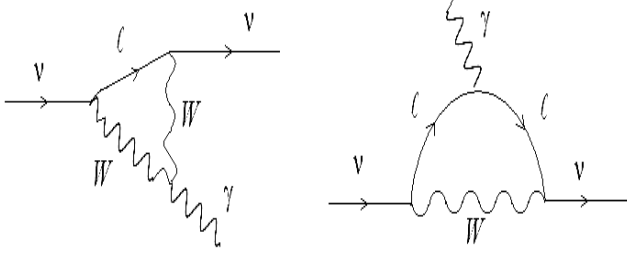
$$\mu_v = \frac{3G_F e}{8\sqrt{2}\pi^2} m_v = 3.2 \cdot 10^{-19} \left( \frac{m_v}{eV} \right) \mu_B \quad (1)$$

şeklinde elde edilir.

Elektronvolt (eV) mertebesindeki nötrino kütleleri oldukça küçük magnetik moment meydana

\*Sorumlu yazarın e-mail adresi: [koksals2@hotmail.com](mailto:koksals2@hotmail.com)

getirmesine rağmen, astrofizik açısından önemli bir etkiye sahiptir (Spergel vd. 2003, Cowsik ve McClelland 1972). Öte yandan, nötrino magnetik momentini artırabilecek değişik teoriler vardır (Babu ve Mathur 1987, Fukugida ve Yanagida 1987, Pal 1992).



Şekil 1.  $\bar{\nu}\nu\gamma$  köşesi için ilmek diyagramları.

Dirac nötrinolarının diğer bir elektromagnetik özelliği ise elektrik dipol momentleridir. Fakat Dirac nötrinolarına CPT değişmezliği uygulandığında, elektrik dipol momentlerinin olmadığı görülür.

Nötrinoların doğasını açıklamaya çalışan ikinci tanım Majorana yaklaşımıdır. Majorana nötrinolarının elektromagnetik özelliklerini incelemek için elektromagnetik alanda  $\sigma$  spin yönelimli bir Majorana nötrinosunu ele alalım. Elektromagnetik alandaki  $\sigma$  spin yönelimli bir Majorana nötrinosunun elektromagnetik enerjisi (Kim ve Pevsner 1993)

$$\mathbf{E}_{em} = -\mu_v \sigma \cdot \mathbf{B} - d_v \sigma \cdot \mathbf{E} \quad (2)$$

olarak verilir. Burada  $\mathbf{B}$  magnetik alan,  $\mathbf{E}$  elektrik alan,  $\mu_v$  ve  $d_v$  sırasıyla Majorana nötrinosunun magnetik moment ve elektrik dipol momentidir. Bu denkleme CPT değişmezliği uygulandığında,  $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$  ve  $\sigma \rightarrow -\sigma$  şeklinde dönüşeceğinden,

Majorana nötrinosunun elektromagnetik enerjisi

$\mathbf{E}_{em} \rightarrow -\mathbf{E}_{em}$  şeklinde dönüşür. Oysa CPT değişmezliğini uyguladığımızda, bir Majorana nötrinosu kendisine dönüşür ( $\nu = \bar{\nu}$ ) ve  $\mathbf{E}_{em}$  ifadesinin değişmemesi gerekir. Bundan dolayı, elektromagnetik alandaki  $\sigma$  spin yönelimli bir Majorana a nötrinosu için  $\mathbf{E}_{em} = 0$  sonucuna ulaşırız. Bu ise  $\mu_v = 0$  ve  $d_v = 0$  olması durumunda geçerlidir. Sonuç olarak Majorana nötrinosunun magnetik moment ve elektrik dipol momentleri yoktur.

## 2. Efektif Lagranjiyen Modeli

Zayıf etkileşmelerin eski teorisi olan Fermi teorisi, artan enerji skalası ile birlikte geçerliliğini yitirmiş ve yerini daha temel bir teori olan SM' e bırakmıştır. Bugün Fermi teorisinin doğru olmadığını ancak nispeten düşük enerjilerde efektif bir teori olarak çalışılabileceğini biliyoruz. Zayıf ve elektromagnetik teorileri birleştiren SM'in başarısı, teorik hesaplarla deneysel ölçümlerin karşılaştırılmasıyla sağlanır. Şu ana kadar yapılan bütün deneysel ölçümlerin hepsi SM ile açıklanabilmektedir. Bununla birlikte, SM' in hala cevaplayamadığı birçok fiziksel problem mevcuttur. Modelin içerdiği parçacıkların sayısı için kesin bir sınırlama yoktur. Belirli parametrelerin değerlerinin model tarafından öngörülemmez, ancak deneye başvurularak belirlenebilir. Evrenimiz maddeden oluşmuştur. Antimadde yok denecek kadar azdır. SM, madde-antimadde asimetrisini açıklamakta yeterli değildir. Bir diğer problemde nötrino kütleleridir. SM'e göre nötrinoların kütleleri yoktur. Fakat nötrinoların kütleyle sahip olduğu, nötrino osilasyonu deneylerinden bilinmektedir (Athanasopoulos vd. 1997, Apollonio vd. 1998, Boehm vd. 2001, Bemporad vd. 2002, Drexlin vd. 1994, Piepke 2001).

SM'i efektif bir teori olarak kabul edilirse, SM ötesindeki fizik efektif lagranjiyen yöntemi ile ele alınabilir. Bu yöntemdeki temel prensip, SM lagranjiyenine yeni terimler eklemek sureti ile genel efektif lagranjiyenler elde etmeye dayanır. SM'in mutlak doğru olmadığını ve belirli bir enerji skalasından sonra geçerliliğini yitireceğini kabul ettiğimize göre, daha genel efektif lagranjiyenler oluşturmakta hiçbir sakınca yoktur. Günümüz enerji skalasında SM iyi çalışan bir model olduğuna göre, bu efektif lagranjiyene başat katkı SM lagranjiyeninden gelmeli ve eklenen SM ötesi terimler küçük katkılar vermelidir. Efektif lagranjiyenin geçerli olabilmesi için, çalışılan enerji skalasının yeni fiziğin başladığı enerji skalasının altında olması gerekir.

Efektif lagranjiyenin oluşturulmasında farklı yöntemler izlenebilir. Örneğin, SM lagranjiyenine eklenecek olan yeni terimler SM'de bulunmayan parçacıkları ve bu parçacıklar ile SM parçacıkları arasındaki etkileşmeleri içerebilir. Başka bir yöntemde, bu yeni terimler SM parçacıkları arasındaki anormal etkileşimleri verecek şekilde yazılabilir. Bu durumda, efektif lagranjiyenin terimleri yalnızca SM parçacıklarını içerir. SM lagranjiyenine eklenecek olan yeni terimlerin

belirlenmesinde, belirli simetri yasaları empoze edilir. Bununla hem sistemli bir inceleme gerçekleştirmek, hem de yeni terimler üzerine kısıtlama koyarak bu terimlerin sayısını önemli bir ölçüde azaltmak amaçlanır.

Efektif lagranjiyen modeline iyi bir örnek Buchmüller ve Wyler (Buchmüller ve Wyler 1986) tarafından öne sürülen efektif lagranjiyen modelidir. Buchmüller ve Wyler'in çalışmasında izlenen yol, SM lagranjiyenine yüksek boyuttan terimler ekleyerek daha genel efektif bir lagranjiyen elde etmeye dayanır.  $\Lambda$ , yeni fiziğin başladığı enerji skalası olmak üzere, SM lagranjiyenine  $\frac{1}{\Lambda}$ 'nin artan kuvvetleri ile orantılı olacak şekilde yeni terimler eklenir:

$$L_{eff} = L_0 + \frac{1}{\Lambda} L_1 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \dots \quad (3)$$

Burada  $L_0$ ,  $U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3)$  ayar simetrisine sahip olan SM lagranjiyenidir.  $L_1, L_2, \dots$  gibi terimler SM parçacıklarının anormal etkileşmelerini içeren lagranjiyenlerdir. Her bir lagranjiyenin, ayar simetrisini sağlamasının yanı sıra, lepton ve baryon sayısının korunumu ve Lorentz simetrisine de uymaları gerekir. Efektif lagranjiyene 5 boyuttan gelen katkılar  $L_1$  lagranjiyeni ile verilir. Fakat 5 boyutlu efektif lagranjiyenden herhangi bir katkı yoktur. Efektif lagranjiyene 6 boyuttan gelen katkıları içeren  $L_2$  lagranjiyeni 80 bağımsız terimden oluşur. Diğer yüksek boyutlu lagranjiyenlerden de ( $L_3, L_4, L_5, \dots$ ) katkılar gelebilir. Bu lagranjiyenlerde Fermi sabiti, elektrik yükü, ayar bozonlarının birbiri ile olan bağlaşımları, ayar bozonlarının fermiyonlar ile olan bağlaşımları ve daha pek çok sabit, yüksek boyutlu operatörlerin eklenmesi ile birlikte değişikliğe uğramaktadır. Sözü edilen fiziksel niceliklerin duyarlı ölçümleri, SM ötesi yüksek boyutlu lagranjiyenlerden gelen anormal bağlaşım parametrelerinin değerlerini sınırlamaktadır. Bu şekilde pek çok anormal bağlaşım parametresi üzerine sınırlamalar konmuştur. Bu fiziksel niceliklerin ölçülmesinde elde edilebilecek herhangi bir SM ötesi sinyal, anormal bağlaşımların varlığına ilişkin kanıt oluşturabilir. Bu nedenle, efektif lagranjiyendeki anormal bağlaşımların duyarlılıklarının belirlenmesine yönelik çalışmalar, SM ötesindeki fiziği araştırma yollarından birini oluşturur.

Nötrininun elektromanyetik özellikleri açısından şu iki efektif lagranjiyen son derece önemlidir (Larios

vd. 1995, Maya vd. 1998, Bell vd. 2005, Nieves 1983, Ghosh 1984, Liu 1991, Gninenko ve Krasnikov 1999):

$$L = \frac{1}{2} \mu \bar{\nu} \sigma_{\mu\nu} \nu F^{\mu\nu}, L = \frac{1}{4\Lambda^3} \bar{\nu} (\alpha_L P_L + \alpha_R P_R) \nu \tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (4)$$

Burada

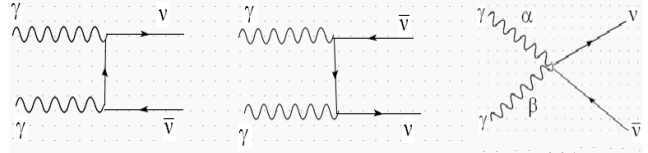
$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu], F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu, P_{L(R)} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma^5),$$

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta}, \alpha_L \text{ ve } \alpha_R \text{ boyutsuz etkileşim sabitleri}$$

olarak verilir. Bu lagranjiyenlerden birincisi  $\gamma\nu\bar{\nu}$  köşesini ve ikincisi  $\gamma\gamma\nu\bar{\nu}$  köşesini belirler. Birinci ve ikinci lagranjiyenler için köşe fonksiyonları,

$$\Gamma_\nu = -\mu \sigma_{\nu\alpha} k^\alpha, \Gamma^{\nu\beta} = -\frac{1}{2\Lambda^3} (\alpha_L P_L + \alpha_R P_R) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\mu k_\alpha \quad (5)$$

şeklinde verilir. Bu efektif lagranjiyenler, SM'de ağaç mertebesinde bulunmayan  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  sürecini meydana getirirler (Şekil 2.).



Şekil 2.  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  süreci için feynman diyagramları.

$\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  süreci astrofizikte büyük öneme sahiptir. Bu süreç, astrofizikte yıldızların enerji kaybı mekanizması için önemli bir süreçtir. Yıldızın çekirdeğinde üretilen fotonların, yüzeye ulaşması için geçen süre yaklaşık 1 milyon yıldır. Yıldızın çekirdeğindeki fotonların  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  süreci ile nötrinoya dönüşmesi, madde ile çok zayıf etkileşen nötrinolar aracılığıyla yıldızın çekirdeğindeki enerjinin hızlı bir şekilde dışarı atılmasını sağlar.

### 3. Sonuçlar

Nötrino kütlelerinin eklenmesiyle minimal olarak genişletilen SM nötrino-foton ve nötrino-iki foton etkileşmelerini radyatif düzeltmeler aracılığıyla içermektedir. Ancak minimal olarak genişletilen SM'de nötrino-foton ve nötrino-iki foton etkileşmeleri çok küçük bağlaşımlara sahiptir ve bu sebeple  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  süreci için son derece küçük bir tesir kesiti verir. Öte yandan efektif lagranjiyenden elde edilen nötrino-foton ve nötrino-iki foton bağlaşımları büyük değerlere sahip olabilir ve astrofizikte büyük öneme sahip olan  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  süreci için nispeten büyük

bir tesir kesiti verebilir. Bu sebeple, nötrininun elektromagnetik özelliklerinin efektif lagranjiyen ile incelenmesi parçacık fiziği ve astrofizik açısından büyük öneme sahiptir.

#### 4. Kaynaklar

- Apollonio, M., Baldini, A., Bemporad, C., Caffau, E., Cei, F., Déclais, Y., de Kerret, H., Dieterle, B., Etenko, A., George, J., Giannini, G., Grassi, M., Kozlov, Y., Kropp, W., Krym, D., Laiman, M., Lane, CE., Lefièvre, B., Machulin, I., Martemyanov, A., Martemyanov, V., Mikaelyan, L., Nicolò, D., Obolensky, M., Pazzi, R., Pieri, G., Price, L., Riley, S., Reeder, R., Sabelnikov, A., Santin, G., Skorokhvatov, M., Sobel, H., Steele, J., Steinberg, R., Sukhotin, S., Tomshaw, S., Veron, D., Vyrodiv, V. 1998. Initial results from the CHOOZ long baseline reactor neutrino oscillation experiment. *Phys. Lett. B*, 420: 397-404.
- Athanassopoulos, C., Auerbach LB., Bauer, D., Bolton, RD., Burman, RL., Cohen, I., Caldwell, DO., Dieterle, BD., Donahue, JB., Eisner, AM., Fazely A., Federspiel FJ., Garvey, GT., Gray M., Gunasingha, RM., Highland, V., Imlay, R., Johnston, K., Kim, HJ., Louis, WC., Lu, A., Margulies, J., Mills, GB., McIlhany, K., Metcalf, W., Reeder, RA., Sandberg, V., Schillaci, M., Smith, D., Stancu, I., Strossman, W., Tayloe, R., VanDalen, GJ., Vernon, W., Wang, YX., White, DH., Whitehouse, D., Works, D., Xiao, Y., Yellin, S. 1997. The liquid scintillator neutrino detector and LAMPF neutrino source. *Nucl. Instrum. Methods A*, 388: 149-172.
- Armbruster, B., Eberhard, V., Eichner, C., Eitel, K., Gemmeke, H., Grandegger, W., Hunkel, D., Jannakos, T., Kleifges, M., Kleinfeller, J., Plischke, P., Rapp, J., Weber, J., Wochele, J., Wolf, J., Wölfl, S., Zeitnitz, B., Bodmann, B., Ferstl, M., Finckh, E., Hanika, T., Hehle, M., Hößl, J., Kretschmer, W., Schmidt, H., Stumm, O., Maschuw, R., Edgington, JA., Seligmann, B., Dodd, AC., Booth, NE. 1994. KARMEN: neutrino physics at ISIS. *Prog. Nucl. Part. Phys.*, 32: 351-373.
- Babu, KS., Mathur, VS. 1987. Magnetic moments of Dirac and Majorana neutrinos. *Phys. Lett. B*, 196: 218-222.
- Bell, NF., Cirigliano, V., Ramsey-Musolf, MJ., Vogel, P., Wise, MB. 2005. How Magnetic is the Dirac Neutrino?. *Phys. Rev. Lett.* 95: 151802-06.
- Bemporad, C., Gratta, G., Vogel, P. 2002. Reactor-based neutrino oscillation experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74: 297-328.
- Bennett, CL., Hill, RS., Hinshaw, G., Notla, MR., Odegard, N., Page, L., Spergel, DN., Weiland, JL., Wright, EL., Halpern, M., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, SS., Tucker, GS., Wollack, E. 2003. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J. Suppl.* 148:175-194.
- Boehm, F., Busenitz, J., Cook, B., Gratta, G., Henrikson, H., Kornis, J., Lawrence, D., Lee, KB., McKinny, K., Miller, L., Novikov, V., Piepke, A., Ritchie, B., Tracy, D., Vogel, P., Wang, YF., Wolf, J. 2001. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D*, 64: 112001-10.
- Buchmüller, W., Wyler, D. 1986. Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation. *Nuclear Physics, B*, 268: 621-653.
- Cowsik, R., McClelland, J. 1972. An Upper Limit on the Neutrino Rest Mass. *Phys. Rev. Lett.*, 29: 669-670.
- Drexlin, G. 1994. KARMEN: neutrino physics at ISIS. *Prog. Nucl. Part. Phys.*, 32: 351-373.
- Fukugida, M., Yanagida, T. 1987. Particle-physics model for Voloshin-Vysotsky-Okun solution to the solar-neutrino problem. *Phys. Rev. Lett.*, 58: 1807-1809.
- Ghosh, RK. 1984. Study of the decay  $\nu_j \rightarrow \nu_i \gamma \gamma$ . *Phys. Rev. D*, 29: 493-501.
- Gninenko, SN., Krasnikov, NV. 1999. Limits on the magnetic moment of sterile neutrino and two-photon neutrino decay. *Phys. Lett. B*, 450: 165-172.
- Kim, CW., Pevsner, A. 1993. Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics, Harwood Academic, USA, 247 s.
- Larios, F., Martínez R., Pérez, MA. 1995. Constraints on  $\nu_i \rightarrow \nu_j \gamma$  from  $\mu \rightarrow e \gamma$ ,  $\tau \rightarrow \mu \gamma$ ,  $e \gamma$ . *Phys. Lett. B*, 345: 259-262.

- Lee, BW., Shrock, RE. 1977.** Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation. *Phys. Rev. D*, 16: 1444-1473.
- Liu, J. 1991.** Low energy neutrino-two-photon interactions. *Phys. Rev. D*, 44: 2879- 2891.
- Marciano, WJ., Sanda, AI. 1977.** Exotic decays of the muon and heavy leptons in gauge theories. *Phys. Lett. B*, 67: 303-305.
- Maya, M., Pérez, A., Tavares-Velasco, G., Vega, B. 1998.** A direct constraint on dimension-eight operators from  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . *Phys. Lett. B*, 434: 354-357.
- Nieves, JF. 1983.** Two photon decay of heavy neutrinos. *Phys. Rev. D*, 28: 1664-1670.
- Pal, PB. 1992.** Particle physics confronts the solar neutrino problem. *Int. J. Mod. Phys. A*, 7: 5387-5460.
- Piepke, A. 2001.** KamLAND: A reactor neutrino experiment testing the solar neutrino anomaly. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 91: 99-104.