

DEFORMASIYA OLMUŞ NÜVƏLƏRDƏ PİQMI DİPOL REZONANS

ƏKBƏR ƏLİ OĞLU QULİYEV

Nüvə və Radioloji Fəaliyyətin Tənzimlənməsi üzrə Dövlət Agentliyi, FHN,
N.Rəfiyev küç.66, Bakı, Azərbaycan
akbar.guliyev@fhn.gov.az

Cüt-cüt yarı-sehrli, nadir torpaq elementləri və aktinid nüvələrində Piqmi dipol rezonansın (PDR) xüsusiyyətləri Kvazizərrəcik Təsadüfi Faza Yaxınlaşmasında (KTFY) tədqiq edilmişdir. PDR-in universallığı və yarı-sehrli nüvələrdə deformasiyanın rolu müzakirə edilmişdir. Təcrübi faktların izahında kiçik enerjili 1^0 və 1^1 dipol səviyyələri üçün əldə edilən nəticələr, paralel köçürmə invariant hamiltonianlardan və Qaliley invariant qarşılıqlı təsirlərdən istifadə edilməsinin əhəmiyyətini göstərdi. Buna müqabil, invariantlıqları pozulmuş hamiltonianlardan istifadə edilməsi, aşağı enerjilərdə təcrübi nəticələrdən çox böyük dəyərlər verir. Tədqiq edilən yarı-sehrli və nadir-torpaq elementləri nüvələrinin $B(E1)$ dipol gücünün zəngin quruluşa malik olması, PDR üçün əldə edilən təcrübi nəticələri bir çox cəhətdən təsdiqləyir. Nəzəri hesablamaların təhlili, yarı-sehrli və güclü deformasiyalı nadir-torpaq nüvələrində olduğu kimi, ^{232}Th , ^{236}U və ^{238}U izotoplarında da nuklon eşik enerjisindən aşağı enerjilərdə elektrik dipol keçidlərinin, əsasən $\Delta K=0$ xarakterli olmasını göstərdi. Buna görə də, bu enerjilərdə müşahidə edilən elektrik dipol səviyyələrinin əksəriyyətini PDR-nin $K=0$ qolu olaraq təfsir etmək mümkündür.

Açar sözlər: deformasiya olmuş nüvələr, Piqmi Dipol Rezonans.

PACS: 24.30.Cz., 25.20-x.

1. GİRİŞ.

Nuklonlararası effektiv nüvə qüvvələrinin səbəb olduğu kollektiv həyəcanlanma səviyyələrinin tədqiq edilməsi, nüvə quruluşunun öyrənilməsi baxımından, çox mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Kollektiv səviyyələr arasında, dipol həyəcanlanma səviyyələri xüsusi yer tutur. Bu səviyyələrin öyrənilməsi, nüvə mühitində nuklonlar arasındakı güclü qarşılıqlı təsirin xarakterini, qüvvət parametrlərini, keçid ehtimallarını və cəmləmə qanunlarını ifadə edən fiziki kəmiyyətlərin hesablanması istifadə edilən modellərin və yaxınlaşmaların yararlılığının sınaqı baxımından çox əhəmiyyətlidir.

Dipol səviyyələri, ən etibarlı nəticələrin əldə edildiyi foto-nüvə səpilmə reaksiyalarında rahatlıqla müşahidə edilir. Bu reaksiyalarda dipol səviyyələri, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri nəticəsində həyəcanlandıqından, təsir kəskinliyinin və keçid ehtimallarının təyini nüvə modellərindən asılı olmur. Elektrik dipol xarakterli kollektiv həyəcanlanmalara misal olaraq mənfii cütlüklü Nəhəng Dipol (NDR) [1,2] və Piqmi dipol rezonansları [3], maqnit dipol xarakterli kollektiv həyəcanlanmalara isə misal olaraq müsbət cütlüklü qayçı [4] və spin-flip rezonansları [5] göstərmək olar.

Keçən əsrin 60-cı illərində G.A. Bartolomeyev tərəfindən bir çox kürəvi nüvə üçün qoyulan neytron qoparılması ilə gedən foton-nüvə reaksiyalarında, 6-9 MeV enerji intervalında (neytronun rabitə enerjisindən kiçik enerjilərdə) çoxlu sayda $E1$ həyəcanlanma səviyyələrinin rezonans şəklində qruplaşması müşahidə edildi [6]. Müşahidə edilən bu rezonans, NDR rezonansın kiçik enerjili quyu hissəsində (6-9 MeV) yerləşir və onun izovektor elektrik dipol keçid matris elementlərinin enerji çəkili cəminə (ECC) qatqısı təxminən 1% təşkil edir. Müşahidə edilən bu rezonansın elektrik dipol gücünün, NDR ilə müqayisədə qat-qat kiçik olmasına görə o, piqmi (cırtan) dipol rezonans adlandırılmışdır.

Təbiəti hələ də tam olaraq elmə məlum olmayan bu rezonans, nüvənin klassik Damcı modelində nüvə daxilində

dəki N-Z sayda neytron artığının, yerdə qalan neytron və proton özəyinə qarşı rəqsi hərəkəti nəticəsində yaranan bir rezonans kimi fərz edilir [7]. Bununla belə, bu rezonansı fərqli izah edən müxtəlif nəzəriyyələr də mövcuddur [8-13]. Mikroskopik modeldə isə ümumiyyətlə elektrik dipol həyəcanlanmalar nüvədəki neytronların və protonların qarşılıqlı təsirinə zərrəcik dəşik keçidləri sayəsində yaranan iki kvazizərrəcikli neytron-neytron ($n-n$) və proton-proton ($p-p$) hallarının superpozisiyasından meydana gələn fonon halları kimi fərz edilir [14]. Bu fonon hallarının $B(E1)$ həyəcanlanma ehtimalının güc funksiyası 2-30 MeV enerji intervalında yayılaraq, 6-9 MeV intervalında PDR rezonansı, 11-16 MeV intervalında isə NDR rezonansı əmələ gətirir. Bunlardan başqa, dipol həyəcanlanmalarının $E1$ güc funksiyası spektroskopik enerji bölgəsində ($E < 4\text{MeV}$) paylanan və həyəcanlanma ehtimalları $B(E1) < 10^{-3}\text{e}^2\text{fm}^2$ tərtibində olan, iki-kvazizərrəcik xarakterli həyəcanlanmaları da əhatə edir. Bununla belə, 4 MeV-dən böyük bütün enerjilərdə PDR-ə və NDR-ə qatqı verən $B(E1) = (1,0-3,0) \cdot 10^{-3}\text{e}^2\text{fm}^2$ olan zəif kollektiv səviyyələrə də rast gəlinir.

Son zamanlar, müxtəlif təcrübələrdə PDR həyəcanlanma səviyyələri $^{17-22}\text{O}$ kimi yüngül oksigen izotoplarından başlayaraq, $^{204-208}\text{Pb}$ kimi bir çox ağır nüvələrdə müşahidə edildi [3,15].

Neytron sayları sehrli ədəd olan ($N=82$) və buna görə də kürəvi hesab edilən ^{136}Xe , ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd və ^{144}Sm kimi keçid nüvələrində təcrübi olaraq zəngin spektrin müşahidə edilməsi, çox böyük marağa səbəb oldu [3,15]. Dipol səviyyələrinin müşahidə edilən zəngin spektri, nəzəri olaraq dalğa funksiyalarında çox fonon konfigurasiyalarının nəzərə alınmasıyla izah edilməyə çalışılsa da, qənaətbəxş nəticə alınmadı [16]. Belə zəngin spektrin izahını, yarı-sehrli nüvələrin proton saylarının, sehrli ədədlərdən uzaq olması səbəbindən formasını dəyişərək deformasiya olması ilə izah etmək mümkündür. Bu fərziyyənin doğruluğunu $^{122-130}\text{Te}$ [17] $^{140-150}\text{Ce}$ [18,19] və $^{194,196}\text{Pt}$ izotop zənciri [20] nüvələrində maqnetik dipol səviyyə sıxlığı və bunların $B(M1)$ həyəcanlanma ehtimalı

üçün deformə bazada əldə edilən nəticələrin təcrübi nəticələrə uyğun olması təsdiq edilmişdir.

Məlumdur ki, nüvələrin kürəvilikdən cüzi kənara çıxması, təkzərrəcik səviyyələrinin j hərəkət miqdarı momentinə görə cırılmasının aradan qalxmasına və Kramers teoreminə istinadən [21] $(2j+1)/2$ sayda səviyyəyə parçalanmasına səbəb olur. Nəticədə deformə nüvələrdə səviyyələrin sayı, kürəvi nüvələrlə müqayisədə bir neçə dəfə artır. Cırılmanın aradan qalxması nəticəsində spini və cütlüyü $I^{\pi}=I^{-}$ olan dipol həyəcanlanma səviyyələri, I momentinin z komponentinin simmetriya oxuna paralel ($K=0$) və perpendikulyar ($K=1$) olan proyeksiyalarına görə iki fərqli səviyyə qoluna ayrılır. Bunun nəticəsində ümumi sayı iki dəfə artan dipol səviyyələri bir-birinə qarışaraq, dipol səviyyə sıxlığının artmasına səbəb olur. Buna görə kürəvilikdən deformasiyalı formaya və deformasiyalı formadan kürəvilikə keçid nüvələrində forma dəyişikliyi ilə əlaqədar nüvələrin dipol səviyyə sıxlığında, $B(E1)$ həyəcanlanma ehtimalında və bunların enerji çəkili cəm qaydalarında meydana gələn dəyişikliklərin tədqiq edilməsi çox əhəmiyyətlidir.

Son illərdə PDR modanın deformasiya olmuş yüngül nüvələrdə də müşahidə edilməsi [22, 23], onun sadəcə kürəvi və keçid nüvələrinə xas bir xüsusiyyət olmadığını göstərdi. Buna görə, NDR kimi PDR-in də fundamental bir kollektiv rezonans olması nöqtəyi-nəzərdən, onun güclü deformasiya olmuş ağır nüvələrdə də tədqiqi vacibdir. Lakin, güclü deformasiya olmuş nüvələrdə aparılmış ən həssas təcrübələr belə, 6.5 MeV-dən böyük enerjilərdə yüksək səviyyə sıxlığı səbəbindən, PDR-in müşahidəsinin çox çətin olduğunu göstərdi [24]. Son illərdə, bu istiqamətdə dipol həyəcanlanma səviyyələrinin təcrübi tədqiqi üçün yeni metodlar təklif edilir [25-27]. Belə vəziyyət, PDR-in ağır deformasiya olmuş nüvələrdə nəzəri tədqiqini aktuallaşdırır.

Nəzəri nüvə fizikasında mikroskopik modellərdən geniş şəkildə istifadə olunur [14, 28]. Atom fizikasında olduğu kimi, nüvə fizikasında da çoxzərrəcikli sistemin Şredinger tənliyinin həllində Hartri-Fok metoduna müraciət edilir [14]. Bu metod, nüvələrin orta sahə potensialına malik olması fərziyyəsinə əsaslandığından, bu metodun nüvələrə tətbiqi, sistemi xarakterizə edən Hamilton funksiyasının başlanğıcda sahib olduğu bəzi fundamental simmetriyaların spontan olaraq pozulmasına səbəb olur. Məsələn, mikroskopik modeldə orta sahə potensialından istifadə edilməsi, başlanğıcda invariant olan sistem Hamiltonianının, paralel köçürmə simmetriyasının, deformasiya olmuş nüvələrdə isə fırlanmaya görə simmetriyasının pozulmasına səbəb olur. Bu simmetriya pozulmaları, Qoldston teoreminə görə sıfır enerjili səviyyələrin meydana gəlməsinə səbəb olur [29]. Nüvənin daxili hərəkəti ilə heç bir əlaqəsi olmayan və "qəlp" adlandırılan bu hal nüvənin real səviyyələrinə qarışaraq, onları kirləndirir. Bundan başqa, ifrat axıcı nüvələrdə istifadə olunan cütlənmə potensialının Qaliley çevrilmələrinə görə simmetrik olmaması yaxşı məlumdur [30]. Çevirmə operatorlarının simmetriyalarından dolayı bu pozulmalar dipol həyəcanlanma səviyyələrinə daha çox təsir göstərir. Buna görə də, nüvə həyəcanlanma səviyyələrinin öyrənilməsi zamanı Hamilton funksiyalarında istifadə edilən potensialların səbəb olduğu simmetriya pozulmalarının bərpası və sıfır enerjili Qoldston halının, nüvənin həqiqi həyəcanlanma səviyyələrindən təcrid edilməsi, etibarlı nəticələr əldə edilməsi

baxımından çox vacibdir.

Bu günə qədər, bu problemin həlli üçün müxtəlif metodlar irəli sürülmüşdür [30-34]. Ən çox üstünlük verilən metodlardan biri, N. Pyatov tərəfindən irəli sürülmüş [34] və kürəvi nüvələrdə elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinə təsir edən paralel köçürmə invariantlığın bərpasına tətbiq etmişdir [35]. Daha sonra bu metod deformasiyalı nüvələrin, mənfi cütlüklü dipol həyəcanlanma səviyyələrinə də müvəffəqiyyətlə tətbiq edildi [36]. İfrataxıcı nüvələrin dipol səviyyələrinin tədqiqində cütlənmə qarşılıqlı təsirin Qaliley invariantlığının bərpasının əhəmiyyəti ilk dəfə ədəbiyyat [35]-də göstərilmişdir.

Deformasiyalı nüvələrdə bir potensiallı hal üçün fırlanma invariantlığı bərpəedici qüvvələrin müsbət cütlüklü maqnit dipol 1^+ həyəcanlanma səviyyələrinə təsiri ilk dəfə ədəbiyyat [37]-də tətbiq edilmişdir. Nüvənin orta sahəsində real olaraq iki potensialın olduğu hal üçün isə Pyatov metodu ədəbiyyat [4]-də ümumiləşdirilmiş və bərpəedici qüvvələrin keçid və deformasiyalı nüvələrdə 1^+ -səviyyələrinin enerjilərinə, keçid ehtimallarına və cəm qaydalarına təsiri hərtərəfli olaraq tədqiq edilmişdir [38-42].

İfrataxıcı deformasiyalı nüvələrdə Hamiltonianın pozulan paralel köçürmə invariantlığının və cütlənmə qarşılıqlı təsirin Qaliley invariantlığının eyni zamanda bərpası, ilk dəfə ədəbiyyat [17]-də inkişaf etdirilmiş və nadir-torpaq və aktinid izotoplarının elektrik dipol 1^- səviyyələrinə tətbiq edilmişdir [38-47].

Bu icmalda ədəbiyyat [17]-də inkişaf etdirilmiş paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşması da ¹⁵⁰Nd nüvəsinin, PDR-i formalaşdıran elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin enerjiləri və keçid ehtimalları hesablanmış, habelə müxtəlif deformasiyalı nüvələrin elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələri üçün ədəbiyyat [39, 41, 43-46]-də əldə edilmiş nəticələr nəzərdən keçirilmiş və hamiltonianların pozulmuş invariantlığını bərpəedici qüvvələrin dipol rəqslərinin öyrənilməsindəki əhəmiyyəti vurğulanmışdır. Burada elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin nəzəri və təcrübi nəticələrinin qarşılıqlı təhlili əsasında, yarı-sehrli nüvələrdə müşahidə edilən qeyri-adi yüksək dipol səviyyə sıxlığının meydana gəlməsində deformasiyanın rolu şərh edilmişdir. Əldə edilmiş nəticələr, bu mövzuda başqa ədəbiyyatlarda [3,15] əldə edilmiş nəticələrlə müqayisə edilmişdir.

Güclü deformasiya olmuş aktinid izotoplarında neytron eşik enerjisindən kiçik enerjilərdə PDR-i meydana gətirən elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin xüsusiyyətləri ¹⁵⁰Nd nüvəsində, kürəvi və keçid nüvələrində PDR-i meydana gətirən dipol səviyyələri ilə müqayisə edilərək, bu rezonansın bütün nüvələrə xas universal bir moda olması fərziyyəsi təhlil edilmişdir [44-46].

2. QIRILAN PARALEL KÖÇÜRMƏ VƏ QALİLEY İNVARİANTLIĞININ BƏRPASI.

Dipol-dipol və bərpəedici h_0 və h_{Δ} qarşılıqlı təsirlərin ifrataxıcı deformasiyalı nüvələrdə elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrini generasiya etdiyini fərz etsək, model Hamiltonian aşağıdakı şəkildə yazılır [17, 41,43].

$$H = H_{spp} + h_0 + h_{\Delta} + W_1 \quad (1)$$

Burada H_{spp} nuklonların tək kvazizərrəcik hərəkətini, h_0

paralel köçürmə invariantlığı, h_Δ Qaliley çevrilmələrinə görə simmetriyanı bərpaedici qüvvələri, W_i isə proton və neytronların bir-birinə qarşı izovektor dipol rəqslərini ifadə edir.

İnkişaf etdirilən metodda invariantlıqları bərpaedici qüvvələr aşağıdakı şəkildə seçilir [17,41,43]:

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

və

$$h_{\Delta} = -\frac{1}{2\beta} \sum_{\mu} [U_{\Delta}, R_{\mu}]^+ [U_{\Delta}, R_{\mu}] \quad (3)$$

Burada P_{μ} elektrik dipol 1^- -həyəcanlanmalarının impulsunun kürevi komponentləri ($\mu=0, \pm 1$), $R_{\mu} = \sum_{k=1}^A r_k Y_{lm}(\Theta_k, \Phi_k)$ nüvənin kütlə mərkəzi koordinatları, U_{Δ} isə cütlənmə potensialıdır [27, 31]. (2) və (3) ifadələrindəki

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

və

$$\beta = \langle 0 | [R_{\mu}^+, [U_{\Delta}, R_{\mu}]] | 0 \rangle$$

uyğun olaraq, nüvənin əsas halındakı orta sahə və cütlənmə potensiallarının orta qiyməti ilə təyin olunur.

Dipol-dipol həyəcanlanmalar üçün izovektor qarşılıqlı təsiri [36]

$$D(\omega_i) = -\omega_i^2 \begin{vmatrix} M(\omega_i) & -S_{\Delta} & 2\kappa_1 \omega_i \tilde{F}_{np} \\ S_{\Delta} & \beta - R_{\Delta} & 2\kappa_1 \tilde{Y}_{\Delta np} \\ -\omega_i \tilde{F}_{np} & \omega_i \tilde{Y}_{\Delta np} & -(1 + 2\kappa_1 F_{np}^2) \end{vmatrix} = 0 \quad (6)$$

1^- səviyyələrinin ω_i enerjiləri (6) sekulyar tənliyi həll edilərək tapılır. (6) tənliyinin köklərindən birinin sıfır olduğu görünür. Sekulyar tənliyin $\omega=0$ kökü nüvənin bir bütün olaraq fəzada hərəkətini ifadə edən Qoldston halının [29] nüvənin real rəqslərindən təcrid olunduğunu göstərir.

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | M(E1, \mu) Q_i^+ | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | [M(E1, \mu), Q_i^+] | \Psi_0 \rangle \quad (7)$$

burada

$$M(E1, \mu) = e_p \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sum_{i=1}^Z (r Y_{1\mu})_i \quad (8)$$

elektrik dipol operatoru, e_p protonun elektrik yükü, $\mu=0$ və 1 -dir. Ədəbiyyat [49]-a istinadən (7) ifadəsində protonlar üçün $e_{eff}^p = N/Z$, neytronlar üçün isə $e_{eff}^n = -Z/A$

$$W_i = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left(\frac{NZ}{A}\right)^2 (\bar{R}_n - \bar{R}_p)^2 \quad (4)$$

şəklində yazılır. Burada χ_1 izovektor dipol-dipol qarşılıqlı təsir sabiti, \bar{R}_n və \bar{R}_p isə, uyğun olaraq, neytron və proton sisteminin kütlə mərkəzinin koordinatlarıdır.

KTFY yaxınlaşmasında [14, 43] 1^0 və 1^1 səviyyələrinin bir fononlu dalğa funksiyası aşağıdakı kimi seçilir:

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

KTFY yaxınlaşmasının məlum prosedurasını tətbiq edərək [43], (1) hamiltonianının məxsusi enerjiləri və dalğa funksiyaları

$$[H_{sqp} + h_0 + h_{\Delta} + W, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (5)$$

hərəkət tənliyi həll edilərək tapılır. Burada Q_i^+ həyəcanlanan səviyyələrin fonon operatoru, $|\Psi_0\rangle$ isə nüvənin əsas halının dalğa funksiyası olmaqla bərabər, həm də fonon vakuumu, yəni $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$. Analitik hesablamalarda 1^0 və 1^1 səviyyələrinin ω_i tək fonon enerjilərinin ödədiyi sekulyar tənlik üçün aşağıdakı ifadə əldə edilir:

Ψ_0 dalğa funksiyasının fonon vakuumu olduğu nəzərə alındığında, nüvənin əsas ($1^{\pi}=0^+$) halından həyəcanlanma səviyyələrinə $M(0^+ \rightarrow 1^- K) = \langle \Psi_0 | M(E1, \mu) | \Psi_i \rangle$ $E1$ keçid matris elementi, aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$B(E1, 0^+ \rightarrow 1^- K) = (1 + \delta_{K1}) |M(0^+ \rightarrow 1^- K)|^2, \quad (9)$$

$$M(0^+ \rightarrow 1^- K) = -(e_{eff}^p \mathfrak{M}_p + e_{eff}^n \mathfrak{M}_n) \quad (10)$$

və

$$\mathfrak{M}_{\tau} = \frac{1}{2\sqrt{\omega_i Y}} \left(\frac{1}{2} M_{\tau} + L_{\tau} \omega_i \frac{\Delta_{\tau}}{2} \tilde{S}_{\tau} - \tau_z \bar{L}_{\tau} \frac{K_1}{Z} F_{\tau} \right) \quad (11)$$

Burda $Y = Y_n(\omega_i) + Y_p(\omega_i)$ və

$$Y_{\tau} = \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'}^3 p_{ss'}^2 L_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} - 4\tau_z L_i \kappa_l \gamma \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'}^2 p_{ss'} L_{ss'} r_{ss'} u_{ss'}}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2} + 8\kappa_l L_i^2 \gamma^2 \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\varepsilon_{ss'} r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2}$$

şəklindədir. (11) ifadəsində $\tau=n$ üçün $\tau_z=+1$, $\tau=p$ üçün isə $\tau_z=-1$ - dir. Burada istifadə edilən funksiyaların açıq ifadələri ədəbiyyat [43]-də verilmişdir.

3. HESABLAMALAR.

Hesablamalar Mikroskopik modelin KTFY metodu çərçivəsində keçid nüvələri, nadir-torpaq ($150 < A < 172$) və aktinid bölgəsi izotopları üçün Woods-Saxon deformasiya potensialında bir-zərrəcik modelin Şredinger tənliyinin məxsusi enerjiləri və dalğa funksiyaları bazis götürülərək aparılmışdır [48]. İfrataxıcı modelin Δ və λ kəmiyyətləri nüvənin bir-zərrəcik enerjilərindən və dalğa funksiyalarından istifadə edilərək, ədəbiyyat [14]-ə istinadən hər bir nüvə üçün fərdi olaraq hesablanmışdır. Nüvələrin kvadrupol deformasiya parametrləri [49] məqaləsindən alınmışdır. İzovektor dipol-dipol qarşılıqlı təsir sabitinin $\chi_1=300A^{-5/3}MeVfm^{-2}$ qiyməti ədəbiyyat [43]-dən götürülüb. Bu dəyər tədqiq edilən nüvələrdə NDR-nin təcrübi enerjilərini müvəffəqiyyətlə izah edir.

Hamiltonianın paralel köçürməyə nəzərən invariantlığının pozulması, dipol səviyyələrin quruluşuna və kollektivliyinə təsir edir. Apardığımız tədqiqatlar, pozulmuş

invariantlığın bərpa edilməsinin, 6 MeV-dən kiçik enerjilərdə yerləşən səviyyələrə az təsir etdiyini göstərdi [39, 41]. Təsir özünü əsasən 6 MeV-dən böyük enerjilərdə göstərməyə başlayır [43, 44]. Cədvəl 1-də ^{138}Ba nümunəsində, paralel köçürmə invariant olan və olmayan KTFY yaxınlaşmasında dipol səviyyələrin $K=1$ qolunun hesablanmış inteqral xarakteristikalarından ω_i enerjiləri, $B(E1)$ keçid ehtimalları, $\psi_{ss'}^i$ iki-kvazizərrəcik amplitudları və bunlara müvafiq asimptotik Nilsson kvant ədədləri ($Nn_z \Lambda \Sigma$) müqayisə edilmişdir. Qeyd edək ki, cədvəldə ^{138}Ba nüvəsinin PDR enerji bölgəsində yerləşən və $B(E1)$ keçid ehtimalı ən böyük olan iki elektrik dipol həyəcanlanma səviyyəsi üçün müvafiq məlumatlar əks olunmuşdur. Bilindiyi kimi, həyəcanlanma ehtimallarının böyüklüyü ilə yanaşı, dalğa funksiyasına birdən çox iki-kvazizərrəcik komponentinin qatqı verməsi də səviyyənin kollektivliyinin əsas göstəricisidir. Cədvəldən görüldüyü kimi, hesablamalar PDR modanı formalaşdıran səviyyələrin, paralel köçürmə invariant olan modeldə invariant olmayan modelə nəzərən daha kollektiv olduğunu və dalğa funksiyalarında birdən çox iki-kvazizərrəcik komponentlərinin iştirak etdiyini göstərir [43, 44].

Cədvəl 1.

^{138}Ba nüvəsində $B(E1)$ ehtimalının qiymətləri ən böyük olan iki $K=1$ səviyyəsinin enerjilərindən ($\omega < 8.1$ MeV), iki-kvazizərrəcik quruluşunun və Nilsson kvant ədədlərinin ($Nn_z \Lambda \Sigma$) paralel köçürmə invariantı olan və olmayan modellərdə müqayisəsi. Burada fonon dalğa funksiyalarına 1%-dən çox qatqı verən $\psi_{ss'}^i$ amplitudları göstərilmişdir.

Paralel köçürmə invariant KTFY				Paralel köçürmə invariant olmayan KTFY			
ω_n (MeV)	$B(E1)$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)	$Nn_z \Lambda \Sigma$	$\psi_{ss'}^i$	ω_n (MeV)	$B(E1)$ ($10^{-3} e^2 fm^2$)	$Nn_z \Lambda \Sigma$	$\psi_{ss'}^i$
7.928	30.88	nn 411 \uparrow - 512 \uparrow nn 402 \uparrow - 503 \uparrow	-0.67 -0.66	7.887	182.17	nn402 \uparrow -503 \uparrow	-0.93
8.010	29.11	nn 420 \downarrow -541 \downarrow nn 411 \uparrow - 512 \uparrow	0.75 0.53	7.966	138.64	nn411 \uparrow - 512 \uparrow	0.93

Cədvəldən görüldüyü kimi paralel köçürmə invariant olmayan modeldə enerjiləri 7,887 MeV və 7,966 MeV olan səviyyələrin hər biri, dalğa funksiyasına verdiyi 85%-lik qatqı ilə uyğun olaraq nn402 \uparrow -503 \uparrow və nn411 \uparrow -512 \uparrow tipli iki-kvazizərrəcik hallardır. Hamiltonianı invariant olan modeldə isə enerjisi 7,928 MeV olan 1 $^-$ səviyyəsinin dalğa funksiyasının quruluşunda ən yüksək 45% və 44%-lik qatqı ilə Nilsson kvant ədədləri uyğun olaraq nn411 \uparrow -512 \uparrow və nn402 \uparrow -503 \uparrow olan iki dənə iki-kvazizərrəcik hal iştirak edir. Bunlara əlavə, bu kollektiv səviyyənin formalaşmasında, qatqılarının cəmi təxminən 11% olan yüzdən çox iki-kvazizərrəcik komponent iştirak edir. Enerjisi 8,010 MeV olan digər kollektiv səviyyə də eyni xarakteri göstərir. Bu səviyyənin formalaşmasında isə ən çox qatqı ilə Nilsson kvant ədədləri nn420 \downarrow -541 \downarrow və nn411 \uparrow -512 \uparrow olan iki dənə iki-kvazizərrəcik komponent iştirak edir. Bunların dalğa funksiyasına qatqısı uyğun ola-

raq, 56% və 28%-dir. Yerdə qalan bütün səviyyələrin dalğa funksiyasına qatqısı isə 15%-dən çoxdur. Cədvəldən görüldüyü kimi, invariantlığın bərpası hər iki səviyyə üçün $B(E1)$ dəyərlərini invariant olmayan yaxınlaşmaya nəzərən təxminən 5 dəfə azaldaraq, onları təcrübi [15] nəticələrə yaxınlaşdırır. PDR-i formalaşdıran səviyyələrin əksəriyyətinin neytron tərkibli olması, klassik Damla modeli fərziyyəsini təsdiqləyən qəbildəndir.

Beləliklə, paralel köçürmə invariantlığın bərpası fonon səviyyələrinin formalaşmasında birdən çox səviyyənin iştirak etməsinə səbəb olaraq, 1 $^-$ səviyyələrin kollektivliyini artırır. Hesablamalar tədqiq edilən digər $N=82$ nüvələri (^{136}Xe , ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Sm və ^{146}Gd) üçün də oxşar nəticələrin alındığını göstərir [43].

KTFY yaxınlaşmasında istifadə edilən təkzərrəcik Hamiltonianının pozulan invariantlıqlarının bərpasının təsirli olduğu enerji bölgələrini müəyyən etmək üçün, kö-

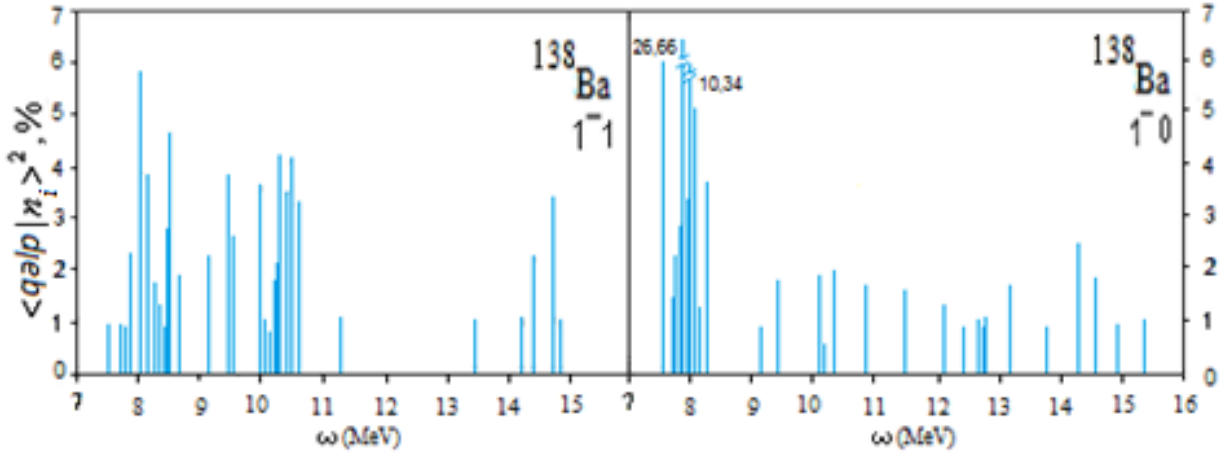
çürmə invariant olmayan yaxınlaşmada, sıfır enerjili qəlp halın $I^\pi=1^0$ və $I^\pi=1^1$ dipol səviyyələrini kirləndirmə qatqısının meyarı olan üst-üstə düşmə inteqrallarının $(\langle q\alpha p | n_i \rangle)^2$ həyəcanlanma enerjisinə görə paylanmasını tədqiq etmək çox önəmlidir.

Üst-üstə düşmə inteqrallarının enerjiyə görə paylanması yarı-sehrli $N=82$ izotonlarından ^{138}Ba üçün şəkil 1-də, aktinid izotoplarından ^{236}U üçün isə şəkil 2-də verilmişdir. Şəkillərdə absis oxunda həyəcanlanma səviyyələrinin enerjiləri, ordinat oxunda isə üst-üstə düşmə inteqralının kvadratının qiyməti faizlərlə verilmişdir.

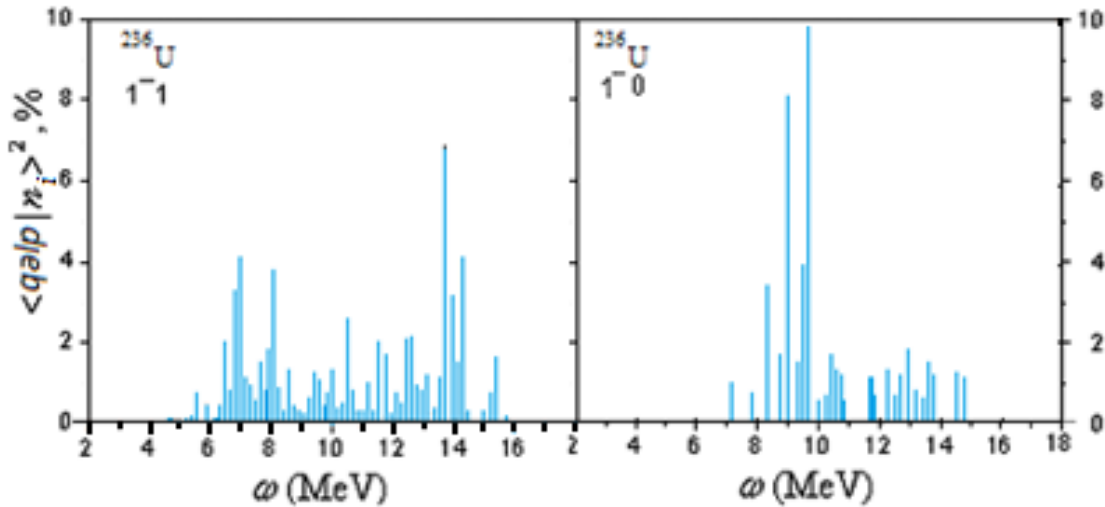
Şəkil 1-dən görüldüyü kimi, ^{138}Ba nüvəsində 7,5 MeV və 8,5 MeV enerji arasında qəlp səviyyələrin dalğa funksiyalarına qatqısının 60% və 25%-i uyğun olaraq, PDR rezonansın $K=0$ və $K=1$ qolunu formalaşdıran səviyyələrin yerləşdiyi intervallara düşür. Üst-üstə düşmə inteqralının digər hissəsi spektr boyunca yüksək enerjilərə qədər təxminən bərabər olaraq yayılır. Şəkiləndirildiyi kimi, hər iki $K=0$ və $K=1$ qolu üçün “qəlp” səviyyələrin NDR

rezonansa təsiri PDR-ə görə çox zəifdir. Hesablamalar, “qəlp” səviyyələrinin təcrid edilməsinin, Piqmi dipol rezonansa qatqı saxlayan səviyyələrin ümumi $E1$ gücünü 10-20%, enerji çəkili cəmini isə 15-25% arasında azaldaraq, nəzəri nəticələri təcrübi nəticələrə yaxınlaşdırdığını göstərdi.

Nəzəri hesablamalar, keçid nüvələrində olduğu kimi, güclü deformasiya olmuş ^{232}Th , ^{236}U və ^{238}U nüvələrində də qəlp səviyyələrin əsas qatqısının 7-16 MeV enerji intervalında olduğunu göstərdi. Nümunə olaraq, ^{236}U izotopu üçün üst-üstə düşmə inteqrallarının $K=0$ və $K=1$ qollarının enerjiyə görə paylanması şəkil 2-də verilmişdir. Şəkiləndirildiyi kimi, $N=82$ izotonlarından fərqli olaraq, aktinidlərdə qəlp səviyyələrinin $K=1$ qolunun PDR və NDR rezonanslara qatqısı təxminən eynidir. Buna müqabil, qəlp səviyyələrinin PDR-in $K=0$ qoluna təsiri 30% olduğu halda, qalan 70%-i NDR-nin də içində olduğu 9-16 MeV enerji intervalındakı səviyyələrə bərabər paylanır.



Şəkil 1. Köçürmə invariant olmayan modeldə ^{138}Ba keçid nüvəsində sıfır enerjili qəlp səviyyələrinin $I^\pi=1^1$ və 1^0 real həyəcanlanma səviyyələrinə qarışığını göstərən üst-üstə düşmə inteqralının $(\langle q\alpha p | n_i \rangle)^2 \geq 1$ enerjiyə görə paylanması.

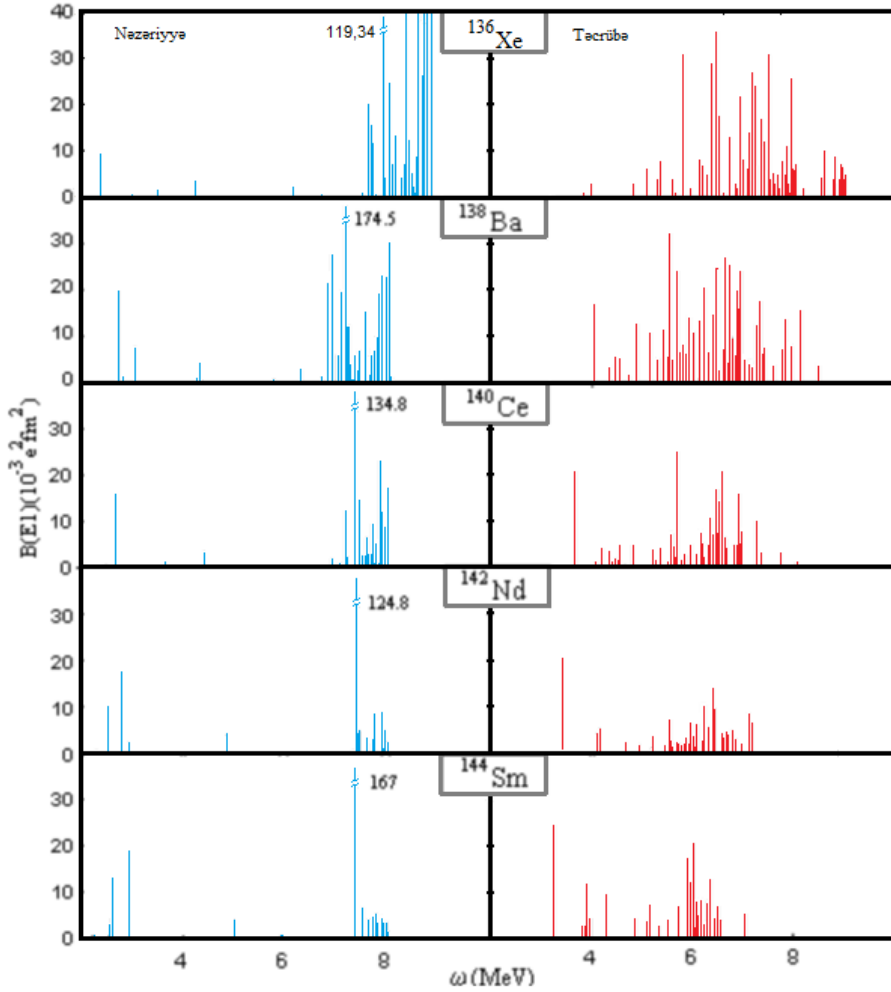


Şəkil 2. Köçürmə invariant olmayan modeldə ^{236}U nüvəsində sıfır enerjili qəlp səviyyələrinin $I^\pi=1^1$ və 1^0 real həyəcanlanma səviyyələrinə qarışığını göstərən üst-üstə düşmə inteqralının $(\langle q\alpha p | n_i \rangle)^2 \geq 1$ enerjiyə görə paylanması.

Beləliklə, hesablamalar tədqiq edilən bütün nüvələrdə “qəlp” səviyyənin PDR və NDR enerji bölgələrində (7-16 MeV) daha təsirli olduğunu və onun hər bir individual səviyyəyə qatqısının tədqiq edilən N=82 izotonlarında 20%-dən, aktinidlərdə isə 10%-dən çox olmadığını göstərdi. “Qəlp” səviyyənin təsirinin PDR və NDR rezonanslarının yerləşdiyi enerji bölgəsini əhatə etməsi, qırılan invariantlıqların bərpasının çox əhəmiyyətli olduğunu göstərir.

N=82 izotonları üçün paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında əldə edilən B(E1) keçid ehtimallarının dəyərlərinin, təcrübi nəticələrlə [3] müqayisəsi, şəkil 3.-də verilmişdir. Şəkildən göründü-

yü kimi, nəzəri hesablamalarda əldə edilmiş səviyyə sıxlığı, yüngül ksenon nüvəsindən başlayaraq neodim nüvəsinə doğru təcrübəyə (sağdakı şəkil) uyğun bir şəkildə azalır. Bununla belə, tədqiq edilən N=82 nüvələrinin hər biri üçün nəzəri yolla əldə edilmiş səviyyə sıxlıqları, müşahidə edilən səviyyə sıxlıqlarından daha kiçikdir. Bu uyğunsuzluğu, təcrübələrdə müşahidə edilən dipol səviyyələrinin hamısının elektrik dipol xarakterli olaraq qəbul edilməsi fərziyyəsinin doğru olmadığı ilə izah etmək olar. Bu enerji intervalında, elektrik dipol səviyyələri ilə yanaşı, maqnetik dipol səviyyələrin də olduğu yaxşı bilinir.



Şəkil 3. Yarı-sehrli N=82 izotonlarında paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında B(E1) dəyərləri üçün nəzəri [43] və təcrübi nəticələrin müqayisəsi [3,15].

Cədvəl 2.

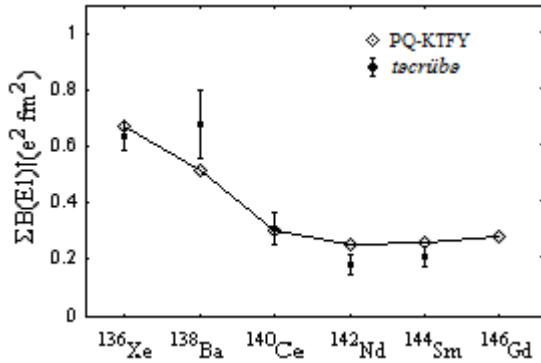
Paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında deformasiyalı N=82 izotonları üçün 6,5-8,5 MeV enerji intervalında PDR-ə qatqı verən 1⁰ və 1¹ dipol səviyyələrinin B(E1) həyəcanlanma ehtimallarının və onların ümumi cəminin uyğun təcrübi cəmlərlə müqayisəsi.

Nüvələr	N-Z	Nəzəriyyə [43]		Nəzəriyyə [43]	Təcrübə [3,15]
		$\Sigma B(E1)\uparrow (e^2 fm^2)$ K=0	$\Sigma B(E1)\uparrow (e^2 fm^2)$ K=1	$\Sigma B(E1)\uparrow (e^2 fm^2)$ (K=0)+(K=1)	$\Sigma B(E1)\uparrow (e^2 fm^2)$
¹⁴⁴ Sm	20	0.183	0.082	0.265	0.208 ±0.035
¹⁴² Nd	22	0.240	0.078	0.318	0.184 ±0.031
¹⁴⁰ Ce	24	0.279	0.104	0.383	0.308 ±0.059
¹³⁸ Ba	26	0.274	0.202	0.476	0.681 ±0.119
¹³⁶ Xe	28	0.454	0.203	0.657	0.641 ±0.050

Cədvəl 2 də paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında 1^0 və 1^1 səviyyələrinin $B(E1)$ ehtimallarının və onların cəminin, uyğun təcrübə cəmlərlə müqayisəsi verilmişdir (5-ci və 6-cı sütunlar).

Cədvəldən görüldüyü kimi, təcrübə geyri-müəyyənlikdən dolayı ^{138}Ba və ^{142}Nd nüvələri istisna olmaqla, təcrübə xətlər çərçivəsində, nəzəri nəticələrlə təcrübə nəticələri arasında (5-ci və 6-cı sütunlar), çox gözəl uzlaşma var. Deformasiya olmuş bazada əldə edilmiş nəzəri nəticələrin təcrübə nəticələrlə yaxın olması, tədqiq edilən $N=82$ yarı-sehrli keçid nüvələrinin deformasiyaya malik olması fikrini təsdiqləyir. Bundan əlavə, PDR-in $K=0$ və $K=1$ qollarının yerləşdiyi enerji intervallarının bir-birinə yaxın olması, enerji spektrində dipol səviyyə sıxlığının artmasında və PDR-in formalaşmasında hər iki qolun mühüm rol oynadığını göstərir.

Tədqiq edilən $N=82$ nüvələrində invariant Hamiltonianla əldə edilmiş keçid ehtimalı cəmlərinin, uyğun təcrübə cəmlərlə müqayisəsi şəkil 4-də verilmişdir.



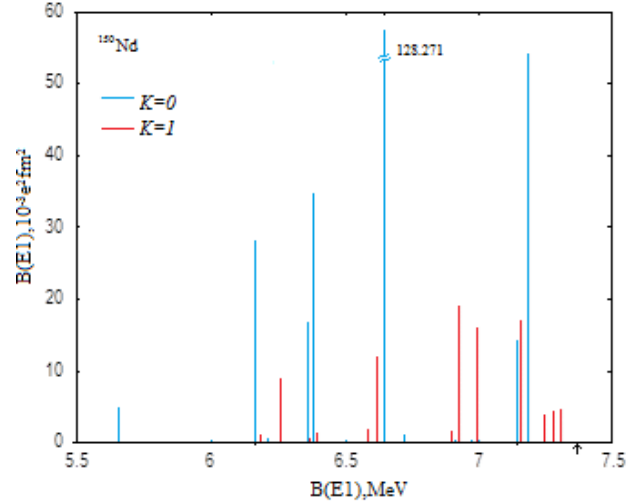
Şəkil 4. $N=82$ nüvələrində invariant Hamiltonianla əldə edilmiş keçid ehtimalı cəmlərinin, uyğun təcrübə cəmlərlə müqayisəsi (A artdıqca N-Z azalır). Burada PQ-KTFY paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY göstərir.

Şəkildən görüldüyü kimi, qadolinium nüvəsindən ksenon nüvəsinə doğru N-Z fərqi artdıqca (şəkildə sağdan sola), keçid ehtimallarının cəmi də artır. Bu artım PDR-in keçid ehtimallarının $\sum_i B(E1, i)$ cəminin nüvənin klassik neytron-proton damla modelinin fərziyyəsinə uyğun olaraq N-Z fərqi ilə mütənəşib olaraq dəyişdiyini və rezonansı meydana gətirən səviyyələrin dalğa funksiyalarına əsas qatqının neytron komponentlərindən gəldiyini göstərir.

Bundan başqa, keçid nüvələri üçün hesablamaların deformasiya olmuş bazada aparılaraq, təcrübəyə yaxın nəticələrin əldə edilməsi, bu nüvələrin deformasiyaya malik olması fərziyyəsinə gücləndirir. Digər tərəfdən, yarı-sehrli $N=82$ nüvələri üçün təcrübədə müşahidə olunan səviyyə sıxlığı ilə nəzəri sıxlıq arasındakı fərq, fikrimizcə, daha yüksək fonon konfigurasiyalarının nəzərə alınması ilə izah edilə bilər.

PDR modanın universallığının sübut edilməsi üçün, onun güclü deformasiya olmuş nüvələrdə tədqiqi çox informativdir. Paralel Köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında ^{150}Nd nüvəsinin neytron eşik enerjisindən kiçik enerjilərdə yerləşən elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələri üçün apardığımız hesablamaların nəticələri şəkil 4-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, keçid nüvələrində olduğu kimi, ^{150}Nd izotopunda da neytronun

rabitə enerjisindən kiçik enerjilərdə (5-8 MeV) 1^0 və 1^1 səviyyələri qruplaşaraq, elektrik dipol həyəcanlanma ehtimalları cəmi $\sum_i B(E1, i) = 0,38 e^2 \text{ fm}^2$ və rezonans enerjiləri $E_R = 6,77$ MeV olan PDR rezonansı əmələ gətirir. Belə ki, ^{150}Nd izotopunda PDR rezonansın formalaşmasında, 1^- səviyyələrin $K=0$ qolunun dipol keçid cəmi $\sum_i B(E1, i) = 0,28 e^2 \text{ fm}^2$ və rezonans enerjisi $E_R = 6,76$ MeV olan 10 səviyyə ilə (şəkil 5, mavi xətlər), $K=1$ qolu isə $E1$ keçid cəmi $\sum_i B(E1, i) = 0,103 e^2 \text{ fm}^2$ və $E_R = 6,78$ MeV olan 28 səviyyə (şəkil 5, qırmızı xətlər) ilə iştirak edir. PDR modanın dipol keçid ehtimallarının müqayisəsi, $K=0$ qolunun keçid ehtimalının cəminin, $K=1$ qolunun keçid ehtimalının cəmindən 2.7 dəfə böyük olduğunu göstərir.



Şəkil 5. ^{150}Nd nüvəsinin invariant KTFY yaxınlaşmasında hesablanmış $B(E1)$ dəyərlərinin enerjiden asılılığı. Şəkildə $B(E1) > 1 \cdot 10^{-3} e^2 \text{ fm}^2$ olan səviyyələr göstərilmişdir. Burada ox işarəsi, neytron çıxış enerjisini göstərir.

PDR-in nüvələrdəki neytron artığının, eyni sayda neytron və protonun əmələ gətirdiyi özək ətrafında rəqsi hərəkəti olması fərziyyəsinin doğruluğunu mikroskopik olaraq təsdiqi, yalnız 6-8 MeV intervalında qruplaşan dipol səviyyələrin kollektivliyinin təhlili ilə mümkündür.

Müqayisə üçün cədvəl 3-də ^{150}Nd nüvəsində elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin $K=0$ və $K=1$ qollarının Paralel köçürmə və Qaliley invariant olan modeldə hesablanmış enerjiləri, $B(E1)$ keçid ehtimalları, kvazi zərəcik amplitudları ψ_{ss}^i və bunların Nilsson kvant ədədləri $(Nn_z \Lambda \Sigma)$ göstərilmişdir. Cədvəldə keçid ehtimalları ən böyük olan bir necə səviyyə təqdim edilmişdir. Cədvəldən görüldüyü kimi hesablamalar ^{150}Nd nüvəsində 6-8 MeV enerji aralığında PDR-in $K=0$ qolunun $B(E1)$ həyəcanlanma ehtimallarının böyüklüyü və dipol səviyyələrinin formalaşmasında birdən çox iki-kvazizərəcik komponentin iştirak etməsi $K=1$ qolu səviyyələrinə nəzərən daha üstündür. $K=0$ qolunun keçid ehtimalının cəminin, $K=1$ qolunun keçid ehtimalının cəmindən 2.7 dəfə böyük olduğunu yuxarıda qeyd etmişdik.

Beləliklə, PDR-in $K=0$ qolunun bu kollektivliyi onun $K=1$ qoluna nəzərən daha böyük ehtimalla təcrübələrdə müşahidə edilə biləcəyini göstərir. Qeyd etmək lazımdır ki, 7,8 MeV-dən etibarən səviyyələrin kollektivliyi və sıxlığı kəskin artır. Nəhəng dipol rezonansın yüksək kollektiv həyəcanlanma olduğunu nəzərə alsaq, kollektivliyin kəskin artdığı enerjilərə istinad edərək, PDR-in,

NDR-dan ayıran keçid bölgəsini təyin etmək mümkündür.

Güclü deformasiyalı ^{232}Th , ^{236}U və ^{238}U aktinid nüvələri üçün aparılan hesablamalar bu nüvələrdə də PDR üçün ^{150}Nd izotopunda aldığımız nəticələrə oxşar nəticələrin alındığını göstərmişdir [44-46]. Hesablamalar

tədqiq edilən hər üç aktinid nüvəsində, neytron çıxış enerjisindən aşağı enerjilərdə ümumi cəmi təxminən $\sum_i B(E1, i) = 0.8 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olan kifayət qədər elektrik dipol həyəcanlanma səviyyəsi olduğunu göstərir.

Cədvəl 3.

^{150}Nd nüvəsi üçün Paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY model çərçivəsində 6-8 MeV enerji intervalında $K=0$ və $K=1$ səviyyələrinin inteqral xarakteristikalarının müqayisəsi. Cədvəldə $B(E1) > 5 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$ olan səviyyələr nəzərə alınmışdır.

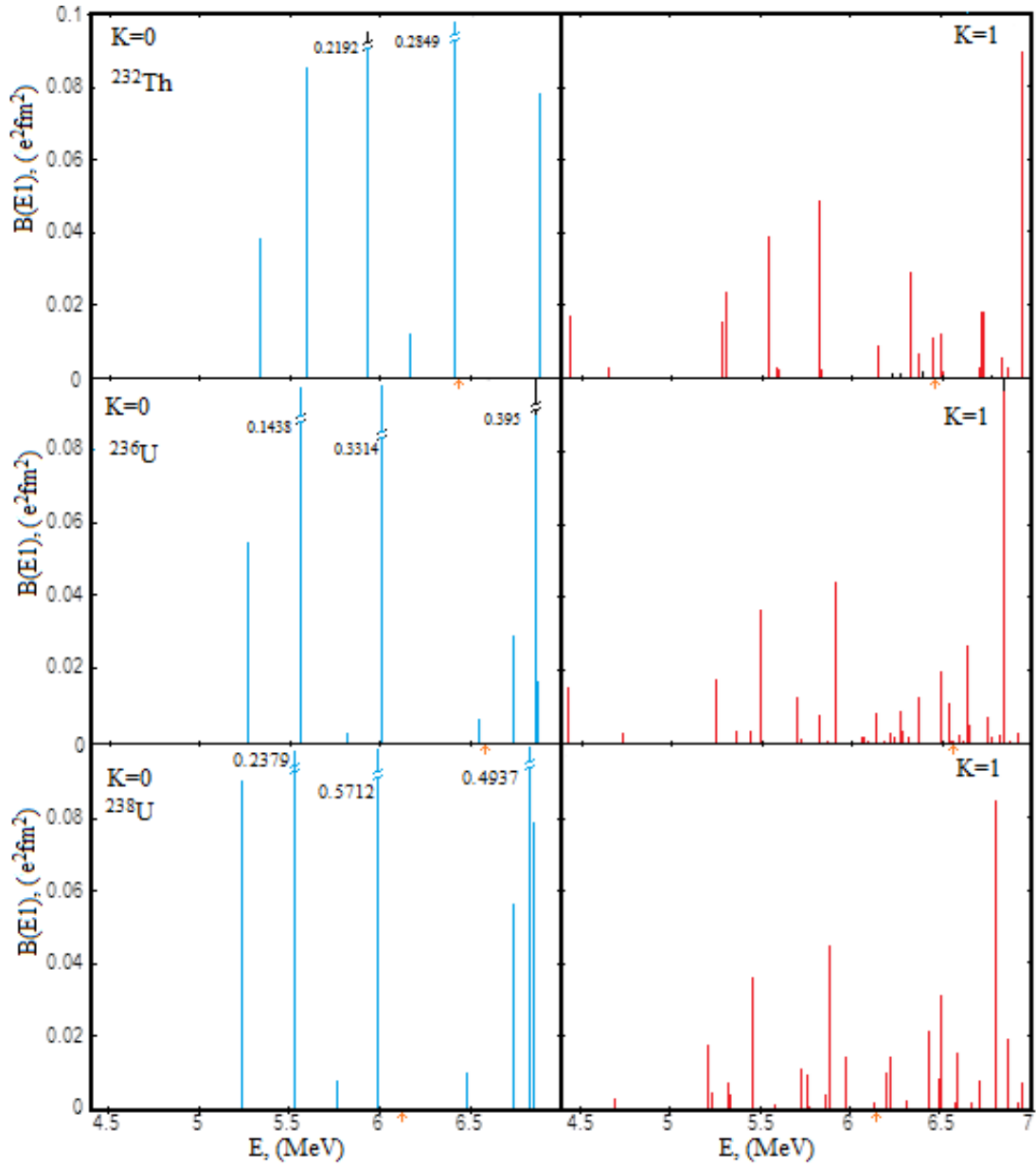
$K=0$				$K=1$			
ω_n (MeV)	$B(E1)$ ($10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$)	$Nn_z \Lambda \Sigma$	amplituda $\psi_{ss'}^i$	ω_n (MeV)	$B(E1)$ ($10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$)	$Nn_z \Lambda \Sigma$	amplituda $\psi_{ss'}^i$
6.167	28.275	pp301↓-411↓ pp301↑-411↑ pp514↑-404↑	0.12 -0.30 0.94	6.618	12.21	nn512↑-402↓	-0.99
6.373	17.061	pp301↓-411↓ pp301↑-411↑ pp523↑-404↓ pp514↑-404↑	0.21 0.54 0.80 0.13	6.923	19.11	nn400↑-512↓ nn651↑-532↓ nn514↓-624↑ nn505↓-615↑	0.27 0.14 -0.85 -0.41
6.374	34.721	pp301↓-411↓ pp301↑-411↑ pp523↑-404↓ pp514↑-404↑	0.30 0.71 -0.40 0.18	6.986	16.07	nn651↑-532↓ nn514↓-624↑	-0.98 -0.11
6.646	128.271	pp301↑-411↑ pp530↑-400↑ pp530↑-400↑ pp301↑-411↑ pp541↓-651↓ pp303↓-413↓ pp514↑-404↑	-0.89 0.15 0.11 0.27 -0.13 0.20 0.17	7.155	17.10	nn523↓-633↑	0.99
7.150	14.139	pp301↑-411↑ pp530↑-400↑ pp530↑-400↑ pp541↓-651↓	0.99 0.20 0.13 -0.14	7.456	14.17	nn532↓-642↑	0.99
7.177	54.284	pp303↓-413↓	-0.94				

Hesablamalar ^{232}Th nüvəsində elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin $K=0$ qolunun qatqısının 5 səviyyə ilə $\sum_i B(E1, i) = 0.635 \text{ e}^2\text{fm}^2$, $K=1$ qolunun qatqısının isə 18 səviyyə ilə $\sum_i B(E1, i) = 0.217 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olduğunu göstərir. Eyni vəziyyət uran izotopları üçün də təkrarlanır. ^{236}U nüvəsində elektrik dipol həyəcanlanma səviyyələrinin $K=0$ qolunun qatqısı 4 səviyyə ilə $\sum_i B(E1, i) = 0.535 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olduğu halda, $K=1$ qolunun qatqısı isə 21 səviyyə ilə $\sum_n B(E1, n) = 0.228 \text{ e}^2\text{fm}^2$ -dir. ^{238}U nüvəsində $K=0$ qolunun qatqısı 4 səviyyə ilə $\sum_i B(E1, i) = 0.909 \text{ e}^2\text{fm}^2$, $K=1$ qolunun qatqısı isə 20 səviyyə ilə $\sum_i B(E1, i) = 0.172 \text{ e}^2\text{fm}^2$ -dir. Göründüyü kimi, yarı-sehrli keçid nüvələrində və nadir torpaq izotoplarında olduğu kimi, güclü deformasiyalı aktinid izotoplarında da PDR-in $K=0$ qolunun $B(E1)$ gücünün, $K=1$ qolunun uyğun gücündən bir neçə dəfə böyük olduğunu göstərir. Məsələn ^{232}Th izotopunda $K=0$ qolunun $B(E1)$ cəmi, $K=1$ qolunun uyğun cəmindən təxminən 3 dəfə, ^{236}U izotopunda 2,3 dəfə, ^{238}U isə 5 dəfə çoxdur.

Aktinidlər üçün $B(E1)$ keçid ehtimallarının enerjiyə görə paylanması şəkil 6-da verilmişdir. Şəkildən elektrik

dipol həyəcanlanma səviyyələrinin $K=0$ qolunun (şəkil 6. mavi xətlər) $K=1$ qolundan (şəkil 6. qırmızı xətlər) daha effektiv olduğu görünür. $B(E1)$ cəminə $K=0$ qolundan gələn qatqı, hər biri əsasən $B(E1) > 0,1 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olan dörd beş səviyyədən gəldiyi halda, $K=1$ qolundan gələn qatqı $B(E1) < 0,01 \text{ e}^2\text{fm}^2$ olan daha çox sayda səviyyədən (18-20) gəlir. Hər bir fərdi səviyyənin tək-tək təhlili, $E1$ keçidlərinin $\Delta K=0$ qolunun PDR-ə qatqısının $\Delta K=1$ qolunun qatqısından bir neçə dəfə çox olduğunu göstərir. Qeyd etmək lazımdır ki, PDR-in yerləşdiyi enerji bölgəsində $K=0$ qolunun səviyyə sıxlığının, $K=1$ qolunun səviyyə sıxlığından bir neçə dəfə az olmasına baxmayaraq, onun ümumi $B(E1)$ keçid cəminə qatqısı 3 dəfədən çoxdur.

İcmaldə aparılan təhlillər nüvələrdə A kütlə ədədinin artması ilə PDR-in $K=0$ qolunun $B(E1)$ dəyərinin artdığını, $K=1$ qolu üçün isə təxminən eyni qaldığını göstərir. Tədqiqatlar, zəif deformasiya olmuş yüngül nüvələrdə olduğu kimi, güclü deformasiya olmuş nüvələrdə də PDR modanın neytronun eşik enerjisindən kiçik enerjilərdə yerləşdiyini göstərir.



Şəkil 6. Aktinid nüvələrinin paralel köçürmə və Qaliley invariant KTFY yaxınlaşmasında hesablanmış $B(E1)$ dəyərlərinin enerjiden asılılığı. Burada ox işarəsi, neytron çıxış enerjisini göstərir.

NƏTİCƏLƏR.

İcmalda aparılan təhlillər aşağıdakı nəticələrə gətirdi:

Yarı-sehrli keçid nüvələri üçün deformasiya bazasında aparılan hesablamaların nəticələrinin təcrübəyə yaxınlığı bu nüvələrin deformasiyaya malik olması fərziyyəsini təsdiqlədi. Təcrübi faktların izahında 1^0 və 1^1 dipol səviyyələri üçün əldə edilən nəticələr paralel köçürmə invariant hamiltonianlardan və Qaliley invariant qarşılıqlı təsirlərdən istifadə edilməsinin əhəmiyyətini göstərdi. Hesablamalar pozulmuş invariantlıqların bərpasının $B(E1)$ keçid ehtimallarını təcrübələrə uyğun olaraq azaltmış, PDR-in enerji bölgəsində yerləşən 1^- səviyyələrinin isə kollektivliyini və sıxlığını artırdığını göstərdi. Aparılan hesablamalar $N=82$ izotonlarında PDR rezonansı formalaşdıran 1^- səviyyələrinin sıxlığının və $\sum_i B(E1, i)$ cəminin

klassik damla modeli fərziyyəsinə uyğun olaraq $N-Z$ fərqinin artması ilə mütənəsb olaraq çoxaldığını göstərdi. Deformasiyalı nüvələrdə PDR modanın $K=0$ qolunun nəzəri $\sum_i B(E1, i)$ cəminin uyğun $K=1$ qolu cəmindən bir neçə dəfə böyük olması, təcrübələrdə PDR modanın $K=0$ qolunun daha böyük ehtimalla müşahidə edilə biləcəyini göstərdi. PDR-in atom nüvələrində universal bir moda olub olmadığını söyləmək üçün aktinid izotoplarında həssas təcrübələrə ehtiyac var.

AÇIQLAMA.

Hesablamaların aparılması və məqalənin yazılması zamanı, elmi biliklərini və qiymətli fikirlərini məndən əsirgəməyən Əli Quliyevə dərin təşəkkürümü bildirirəm.

- [1] *W. Bothe, W. Gentner*, Z. Phys., 1937, 71, 236.
- [2] *A. Bohr, B. Mottelson*. Nuclear Structure Vol. II (Benjamin, New York, 1974).
- [3] *D.Savran et al.*. Progress in Particle and Nuclear Physics 2013,70 210.
- [4] *A.A. Kuliev et al.*. Int. J. of Mod. Phys. E, 2000, 9, 249
- [5] *S.Gabrov et al.*.Sov. Journal of Nucl. Phys., 1970, 12, 82.
- [6] *G.A.Bartholomew*. Adv. Nucl. Phys. 1972, 7, 229
- [7] *K. Boretzky*. COMEX Conference, Sankt Goar, Germany, 2006, 21.
- [8] *F. Iachello*. Phys. Lett. B, 1985, 160, 1.
- [9] *M. Harevy et al.*. Nucl. Phys. A, 1974, 221,77.
- [10] *V.G.Soloviev et al.*. Nucl. Phys. A 1978, 304, 503.
- [11] *J.P. Adams et al.*. Phys. Rev. C 1996, 53, 1016.
- [12] *A.M. Oros et al.*. Phys. Rev. C 1998, 57, 990.
- [13] *R.D. Herzberg et al.*. Phys. Lett. B 1997, 390, 49.
- [14] *V.G. Soloviev*. Theory of Complex Nuclei (Pergamon Press, New York, 1976).
- [15] *D. Savran*. Phys. Rev. Lett. 2008, 100, 232501.
- [16] *V. Yu. Ponomarev et al.*. Nucl. Phys. A 1998, 6, 470.
- [17] *E. Guliyev et al.*. Phys. Lett. B, 2002, 532, 173.
- [18] *A.A. Kuliev et al.*. Journal of Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2002, 28, 407.
- [19] *E. Guliyev et al.*. Nucl. Phys.A, 2001, 690, 255.
- [20] *Linnemann et al.*. Phys. Lett. B, 2003, 554, 15.
- [21] *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*. Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory.Vol.3, (Pergamon Press, New York, 1977).
- [22] *J.Gibelin et al.*. Nucl. Phys., A 2007, 788, 153c.
- [23] *P. Ring et al*. Nucl. Phys. A2007, 788, 194c.
- [24] *P. von Neumann-Cosel*. Prog. Part. Nucl. Phys., 1997,38, 213.
- [25] *E. Guliyev et al.*. Int.J.Mod.Phys. E, 2002, 11, 501.
- [26] *H. Koru, et al.*. Int.J. Mod. Phys. E, 2003,12 533.
- [27] *O.Yavas et al.*. Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A, 2005, 552, 440.
- [28] *P. Ring, P. Schuk*. The nuclear many body problem, (Springer-Verlag, Berlin 1980).
- [29] *J.Goldstone*. Nuovo Cimento. 1961, 19, 154.
- [30] *S.T. Belyaev*. Nucl. Phys., 1965, 64, 17.; Phys. Lett. B 1969, 28, 365.
- [31] *D. H. E. Gross*. Physics Letters B, 1969, 30,16.
- [32] *B.L. Birbrair*. Physics Letters B, 1973, 46,152.
- [33] *A.A. Kuliev, N. Pyatov*.Yad.Fiz.1974,20, 297;
- [34] *N. Pyatov*. JINR Reports, 1974,P4-8208 and P4-8380
- [35] *S. Pyatov, D. Salamov*. Nucleonica 1977, 22, 127.
- [36] *N.I.Pyatov, M.I.Baznat*. Journ.Nucl.Phys.1979, 30, 1219.
- [37] *A.A. Kuliev, N. Pyatov*.Yad.Fiz.1974,20, 297; Sov. J. Nucl. Phys. 1975, 20, 158.
- [38] *E.Guliyev et al.*. Eur. Phys. J. A 2009, 39, 323.
- [39] *A.A. Kuliev et.al.*. Eur. Phys. J. A, 2010, 43, 313.
- [40] *E.Guliyev et al.*. Nucl. Phys. A, 2013, 915, 78.
- [41] *E.Guliyev et.al.*. Cent. Eur. J.Phys. 2009, 7 (4)
- [42] *Z. Zenginerler et al.*. Eur.Phys.J. A, 2013,49, 107
- [43] *E. Guliyev et al.*. 2010, Cent. Eur.J.Phys. 8, 961.
- [44] *E.Guliyev, A.A. Kuliev*. Azerbaijan Journal of Physics, 2010,16 (2), 481.
- [45] *E.Guliyev*. Applied Science Reports, 2016, 13 (3), 137.
- [46] *E.Guliyev et al.*.AIP Conf. Proc., 2017, 1815, 060010-1.
- [47] *H.Quliyev et al.*.AIP Conf. Proc., 2017, 1815, 060020-1
- [48] *J. Dudek, T. Werner*. J. Phys. G, 1978, 4, 1543.
- [49] *C.W.Raman et al.*. At. Data Nucl. Data Tables, 2001, 78, 1.

Ekber Guliyev

PYGMY DIPOLE RESONANCE IN DEFORMED NUCLEI

The properties of Pygmy Dipole Resonance (PDR) mode in deformed doubly even semi-magic, rare-earth and actinide nuclei are investigated in the framework of the the Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA). The universality of PDR and the role of deformation on PDR in semi-magic nuclei are discussed. The results obtained for low-lying 1^0 and 1^1 dipole excitations indicate the importance of using the translational invariant Hamiltonians and Galilean invariant pairing interactions in explanation of the experimental data. The models in which the Hamiltonian with a broken symmetry is used, strongly overestimate the summed dipole strength at low energies. All investigated semi-magic and rare-earth nuclei show a very rich B(E1) strength structure and in some aspects they nicely confirm the experimental data of PDR in the region below nucleon threshold energy. The results of calculation show that in ^{232}Th , ^{236}U and ^{238}U isotopes all stronger E1 transitions mostly have a $\Delta K = 0$ character below nucleon threshold energy as in semi-magic and also in well deformed rare-earth nuclei. Therefore, a main part of the electric dipole states observed at this energy interval may be attributed to have $K=0$ character and may be interpreted as the main fragment of the PDR.

Акпер Кулиев

ПИГМИ-ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

В рамках квазичастичного приближения случайных фаз (QPCF) исследованы свойства Пигми -Дипольного Резонанса (ПДР) в полу-магических, редкоземельных и актинидных четно-четных деформированных ядрах. Обсуждается универсальность ПДР и роль деформации в полу-магических ядрах. Результаты, полученные для низколежащих 1^0 и 1^1 дипольных возбуждений, указывают на важность использования трансляционно инвариантного гамильтониана и

DEFORMASIYA OLMUŞ NÜVƏLƏRDƏ PİOMİ DİPOL REZONANS

инвариантного парного взаимодействия относительно преобразование Галилея для объяснения экспериментальных данных. Следует отметить, что модели, использующие гамильтонианы с нарушенной симметрией, сильно переоценивают суммарную дипольную силу при низких энергиях. Расчеты для всех исследованных полу-магических и редкоземельных ядер демонстрируют очень богатый $B(E1)$ спектр дипольной силы и в некоторых аспектах прекрасно подтверждают экспериментальные данные ПДР ниже пороговой энергии нуклона. Результаты расчетов показывают, что в изотопах ^{232}Th , ^{236}U и ^{238}U ниже пороговой энергии нуклона все сильные $E1$ переходы в основном имеют характер $\Delta K=0$, как и в полу-магических и хорошо деформированных ядрах редкоземельных элементов. Таким образом, основную часть дипольных возбуждений, наблюдаемых в этом интервале энергий, можно считать уровнями с $K = 0$ и относить к основным фрагментам ПДР моды.

Qəbul olunma tarixi: 29.07.2016