

ARAŞTIRMA MAKALESİ /RESEARCH ARTICLE

**²³²Th ÇEKİRDEĞİNDE ELEKTRİK DİPOL UYARILMALARINA
ÖTELEME DEĞİŞMEZLİĞİN ETKİSİ**

Filiz ERTUĞRAL¹, Ekber GULİYEV², Ali Ekber KULİYEV³

ÖZ

Bu çalışmada deforme çekirdekler için öteleme değişmez QRPA yaklaşımı kullanılarak ²³²Th çekirdeğinde 1⁻ durumları incelenmiştir. Bu çekirdekte Cüce (Pygmy) dipol rezonansında kütle merkezi hareketine karşı gelen sahte halinin rolü incelenmiştir. Öteleme değişmez hamiltoniyen kullanarak sahte halin ayrışmasının hesaba katılmasının etkisi Dev dipol Rezonansın ve 1⁻ durumlarının düşük enerji yoğunluğunun her ikisi içinde kayda değerdir. Araştırmalar öteleme değişmez olmayan modele göre öteleme değişmez modelin üstünlüğünü göstermiştir. Öteleme değişmez modelde pygmy rezonansı oluşturan 1⁻ seviyelerin enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarına katkıları öteleme değişmez olmayan modeldekenden %10 daha fazladır.

Anahtar Kelimeler : ²³²Th, Elektrik dipol geçişleri, Manyetik dipol geçişleri, Cüce ve dev rezonanslar.

**EFFECT OF TRANSLATIONAL INVARIANCE IN
LOW-LYING ELECTRIC DIPOLE EXCITATIONS IN ²³²Th**

ABSTRACT

In this paper the translational invariant QRPA approach for the spherical nuclei has been extended to describe the 1⁻ states in deformed nuclei. The role of spurious centre-of-motion state on the Pygmy dipole resonance (PDR) has been investigated in the deformed ²³²Th. It has been shown that the effect of taking into account the translational invariance of the Hamiltonians in the QRPA with separation of zero energy spurious solutions are noticeable in both the low energy density of 1⁻ states and in the PDR. Present investigation demonstrates the advantage of the translational invariant QRPA over the non translational invariant one. Within the translational invariant model the effect of removing spurious states on the E1 strength distribution is stronger than in none invariant QRPA (10%) for the states up to the neutron binding energy.

Keywords: ²³²Th, Electric dipole excitation, Magnetic dipole excitations, Pygmy and giant resonance.

¹ Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Esentepe Kampus
e-posta ertugral@sakarya.edu.tr, **Fax:** (264) 295 59 50

² Azerbaycan Milli İlimler Akademisi, Fizik Enstitüsü, H.Cavid Caddesi 33, Bakü, Azerbaycan

³ Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, Esentepe Kampus

1. GİRİŞ

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadır. Bu uyarılmaların içerisinde elektrik ve manyetik dipol titreşimlerinin özel bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmaların paritetlerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olanlar elektrik dipol karakterli, $I^\pi = 1^+$ olanlar ise manyetik dipol karakterlidir. Elektrik dipol rezonanslar nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı yaptığı titreşimler sonucu meydana gelir (Baldwin ve Klaiber, 1947; Goldhaber ve Teller, 1948). Bu mod yüksek enerjilerde (13-16 MeV) Dev dipol rezonansı (GDR) oluşturur. Son zamanlarda deneyler nötronun bağ enerjisi civarında küçük dipol rezonansların meydana gelmesini göstermiştir. Bu rezonanslar Dev rezonanslarla kıyaslandığında B(E1) dipol geçiş güçleri daha küçük olduklarından dolayı bunlara Cüce (Pygmy) rezonans denilmiştir. Manyetik dipol mod uyarılmalarının yüksek enerjili spin-titreşim seviyeleri 7-9 MeV enerji aralığında Spin-titreşim karakterli manyetik dipol rezonansı meydana getirir (Bohr ve Mottelson, 1975), spektroskopik bölgede yerleşen dalı ise maksimumu 3 MeV civarında yerleşen makas mod (Scissors) rezonansı oluşturur. Bu uyarılmalar deforme çekirdeğin nötron ve proton sistemlerinin simetri eksenlerinin bir birine zıt olarak makas bıçaklarının açılıp kapanması gibi bir hareket olduğu düşünüldüğünde bu titreşimler 'makas' mod olarak adlandırılmışlardır (Richter, 1993). Mikroskopik teori açısından makas modun meydana gelmesinden esas sorumlu izovektör kuadrapol-kuadrapol etkileşmeleridir. Bilindiği gibi ağır çekirdeklere ($A > 100$) Hartree-Fock veya süperakışkan çekirdeklere Hartree-Fock-Bogoluibov yaklaşımları tek parçacık hamiltoniyeninin sahip olduğu bir çok simetrinin kırılmasına neden olmaktadır. Buna örnek olarak çekirdek ortalama alan potansiyellerinde öteleme karşı ve ek olarak aksel simetrik deforme çekirdek hamiltoniyenin de dönme dönüşümlerine göre değişmez olmaması gösterilebilir. Bu simetri kırılmaları ortalama alan potansiyelleriyle bağlantılı olarak kendiliğinden meydana geldiğinden, Goldstone teoremine (Goldstone vd., 1962) göre enerjisi sıfır olan 'spurious hal' enerji spektrumundaki gerçek titreşim seviyelerine karışır. Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen $\omega = 0$ hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi $I^\pi = 1^-$ olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Öte yandan deforme çekirdeklere dönme değişmezliğin kırılmasına neden olan $\omega = 0$ Goldstone dalı çekirdeğin bir bütün olarak dönmesini yansıtır ve simetriden dolayı manyetik dipol titreşimlerine ($I^\pi = 1^+$) karışmaktadır. Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde 'spurious' haller olarak adlandırılmışlardır. Bu sahte hallerin gerçek

enerji spektrumuna karışması teorik sonuçları kuvvetli bir şekilde etkilemektedir (Kuliev ve Pyatov, 1972; Pyatov ve Salamov, 1977).

Bu çalışmada değişmezlik ilkelerine dayanarak kolektif seviyelerin meydana gelmesinden sorumlu olan izoskaler ve izovektör etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde ortalama alan potansiyeliyle özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori kullanılarak çekirdek hamiltoniyenin öteleme ve dönme değişmezlikleri restore edilerek elde edilen sonuçlar kırınımlı hamiltoniyenlerle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

2. TEORİ

2.1 Öteleme Değişmezliğin Restorasyonu

Eşleme etkileşmesi yapan süperakışkan bir çekirdek ele alınırsa nükleonların çekirdek içi hareketini temsil eden tek kuazi parçacık hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılır.

$$H_{sqp} = \sum_{s\tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_{\bar{s}}^+(\tau) \alpha_{\bar{s}}(\tau)) \quad (1)$$

Burada $\varepsilon_s = \sqrt{\Delta_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}$ nükleonların kuazi parçacık enerjisi, E_s ise ortalama alandaki enerjilerdir. Δ ve λ sırası ile süperakışkan modelin gap ve kimyasal potansiyel parametreleridir. α^+ (α) kuazi parçacık üretme (yok etme) operatörleridir. $|\bar{s}\rangle$ deforme alanda hareket eden tekparçacık $|s\rangle$ dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir. Süperakışkan deforme çekirdeklerin H_{sqp} kuaziparçacık hamiltoniyeni aksel simetrik alanda izoskaler ve izovektör terimlerinden dolayı dönme ve öteleme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle momentum korunmamaktadır.

$$[H_{sqp}, P_\mu] \neq 0 \quad J^\pi = 1^- \quad (2)$$

Bunun $\mu = 0, \pm 1$ bileşenleri H_{sqp} ile komütatif değildir. Bu da H_{sqp} hamiltoniyenin öteleme değişmez olmadığını göstermektedir. Buna göre söz konusu çekirdeklere 1^- seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için etkin kuvvetlerin seçilmesinde öteleme değişmezliğin restorasyonu çok önemlidir. Bu halde QRPA'da restore edici izoskaler ve izovektör etkin kuvvetler aşağıdaki şekilde seçilmektedir (Pyatov ve Salamov, 1977).

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{sqp}, P_\mu]^+ [H_{sqp}, P_\mu] \quad (3)$$

$$\gamma_\mu = \langle 0 | [P_\mu^+, [H_{sqp}, P_\mu]] | 0 \rangle \quad \gamma_{-1} = \gamma_{+1} = \gamma$$

$$[H_{sqp} + h_0, P_\mu] = 0 \quad (4)$$

Mikroskopik teori açısından dipol titreşimlerinin meydana gelmesinden esas sorumlu izovektör dipol-

dipol etkileşmeleridir. Bu etkileşmelerinin meydana getirdiği 1^- seviyelerinin temsil eden hamiltoniyen aşağıdaki şekildedir.

$$H = H_{sqp} + h_0 + W_1 \quad (5)$$

Burada W_1 nötron ve protonların izovektör dipol-dipol etkileşmelerini temsil ediyor

$$W_1 = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 (\bar{R}_n - \bar{R}_p)^2 \quad (6)$$

χ_1 izovektör dipol-dipol titreşim sabiti ve \bar{R}_n ve \bar{R}_p nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezi koordinatlarıdır.

QRPA'da 1^- seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları aşağıdaki şekildedir:

$$|\Psi_i^+ \rangle = Q_i^+ |\Psi_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu, \tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) A_{\mu}^+(\tau) - \phi_{\mu}^i(\tau) A_{\mu}(\tau)] |\Psi_0 \rangle \quad (7)$$

Burada Q_i^+ fonon üretim operatörü ve $|\Psi_0 \rangle$ çift-çift çekirdeğin taban durumuna uygun gelen fonon vakumudur. Dalga fonksiyonunun birimleme koşulu aşağıdaki şekildedir.

$$\sum_{\mu, \tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) - \phi_{\mu}^i(\tau)] = 1 \quad (8)$$

Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için QRPA yöntemi kullanarak

$$[H_{sqp} + h_0, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (9)$$

hareket denklemini çözerek 1^- seviyelerinin enerjisi olan ω_i kökleri bulunur.

1^- seviyelerinin elektrik dipol geçiş ihtimali aşağıdaki gibi yazılır.

$$M = \langle \psi_n(1^-) | M(E1) | \psi_0 \rangle \quad (10)$$

Burada $M(E1)$

$$M(E1) = e \sum_{i=1}^Z \bar{r}_i$$

şeklinde yazılır. Elektrik dipol matris elemanlarının modelden bağımsız toplam kuralı

$$\sum_{ss'} (v_{s'}^2 - v_s^2) (E_s - E_{s'}) r_{ss'}^2 = \frac{9}{4\pi} \frac{\hbar^2}{m} N_{\tau} \quad (11)$$

şeklinde verilir. E_s ve $r_{ss'}$ sırasıyla tek parçacık enerjisi ve dipol matris elementidir. v_s çiftlenim seviyelerinin

doluluğunu, N_{τ} ($\tau=p,n$) ise çekirdeğin içindeki nötron ve protonların sayısıdır.

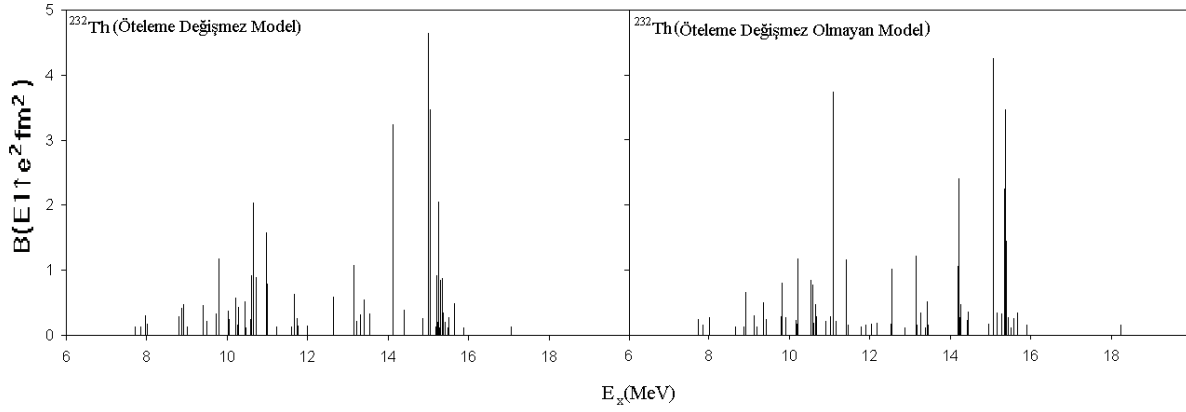
3. TARTIŞMA

Bu çalışmada deforme ^{232}Th çekirdeği için QRPA yaklaşımı (Pyatov, 1977) deforme çekirdeklerin 1^- ve 1^+ durumlarını incelemek için kullanılmıştır. Elektrik dipol ve manyetik dipol titreşimleri üzerine sahte hallerin etkisi incelenmiştir. Hesaplamalar süperakışkan model çerçevesinde ^{232}Th için $\delta = 0.231$ quadrapol deformasyon parametresi (Raman ve Malarkey, 1987)'nin üst versiyonu olan (Ertuğral, 2001) kullanılarak yapılmıştır. Tek parçacık enerjileri, deforme Woods-Saxon potansiyelinde hesaplanmıştır (Cerkaski, 1977; Dudek, 1984). Nötron ve protonlar için potansiyel kuyularının dibinden +6 MeV'e kadar tüm diskret ve kuasidiskret enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. G_N ve G_Z etkileşme sabitlerine uygun gelen çift korelasyon teorisinin Δ ve λ parametrelerinin bu enerjilerle hesaplanmış değeri Tablo 1'de gösterilmiştir.

Tablo 1. ^{232}Th çekirdeği için çift korelasyon parametreleri (MeV) birimlerinde

Çekirdek	Δ_n	λ_n	Δ_p	λ_p
$^{232}_{90}\text{Th}$	0.67	-6.113	0.74	-6.719

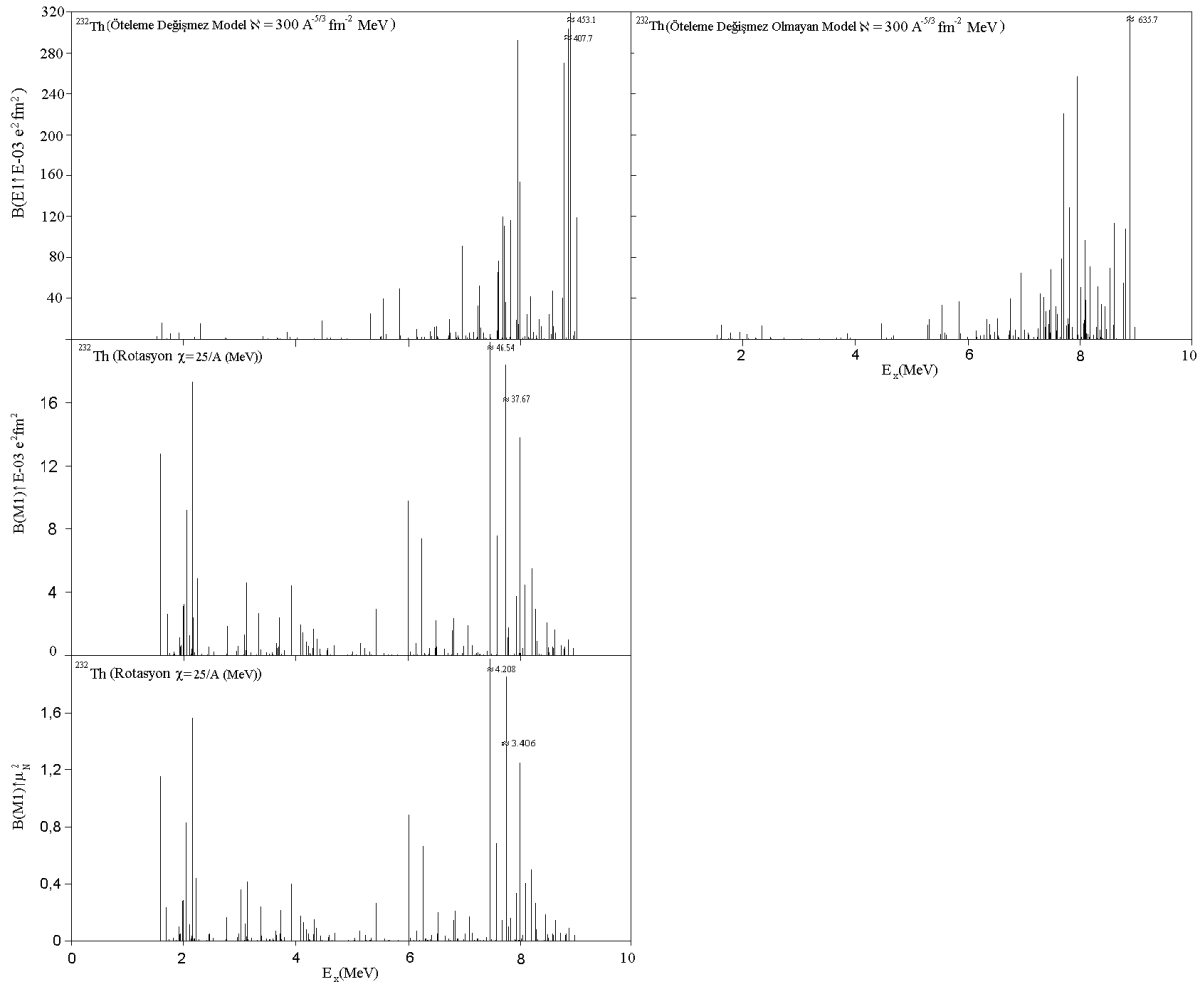
İzovektör dipol-dipol uyarılmaları için güç parametresi $\chi_1 = 300A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$ olarak kullanılmıştır (Pyatov, N.I. ve Salamov, 1977). Kullanılan bu değer izovektör simetri potansiyeli ile ilişkilidir ve bu değer (Bohr, A., Mottelson, B., 1975) analizleri ile de uyum içindedir. Hesaplamalarda kullanılan izovektör spin-spin etkileşme sabiti M1 uyarılmaları için $\chi_{\sigma\tau} = 25/A$ MeV kullanılmıştır (Kuliev, 1970; Kuliev, 1972). Bu değer deforme tek çekirdeklerin manyetik momentumlarının ve β geçiş hızlarının teorik değerlerinin deneyle karşılaştırılması sonucu elde edilmiştir. ^{232}Th deforme çekirdeklerinin $6 \div 20$ MeV enerji aralığında hesaplanan geçiş ihtimallerinin $B(E1) > 0.1$ 'den büyük olan değerleri için 1^- uyarılmalarının enerjiye göre dağılımı Şekil 1'de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi elektrik dipol uyarılmaları sonucu 7-9 MeV enerji aralığında Pygmy rezonans ve genişliği 9-16 MeV olan çok kuvvetli Dev rezonans meydana gelir. Pygmy rezonansı oluşturan en büyük kolektif seviyenin $B(E1) = 0.4531 \text{ e}^2 \text{fm}^2$ değeri 8,901 MeV enerjide ve buna karşın Dev rezonansa katkı sağlayan 15 MeV enerjili en büyük kolektif seviyenin değeri ise $B(E1) = 4.62 \text{ e}^2 \text{fm}^2$ dir. Pygmy rezonansı meydana getiren elektrik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kuralına katkısı %3 iken Dev rezonansı meydana getiren geçişlerin katkısı % 90'dan fazladır.



Şekil 1. ^{232}Th çekirdeğinin QRPA yöntemiyle hesaplanmış $B(E1)$ değerleri için enerji diyagramı. Şeklin sol tarafı Öteleme Değişmez Modele göre bulunan sonuçları sağ tarafı ise Öteleme Değişmez Olmayan Modele göre bulunan sonuçları gösteriyor.

Şekil 1'den görüldüğü gibi elektrik dipol $B(E1)$ gücü öteleme değişmez hamiltoniyen kullanıldığında elde edilen sonuçlar öteleme değişmez olmayan modele göre daha çok ayırışım sergilemektedir. İncelemeler değişmez model çerçevesinde elde edilen 1^- seviyelerinin değişmez olmayan modeldeki seviyeler-

le kıyaslandığında daha çok kolektif olduğunu göstermiştir. Değişmez modelde 1^- seviyelerinin pygmy rezonansı oluşturan seviyelerin enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarına katkıları değişmez olmayan modeldekinden %10 fazladır.



Şekil 2. ^{232}Th çekirdeğinin QRPA yöntemiyle hesaplanmış $B(E1)$ ve $B(M1)$ geçiş ihtimallerinin enerji dağılımı

Tablo 2. ^{232}Th çekirdeğinin elastik olmayan elektron saçılma ve nükleer rezonans floresans deneylerinden gözlenen değerlerle dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model kullanılarak elde edilen teorik sonuçların karşılaştırılması (hesaplamalar $\chi = \frac{25}{A}$ MeV için yapılmıştır).

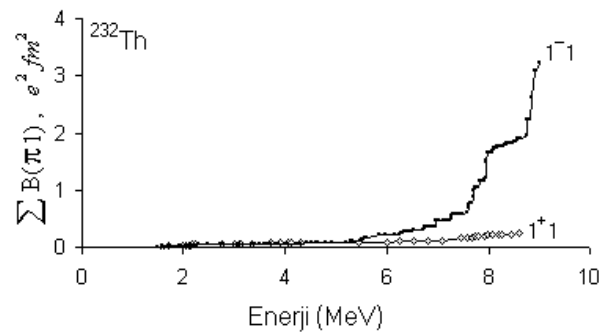
(γ, γ')		(e, e')		Dönme Değişmez Model		Dönme Değişmez Olmayan Model	
E_x (MeV)	$B(M1)\uparrow$ (μ_N^2)	E_x (MeV)	$B(M1)\uparrow$ (μ_N^2)	E_x (MeV)	$B(M1)\uparrow$ (μ_N^2)	E_x (MeV)	$B(M1)\uparrow$ (μ_N^2)
2.043	1.48(9)	2.043	1.3(35)	1.596	1,149	1.643	1.786
2.248	0.56(7)	2.248	0.4(2)	1,713	0,233	1.969	0.183
2.274	0.24(3)	2.274	0.6(3)	1,989	0,278	2.045	0.833
2.296	0.31(6)	2.296	0.4(2)	2,047	0,826	2.051	0.641
				2,107	0,11	2.181	2.699
				2,148	0,213	2.209	0.477
				2,163	1,559	2.251	0.721
				2,233	0,435	2.977	0.194
				2,765	0,161	3.001	0.203
$\langle E_x \rangle = 2.13$ $\sum B(M1) = 2.58(25)$		$\langle E_x \rangle = 2.13$ $\sum B(M1) = 2.7(1.1)$		$\langle E_x \rangle = 2.09$ $\sum B(M1) = 4.964$		$\langle E_x \rangle = 2.076$ $\sum B(M1) = 7.737$	

Şekil 2’de QRPA yöntemiyle hesaplanmış $B(E1)$ ve $B(M1)$ değerlerinin $0 \div 9$ MeV enerji aralığında dağılımı gösterilmiştir. Dipol rezonans için nötronun bağlanma enerjisi bölgesinde en büyük $B(E1)$ değeri $453.10^{-3} e^2\text{fm}^2$ olarak bulunmuştur. Buna karşın bu bölgede manyetik dipol geçişlerinin aynı birimlerde en büyük $B(M1)$ değeri ise $46,5.10^{-3} e^2\text{fm}^2$ ’dir. Böylelikle nötronun bağ enerjisi civarında manyetik dipol seviyelerin katkısı elektrik dipol seviyelerin katkısından yaklaşık 2 mertebe küçük olduğundan pygmy rezonans hissedilir derecede etkilenmeyecektir.

İncelemeler dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model kullanılarak yapılan hesaplamalarda $B(M1)$ değerlerinde kayda değer farklılığın olduğunu gösterir. ^{232}Th çekirdeğinin makas mod uyarılmalarının enerji ve toplam $B(M1)$ için esnek olmayan elektron saçılma ve nükleer rezonans floresans deneylerinden elde edilen sonuçlar ile dönme değişmez model ve dönme değişmez olmayan model kullanılarak elde edilen teorik sonuçların karşılaştırılması Tablo 2’de verilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi ^{232}Th çekirdeği için dönme değişmez olmayan modelin dönme değişmez olan modele göre toplam $B(M1)$ değeri yaklaşık iki kat fazladır (toplam $B(M1)$ ve ortalama enerji hesapları Kuliev (2000) makalesinde sırasıyla formül (17) ve formül (21) kullanılarak hesaplanmıştır). Dönme değişmez modelin kullanılması dönme değişmez olmayan modele göre $B(M1)$ gücünü azaltır ve sonuçları deneye yaklaştırır. Tablodan görüldüğü gibi teorik ve deneysel ortalama enerji arasındaki uyum oldukça iyidir. $B(M1)$ ’in değerlendirilmesinde teorik sonuçların deneysel sonuçlardan büyük olmasının esas iki nedeni vardır. Bunlardan birincisi gömülü seviyelerin kullanılan detektörlerin düşük ayırt edici olmaları ikincisi ise ayırışım sonucu bir sürü seviyenin

gözlem dışı kalmasıdır.

Şekil 3’de ise ^{232}Th çekirdeğinin toplam $\sum B(E1)$ ’in ve $\sum B(M1)$ ’in $e^2\text{fm}^2$ birimlerinde hesaplanan değerlerinin enerjiye göre artması gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi 6 MeV’e kadar enerjilerde 1^- ve 1^+ seviyelerinin bulunma ihtimali birbirine çok yakındır. Fakat pygmy rezonansın meydana geldiği $6 \div 9$ MeV enerji aralığında 1^+ seviyelerinin toplam $B(M1)$ değerleri uygun $B(E1)$ değerlerinden çok düşük olduklarından (1^- seviyelerinin içerisine gömülmüş vaziyette) deneysel olarak gözlenme ihtimalleri çok düşüktür ve buna göre bağ enerjisi civarında gözlenen seviyeler ağırlıklı olarak elektrik dipol karakterlidir.



Şekil 3. ^{232}Th çekirdeğinin QRPA yaklaşımı olarak $\sum B(E1)$ ve $\sum B(M1)$ ’nin $e^2\text{fm}^2$ birimlerinde bulunan sonuçların enerjiye göre doyması ($\Pi=E$ veya M)

4. SONUÇLAR

1- Çekirdek hamiltoniyenin değişmezlik ilkele-rine dayanarak mikroskobik modelin QRPA yöntemi çerçevesinde ortalama alan potansiyelinde simetri kırınımına neden olan iki terimin olduğu bir hal için etkin kuvvetlerin ayrılabilir şekilde özuyumlu olarak seçilmesini sağlayan serbest parametresiz bir teori ve simetri kırınımının restore edilmediği pa-rametrelere bağlı bir teorinin karşılaştırılması yapılmış ve bu yolla özuyumlu olarak seçilmiş restore edi-ci etkin kuvvetlerin rolünün önemi görülmüştür. Elektrik dipol B(E1) gücü öteleme değişmez hamiltoniyen kullanıldığında elde edilen sonuçlar öteleme değişmez olmayan modele göre daha çok ayrışım sergilemektedir. Değişmez modelde 1^- sevi-yelerinin pygmy rezonansı oluşturan seviyelerin ener-ji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarına kat-kıları değişmez olmayan modeldekinden %10'dan fazladır.

2- Bağ enerjisi civarında gözlenen spini 1 olan seviyelerin paritelerinin belirlenmesi çok zor oldu-ğundan bu uyarılmaların elektrik dipol veya manyetik dipol karakterli olduklarını teorik olarak incelemek çok bilgi verici olacaktır. Bundan dolayı elektrik dipol ve manyetik dipol geçiş güçlerinin enerjiye bağlı ola-rak dağılımını incelendi. Hesaplamalar incelenen bölgede manyetik dipol geçişlerinin toplam gücünün elektrik dipol geçişlerinin toplam gücünden 1 mer-tebe küçük olduğunu göstermiştir. Manyetik güce katkı sağlayan bireysel seviyelerin indirgenmiş M1 matris elemanları bireysel elektrik seviyelerinin matris ele-manlarından iki mertbe küçük olduğu teorik olarak bulunmuştur. Böyle bir durumda 1^+ seviyeleri 1^- seviyelerinin içerisine gömülmüş vaziyette olduğundan onların deneysel olarak gözlenme ihtimali çok düşük-tür ve buna göre bağ enerjisi civarında gözlenen se-viyelerin ağırlıklı olarak elektrik dipol karakterli ol-duğu sonucuna varılır.

5. KAYNAKLAR

- Baldwin, G.C. ve Klaiber, G.C. (1947). *Phys. Rev.* 71(3).
- Bohr, A. ve Mottelson, B. (1975). *Nuclear Structure*, Vol.2. New York.Benjamin,W.A.
- Cerkaski, M. vd., (1977). *Phys. Letter* 70(B), 9.
- Dudek, J., vd., (1984). *Nucl. Phys.* 412(A), 61.
- Ertuğral, F., Guliyev, E. ve Kuliev, A.A. (2002). Sa-karya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitü Dergi-si 2, 33, Sakarya
- Goldstone, J., Salam, A. ve Weinberg, S. (1962). *Phys. Rev.* 127, 965
- Goldhaber, M. ve Teller, E. (1948). *Phys. Rev.* 74(1046).

Kuliev, A.A. vd., (1972). *Nucl.Phys.* 182(A), 625.

Kuliev, A.A. vd., (1970). Communication of the JINR, P4-5003, Dubna USSR.

Kuliev, A.A vd., (2000). *International Journal of Modern Physics* 9(E), 249.

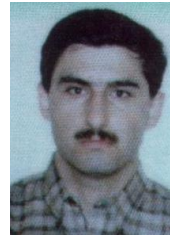
Pyatov, N.I. ve Salamov (1977). *Nukleonica* 22, 127.

Richter, A. (1993). *Nucl. Phys.* 553(A), 417.

Raman, S., Malarkey C.H., Milner W.T., Neston C.W. ve Stelsen, P.H. (1987). *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36, 1



Filiz Ertuğral, 1978'de Almanya-Pforzheim doğumlu. Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 1999 yılında mezun oldu. Aynı yıl Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Nükleer Fizik Bölümü'nde mastıra başladı. 2004 yılında master eğitimini tamamlayıp aynı üniversitede doktora yapmaya başladı. Halen Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü'nde görev yapmaktadır.



Ekber Guliyev, 1973 yılında Azerbaycan'ın Başkenti Bakü'de doğdu. Bakü Devlet Üniversitesinden Yüksek Fizikçi (mastır) derecesi olarak 1995 yılında mezun oldu. 1997-1999 yılları arasında Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak görev yaptı. 1997-2002 yılları arasında Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümünde Doktora eğitimini tamamladı. 2005 yılında Doçentlik unvanını aldı. Halen Azerbaycan Milli İlimler Akademisi Fizik Enstitüsünde öğretim üyesi olarak görev yapmaktadır.



Ali Kuliev, 1940 yılında Azerbaycan'da doğdu. Moskova Devlet Üniversitesi Fizik Bölümü'nden 1965 yılında mezun oldu. 1965-1971 yıllarında Moskova Devlet Üniversitesinde Yüksek Lisans ve Doktorasını tamamladı. 1974'te doçentliğini, 1990'da Profesör-lüğünü aldı. Halen Sakarya Üniversitesi Fizik Bölümü'nde Nükleer Fizik anabilim dalında görev yapmaktadır.