



PYATOV YÖNTEMİYLE R SÜRECİ ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUM HIZLARININ KÜTLE NUMARASINA (A) BAĞLILIĞININ İNCELENMESİ

Tahsin BABACAN¹, Bünyamin ÖZAYDIN¹, Semiha CINAR¹, Yüksel KARABULUT¹,
Kaan MANİSA², Cevat SELAM³, Abdulkadir YÖRÜK⁴

¹Celal Bayar Üniversitesi Fizik Bölümü, Muradiye-MANİSA, ttabacan2002@yahoo.com

²Dumlupınar Üniversitesi Fizik Bölümü, KÜTAHYA, kaanmanisa@hotmail.com

³Muş Alparslan Üniversitesi, Fizik Bölümü, MUŞ, c.selam@alparslan.edu.tr

⁴Kafkas Üniversitesi, Eğitim Fakültesi, Fen Bilgisi Öğretmenliği, KARS, yorukabdulkadir@hotmail.com

Geliş Tarihi: 08.04.2010

Kabul Tarihi: 14.06.2010

ÖZET

Bu çalışmada, Pyatov yöntemi kullanılarak R süreci çekirdeklere beta bozunum hızlarının kütle numarasına olan bağılılığı kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde incelendi ve öncelikle A=60-90 bölgesinde ve N=50, Z=28 yakınlarında yer alan ⁶⁸⁻⁷⁸Ni izotopları için yarı ömür değerleri hesaplandı. Daha sonra bu değerlerin kütle numarasına göre değişimleri incelendi ve mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Yukarıda bahsettiğimiz bölgeler için elde edilen sonuçlarımızın deneysel değerlerden çok da uzak olmadığı görüldü. Ayrıca, Pyatov yönteminin farklı bölgelerdeki çekirdeklere yarı ömür değerlerini açıklamada ne kadar başarılı olduğunu görmek amacıyla yukarıda bahsettiğimiz hesaplara ek olarak, N=82, Z=50 bölgesi civarındaki ¹²⁴⁻¹³²Cd izotopları için de yarı ömür değerleri hesaplandı ve sonuçlarımız deneysel değerlerle karşılaştırıldı.

Anahtar Kelimeler: R- süreci, beta bozunum hızı, Gamow-Teller geçişleri.

THE STUDY OF THE DEPENDENCE OF THE BETA DECAY RATES IN R-PROCESS NUCLEI ON MASS NUMBER (A) BY PYATOV METHOD

ABSTRACT

In this study, the dependence of the beta decay rates in r-process nuclei on mass number has been investigated by using Pyatov Method within the framework of the quasi-particle Random Phase Approximation (QRPA). In this respect, first of all, half lives for have been calculated for ⁶⁸⁻⁷⁸Ni isotopes lying around N=50, Z= 28 region and in the mass region of A=60-90. Then, the variation of the calculated half lives with respect to mass number has been investigated and compared with the available experimental results. It has been seen that our calculation results obtained for regions mentioned above are not so far from the experimental results. Moreover, in order to see whether Pyatov method is successful or not in explaining the half lives of nuclei in different regions, half lives for ¹²⁴⁻¹³²Cd isotopes near N=82, Z=50 region have also been calculated in addition to the above calculations, and compared with the corresponding experimental values.

Keywords: R-process, beta decay rate, Gamow-Teller transitions

1.GİRİŞ

Çeşitli Süpernova modelleri başarılı bir r süreci çekirdek sentezi için gerekli olan fiziksel koşulları tahmin etmede başarısız olmaktadır [1]. R süreci izotopların oluşumunu açıklamak için binlerce nötronca zengin parçacıklara ait özelliklerin bilinmesi gereklidir. Bu özellikler güçlü elektromanyetik ve zayıf etkileşme süreçlerini içerir. Özellikle β^- bozunumları bu özelliklerin açıklanmasında anahtar rol oynamaktadır. Çünkü bu bozunumlar malzemeyi daha ağır elementlere götüren ve r süreci zaman ölçeğini ayarlayan ana mekanizmadır. Nötronca zengin bir ortamda r sürecinin gerçekleştiği bir durumda yüklü akım elektron-nötrino yakalamaları β^-

bozunumlarının etkisini artırabilir. β bozunumlarının etkisi r bolluk dağılımını da değiştirebilir. Bu yüzden nötronca çok zengin çekirdekler için nükleer zayıf etkileşme hızlarının güvenilir tahminlerini yapan büyük bir öneme sahiptir. R süreci uygulamalarında zayıf etkileşme hızlarının büyük ölçekli hesaplamalarında iki farklı mikroskobik yaklaşım kullanılır: kabuk modeli ve kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı Kabuk modeli, $N=50,82$ [2] ve $N=126$ 'da [3] r süreci nötronca zengin çok sayıda çekirdek için Gamow Teller β bozunum hızlarını hesaplamada uygulanmıştır. Şu ana kadar olan kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı sürekli değerleri de içeren Hartree-Fock-Bogoluibov (HFB) yaklaşımı çerçevesinde taban durumu için öz uyumlu hesaplamalara dayanmaktadır [4]. β^\pm bozunumu yarı ömürleri için ilk QRPA modelleri ayrılabilir etkin NN etkileşmelerine dayandı. Bu modeller Nilson+BCS formalizmine [5,6] veya katlı Yukawa tek parçacık potansiyelini kullanan sonlu aralıklı damlacık modeline [7] dayanıyordu. β bozunumu yarı ömürleri için ilk öz uyumlu HF-BCS+Sürekli QRPA (CQRPA) sonlu fermi sistemi teorisi çerçevesinde kaynak 8'de verildi. $N=50,82,126$ olan küresel çift-çift yarı sihirli çekirdeklerin β^- bozunum hızları kaynak 9'de Skryme enerji yoğunluk fonksiyoneli kullanan HFB+QRPA yaklaşımları çerçevesinde hesaplandı. R süreci modellemesinde özel bir öneme sahip olan $N=50,82,126$ 'daki kapalı nötron kabukları civarındaki çekirdeklere büyük bir dikkat çekilmiştir. ^{78}Ni [10], $^{121-129}\text{Ag}$ izotopları [11] ve $^{133-137}\text{Sn}$ [12] izotopları civarındaki kısa süreli çekirdekler için yüksek hassasiyetli veriler RILIS (CERN)'de elde edilmiştir. Nötron fazlalığı çok olan çekirdeklere ait radyoaktif izotopların taban durum ve β bozunum özellikleri, kararlılık vadisinden uzak bölgelerde yapısal gelişimle ilgili önemli bilgiler vermekte ve Süpernova patlamasına ilişkin hesaplamalarda bir girdi sağlamaktadır. Özellikle r süreci çekirdek sentezi modellemesi için en önemli nicelikler çekirdek kütleleridir. Bu kütleler, nükleer tablonun nötronca zengin kısmından r süreci yolunu belirler. β bozunumları ve $\nu(\bar{\nu})$ yakalamaları temeldir, çünkü bu olaylar yüksek Z değerlerine sahip malzemenin akışını düzenler ve r süreci zaman ölçeğini ayarlar. Yeni çift sihirli ^{78}Ni civarındaki çekirdekler, r süreci modellemesi için özel bir öneme sahiptir. bu bölgelerdeki anahtar çekirdeklerden bazıları Radyoaktif Çekirdek Demetleri deneylerinin gelişimine bağlı olarak elde edilmiştir. Bu gelişme, egzotik çekirdeklerle ilgili teorik yaklaşımlar ile patlamalı yıldızlara ait olayların modellemesi için bir test zemini hazırlamıştır. Dolayısıyla, teorik modellerle yapılan hesaplamalara ihtiyaç duyulmuştur. Toplam β bozunum yarı ömürleri ile ilgili M. Hirsh ve ark.[5] ve P.Möller ve ark.[7] tarafından mikroskobik hesaplamalar yapılmıştır. Ni izotop zinciri için, [7] nolu kaynakta sonlu aralıklı damlacık modeli (finite-range droplet model) kullanılmıştır. Bu izotop zinciri için [10,13-15] nolu kaynaklarda β bozunum yarı ömürleri ile ilgili deneysel değerler elde edilmiştir. [7] nolu kaynakta(sonlu aralıklı damlacık modeli+ rastgele faz yaklaşımı) yarı ömür değerlerinin deneysel değerlerin üstünde olduğu sonucu bulunmuştur. Borzov ve ark. [16] tarafından yapılan hesaplamalarda, [17] nolu kaynakta elde edilen değerlere göre yarı ömür değerlerinin deneysel değerlerle daha iyi bir uyum içinde olduğu görüldü. Bu çalışmanın amacı, Pyatov yöntemiyle hesaplanan $^{68-78}\text{Ni}$ ile $^{124-132}\text{Cd}$ izotoplarında β bozunum yarı ömürlerinin kütle numarasına olan değişimini ve yöntem sonuçlarının çalışılan izotoplar için diğer teorik hesaplamalarla kıyaslandığında deneysel yarı ömür değerlerine ne kadar yakın olduğunu görmektir.

2.MODEL

2.1 Hamilton Operatörü

Wood-Saxon ortalama alan potansiyelinin etkisinde hareket eden ve aynı cins nükleonlar arasında çift etkileşmenin olduğu bir nükleon sistemini düşünelim. Böyle bir çekirdeğin tek kuazi-parçacık Hamilton operatörü:

$$H_{SQP} = \sum_{J_n} \varepsilon_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_n m_n} + \sum_{J_p} \varepsilon_{j_p} \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_p m_p} \quad (1)$$

biçiminde olacaktır. Burada ε uygun nükleonun tek kuazi-parçacık enerjisi, $\alpha^+(\alpha)$ ise kuazi-parçacık üretme (yok etme) operatörüdür.

Nükleonlar arasında yük değişimli spin-izospin etkin etkileşme Hamiltonyenini aşağıdaki akışı izleyerek bulmaya çalışalım:

β^\pm Gamow-Teller(GT) operatörünü:

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum (j_n m_n | \sigma_{1\mu} | j_p m_p) a_{j_n m_n}^+ a_{j_p m_p}, \quad G_{1\mu}^{(-)} = (G_{1\mu}^{(+)})^+ \quad (2)$$

olarak tanımlayalım. Burada $\sigma_{1\mu}$ Pauli operatörünün rotasyonel bileşenleri, $a_{j_n m_n}^+$ ($a_{j_p m_p}$)'lar ise uygun durumlarda parçacık üretme ve yok etme operatörleridir. Bu operatörler kuazi-parçacık uzayında

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum_{j_n j_p} \left\{ \bar{b}_{np} C_{np}^+(\mu) + (-1)^{\mu+1} b_{np} C_{np}(-\mu) \right\} + \left\{ \bar{b}'_{np} D_{np}^+(\mu) + (-1)^\mu \bar{b}'_{np} D_{np}(-\mu) \right\} \quad (3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $C_{np}^+(\mu)$, $D_{np}^+(\mu)$, b_{np} , \bar{b}'_{np} ifadeleri Denklem(4)'de verilmiştir.

$$C_{np}^+(\mu) \equiv \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p - m_p} (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \cdot \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p - m_p}^+, \quad C_{np}(\mu) = (C_{np}^+(\mu))^+$$

$$D_{np}^+(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p m_p}, \quad D_{np}(\mu) = (D_{np}^+(\mu))^+$$

$$b_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n}; \quad \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle; \quad b'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} v_{j_p} v_{j_n};$$

$$\bar{b}'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} u_{j_n} \quad (4)$$

Pyatov[18] yöntemine dayanarak yük değişimli spin-izospin etkin etkileşmesini Denklem(5)'deki gibi seçelim:

$$h = \sum_{\mu, \rho} \frac{1}{4\gamma_\rho} [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho]^+ [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho] \quad (5)$$

Söz konusu yöntemde etkin etkileşme sabiti γ_ρ , toplam Hamiltoniyenin çekirdek kısmının merkezci teriminin GT operatörü ile komutatif olması koşulundan seçilir. O halde seçilen γ_ρ Denklem(6)'daki gibi olmalıdır:

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} \langle 0 | [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho] F_{1\mu}^\rho | 0 \rangle \quad (\rho = \pm) \quad (6)$$

Burada V_c -protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi, V_{ls} -ise spin yörünge etkileşme potansiyelidir. $F_{1\mu}^\rho$ spin-izospin operatörü ise Denklem(7)'deki gibi tanımlanmıştır:

$$F_{1\mu}^\rho = \frac{1}{2} [G_{1\mu}^+ + (-1)^\mu \rho G_{1\mu}^-]. \quad (7)$$

Böylece sistemin toplam Hamilton operatörü:

$$H = H_{SQP} + h_{qq} + h_{int} \quad (8)$$

biçiminde yazılır. Burada h_{qq} ve h_{int} ifadeleri Denklem(9)'daki gibi tanımlanır.

$$h_{qq} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{1}{4\gamma_{\rho}^{qq}} E_{n_1 p_1}^\rho E_{n_2 p_2}^\rho [C_{n_1 p_1}(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_1 p_1}^+(\mu)] [C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu)]$$

$$h_{\text{int}} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{\rho}{4\gamma_{\rho}^{\text{int}}} E_{n_1 p_1}^{\rho} P_{n_2 p_2}^{\rho} \left[C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu) \right] \left[D_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu} D_{n_2 p_2}(-\mu) \right] \quad (9)$$

Bu ifadelerde yer alan E_{np}^{ρ} büyüklükleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\begin{aligned} \gamma_{\rho}^{qq} &= -\sum_{np} E_{np}^{\rho} b_{np}^{\rho} ; \gamma_{\rho}^{\text{int}} = \gamma_{\rho}^{qq} - \frac{1}{(2j_k + 1)} \sum_p \left[P_{kp}^{\rho} b_{kp}^{\prime \rho} - E_{kp}^{\rho} b_{kp}^{\rho} \right] \\ E_{np}^{\rho} &= [\varepsilon_{np} b_{np}^{\rho} + (\bar{K}_{np} + \rho K_{np}) / 2] ; P_{np}^{\rho} = [(\varepsilon_n - \varepsilon_p) b_{np}^{\prime \rho} + (\bar{K}'_{np} + \rho K'_{np}) / 2] \\ K_{np} &= d_{np} + f_{np} - g_{np} ; \bar{K}_{np} = \bar{d}_{np} + \bar{f}_{np} - \bar{g}_{np} ; b_{np}^{\rho} = (\bar{b}_{np} - \rho b_{np}) / 2 \\ b_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle , \quad \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle \\ d_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle , \quad \bar{d}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle \\ f_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p + 1) - \ell_p(\ell_p + 1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\ \bar{f}_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p + 1) - \ell_p(\ell_p + 1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p} \\ g_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\ \bar{g}_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p} ; \varepsilon_{np} = \varepsilon_n + \varepsilon_p \end{aligned}$$

Üslü ifadeler ise aynen üslü olmayan ifadeler gibidir, fakat bu durumda $u_{j_p} v_{j_n}$ yerine $u_{j_p} u_{j_n}$ ve $u_{j_n} v_{j_p}$ yerine ise $v_{j_n} v_{j_p}$ yazılacaktır.

2.2 QRPA Yöntemi İle Çözüm

Bu durumda sistemin Hamilton operatörü

$$H_0 = H_{SQP} + h_{qq} \quad (10)$$

şeklinde olur. QRPA yaklaşımında h_{qq} etkileşmesi sonucunda komşu tek-tek çekirdeklerdeki 1^+ durumları aşağıdaki gibi belirtilmiş

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^+(\mu) - (-1)^{\mu+1} \varphi_{np}^i C_{np}(-\mu)] |0\rangle \quad (11)$$

tek fonon uyarılma durumları olarak kabul edilir. Burada Q_i^+ , QRPA'da nötron-proton fonon üretme operatörüdür. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri olan ψ_{np}^i ve φ_{np}^i büyüklükleri aşağıdaki normalizasyon koşulunu sağlar:

$$\sum_{np} [(\psi_{np}^i)^2 - (\phi_{np}^i)^2] = 1 \quad (12)$$

Basit matematiksel işlemler sonucunda QRPA yönteminde

$$[H, Q_i^+(\mu)]0 = w_i Q_i^+(\mu)|0\rangle \quad (13)$$

biçiminde bulunan hareket denklemi çözülerek komşu tek-tek çekirdeklere uyarılmış 1^+ durumlarının w_i enerjilerinin bulunması için aşağıdaki gibi bir seküler denklem elde edilir:

$$\left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[\chi_-^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(-)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] - w_i^2 \left[\sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^2 = 0 \quad (14)$$

Burada kolaylık için $\chi = -\gamma$ olarak kabul edilmiştir. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri

$$\psi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} + L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} - w_i} \quad (15)$$

$$\phi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} - L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} + w_i}$$

biçimindedir.

$$L(w_i) = \left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[w_i \sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^{-1}$$

gibi tanımlanmıştır. $Z(w_i)$ normalizasyon katsayısı (12) ifadesinden bulunur.

Ele alınan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumundan komşu tek-tek çekirdeklere uyarılmış 1^+ durumlarına beta geçiş matris elemanları aşağıdaki formüllerle hesaplanır:

$$M_{\beta^-}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_1^+) = -\sum_{np} (b_{np} \psi_{np}^i + \bar{b}_{np} \phi_{np}^i); M_{\beta^+}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_1^+) = \sum_{np} \bar{b}_{np} \psi_{np}^i + b_{np} \phi_{np}^i$$

2.3. β^\pm Geçiş $\log(ft)$ Değerlerinin Hesaplanması

Çoğu zaman deneylerde β geçiş ft değerlerinin logaritması hesaplanır. Ele alınan yöntemin doğruluğunun tespiti için teorik olarak hesaplanan $\log ft$ değerlerinin uygun deneysel değerlerle karşılaştırılması gerekir. Bu nedenle bu çalışmada β geçiş $\log ft$ değerleri de hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalar aşağıdaki formüller ile gerçekleştirilmiştir.

$$(ft) \beta_{\pm}^\pm = \frac{D}{\left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 B_{GT}^\pm} \quad (16)$$

Burada g_A ve g_V sırasıyla eksenel ve vektörel zayıf etkileşme sabitleridir.

$$D = \frac{2\pi^3 \hbar \ln 2}{g_V^2 m_e^5 c^4} = 6163.4 \text{ s}$$

ve

$$\frac{g_A}{g_V} = -1,26$$

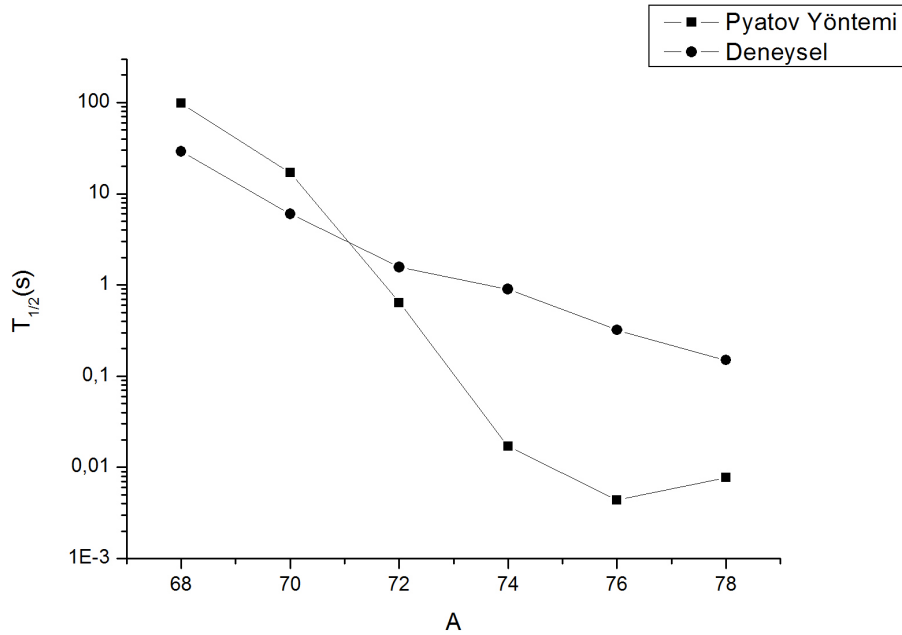
olarak kabul edilmiştir.

3.SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde, Pyatov yöntemi kullanılarak r süreci çekirdekte beta bozunum hızlarının kütle numarasına olan bağlılığı kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde incelendi. Bu amaçla, öncelikle A=60-90 bölgesinde ve N=50, Z=28 yakınlarında yer alan $^{68-78}\text{Ni}$ izotopları için yarı ömür değerleri hesaplandı. Hesaplamalarda, proton-nötron çiftlenme korelasyon değerleri için literatürde Chepurnov parametresi olarak

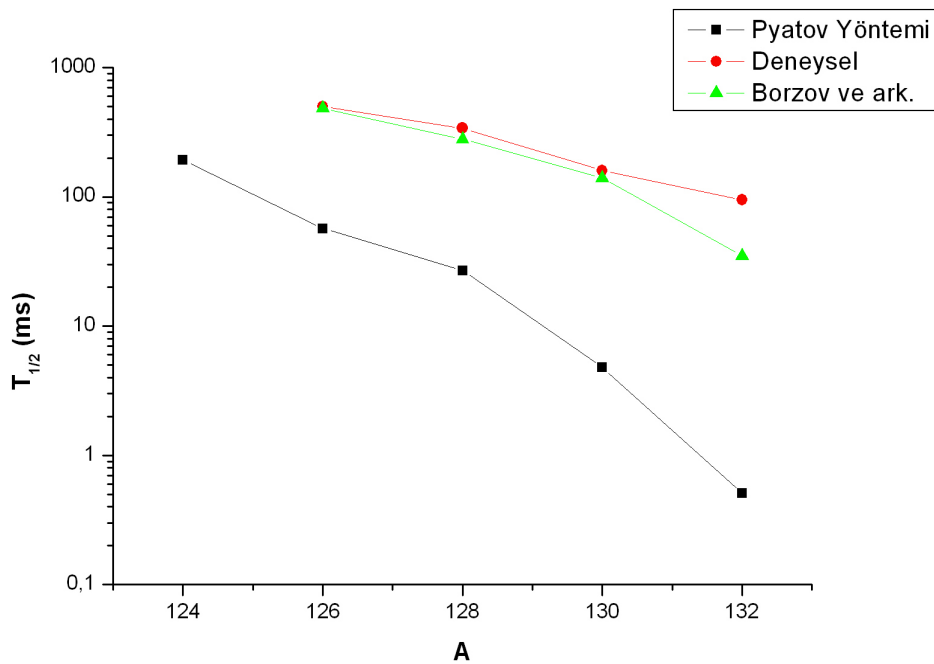
bilinen [19] $C_n = C_p = \frac{12}{\sqrt{A}}$ değerleri kullanıldı. $^{68-78}\text{Ni}$ izotopları için yarı ömür hesaplama sonuçlarımız

Şekil 1’de gösterilmiş ve uygun deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Kare şeklindeki noktalar, hesaplama sonuçlarımızı, yuvarlak şeklindeki noktalar ise deneysel değerleri [10] göstermektedir. Şekil 1’den de görüleceği üzere, yarı ömür değerlerimiz deneysel değerlerde de olduğu gibi, kütle numarası arttıkça azalan bir eğilim göstermektedir. Hesaplama sonuçlarımız, $^{68-72}\text{Ni}$ izotopları için deneysel değerlere yakın değerler vermesine rağmen, $^{74-78}\text{Ni}$ izotoplarında ise deneyle hesaplama sonuçlarımız arasındaki fark artmaktadır. $^{68-72}\text{Ni}$ izotopları için hesaplama sonuçlarımız ile deneysel değerler arasında 3-5 katlık bir fark oluşurken, $^{74-78}\text{Ni}$ izotoplarında ise, bu fark yaklaşık 100 kat civarındadır. Aradaki bu farkın, proton-nötron çiftlenme korelasyonlar değerleri için literatürde bilinen değerlerden farklı değerler alarak giderilebileceği ve $^{68-72}\text{Ni}$ izotopları için de deneysel değerlere daha da yaklaşabileceği düşünülebilir. Bu durum bir sonraki makale çalışmamız için esas teşkil edecektir.



Şekil 1: $^{68-78}\text{Ni}$ izotopları için Pyatov yöntemiyle hesaplanmış Gamow-Teller β -bozunum yarı ömür değerlerinin kütle numarasına (A) göre değişimi ve hesaplama sonuçlarımızın deneysel değerlerle [10] karşılaştırılması.

Ayrıca orta kütleli çekirdekte Pyatov yönteminin yarı ömür değerlerini ne kadar açıklayabildiğini ve yarı ömür değerlerinin kütle numarasına göre değişimini görmek amacıyla, $N=82$ ve $Z=50$ civarındaki $^{124-132}\text{Cd}$ izotopları için Gamow-Teller β -bozunum yarı ömür hesaplamaları yapıldı. Hesaplamamızda, proton-nötron çiftlenme korelasyonları için literatürdeki değerler kullanıldı [9]. Hesaplama sonuçlarımız, Şekil 2 'de verilmektedir. Şekil 2'de ayrıca deneysel değerler ile Borzov ve ark. tarafından yapılan teorik hesaplama sonuçları da gösterilmiştir. Şekil 2'de kare şeklinde gösterilen değerler, hesaplama sonuçlarımıza, yuvarlak şekilde gösterilen sonuçlar deneysel değerlere [20,21] ve üçgen şeklinde gösterilen değerler ise Borzov ve ark. [17] tarafından elde edilen sonuçlara karşılık gelmektedir. Şekil 1' deki yarı ömür değerlerinin kütle numarasına göre azalma eğilimi, $^{124-132}\text{Cd}$ izotoplarında da kendini göstermektedir. Şekilden de görüleceği üzere, hesaplama sonuçlarımız deneysel değerlerden Borzov ve ark. tarafından elde edilen sonuçlara kıyasla yaklaşık 10 kat daha küçüktür. Aradaki 10 katlık bu farkın, yukarıda da belirtildiği gibi, proton-nötron çiftlenme korelasyon değerleri için literatürde bilinen değerlerden farklı değerler alarak giderilebileceği düşünülmektedir.



Şekil 2: $^{124-132}\text{Cd}$ izotopları için Pyatov yöntemiyle hesaplanmış Gamow-Teller β -bozunum yarı ömür değerlerinin kütle numarasına (A) göre değişimi. Hesaplama sonuçlarımızın deneysel değerler [20,21] ve diğer teorik hesaplamalarla [17] karşılaştırılması.

KAYNAKÇA

- [1] Y.-Z. Qian and S.E. Woosley, Nucleosynthesis in neutrino-driven winds .1. The physical conditions, *Astrophys. J.* 471, 331 (1996).
- [2] G. Martinez-Pinedo and K. Langanke, Shell-model half-lives for $N=82$ nuclei and their implications for the r process, *Phys. Rev. Lett.* 83, 4502 (1999).
- [3] G. Martinez-Pinedo, Weak interaction rates in astrophysics, *Nucl. Phys.* A668, 357c (2001).
- [4] A.V. Smirnov, S.V. Tolokonnikov, and S.A. Fayans, Method of the energy functional with pairing in the coordinate representation, *Sov. J. Nucl Phys.* 48, 995 (1988); S.A. Fayans, S.V. Tolokonnikov, E.L. Trykov,

- and D. Zawischa, Nuclear isotope shifts within the local energy-density functional approach, Nucl. Phys. A676, 49 (2000).
- [5] M.Hirsh, A.Staudt, and H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Prediction of average beta-energies and gamma-energies and probabilities of beta-delayed neutron emission in the region of fission-products, At. Data Nucl. Data Tables 51, 243 (1992).
- [6] H. Homma et al., Systematic study of nuclear beta decay, Phys. Rev. C54, 2972 (1996).
- [7] P.Möller, J.R.Nix, and K.-L. Kratz, Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ion-beam applications, At Data Nucl. Data Tables 66, 131 (1997).
- [8] I. N. Borzov, S.A Fayans, E.Kromer, and D. Zawischa, Ground state properties and beta-decay half-lives ^{132}Sn in a self-consistent theory, Z. Phys. A355, 117 (1996).
- [9] M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, R.Surman, and J. Engel, beta decay rates of r-process waiting-point nuclei in a self-consistent approach, Phys. Rev. C 60, 014302 (1999).
- [10] S. Franchoo et al., Beta decay of $^{68-74}\text{Ni}$ and level structure of neutron-rich Cu isotopes, Phys. Rev. Lett.81,3100 (1998).
- [11] V.N. Fedoseev et al., Z. Phys. A 353, 9 (1995).
- [12] J. Shergur et al., Decay of Sn-135,Sn-136 isolated by use of a laser ion source and evidence for a more harmonic-oscillator-like nuclear potential, Nucl. Phys. A682, 493c (2001); Beta-decay studies of $^{135-137}\text{Sn}$ using selective resonance laser ionization techniques, Phys. Rev. C 65, 034313 (2002).
- [13] P. L. Reeder et al., Delayed neutron precursor ^{75}Cu , Phys. Rev. C31,1032 (1985).
- [14] H.Schatz et al., The half-life of the doubly-magic r-process nucleus ^{78}Ni , reported in the talk of H.Schatz at ENAM 04, (2004), www.phy.ornl.gov/enam04.
- [15] F. Ameil et al., Beta-decay half-lives of very neutron-rich isotopes of elements from Ti to Ni, Eur. Phys. J. A1, 275 (1998).
- [16] I. N. Borzov, Beta-delayed neutron emission in the Ni-78 region, Phys. Rev C71 065801 (2005).
- [17] I. N. Borzov, Gamow-Teller and first-forbidden decays near the r-process paths at N=50, 82, and 126, Phys. Rev C67 025802 (2003).
- [18] N.I. Pyatov, D.I. Salamov, Conservation laws and collective excitations in Nuclei, Nukleonika 22, 1 (1977).
- [19] Soloviev V. G., Theory of Complex nuclei, Pergamon, NewYork USA, 1976.
- [20] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A.H. Wapstra, The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties, Nucl. Phys. A624, 1 (1997).
- [21] M. Hannawald et al., Selective laser ionization of very neutron-rich cadmium isotopes: Decay properties of ^{131}Cd and ^{132}Cd , Phys. Rev. C 62, 054301 (2000).