ЯДЕРНА ФІЗИКА ТА ЕНЕРГЕТИКА / NUCL. PHYS. AT. ENERGY 25 (2024) 099-104 ISSN 1818-331X

ЯДЕРНА ФІЗИКА
NUCLEAR PHYSICS

УДК 539.142 https://doi.org/10.15407/jnpae2024.02.099

В. І. Абросімов*, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: abrosim@kinr.kiev.ua

ВИХРОВА ОКТУПОЛЬНА МОДА У КІНЕТИЧНІЙ МОДЕЛІ КОЛЕКТИВНИХ ЗБУДЖЕНЬ В ЯДРАХ[a]

Досліджено природу нового ізоскалярного октупольного резонансу, знайденого в рамках кінетичної моделі на основі рівняння Власова для скінченних Фермі-систем з рухомою поверхнею. Показано, що цей октупольний резонанс зумовлений динамічними ефектами поверхні ядра, подібно до низькоенергетичного ізоскалярного дипольного резонансу (вихрової дипольної моди), що спостерігається у важких ядрах. Виявлено, що поле швидкостей, пов’язане з новим октупольним резонансом, має вихровий характер в області поверхні ядерної рідини, при цьому вихровий рух нуклонів фрагментується на три ділянки поблизу поверхні ядра. У той же час, поле швидкостей, пов’язане з високоенергетичним октупольним резонансом, що описується в рамках нашої кінетичної моделі, демонструє форму октупольної деформації і включає стиснення всередині ядерної рідини, що узгоджується з відповідними квантовими розрахунками у наближенні випадкових фаз.

Ключові слова: ізоскалярні октупольні резонанси, кінетична модель, силова функція, ефекти динамічної поверхні, поле швидкостей.

1. Вступ

Останні теоретичні дослідження колективних ізоскалярних дипольних збуджень в ядрах показали, що динамічні ефекти ядерної поверхні значно впливають на колективні дипольні збудження, зокрема, на формування вихрової ізоскалярної дипольної моди [1, 2]. Оскільки є певна формальна аналогія при теоретичному дослідженні ізоскалярних дипольних і октупольних збуджень, виникає інтерес дізнатися, як динамічні ефекти ядерної поверхні впливають на колективні октупольні збудження, та чи існує октупольна вихрова мода в ядрах.

У роботі [3] було досліджено ізоскалярні октупольні збудження у важких сферичних ядрах у рамках кінетичної моделі колективних збуджень в ядрах, що спирається на кінетичне рівняння Власова для скінченних систем з рухомою поверхнею. Кінетична модель відтворює колективні ізоскалярні октупольні збудження, а саме низьколежачу колективну моду, низькоенергетичний октупольний резонанс та високоенергетичний октупольний резонанс, що спостерігаються у важких ядрах [4]. Однак ізоскалярна октупольна силова функція, одержана в кінетичній моделі, виявляє також нову резонансну структуру в області між низькоенергетичним та високоенергетичним резонансами.

У даній роботі досліджено природу нової октупольної резонансної структури, зокрема розглянуто вплив динамічної поверхні ядра на цю резонансну структуру та характер поля швидкостей, пов’язаного з цим резонансом. У розділі 2 обговорюється кінетична модель колективних збуджень ядер, зокрема опис динамічної ядерної поверхні у цій моделі. Октупольна силова функція розглядається у різних наближеннях, щоб визначити вплив динамічних ефектів поверхні на колективні збудження (розділ 3). У розділі 4 вивчаємо характер полів швидкостей, пов’язаних із колективними октупольними збудженнями, зокрема, з новим октупольним резонансом та високоенергетичним резонансом.

2. Кінетична модель октупольних колективних збуджень в ядрах

У кінетичній моделі колективних збуджень [5] ядро розглядається як газ взаємодіючих нуклонів, обмежений сферичною порожниною з рухомою поверхнею. Основною динамічною величиною моделі, яка визначає ізоскалярні октупольні колективні збудження, є варіація густини функції розподілу у фазовому просторі $\delta n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$, індукована колективними збудженнями. Вона визначається лінеаризованим рівнянням Власова

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)+$$
$$+\frac{\boldsymbol{p}}{m}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}}\left[\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)-\frac{dn_0}{d\varepsilon}(\delta V(\boldsymbol{r},t)+V_{ext}(\boldsymbol{r},t))\right]=0, \quad (1)$$

[a] Представлено на XXX Щорічній науковій конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 25 - 29 вересня 2023 р.

рівнянням руху поверхні $R(\vartheta,\varphi,t)$, що є сферою з радіусом R у рівновазі, та коливання якої описуються колективними змінними $\delta R_{3M}(t)$

$$R(\vartheta,\varphi,t) = R + \sum_M \delta R_{3M}(t)\, Y_{3M}(\vartheta,\varphi) \quad (2)$$

та граничними умовами на рухомій поверхні, що забезпечують вільну рухому поверхню [6],

$$\left[\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p}_\perp,p_r,t) - \delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p}_\perp,-p_r,t)\right]|_{r=R} =$$

$$= -2p_r \frac{dn_0}{d\varepsilon}\frac{\partial}{\partial t}\delta R(\vartheta,\varphi,t), \quad (3)$$

$$\delta\,\Pi_{rr}(\boldsymbol{r},t)|_{r=R} = \sigma(L-1)(L+2)R^{-2}\delta R(\vartheta,\varphi,t), \quad (4)$$

де p_r – радіальний імпульс частинки та $\boldsymbol{p}_\perp = (0, p_\vartheta, p_\varphi)$. Тут $\delta R(\vartheta,\varphi,t) = = \sum_M \delta R_{3M}(t) Y_{3M}(\vartheta,\varphi)$, де $Y_{3M}(\vartheta,\varphi)$ – сферичні гармоніки, а $dn_0/d\varepsilon = -4/h^3\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$, де ε_F – енергія Фермі, оскільки припускаємо, що густина рівноважної функції розподілу у фазовому просторі n_0 залежить тільки від одночастинкової енергії ε і, крім цього, використовуємо наближення типу Томаса - Фермі. У граничній умові (4) L = 3, σ – параметр поверхневого натягу (для ядерної поверхні σ ≈ 1 МеВ/Фм^2) [7], а варіація нормальної складової тензора потоку імпульсу $\delta\,\Pi_{rr}(\boldsymbol{r},t)$ визначається як [8]

$$\delta\,\Pi_{rr}(\boldsymbol{r},t) = \int d\boldsymbol{p}\,\frac{p_r^2}{m}\left[\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t) - \frac{dn_0}{d\varepsilon}\delta V(\boldsymbol{r},t)\right], \quad (5)$$

де m – маса нуклона.

Гранична умова дзеркального відбиття (3) визначає зв’язок між варіацією густини функції розподілу у фазовому просторі та коливаннями поверхні, а гранична умова (4) забезпечує узгоджений рух частинок усередині ядра та вільної поверхні.

Залишкова взаємодія між нуклонами $v(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$ враховується у кінетичному рівнянні (1) та граничній умові (4) через зміну середнього поля $\delta V(\boldsymbol{r}, t)$, що визначається так

$$\delta V(\boldsymbol{r},t) = \int d\boldsymbol{r}'\,d\boldsymbol{p}\;v(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\,\delta n(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{p},t). \quad (6)$$

Щоб отримати явний розв’язок лінеаризованого рівняння Власова, припускаємо сепарабельну залишкову взаємодію у вигляді

$$v\,(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}') = \kappa_3 \sum_M r^3 r'^3 Y_{3M}(\vartheta,\varphi) Y^*_{3M}(\vartheta',\varphi'), \quad (7)$$

де κ_3 – параметр, що визначає силу ізоскалярної октупольної взаємодії.

Слід зазначити, що з урахуванням граничної умови (3) розв’язок лінеаризованого рівняння Власова (1) для варіації густини функції розподілу у фазовому просторі (перетворення Фур’є за часом), можна записати у вигляді суми

$$\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega) = \delta n_{stat}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega) + \delta n_{dyn}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega). \quad (8)$$

Тут перша складова $\delta n_{stat}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega)$ є розв’язком для системи, обмеженої статичною (нерухомою) поверхнею, коли права частина граничних умов (3) і (4) дорівнює нулю, тоді як друга складова пропорціональна амплітуді коливань поверхні $\delta n_{dyn}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega)$ ~ $\delta R(\vartheta,\varphi,\omega)$ і зумовлена тільки ефектами динамічної поверхні.

Припускаємо, що ізоскалярні октупольні збудження збурюються слабким зовнішнім полем, що має вигляд

$$V_{ext}(\boldsymbol{r},t) = \beta\,\delta(t)\,r^3 Y_{30}(\vartheta,\varphi), \quad (9)$$

де $\delta(t)$ – дельта-функція Дірака у часі, а β є малим параметром, що описує силу зовнішнього поля.

Щоб знайти розв’язок динамічних рівнянь (1) і (2) з граничними умовами (3) і (4), доцільно записати варіацію густини функції розподілу у фазовому просторі (перетворення Фур’є за часом) $\delta n(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, \omega)$ у вигляді розкладу в ряд [9]

$$\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega) = \sum_{MNL}\left[\delta n^{L+}_{MN}(\varepsilon,l,r,\omega) + \delta n^{L-}_{MN}(\varepsilon,l,r,\omega)\right]\left(D^L_{MN}(\alpha,\beta,\gamma)\right)^* Y_{LN}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right), \quad (10)$$

де L = 3 і M = 0 для варіації функції розподілу, пов’язаної із ізоскалярними октупольними збудженнями, індукованими зовнішнім полем (9), функції $D^L_{MN}(\alpha,\beta,\gamma)$ – матриці обертання Вігнера, а частота ω визначає енергію збудження ($E = \hbar\omega$). У розкладі (10) замість фазових змінних $(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p})$ використовуються нові змінні $(r, \varepsilon, l, \alpha, \beta, \gamma)$. Тут ε – енергія частинки, l – її кутовий момент, α, β, γ – кути Ейлера, що описують обертання до системи координат з віссю z, спрямованої вздовж вектора $\boldsymbol{l} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$ і віссю y, спрямованої вздовж вектора $\boldsymbol{r}$.

У нашій кінетичній моделі ми можемо знайти явний вираз для варіації густини функції розподілу у фазовому просторі, пов’язаної із колективними ізоскалярними октупольними збудженнями в представленні (10), а потім використати цю функцію для отримання функції відгуку [3], а також локальних динамічних величин, зокрема поля швидкостей.

Слід зазначити, що в нашій моделі явно використовуються колективні змінні, що описують динамічну поверхню, і тому модель дає змогу досліджувати вплив динамічної поверхні на октупольні колективні збудження в ядрах. Відзначимо також, що в рамках нашої моделі можна вивчати роль залишкової взаємодії між нуклонами та сил поверхневого натягу у формуванні октупольних колективних збуджень. У наступному розділі ми використаємо ці особливості нашої моделі для вивчення природи октупольних колективних збуджень в ядрах.

3. Вплив динамічної поверхні ядра на октупольну силову функцію

Ізоскалярна октупольна функція відгуку для системи з рухомою поверхнею визначається так [5]

$$R\,(\omega) = \beta^{-1}\int d\boldsymbol{r}\, r^3\, Y^*_{3M}(\vartheta,\varphi)\,\delta\overline{\varrho}\,(\boldsymbol{r},\omega). \qquad (11)$$

У рівнянні (11) зміна густини частинок $\delta\overline{\varrho}\,(\mathbf{r},\omega)$ визначається з урахуванням рухомої поверхні і тому має додатковий член

$$\delta\overline{\varrho}\,(\boldsymbol{r},\omega) = \delta\varrho(\boldsymbol{r},\omega) + \varrho_0\,\delta(r-R)\,\delta R(\vartheta,\varphi,\omega). \qquad (12)$$

Тут ϱ_0 – рівноважна ядерна густина, а

$$\delta\varrho(\boldsymbol{r},\omega) = \int d\boldsymbol{p}\;\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega), \qquad (13)$$

де δn – варіація густини функції розподілу у фазовому просторі, пов’язана з ізоскалярними октупольними збудженнями, що знайдена у нашій кінетичній моделі.

Розглянемо ізоскалярну октупольну силову функцію, яка визначається як

$$S(E) = -\frac{1}{\pi}\,ImR(E), \qquad (14)$$

де $E = \hbar\omega$. Силова функція дає інформацію про енергію колективних збуджень. Результати розрахунків октупольної силової функції показано на рис. 1. У розрахунках використано такі значення ядерних параметрів: $r_0 = (4\pi\varrho_0/3)^{-1/3} =$ 1,2 Фм, ε_F = 33,42 МеВ, m = 1,04 МеВ $(10^{-22}\text{с})^2/\text{Фм}^2$. Параметр сили ізоскалярної октупольної взаємодії (7) обрано таким, що дорівнює $\kappa_3 = -2\cdot10^{-5}$ МеВ/Фм^6, щоб відтворити експериментальне значення енергії центроїда високоенергетичного октупольного резонансу в ^{208}Pb [4]. На рис. 1 (суцільна крива) показано точну ізоскалярну октупольну силову функцію, знайдену в рамках нашої кінетичної моделі з рухомою поверхнею. Видно, що октупольна силова функція виявляє кілька резонансних структур, а саме дві в області низьких енергій, а також високоенергетичний резонанс. Енергії центроїдів цих резонансів (в області низьких енергій дорівнюють 2,3 і 5,6 МеВ, а в області високоенергетичного резонансу – 20,2 МеВ) узгоджуються з експериментальними даними для колективних ізоскалярних октупольних збуджень в ядрі ^{208}Pb [4], що вказані на рис. 1 стрілками.

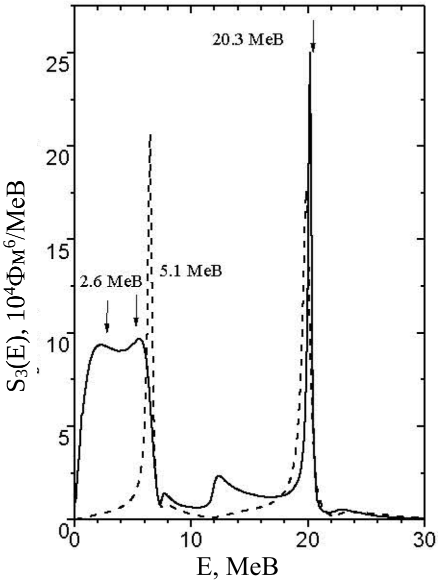

Рис. 1. Октупольна силова функція, яку обчислено в рамках кінетичної моделі з рухомою поверхнею (суцільна крива). Показано також октупольну силову функцію, розраховану у кінетичній моделі зі статичною (нерухомою) поверхнею, коли права частина граничних умов (3) і (4) дорівнює нулю (штрихова крива). Система містить A = 208 нуклонів. Експериментальні енергії центроїдів низькорозташованого колективного стану, низько- та високоенергетичних октупольних резонансів для ^{208}Pb вказано стрілками.

Однак октупольна силова функція виявляє також резонансну структуру в енергетичній області між низькоенергетичним та високоенергетичним резонансами. Ми зосередимося на дослідженні цієї нової резонансної структури. На рис. 1 (штрихова крива) показано також октупольну силову функцію у наближенні статичної (нерухомої) поверхні, див. рівняння (8). Видно, що розподіл сили в енергетичній області між низькоенергетичним та високоенергетичним резонансами значною мірою визначається ефектами динамічної поверхні. Щоб прояснити більше природу нової резонансної структури, розглянемо октупольну силову функцію в різних наближеннях.

На рис. 2 штриховою кривою показано октупольну силову функцію, обчислену без урахування залишкової взаємодії. Видно (порівняйте суцільну та штрихову криву), що залишкова взаємодія різко змінює відгук в області високоенергетичного октупольного резонансу (залишкова взаємодія визначає високоенергетичний октупольний резонанс), але в області нової резонансної структури (навколо енергії 12 МеВ), залишкова взаємодія лише незначно впливає на октупольний відгук, і нова резонансна структура виявляється і без урахування залишкової взаємодії.

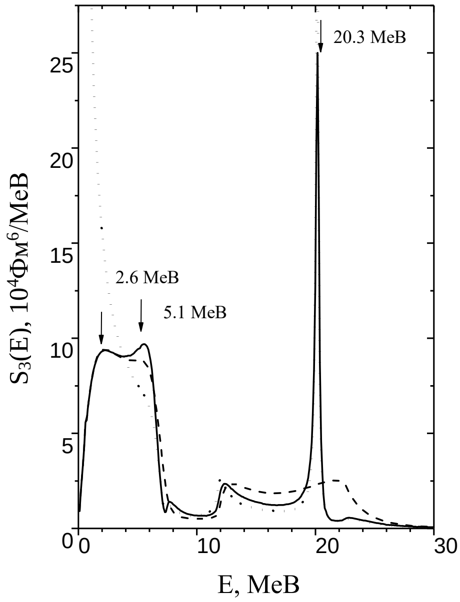

Рис. 2. Октупольна силова функція показана в різних наближеннях: точна силова функція в рамках нашої моделі (суцільна крива), оцінена без урахування залишкової взаємодії між нуклонами (штрихова крива) і оцінена, коли параметр поверхневого натягу дорівнює нулю (пунктирна крива). Система містить A = 208 нуклонів. Експериментальні енергії центроїдів низькорозташованого колективного стану, низько- та високоенергетичних октупольних резонансів для ^{208}Pb вказано стрілками.

Далі, на рис. 2 пунктирною кривою показано октупольну силову функцію у наближенні, коли параметр поверхневого натягу дорівнює нулю. Видно, що сила, пов'язана з поверхневим натягом, суттєво впливає на розподіл сили в низькоенергетичній області, однак на нову резонансну структуру (навколо енергії 12 МеВ) поверхневий натяг практично не впливає. Зауважимо, що у цьому наближенні октупольний відгук має полюс при нульовій частоті, що демонструє нестабільність форми відносно октупольних деформацій [3].

Слід також зазначити, що нова резонансна структура вичерпує приблизно 10 % енергетично зваженого правила сум (ЕЗПС), яке для ізоскалярних октупольних збуджень визначається виразом [10, с. 401]

$$\int_0^\infty dE\,E\,S(E) = \frac{9}{8\pi}\frac{\hbar^2}{m}AR^4. \qquad (15)$$

Оцінку внеску в ЕЗПС нової резонансної структури, енергія центроїда якої дорівнює 12,4 МеВ, отримано для інтервалу енергії 11,8 - 15,4 МеВ.

Беручи до уваги результати, показані на рис. 1 і 2, можна зробити висновок, що нова октупольна резонансна структура близько 12 МеВ зумовлена ефектами динамічної поверхні, подібно до низькоенергетичного ізоскалярного дипольного резонансу, що спостерігається у важких ядрах [11]. Низькоенергетичний ізоскалярний дипольний резонанс називають вихровою дипольною модою, оскільки поле швидкостей, пов'язане з цим резонансом, має вихровий (тороїдальний) характер [1, 2]. У наступному розділі ми розглянемо поля швидкостей, пов'язані з октупольними колективними збудженнями, зокрема з новою октупольною резонансною структурою.

4. Октупольні поля швидкостей

У кінетичній теорії поле швидкостей (перетворення Фур'є за часом), пов'язане з колективним збудженням при енергії $E = \hbar\omega$, визначається як

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r},\omega) = (m\varrho_0)^{-1}\int d\boldsymbol{p}\,\boldsymbol{p}\,\delta n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},\omega). \qquad (16)$$

Ця локальна динамічна величина описує просторовий розподіл середньої швидкості нуклонів при колективному збудженні з енергією $E = \hbar\omega$. Будемо розглядати поле швидкостей в меридіанній площині XZ, вибираючи вісь Z у напрямку зовнішнього поля, тоді радіус-вектор частинки визначається як $\boldsymbol{r} = (x, y = 0, z)$ або $\boldsymbol{r} = (r, \vartheta, \varphi = 0)$ у сферичних координатах, а поле швидкостей (16) можна записати у вигляді

$$\boldsymbol{u}(r,\vartheta,\varphi=0,\omega) = u_x(r,\vartheta,\omega)\boldsymbol{e}_x + u_z(r,\vartheta,\omega)\boldsymbol{e}_z, \qquad (17)$$

де $u_x(r,\vartheta,\omega)$ і $u_z(r,\vartheta,\omega)$ – проекції вектора поля швидкостей на осях X і Z відповідно, а $\boldsymbol{e}_x$, $\boldsymbol{e}_z$ – одиничні вектори, направлені вздовж цих осей. Вирази для проекцій октупольного поля швидкостей можна отримати у вигляді

$$u_x(r,\vartheta,\omega) = \sqrt{\frac{2}{5}}Y_{21}(\vartheta,\varphi=0)u_{32}(r,\omega) + \sqrt{\frac{5}{9}}Y_{41}(\vartheta,\varphi=0)u_{34}(r,\omega), \qquad (18)$$

$$u_z(r,\vartheta,\omega) = \sqrt{\frac{3}{5}} Y_{20}(\vartheta, \varphi = 0) u_{32}(r,\omega) - $$
$$-\sqrt{\frac{4}{9}} Y_{40}(\vartheta, \varphi = 0) u_{34}(r,\omega). \qquad (19)$$

Кутова залежність поля швидкостей виражається сферичними функціями, а для радіальних форм-факторів октупольного поля швидкостей можна знайти такі вирази

$$u_{34}(r,\omega) = -i\sqrt{\frac{4}{7}} \frac{8\pi^2}{7} \frac{1}{\varrho_0} \frac{1}{r^2} \int d\varepsilon \int dll \sum_{N=-3}^{3} \left| Y_{3N}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right)\right|^2 \times$$
$$\times \left\{ -i\left[\delta n_{0N}^{3+}(\varepsilon,l,r,\omega) - \delta n_{0N}^{3-}(\varepsilon,l,r,\omega)\right] + \frac{N}{4} \frac{1}{p_r(l,r)} \frac{l}{r} \left[\delta n_{0N}^{3+}(\varepsilon,l,r,\omega) + \delta n_{0N}^{3-}(\varepsilon,l,r,\omega)\right] \right\}, \qquad (20)$$

$$u_{32}(r,\omega) = -i\sqrt{\frac{3}{7}} \frac{8\pi^2}{7} \frac{1}{\varrho_0} \frac{1}{r^2} \int d\varepsilon \int dll \sum_{N=-3}^{3} \left| Y_{3N}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right)\right|^2 \times$$
$$\times \left\{ i\left[\delta n_{0N}^{3+}(\varepsilon,l,r,\omega) - \delta n_{0N}^{3-}(\varepsilon,l,r,\omega)\right] + \frac{N}{3} \frac{1}{p_r(l,r)} \frac{l}{r} \left[\delta n_{0N}^{3+}(\varepsilon,l,r,\omega) + \delta n_{0N}^{3-}(\varepsilon,l,r,\omega)\right] \right\}. \qquad (21)$$

Тут $\delta n_{0N}^{3\pm}(\varepsilon,l,r,\omega)$ – розв'язок динамічних рівнянь кінетичної моделі (1) - (4), див. також розклад (10), для ізоскалярних октупольних збуджень, а $p_r(l,r) = p_F\sqrt{1-(l/p_F R)^2}$ – радіальний імпульс частинки. Слід зазначити, що октупольне зовнішнє поле (9) призводить до октупольної радіальної (і тангенціальної) складової поля швидкості (16), у той час як кутова залежність проекцій x і z вектора поля швидкості (18) - (19) визначається квадрупольними та гексадекапольними сферичними функціями.

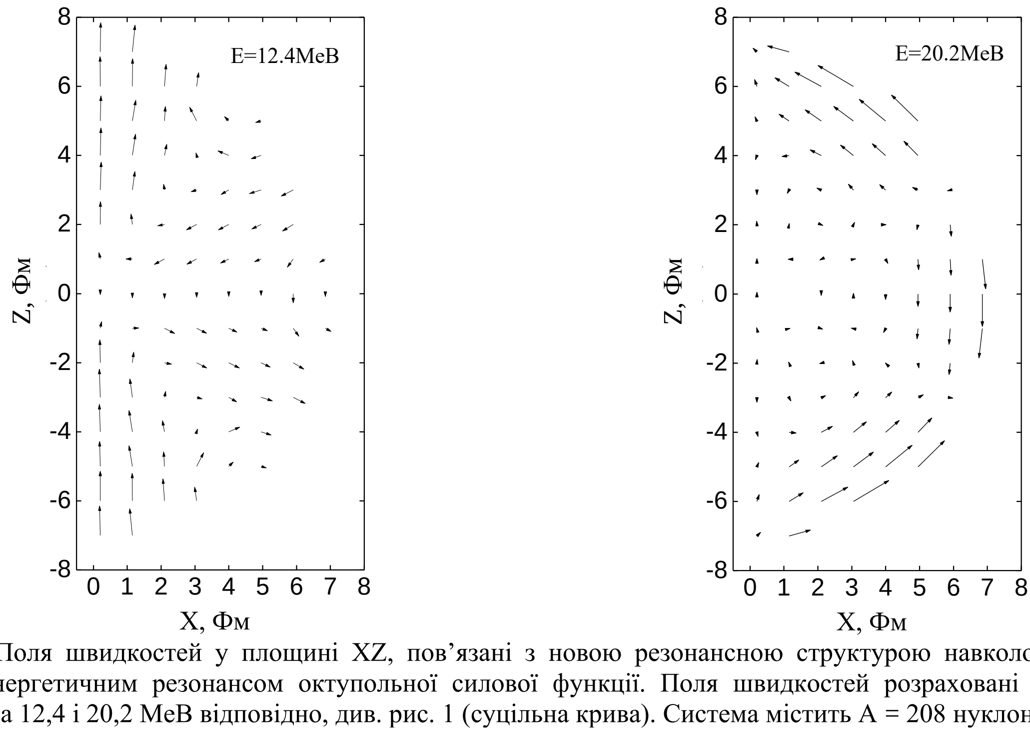

Рис. 3. Поля швидкостей у площині XZ, пов'язані з новою резонансною структурою навколо 12 МеВ і з високоенергетичним резонансом октупольної силової функції. Поля швидкостей розраховані при енергіях центроїда 12,4 і 20,2 МеВ відповідно, див. рис. 1 (суцільна крива). Система містить A = 208 нуклонів.

Результати чисельних розрахунків полів швидкостей, пов'язаних з новою резонансною структурою близько 12 МеВ та з високоенергетичним резонансом октупольної силової функції при енергіях центроїда (див. рис. 1) показано на рис. 3. Видно, що поле швидкостей, пов'язане з новим низькоенергетичним резонансом (рисунок ліворуч) виявляє вихровий характер у трьох поверхневих областях ядерної рідини, тоді як поле швидкостей, пов'язане з високоенергетичним резонансом (рисунок праворуч), демонструє форму октупольної (октупольну форму) деформації, а також включає стиснення всередині ядерної рідини. Слід зауважити, що характер поля швидкостей, пов'язаного з високоенергетичним октупольним резонансом, що отримано у цій роботі в рамках кінетичної (напівкласичної) моделі, узгоджується з результатами відповідних квантових розрахунків у наближенні випадкових фаз [12].

5. Висновки

У роботі досліджено ізоскалярний октупольний відгук важких ядер у моделі малих коливань краплі фермі-рідини, що спирається на рівняння Власова. Установлено, що динамічна ядерна поверхня породжує нову резонансну структуру, подібно до низькоенергетичного ізоскалярного дипольного резонансу, що спостерігається у важких ядрах. Показано, що ця резонансна структура несуттєво залежить від поверхневого натягу і від залишкової взаємодії між нуклонами.

Для вивчення природи нового октупольного резонансу було досліджено характер поля швидкостей, пов'язаного з цим октупольним резонансом. Знайдено, що поле швидкостей, пов'язане з новим октупольним резонансом, має вихровий характер, подібно до поля швидкостей, пов'язаного з ізоскалярним дипольним резонансом. Однак октупольне поле швидкостей виявляє вихровий рух нуклонів у трьох областях поблизу ядерної поверхні, тоді як дипольне поле швидкостей має вихровий характер усередині ядра.

Розглянуто також поле швидкостей, пов'язане із високоенергетичним октупольним резонансом, що описується в рамках нашої кінетичної моделі. Це поле швидкостей має інший характер: демонструє форму октупольної деформації та включає стиснення всередині ядерної рідини.

Становить інтерес експериментальний пошук вихрової октупольної моди у важких сферичних ядрах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Dynamic effects of nuclear surface in isoscalar dipole modes. Nucl. Phys. A 1031 (2023) 122609.
2. D. Vretenar, A. Wandelt, P. Ring, Isoscalar dipole mode in relativistic random phase approximation. Phys. Lett. B 487 (2000) 334.
3. V.I. Abrosimov et al. Octupole response and stability of spherical shape in heavy nuclei. Nucl. Phys. A 727 (2003) 220.
4. A. van Der Woude. Giant resonances. Prog. Part. Nucl. Phys. 18 (1987) 217.
5. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, F. Matera. Collective motion in finite Fermi systems within Vlasov dynamics. Phys. Part. Nucl. 36 (2005) 699.
6. V.I. Abrosimov, M. Di Toro, V. Strutinsky. Kinetic equation for collective modes of a Fermi system with free surface. Nucl. Phys. A 562 (1993) 41.
7. P. Ring, P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem* (New York: Springer-Verlag, 1980) 735 p.
8. E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevsky. *Physical Kinetics. Course of Theoretical Physics*. Vol. 10. Transl. from the Russian (London: Pergamon Press, 1979) 625 p.
9. D.M. Brink, A. Dellafiore, M. Di Toro. Solution of the Vlasov equation for collective modes in nuclei. Nucl. Phys. A 456 (1986) 205.
10. A. Bohr, B.R. Mottelson. *Nuclear Structure.* Vol. II (New York, W. A. Benjamin, Inc., 1975).
11. M. Uchida et al. Isoscalar giant dipole resonance in ^{208}Pb via inelastic α scattering at 400 MeV and nuclear incompressibility. Phys. Lett. B 557 (2003) 12.
12. T.S. Dumitrescu et al. Collective excitations in spherical nuclei: response functions, transition densities and velocity fields. J. Phys. G: Nucl. Phys. 12 (1986) 349.

V. I. Abrosimov*, O. I. Davydovska

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: abrosim@kinr.kiev.ua

VORTEX OCTUPOLE MODE IN THE KINETIC MODEL OF COLLECTIVE EXCITATIONS IN NUCLEI

The nature of a new isoscalar octupole resonance found within a kinetic model based on the Vlasov equation for finite Fermi systems with moving surfaces is studied. It is shown that this octupole resonance is due to dynamic effects of the nuclear surface, like the low-energy isoscalar dipole resonance (vortex dipole mode) observed in heavy nuclei. It is found that the velocity field associated with the new octupole resonance has a vortex character in the surface region of the nuclear liquid and, moreover, the vortex motion of nucleons is fragmented into three areas near the nuclear surface. At the same time, the velocity field associated with the high-energy octupole resonance found within our kinetic model displays an octupole deformation form and includes a compression within the nuclear fluid, which is consistent with the corresponding quantum calculations in the random phase approximation.

Keywords: isoscalar octupole resonances, kinetic model, strength function, dynamic surface effects, velocity field.

Надійшла / Received 27.12.2023