



## $^{90}\text{Nb}$ ve $^{208}\text{Bi}$ Çekirdeklerinde Gamow-Teller $1^+$ Düzeyleri

### *Gamow-Teller $1^+$ States in $^{90}\text{Nb}$ and $^{208}\text{Bi}$ Nuclei*

Hüseyin Aytekin\*, Alaaddin Yılmaz

Bülent Ecevit Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 67100, Zonguldak

#### Özet

Bu çalışmada, Keyfi Faz yaklaşımı (RPA) kullanılarak, yük-alışverişli spin-isospin etkileşmesinin parçacık-deşik kanalının  $^{90}\text{Nb}$  ve  $^{208}\text{Bi}$  çekirdeklerinde yarattığı Gamow-Teller (GT)  $1^+$  uyarılmış düzeylerinin enerjileri incelenmektedir. Ayrıca çalışmada, Gamow-Teller Rezonansının (GTR)  $\beta$ -geçiş gücünün Ikeda toplama kuralına katkısı hesaplanmaktadır. Sonuçlarımız deneysel değerlerle karşılaştırılmaktadır.

**Anahtar Sözcükler:** Hartree-Fock metodu, Yük-alışverişli etkileşme, Gamow-Teller  $1^+$  düzeyleri

#### Abstract

In this study, using Random Phase Approximation (RPA), the energies of Gamow-Teller (GT)  $1^+$  excited states, which are generated in  $^{90}\text{Nb}$  and  $^{208}\text{Bi}$  nuclei by the particle-hole channel of charge-exchange spin-isospin forces, have been investigated. Also, the contribution of Gamow-Teller Resonance (GTR) of  $\beta$ -transition strength to the Ikeda sum rule has been calculated. Our results are compared with the experimental results.

**Keywords:** -Fock Method, Charge-exchange interaction, Gamow-Teller  $1^+$  states

#### 1. Giriş

Gamow-Teller (GT) geçişleri, atom çekirdeklerindeki spin-isospin ( $\sigma$ ) etkileşme tipinin en yaygın zayıf etkileşme süreçleridir. Bu süreçler sadece nükleer fizikte değil aynı zamanda astrofizikteki nükleon sentezleri ve süpernova patlamalarında da önemli rol oynarlar. GT geçişlerinin ana özellikleri aşağıdaki gibi sıralanabilir: Bu geçişler proton ve nötron sayıları  $Z$  ve  $N$  olan bir çekirdekte başlar ve proton ve nötron sayıları  $Z \pm 1$  ve  $N \pm 1$  olan komşu çekirdeklerin ara düzeylerinde son bulur.  $T_z = (N-Z)/2$  olmak üzere,  $\beta^+$  tipli GT geçişleri  $\Delta T_z = +1$  ve  $\beta^-$  tipli GT geçişleri ise  $\Delta T_z = -1$  doğasındadır, yani  $\Delta T = 1$  ( $\Delta T = \pm 1$  veya 0) dir. GT geçişleri  $\Delta L = 0$  ve  $\Delta S = 1$  ( $\Delta S = \pm 1$  veya 0) olduğundan  $\Delta J = 1^+$  ( $\Delta J = \pm 1$  veya 0 olup parite değişimi yoktur). GT geçişleri ya  $\beta$  (zayıf etkileşme) veya yük-alışverişli (kuvvetli etkileşme) reaksiyonları ile çalışılır. Bireysel nükleonların  $\ell$  yörüngesel açılal momentumlu ve  $s$  spinli bir yörüngede olduğu bağımsız parçacık görünümü dikkate alındığında, bir GT geçişi aynı  $\ell$  değerli ilk ve son düzeyleri bağlar. Böylece geçişler, aynı  $j$  yörüngeleri veya spin-yörünge eşleri arasında

olur. Örneğin,  $j > \ell + 1/2$  ve  $j < \ell - 1/2$  yörüngeleri gibi  $j > \leftrightarrow j <$  geçişi ve aynı yörüngeler arasındaki (örneğin  $j > \leftrightarrow j >$  ve  $j < \leftrightarrow j <$ ) geçişler 3-6 MeV mertebesinde birbirlerinden ayrılırlar (Fujita vd. 2011).  $T_z$  operatörünü içeren ve böylece son çekirdekte tek bir düzeyin (İzobarik Analog Düzey) nüfuslandığı Fermi geçişlerinin aksine, GT geçişleri hem  $\sigma$  ve hem de  $\tau$  operatörlerini içerir ve son çekirdekte farklı düzeyler nüfuslanabilir. Sonuç olarak son çekirdekteki nükleer yapı hakkında daha çok bilgi edinilebilir. Nükleer yapı hakkındaki bilgi ile birlikte, GT geçişleri nükleer astrofizikteki birçok süreçlerin anlaşılmasında rol oynarlar.

Zayıf etkileşme süreci olan beta bozunumunun yarı-ömür, bozunma enerjisi ve dallanma oranlarının çalışılması, direkt olarak  $B(\text{GT})$  ile ifade edilen GT mutlak geçiş gücünün elde edilmesine olanak verir. Bu da, kararlılıktan uzak çekirdeklere GT geçişleri hakkında bilgi edinilmesini sağlar. Yük-alışverişli reaksiyonlar  $0^\circ$  de (küçük momentum transferinde) ve  $100 < E < 500$  MeV/nükleon gelme enerjilerinde,  $(p, n)$  ve  $(^3\text{He}, t)$  gibi reaksiyonlarla  $\beta^-$  yönündeki geçişleri, ve  $(n, p)$ ,  $(d, ^2\text{He})$  and  $(t, ^3\text{He})$  reaksiyonlarıyla da  $\beta^+$  yönündeki geçişleri yaparlar (Osterfeld 1992, Rapaport ve Sugarbaker 1994, Fujiwara 2001, Frekers 2006, Ichimura vd. 2006).

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

Bu reaksiyonlar, çekirdeklerin  $\sigma$  yanıtlarının çalışılmasında iyi bir araçlardır ve son çekirdekte yüksek enerjili uyarılma enerjilerine ulaşılmasını sağlarlar. Ayrıca,  $0^+$  diferansiyel tesir kesiti ile B(GT) geçiş gücü arasında yakın bir orantılık bulunmuştur (Taddeucci vd. 1987). Son zamanlarda ( $^3\text{He}$ , t) (Puppe vd. 2011, Guess 2001) ve (t,  $^3\text{He}$ ) (Predikakes vd. 2011, Guess 2001) reaksiyonları ile ilgili ölçümler öyle bir aşamaya gelmiştir ki yük-alışverişli reaksiyonlarda ve beta bozunumlarında GT geçişlerinin bire-bir karşılaştırılmasına olanak vermektedir. Böylece, yük-alışverişli reaksiyonlar, 20 MeV'den daha büyük uyarılma enerjilerine kadar B(GT) güçlerinin bağlı değerlerini çalışmada faydalı birer araç olmuşlardır.

Gamow-Teller Rezonansının (GTR) teorik olarak varlığı 1963 ve 1965 yıllarında gösterilmiştir. Deneysel olarak ise ilk kez 1975 yılında 35 MeV proton gelme enerjisinde  $^{90}\text{Zr}$  (p, n) reaksiyonunda gözlenmiştir (Doering vd. 1975). (p, n) gibi yük-alışverişli reaksiyonlar, orta enerjilerde ağır çekirdeklere ( $^{208}\text{Bi}$ ) GTR'ı elde etmede kullanılmaktadır (Bainum vd. 1980, Flanders vd. 1989). Bunun yanında, ( $^3\text{He}$ , t) reaksiyonu, nükleon başına 100 MeV bombardıman enerjisinde spin-isospin uyarılmalarını gözlemlenmede uygun olmaktadır (Jänecke vd. 1991). GTR,  $^{208}\text{Pb}$  için kuazi-parçacık fonon modelinde incelenmiştir ve  $^{208}\text{Bi}$  çekirdeğindeki 30 MeV uyarılma enerjileri civarına kadar dağılım gösterdiği bulunmuştur (Kuzmin ve Soloviev 1984). Diğer taraftan GTR, Tamm-Dancoff yaklaşımında, Skryme tipi etkileşmelerin kullanıldığı Hartree-Fock (HF) metodu ile de incelenmiş ve GTR piki deneyden yaklaşık 2-4 MeV kadar fazla bulunmuştur (Colo vd. 1994). Dang ve diğerleri,  $^{208}\text{Bi}$  için GTR'ı, iki-cisim temel etkileşmesini kullanarak RPA ötesinde incelemişler ve hesapladıkları ana pikin deneyden 2.6 MeV büyük olduğunu bulmuşlardır (Dang vd. 1997). Babacan ve diğerleri, etkin etkileşmenin öz-uyumlu olarak elde edildiği Pyatov-Salamov metodunu kullanarak  $^{208}\text{Bi}$  için GTR'ı hesaplamışlardır ve deneysel sonuçlara yakın değerler bulmuşlardır (Babacan vd. 2005). Babacan ve diğerlerinin (Babacan vd. 205)  $^{90}\text{Nb}$  çekirdeği durumunda ise  $1^+$  düzeyleri aynı metotla elde ettikleri rezonans değeri, deneysel değerden (Moosburger vd. 1990) %15 daha küçüktür. Bai ve diğerleri, Skryme etkin etkileşmesinin tensör terimini Öz-uyumlu (HF+RPA) modele ilave ederek  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$  için elde ettikleri GTR'nin ana pikinin 2 MeV aşağı çekildiğini göstermişlerdir (Bai vd. 2009). Bai ve diğerlerinin bu çalışmasında,  $^{208}\text{Bi}$  çekirdeğindeki uyarılmış  $1^+$  düzeylerinin  $^{208}\text{Pb}$  in taban durumundan söz konusu  $1^+$  düzeylerine geçiş karşılık gelen  $\beta$  geçiş gücü arasındaki bağıllığı ortalama alan parametrelerine bağlı olarak incelemiş ve elde ettikleri sonuçların deneysel değerlere yaklaştığı gösterilmiştir.

Bu çalışmada ise, küresel ortalama alanda, yük-alışverişli etkileşmenin parçacık-deşik kanalının tek-tek çekirdeklere yarattığı uyarılmış  $1^+$  düzeylerinin enerjileri kuaziparçacık RPA yaklaşımında incelenmektedir. Söz konusu  $1^+$  düzeylerinin enerjileri  $^{90}\text{Nb}$  ve  $^{208}\text{Bi}$  için hesaplanmaktadır.  $^{90}\text{Zr}$  ve  $^{208}\text{Pb}$  ana çekirdeklerinin taban durumlarından  $^{90}\text{Nb}$  ve  $^{208}\text{Bi}$  çekirdeklerindeki uyarılmış  $1^+$  düzeylerine geçiş karşılık gelen  $\beta$  geçiş güçleri ve bunların GT toplama kuralına katkıları hesaplanmıştır.

## 2. Küresel Tek-Tek Çekirdeklere Parçacık-Deşik Tipli $1^+$ Düzeyleri

Yük-alışverişli spin-isospin etkileşmesinin parçacık-deşik kanalının küresel tek-tek çekirdeklere uyarılmış  $1^+$  düzeylerini küresel simetrik ortalama alanda yaratan Hamiltonyen aşağıdaki gibi yazılabilmektedir (Aytekin ve Kuliev 1996):

$$H = H_{sqp} + 2\chi_{ph} \sum_{\mu=0\pm 1} T_{\mu}^{+} T_{\mu}^{-} \quad (1)$$

$H_{sqp}$ ,  $E_j = \sqrt{(\varepsilon_j - \lambda_q)^2 + \Delta_q^2}$  enerjili tek - kuaziparçacık Hamiltonyenidir. Burada,  $\varepsilon_j$  tek parçacık enerjisi,  $\lambda_q$  ve  $\Delta_q$  ise sırasıyla çift etkileşimi teorisinin kimyasal potansiyeli (Fermi enerjisi) ve enerji aralığıdır (gap). Burada, q proton ve nötronu temsil etmektedir.  $H_{sqp}$  kuaziparçacık Hamiltonyeni,

$$H_{sqp} = \sum_{jm} E_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^{+} \alpha_{j_n m_n} + \sum_{jm} E_{j_p m_p} \alpha_{j_p m_p}^{+} \alpha_{j_p m_p} \quad (2)$$

ile verilmektedir. Burada görülen  $\alpha^{+}(a)$ , kuaziparçacık yaratma (yok etme) işlemcileridirler.  $T_{\mu}^{-}$  ( $T_{\mu}^{+}$ ),  $\beta^{-}$  ( $\beta^{+}$ )-bozunumu işlemcilerdirler. Bu işlemciler aşağıdaki gibi tanımlanırlar:

$$T_{\mu}^{-} = \sum_{\mu} \{b_{np} C_{np}(\mu) + b_{np} C_{np}^{+}(-\mu)\}, T_{\mu}^{-} = (T_{\mu}^{+})^{+} \quad (3)$$

Burada aşağıdaki notasyonlar kullanılmaktadır:

$$b_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| \vec{\sigma} \| j_p \rangle; \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \vec{\sigma} \| j_p \rangle \quad (4)$$

$$C_{np}(\mu) = \sum_{m_p m_n} \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} (-1)^{j_p - m_p} \langle j_p m_p 1 \mu | j_n m_n \rangle \alpha_{j_p - m_p} \alpha_{j_n m_n} \quad (5)$$

(4) eşitliğinde görülen  $u_j$  ve  $v_j$  Bogoliubov kanonik dönüşüm parametreleri ve  $C_{np}^{+}$  ( $C_{np}$ ) ise nötron-proton iki kuaziparçacık çiftinin yaratılması ve (yok edilmesine) uygun gelen bozon işlemcileridir. (4) eşitliğinde görülen  $v_j$  ve  $u_j$  parametreleri,  $j$  ile verilen bir tek parçacık düzeyinin dolu ya da boş olma olasılığının ölçüsünü temsil etmektedirler. Çift etkileşmesi yapan proton ve nötron sistemlerinin  $\lambda_q$  ve  $\Delta_q$  parametreleri çiftlenme yoğunluklarını temsil eden  $v_j^2$  ve  $u_j^2$  ( $v_j^2 + u_j^2 = 1$ ) olasılıkları cinsinden aşağıdaki BCS denklemlerini sağlarlar:

$$\left. \begin{matrix} u_j^2 \\ v_j^2 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_j - \lambda_q}{\sqrt{(\varepsilon_j - \lambda_q)^2 + \Delta_q^2}} \right]. \quad (6)$$

Çift etkileşim teorisi parametreleri  $\lambda_q$  ve  $\Delta_q$  aşağıda verilen denklem sisteminin çözümüyle elde edilebilmektedir.

$$\frac{\Delta_q}{G_q} = \sum_{j \in q} \sqrt{v_j(1-v_j)}, \quad (7)$$

$$N_q = \sum_{j \in q} v_j \quad (8)$$

Burada,  $G_q$  çift etkileşimi katsayısı ve  $N_q$  ise nötron proton sayısını temsil etmektedir.

RPA da, küresel tek-tek çekirdeklerdeki kolektif 1<sup>+</sup> düzeyi bir-fononlu bir düzey olup aşağıdaki şekilde ifade edilebilmektedir (Aytekin ve Kuliev 1996):

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+(\mu)|\psi_0\rangle = \sum_i \{X_{np}^i C_{np}^+(\mu) - Y_{np}^i C_{np}(-\mu)\} |\psi_0\rangle \quad (9)$$

Burada,  $Q^+(\mu)$  fonon yaratma işlemcisi ve  $|\psi_0\rangle, |N, Z\rangle$  ana çekirdeğinin taban durumuna karşı gelen fonon vakuumudur.  $X_{np}$  ve  $Y_{np}$  ise  $|N-1, Z+1\rangle$  tek-tek çekirdeğindeki iki-kuaziparçacık genlikleri olup aşağıdaki şekilde normalize edilir:

$$\sum_{np} \{(X_{np}^i)^2 - (Y_{np}^i)^2\} = 1 \quad (10)$$

$[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+$  ile verilen hareket denkleminin RPA yönteminde çözülmesiyle  $|N-1, Z+1\rangle$  tek-tek çekirdeğindeki uyarılmış düzeylerin  $\omega_i$  enerjisini bulmaya yarayan dispersiyon bağıntısı aşağıdaki şekilde elde edilebilmektedir (Aytekin ve Kuliev 1996):

$$D(\omega_i) = D_1(\omega_i) D_2(\omega_i) - [D_3(\omega_i)]^2 = 0. \quad (11)$$

Burada aşağıda verilen notasyonlar kullanılmaktadır:

$$D_1(\omega_i) = 1 + 2\chi_{ph} \sum_{np} \left( \frac{b_{np}^2}{E_{np} - \omega_i} + \frac{\bar{b}_{np}^2}{E_{np} + \omega_i} \right), \quad (12)$$

$$D_2(\omega_i) = 1 + 2\chi_{ph} \sum_{np} \left( \frac{\bar{b}_{np}^2}{E_{np} - \omega_i} + \frac{b_{np}^2}{E_{np} + \omega_i} \right) \quad (13)$$

$$D_3(\omega_i) = 2\chi_{ph} \left\{ \sum_{np} b_{np} \bar{b}_{np} \frac{1}{E_{np} - \omega_i} + \frac{1}{E_{np} + \omega_i} \right\}. \quad (14)$$

Burada,  $E_{np}, E_{n\bar{p}} = E_n + E_{\bar{p}}$  ile verilen nötron-proton kuazi-parçacık çiftlerinin enerjileridir.

$(N, Z)$  çift-çift ana çekirdeğinin 0<sup>+</sup> taban durumunu  $(N \mp 1, Z \pm 1)$  çekirdeğindeki 1<sup>+</sup> uyarılmış düzeylerine  $\beta^\mp$

geçişleriyle bağlayan nükleer matris elemanları aşağıdaki şekilde elde edilebilir (Aytekin ve Kuliev 1996):

$$M_{oi}^{\uparrow\beta-} = \langle 1_{oi}^+ | T_\mu^- | \psi_i(A, Z-2) \rangle = - \sum_{n,p} b_{np} X_{np}^{oi} - \bar{b}_{np} Y_{np}^{oi} \quad (15)$$

$$M_{oi}^{\uparrow\beta+} = \langle 1_{oi}^+ | T_\mu^+ | \psi_{oi}(A, Z-2) \rangle = \langle \psi | f(A-2, Z) | T_\mu^- | 1_{oi}^+ \rangle = \sum_{n,p} \bar{b}_{np} X_{np}^{oi} - b_{np} Y_{np}^{oi} \quad (16)$$

Burada, aşağıda verilen notasyonlar kullanılmaktadır:

$$X_{np}^{oi} = - \frac{1}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \frac{\bar{b}_{np} + L(\omega_i) b_{np}}{\varepsilon_{np} - \omega_i}, Y_{np}^{oi} = \frac{1}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \frac{b_{np} + L(\omega_i) \bar{b}_{np}}{\varepsilon_{np} + \omega_i}, \quad (17)$$

$$L(\omega_i) = - \frac{D_3(\omega_i)}{D_1(\omega_i)}. \quad (18)$$

(17) eşitliğinde görülen  $Z(\omega_i)$ , eşitlik (10) ile verilen normalizasyon koşulundan elde edilebilmektedir. (15) ve (16) eşitlikleri ile verilen nükleer matris elemanları cinsinden B(GT) geçiş gücü şu şekilde yazılabilmektedir:

$$B(GT) = \sum_{oi} (M_{oi}^{\uparrow\beta-})^2 - \sum_{oi} (M_{oi}^{\uparrow\beta+})^2 \quad (19)$$

Şimdi problem, bu eşitliğin modelden bağımsız olan ve Ikeda toplama kuralı olarak bilinen  $B(GT)=3(N-Z)$  ifadesini sağlayıp sağlamamasıdır.

### 3. Sonuçlar ve Yorumlar

Bu çalışmada, tek parçacık bağlanma enerjileri  $\varepsilon_j$  ile  $u_j$  ve  $v_j$  parametreleri, etkin nükleon-nükleon yoğunluk bağımlı SKM\* (<sup>208</sup>Pb için) ve S3 (<sup>90</sup>Zr için) Skyrme tipli etkileşme parametre setleri kullanılarak küresel Hartree-Fock yaklaşımı ile hesaplanmaktadır. Hesaplamalar, ([http://www.le.infn.it/~gpc/neutrino/sk\\_nk.f](http://www.le.infn.it/~gpc/neutrino/sk_nk.f)) ile verilen SKAFO isimli program kullanılarak yapılmaktadır. Benzer nükleonlar arasındaki çift bağlaşımları, BCS yaklaşımında dikkate alınmaktadır. Çalışmamızda, <sup>90</sup>Zr ve <sup>208</sup>Pb çekirdekleri için  $\Delta_p$  ve  $\Delta_n$  gap enerjileri 11.2 MeV /  $\sqrt{A}$  ifadesinden bulunmakta,  $G_p$  ve  $G_n$  çift etkileşimi sabitleri ile  $\lambda_p$  ve  $\lambda_n$  Fermi enerjileri ise öz uyumlu olarak hesaplanmakta ve sonuçlar Çizelge 1' de sunulmaktadır. Hesaplamalarda, <sup>90</sup>Zr için 11 proton ve 16 nötron tek parçacık düzeyi ve <sup>208</sup>Pb için ise 18 proton ve 24 nötron tek parçacık düzeyi dikkate alınmıştır.

Eşitlik (11) ile verilen denklemin çözülmesiyle elde edilen <sup>90</sup>Nb ve <sup>208</sup>Pb çekirdeklerindeki uyarılmış 1<sup>+</sup> düzeylerinin  $\omega_i$  enerjileri Tablo 2 de sunulmaktadır. Bu çalışmada,  $\chi_\beta$  etkileşme sabiti <sup>90</sup>Zr için 23/A ve <sup>208</sup>Pb için 22/A seçilmiştir. Eşitlik (19) ile verilen B(GT)  $\beta$  geçiş gücü değerleri

**Çizelge 1.**  $^{90}\text{Zr}$  ve  $^{208}\text{Pb}$  çekirdekleri için çift etkileşimi teorisi parametreleri

A	$\Delta_p$	$\Delta_n$	$G_p$	$G_n$	$\lambda_p$	$\lambda_n$
90	1.2831	1.5285	0.3222	0.3222	-7.0940	-8.9777
208	0.7766	0.7766	0.2260	0.1709	-5.2849	-6.0028

**Çizelge 2.**  $^{90}\text{Nb}$  ve  $^{208}\text{Bi}$  çekirdeklerinde  $1^+$  düzey enerjileri ve B(GT) değerleri

$^{90}\text{Nb}$			$^{208}\text{Bi}$		
$\omega_i$	B(GT)	B(GT)/3(N-Z)	$\omega_i$	B(GT)	B(GT)/3(N-Z)
6.53	17.67	0.59	7.07	17.65	0.134
7.17	0.25	0.01	12.63	92.46	0.700
8.13	0.82	0.03	13.76	0.51	0.004
18.45	2.27	0.08	14.41	7.64	0.058
19.61	3.90	0.13	19.00	5.08	0.038
22.63	4.34	0.14	23.64	0.18	0.001

ise eşitlik (15) ve (16) bağıntıları ile verilen nükleer matris elemanları yardımıyla hesaplanmış ve bunların Ikeda toplama kuralına katkıları da Tablo 2 de verilmiştir. Tablo 2 de ayrıca  $1^+$  düzeylerine olan B(GT) geçiş güçlerinin hesaplanmış değerleri ve B(GT) değerlerinin Ikeda toplama kuralına katkıları görülmektedir.

Hesaplamalarımız göstermektedir ki,  $^{90}\text{Nb}$  çekirdeğinde yaklaşık 6.53 MeV de rezonansa ulaşılmış olup bunun Ikeda toplama kuralına katkısı %58.9 olarak bulunmuştur. Bu ise  $8.9 \pm 1$  MeV deneysel değeri (Moosburger vd. 1990) ile karşılaştırıldığında yaklaşık %25 kadar küçük kalmaktadır.  $^{208}\text{Bi}$  için ise 12.62 MeV de rezonansa ulaşılmış olup bunun da Ikeda toplama kuralına %70 katkıda bulunduğu görülmüştür. Bu ise deneysel olarak gözlenen  $15.6 \pm 0.2$  MeV rezonans değerinden (Akimune vd. 1995) %20 daha küçüktür. Hesaplarımız, seçilen tek parçacık enerji spektrumuna ve  $\chi_\beta$  etkileşme sabiti değerine oldukça duyarlı olmaktadır. SHF yaklaşımında diğer Skyrme kuvvet parametrelerinin de denenmesi ve farklı tek-parçacık spektrumları ve değişen  $\chi_\beta$  etkileşme sabitleriyle birlikte hesaplanan sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması önerilebilir. Ayrıca, hesaplamalarda parçacık-parçacık etkileşmesinin etkisi de dikkate alınabilir.

#### 4. Kaynaklar

- Akimune, H., Daito, I., Fujita, Y., Fujiwara, M., Greenfield, M. B., Harakeh, MN., Inomata, T., Jänecke, J., Katori, K., Nakayama, S., Sakai, H., Sakemi, Y., Tanaka, M., Yosoi, M. 1995. Direct proton decay from the Gamow-Teller resonance in  $^{208}\text{Bi}$ . *Phys. Rev., C*, 52: 604-615.
- Aytekin, H., Kuliev, AA. 1996. Collective  $1^+$  states in spherical odd-odd nuclei. *Tr. J. Phys.*, 20: 785-789.

- Babacan, T., Salamov, DI., Küçükburca, A. 2005. Gamow-Teller  $1^+$  states in  $^{208}\text{Bi}$ . *Phys. Rev. C*, 71: 037303.
- Babacan, T., Salamov, DI., Küçükburca, A. 2005. An investigation of the gamow-teller  $1^+$  states in  $^{90}\text{Nb}$  Isotopes. *Math. Comp. Appl.*, 10 (3): 359-368.
- Bai, CL., Sagawa, H., Zhang, HQ., Colò, G., Xu, FR. 2009. Effect of Tensor Correlations on Gamow-Teller States in  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . arXiv:0811502v2 (nucl-tech).
- Bainum, DE., Rapaport, J., Goodman, CD., Horen, DJ., Foster, CC., Greenfield, MB., Goulding, CA. 1980. Observation of Giant Particle-Hole Resonances in  $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 44: 1751-1754.
- Colo, G., Van Giai, V., Bortignon, P.F., and Broglia, RA. 1994. Escape and spreading properties of charge-exchange resonances in  $^{208}\text{Bi}$ . *Phys. Rev. C*, 50: 1496-1508.
- Dang, ND., Arima, A., Suzuki, T., Yamaji, S. 1997. Spreading of the Gamow-Teller Resonance in  $^{90}\text{Nb}$  and  $^{208}\text{Bi}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 79: 1638-1641.
- Doering, RR., Galonsky, A., Bertsch, GF. 1975. Observation of Giant Gamow-Teller Strength in  $(p, n)$  Reactions. *Phys. Rev. Lett.*, 35: 1691-1693.
- Flanders, BS., Madey, R., Anderson, BD., Baldwin, AR., Watson, JW., Foster, CC., Klapdor, HV., Grotz, K. 1989. Gamow-Teller strength in the  $^{208}\text{Pb}(p,n)^{208}\text{Bi}$  reaction at 134.3 MeV. *Phys. Rev. C*, 40: 1985-1992.
- Frekers, D. 2006. Facets of charge-exchange reactions-from astrophysics to double beta decay. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57: 217-225.
- Fujita, Y., Rubio, YB., Gelletly, W. 2011. Spin-isospin excitations probed by strong, weak and electro-magnetic interactions. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 66: 549-606.
- Fujiwara, M. 2001. Recent results from  $(^3\text{He}, t)$  charge-exchange reactions. *Nucl. Phys. A*, 687 18-25.

- Guess, CJ. 2011.** The  $^{150}\text{Nd} (^3\text{He},t)$  and  $^{150}\text{Sm}(t,^3\text{He})$  reactions with applications to  $\beta\beta$  decay of  $^{150}\text{Nd}$ . *Phys. Rev. C*, 83: 064318.
- Ichimura, M., Sakai, H., Wakasa, T. 2006.** Spin-isospin responses via (p, n) and (n, p) reactions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 56: 446-531.
- Jänecke, J., Becchetti, FD., van den Berg, AM., Berg, GPA., Brouwer, G., Greenfield, MB., Harakeh, MN., Hofstee, MA., Nadasen, A., Roberts, DA., Sawafta, R., Schippers, JM., Stephenson, EJ., Stewart, DP., van der Werf, SY. 1991.** Non-spin-flip ( $^3\text{He}$ , t) charge-exchange and isobaric analog states of actinide nuclei studied at  $\theta = 0^\circ$ ,  $E(^3\text{He})=76$  MeV and 200 MeV. *Nucl. Phys. A*, 526: 1-35.
- Kuzmin, VA., Soloviev, VG. 1984.** Fragmentation of the Gamow-Teller resonance in spherical nuclei. *J. Phys. G*, 10: 1507-1522.
- Moosburger, M., Aschenauer, E., Dennert, H., Eyrich, W., Lehmann, A., Rudeloff, Schlösser, H., Wirth, H. 1990.** ( $^6\text{Li},^6\text{He}$ ) reaction and Gamow-Teller  $\beta$  decay. *Phys. Rev. C*, 41: 2925-2928.
- Osterfeld, F. 1992.** Nuclear spin and isospin excitations. *Rev. Mod. Phys.*, 64: 491-557.
- Rapaport, J., Sugerbaker, E. 1994.** Isovector excitations in nuclei. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 44: 109-153.
- Perdikakis, GR., Zegers, GT., Sam, MA., Bazin, D., Caesar, C., Deaven, JM., Gade, A., Galaviz, Grinyer, G., Guess, CJ., Herlitzius, C., Hitt, GW., Howard, ME., Meharchand, R., Noji, SD., Sakai, H., Shimbara, Y., Smith, EE., Tur, C. 2011.** Gamow-Teller unit cross sections for (t,  $^3\text{He}$ ) and ( $^3\text{He}$ , t) reaction. *Phys. Rev. C*, 83: 05414.
- Puppe, P., Frekers, D., Adachi, T., Akimune, H., Aoi, N., Bilgier, B., Ejiri, H., Fujita, H., Fujita, Y., Fujiwara, M., Ganioglu, E., Harakeh, MN., Hatanaka, K., Holl, M., Kozer, HC., Lee, J., Lennarz, A., Matsubara, H., Miki, K., Orrigo, SEA., Suzuki, T., Tamii, A., Thies JH. 2011.** High resolution ( $^3\text{He}$ , t) reaction on the double-beta decaying nucleus  $^{136}\text{Xe}$ . *Phys. Rev. C*, 84: 051305 (R).
- Taddeucci, N., Goulding, CA., Carey, TA., Byrd, RC., Goodman, CD., Gaarde, C., Larsen, J., Horen, D., Rapaport, J., Sugarbaker, E. 1987.** The (p, n) reaction as a probe of beta decay strength. *Nucl. Phys. A*, 469: 125-172.
- URL 2011.** [http://www.le.infn.it/~gpcp/neutrino/sk\\_nk.f](http://www.le.infn.it/~gpcp/neutrino/sk_nk.f).