ЯДЕРНА ФІЗИКА
NUCLEAR PHYSICS

УДК 539.142 https://doi.org/10.15407/jnpae2025.02.099

В. І. Абросімов*, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: abrosim@kinr.kiev.ua

ВПЛИВ ДИНАМІЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ ПОВЕРХНІ ФЕРМІ НА ГІГАНТСЬКІ РЕЗОНАНСИ В ЯДРАХ

Досліджено характер динамічних змін у розподілі нуклонів в імпульсному просторі (динамічної деформації поверхні Фермі), пов’язаних з монопольним та квадрупольним гігантськими резонансами у сферичних ядрах. У рамках кінетичної моделі колективних збуджень в ядрах розглянуто тензор потоку імпульсу, пов’язаний з цими резонансами, що містить інформацію про динамічні зміни поверхні Фермі при колективному збудженні в ядрі. Знайдено, що відношення нормального компонента тензора потоку імпульсу до варіації густини нуклонів, пов’язане з монопольним резонансом, має гідродинамічний характер усередині ядра: приблизно дорівнює коефіцієнту стисливості ядерної фермі-рідини. У той же час це відношення має інший характер для квадрупольного резонансу: його локальні значення суттєво відрізняються від коефіцієнта стисливості. Отримано, що недіагональний компонент тензора потоку імпульсу для монопольного резонансу дорівнює нулю, тоді як недіагональний компонент тензора потоку імпульсу, пов’язаний з квадрупольним резонансом, має помітну величину, що виявляє вплив динамічної деформації поверхні Фермі на формування цього резонансу.

Ключові слова: деформація поверхні Фермі, кінетична модель, вільна рухома поверхня, тензор потоку імпульсу, гігантські резонанси.

1. Вступ

Відомо, що вивчення колективних збуджень в ядрах у рамках макроскопічних підходів повинно спиратися на динаміку у фазовому просторі, оскільки для опису колективного руху в ядрах необхідно враховувати динамічні зміни у розподілі нуклонів в імпульсному просторі [1, 2]. Ці зміни у феноменологічній теорії фермі-рідини визначаються як (динамічна) деформація поверхні Фермі [3]. Становить інтерес вивчення характеру динамічних змін поверхні Фермі під час колективного руху, оскільки вони можуть істотно впливати на формування колективного збудження та генерувати колективні моди, що називаються нульовим звуком. Динамічні ефекти поверхні Фермі в ядерних колективних збудженнях розглядалися в рамках макроскопічних підходів у наближенні, що обмежує мультипольність деформації поверхні Фермі [4 - 6].

У даній роботі розглядається вплив динамічної деформації поверхні Фермі на гігантські резонанси в ядрах, а саме на монопольний і квадрупольний гігантські резонанси у сферичних ядрах. Ми використовуємо кінетичну модель, що спирається на явний розв’язок кінетичного рівняння Власова для скінченних систем з рухомою вільною поверхнею [7, 8], що дає змогу не використовувати додаткові припущення щодо характеру динамічних змін поверхні Фермі. Силова функція, отримана в рамках цієї кінетичної моделі, дає задовільний опис ізоскалярних колективних збуджень, що спостерігаються у важких сферичних ядрах, зокрема ядерних гігантських резонансах [7]. Але в рамках цієї моделі можна також вивчати локальні динамічні величини, пов’язані з колективним збудженням [8], зокрема тензор потоку імпульсу, який описує динамічні зміни поверхні Фермі.

У розділі 2 обговорюється кінетична модель колективних збуджень ядер, зокрема граничні умови рухомої вільної поверхні, що пов’язані з властивостями тензора потоку імпульсу на поверхні ядра. Вирази для складових тензора потоку імпульсу, знайдені у нашій кінетичній моделі, розглядаються у розділі 3. У розділі 4 вивчаємо характер динамічних змін поверхні Фермі, пов’язаних з монопольним та квадрупольним гігантськими резонансами у сферичних ядрах.

2. Умови вільної поверхні у кінетичній моделі

Спочатку нагадаємо кінетичну модель колективних збуджень в ядрі [7], зокрема припущення вільної поверхні, які пов’язані з властивостями тензора потоку імпульсу на поверхні. У кінетичній моделі, колективні збудження в ядрі розглядаються як малі коливання краплі фермі-рідини. Основною динамічною величиною моделі, що визначає колективне збудження є зміна густини функції розподілу у фазовому просторі $\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, що зумовлена колективним збудженням. Вона визначається лінеаризованим рівнянням Власова

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta n(\mathbf{r},\mathbf{p},t)+$$

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

рівнянням руху поверхні $R(\vartheta,\varphi,t)$, що є сферою з радіусом R = 1,2 $A^{1/3}$ фм у рівновазі та коливання якої описуються колективними змінними $\delta R_{LM}(t)$,

$$R(\vartheta,\varphi,t)=R\ +\ \sum_{LM}\delta R_{LM}(t)\ Y_{LM}(\vartheta,\varphi) \tag{2}$$

і граничними умовами: умовою дзеркального відбиття на рухомій поверхні

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

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

та макроскопічною умовою узгодження руху частинок усередині ядра з рухом поверхні

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

Тут p_r – радіальний імпульс частинки, $\mathbf{p}_\perp$ = (0, p_υ, p_φ) і σ – параметр поверхневого натягу (для ядерної поверхні $\sigma\approx 1$ МеВ/фм^2 [1]). Зміна середнього поля $\delta V(\mathbf{r}, t)$ у кінетичному рівнянні (1) генерується залишковою взаємодією. Кінетичне рівняння (1) містить похідну рівноважної функції розподілу щодо одночастинкової енергії $dn_0/d\varepsilon$. У нашій кінетичній моделі колективних збуджень у скінченних фермі-системах припускаємо, що рівноважна функція розподілу n_0 є ступінчатою функцією одночастинкової енергії ε, яка обривається при енергії Фермі ε_F, і тому $dn_0/d\varepsilon$ дорівнює

$$\frac{dn_0}{d\varepsilon}=-\frac{4}{h^3}\delta(\varepsilon_F-\varepsilon). \tag{5}$$

Слід зазначити, що у роботі [2] було підкреслено, що зі структури лінеаризованого рівняння Власова (1) випливає, що розв’язок цього рівняння $\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ буде пропорційним до похідної рівноважної функції розподілу щодо одночастинкової енергії $dn_0/d\varepsilon$ і тому зміна функції розподілу $\delta n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ зводиться до деформації поверхні Фермі, якщо вона є сферою у рівноважному розподілі густини у фазовому просторі. У розділі 4 будемо вивчати ефекти динамічних змін поверхні Фермі в ядерних гігантських резонансах.

Граничні умови (3) - (4) забезпечують вільну динамічну поверхню, яка імітує поверхню ядра. Формально це визначається властивостями тензора потоку імпульсу на поверхні ядра, який описує сили, що діють на поверхню. Нормальний (діагональний) компонент тензора потоку імпульсу $\delta\Pi_{rr}(\mathbf{r},t)$, пов’язаний з радіальними силами в фермі-рідині, компенсує сили зумовлені поверхневим натягом, що виникають при деформації поверхні. У той же час гранична умова дзеркального відбиття нуклонів на рухомій поверхні (3) призводить до того, що недіагональні компоненти тензора потоку імпульсу $\delta\Pi_{r\vartheta}(\mathbf{r},t)$, пов’язані з радіально-тангенціальними силами у фермі-рідині, дорівнюють нулю на поверхні. Таким чином, граничні умови (3) - (4) забезпечують вільну поверхню в нашій кінетичній моделі.

Можна знайти явний (аналітичний) розв’язок динамічних рівнянь кінетичної моделі (1) - (4), зокрема для ізоскалярних мультипольних колективних збуджень у сферичних ядрах, використовуючи формалізм лінійної функції відгуку та сепарабельну ефективну залишкову взаємодію між нуклонами [7]. Припускаємо, що ізоскалярні мультипольні збудження збурюються слабким зовнішнім полем, що має вигляд

$$V_{ext}(\mathbf{r},t)=\beta_L\,\delta(t)\,r^{L+k}\,Y_{L0}(\vartheta,\varphi), \tag{6}$$

де $\delta(t)$ – дельта-функція Дірака у часі, k = 2 для L = 0,1 і β_L є малим параметром, що описує силу зовнішнього поля. Крім того, будемо припускати сепарабельну залишкову взаємодію у вигляді

$$v_L(\mathbf{r},\mathbf{r}')=\kappa_L\sum_M r^{L+k}r'^{L+k}Y_{LM}(\vartheta,\varphi)\,Y^*_{LM}(\vartheta',\varphi'), \tag{7}$$

де κ_L – параметр, що визначає силу ізоскалярної мультипольної взаємодії.

Отримавши розв’язок, можемо знайти функцію відгуку, уявна частина якої (силова функція) визначає енергії колективних збуджень, і, крім того, вивчати тензор потоку імпульсу, що дає інформацію про характер динамічних змін поверхні Фермі під час колективних збуджень, зокрема пов’язаний з гігантськими монопольним і квадрупольним резонансами, що будемо обговорювати далі.

3. Тензор потоку імпульсу

Розглянемо тензор потоку імпульсу (точніше перетворення Фур’є за часом), що є локальною динамічною величиною, яка описує динамічні зміни у розподілі нуклонів в імпульсному просторі при колективному збудженні, і визначається у кінетичній теорії фермі-рідини як [9]

$$\delta\Pi_{ik}(\mathbf{r},\omega) = \int d\mathbf{p}\; p_i\, v_k \left[\delta n(\mathbf{r},\mathbf{p},\omega) - \frac{dn_0}{d\varepsilon}\delta V(\mathbf{r},\omega)\right]. \qquad (8)$$

Тут $\delta n(\mathbf{r},\mathbf{p},\omega)$ є зміна густини функції розподілу у фазовому просторі, що пов'язана з колективним збудженням з енергією $E = \hbar\omega$, а індекси i і k позначають компоненти тензора в ортогональній системі координат. Компонент тензора $\delta\Pi_{ik}(\mathbf{r},\omega)$ описує просторовий розподіл середнього потоку i-тої складової імпульсу в k-напрямку при колективному збудженні ядра з енергією $E = \hbar\omega$. Тензор потоку імпульсу (8) дає інформацію про динамічні зміни поверхні Фермі під час колективного руху. Слід зазначити, що рівноважний тензор потоку імпульсу зводиться в нашій моделі до скалярної величини, що визначає рівноважний тиск і дорівнює $\Pi_0 = (2/5)\rho_0\varepsilon_F$, де ρ_0 – рівноважна густина частинок.

Вибираємо вісь Z в напрямку сил зовнішнього поля (6) і будемо розглядати тензор потоку імпульсу (8) в площині XZ, використовуючи сферичну систему координат. Тоді радіус-вектор частинки задається як $\mathbf{r} = (r, \varphi = 0, \vartheta)$, імпульс частинки визначається як $\mathbf{p} = (p_r, p_\varphi = 0, p_\vartheta)$, а тензор має три складові: два діагональних компоненти $\delta\Pi_{rr}(r,\vartheta,\omega)$, $\delta\Pi_{\vartheta\vartheta}(r,\vartheta,\omega)$ та недіагональний $\delta\Pi_{r\vartheta}(r,\vartheta,\omega)$.

У рамках нашої кінетичної моделі можна отримати аналітичні вирази для варіацій складових тензора потоку імпульсу $\delta\Pi_{ik}(r,\vartheta,\omega)$, пов'язаних з мультипольними збудженнями з енергією $E = \hbar\omega$, у вигляді:

$$\delta\Pi^L_{rr}(r,\vartheta,\omega) = Y_{L0}(\vartheta,0)\left[\delta\Pi^L_{rr}(r,\omega) + \rho_0\,\delta V_L(r,\omega)\right], \qquad (9)$$

$$\delta\Pi^L_{\vartheta\vartheta}(r,\vartheta,\omega) = Y_{L0}(\vartheta,0)\left[\delta\Pi^L_{\vartheta\vartheta}(r,\omega) + 2\rho_0\,\delta V_L(r,\omega)\right], \qquad (10)$$

$$\delta\Pi^L_{r\vartheta}(r,\vartheta,\omega) = Y_{L1}(\vartheta,0)\delta\Pi^L_{r\vartheta}(r,\omega), \qquad (11)$$

де $\delta V_L(r,\omega)$ – радіальний форм-фактор зміни середнього поля $\delta V_L(\mathbf{r},\omega)$, що генерується залишковою взаємодією (7). Кутова залежність складових тензора $\delta\Pi_{ik}(r,\vartheta,\omega)$ визначається відповідними сферичними функціями, а для радіальних форм-факторів можна знайти такі вирази:

$$\delta\Pi^L_{rr}(r,\omega) = 2\pi\frac{1}{r^2}\sum_{N=-L}^{L} C^2_{LN}\int d\varepsilon\frac{dn_0}{d\varepsilon}\int dll\, p_r(r,\varepsilon,l)\left[\delta\tilde{n}^{L+}_N(r,\varepsilon,l,\omega) + \delta\tilde{n}^{L-}_N(r,\varepsilon,l,\omega)\right], \qquad (12)$$

$$\delta\Pi^L_{\vartheta\vartheta}(r,\omega) = 2\pi\frac{1}{r^2}\sum_{N=-L}^{L} C^2_{LN}\int d\varepsilon\frac{dn_0}{d\varepsilon}\int dll\frac{p^2_\perp(r,l)}{p_r(r,\varepsilon,l)}\left[\delta\tilde{n}^{L+}_N(r,\varepsilon,l,\omega) + \delta\tilde{n}^{L-}_N(r,\varepsilon,l,\omega)\right], \qquad (13)$$

$$\delta\Pi^L_{r\vartheta}(r,\omega) = -i\frac{2\pi}{\sqrt{L(L+1)}}\frac{1}{r^2}\sum_{N=-L}^{L} N C^2_{LN}\int d\varepsilon\frac{dn_0}{d\varepsilon}\int dll\, p_\perp(r,l)\left[\delta\tilde{n}^{L+}_N(r,\varepsilon,l,\omega) - \delta\tilde{n}^{L-}_N(r,\varepsilon,l,\omega)\right]. \qquad 14)$$

Тут $p_r(r,\varepsilon,l) = [2m\varepsilon - (l/r)^2]^{1/2}$ та $p_\perp(r,l) = l/r$ – радіальний та тангенціальний імпульс частинки відповідно, і коефіцієнти $C^2_{LN} = (4\pi/(2L+1))\,|Y_{LN}(\pi/2,\pi/2)|^2$. Радіальні функції (12) - (14) визначаються амплітудами $\delta n^{L\pm}_N(\varepsilon,l,r,\omega)$ розкладу в ряд варіації густини функції розподілу у фазовому просторі, пов'язаної з колективним збудженням $\delta n(\mathbf{r},\mathbf{p},\omega)$, що має вигляд [10]:

$$\delta n(\mathbf{r},\mathbf{p},\omega) = \frac{dn_0}{d\varepsilon}\sum_{MNL}\left[\delta\tilde{n}^{L+}_N(r,\varepsilon,l,\omega) + \delta\tilde{n}^{L-}_N(r,\varepsilon,l,\omega)\right]\left(D^L_{MN}(\alpha,\beta,\gamma)\right)^* Y_{LN}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right). \qquad (15)$$

Тут замість фазових змінних ($\mathbf{r}$, $\mathbf{p}$) визначаються нові змінні (r, ε, l, α, β, γ), де ε – енергія частинки, l – її кутовий момент, α, β, γ – кути Ейлера, що описують обертання до системи координат з віссю z, спрямованої вздовж вектора $\boldsymbol{l} = \mathbf{r}\times\mathbf{p}$ і віссю y, спрямованої вздовж вектора $\mathbf{r}$. Функції $D^L_{MN}(\alpha,\beta,\gamma)$ в (10) є матриці обертання Вігнера.

Слід зазначити, що недіагональні компоненти $\delta\Pi_{r\vartheta}(r,\vartheta,\omega)$ та $\delta\Pi_{\vartheta r}(r,\vartheta,\omega)$ є однаковими, див. вираз (8). Крім того, можна показати аналітично, використовуючи граничну умову дзеркального відбиття нуклонів на рухомій поверхні в термінах нових змінних, що недіагональний компонент (14) дорівнює нулю на поверхні, а для монопольних збуджень він дорівнює нулю і всередині системи.

У наступному розділі ми використаємо вирази (12) - (14) для чисельних розрахунків складових $\delta\Pi_{ik}(r,\vartheta,\omega)$ тензорів потоку імпульсу, пов'язаних з монопольним та квадрупольним гігантськими резонансами.

4. Ефекти динамічної поверхні Фермі в гігантських резонансах

У рамках кінетичної моделі, що розглядається, було досліджено ізоскалярні колективні збудження в ядрі, зокрема монопольний та квадрупольний гігантські резонанси [4]. Параметри ізоскалярної сили монопольної та квадрупольної взаємодії, див. (7), були обрані так, щоб відтворити експериментальні значення енергій гігантського монопольного та квадрупольного резонансів в ядрі ^{208}Pb [11, 12]. Отримані силові функції мають резонанси з енергією центроїда 14,2 МеВ для монопольного та 11,3 МеВ для квадрупольного резонансів, що відповідає експериментальним даним.

На рис. 1 і 2 показано результати чисельних розрахунків радіальних форм-факторів тензорів потоку імпульсу, пов'язаних з монопольним та квадрупольним резонансами відповідно.

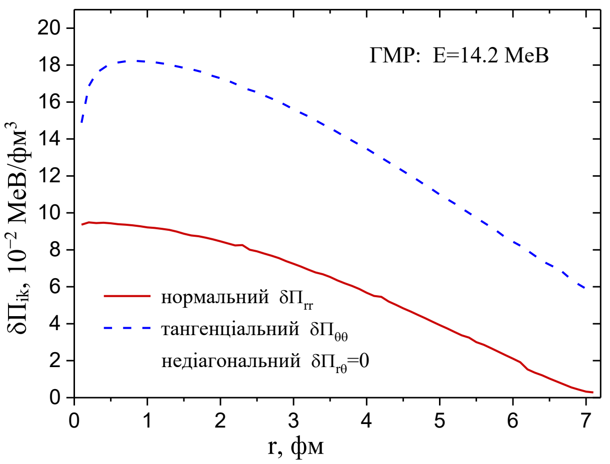

Рис. 1. Радіальна залежність компонентів тензора потоку імпульсу, пов'язаного з гігантським монопольним резонансом (ГМР). Суцільна крива показує нормальний компонент, тоді як штрихова крива представляє тангенціальний компонент. Параметр сили зовнішнього поля (6) обрано як $\beta_0 = 6{,}6\cdot10^{-4}$ МеВ/фм^2. Система містить $A = 208$ нуклонів і має радіус рівноважної поверхні $R = 7{,}1$ фм. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

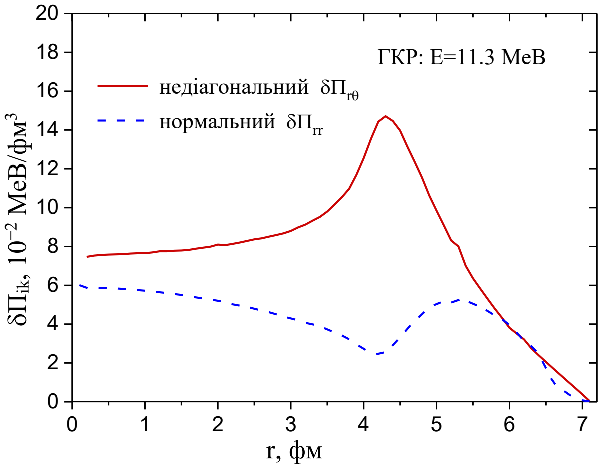

Рис. 2. Радіальна залежність компонентів тензора потоку імпульсу, пов'язаного з гігантським квадрупольним резонансом (ГКР). Суцільна крива показує недіагональний компонент, тоді як штрихова крива представляє нормальний компонент. Параметр сили зовнішнього поля (6) вибрано як $\beta_2 = 6{,}6\cdot10^{-3}$ МеВ/фм^2. Система містить $A = 208$ нуклонів і має радіус рівноважної поверхні $R = 7{,}1$ фм. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

На рис. 1 видно, що діагональні компоненти, пов'язані з монопольним резонансом, є одного порядку всередині ядерної рідини, але помітно відрізняються в області поверхні. Нормальний компонент (суцільна крива) задовольняє граничну умову (4) узгодження руху частинок усередині ядра з рухом поверхні, а рис. 1 показує, що сили, які виникають при деформації поверхні, значно менше сил всередині ядерної рідини, які пов'язані з динамічними змінами поверхні Фермі. У той же час величина тангенціального компонента (штрихова крива) не має додаткових умов на поверхні.

На рис. 2 штрихова крива показує радіальну залежність нормального компонента тензора потоку імпульсу, пов'язаного з квадрупольним резонансом, тоді як суцільна крива представляє недіагональний компонент тензора потоку імпульсу, пов'язаного з ГКР. Рис. 2 показує, що радіальний форм-фактор недіагонального компонента має величину того ж порядку, що і нормальний компонент, пов'язаний з квадрупольним резонансом. Наявність недіагональної складової явно визначає, що утворення ГКР зумовлене динамічною деформацією поверхні Фермі і цей резонанс має властивості нуль-звука. На рис. 2 видно, що на поверхні краплі фермі-рідини (ядра) недіагональний компонент тензора потоку імпульсу, пов'язаного з квадрупольним резонансом, зникає (дорівнює нулю) згідно з граничною умовою дзеркального відбиття (3). У той же час, величина нормального компонента на поверхні дорівнює силам, що виникають при квадрупольній деформації поверхні, але ці сили значно менше сил всередині системи, які пов'язані з динамічними змінами в імпульсному просторі.

Для дослідження жорсткості ядра, пов'язаної з формуванням монопольного та квадрупольного гігантських резонансів, що викликана зміною густини нуклонів, було проведено чисельні розрахунки відношення радіально-радіального (нормального) компонента тензора потоку імпульсу $\delta\Pi_{rr}(r,\omega)$, див. (12), до варіації густини нуклонів, пов'язаних з монопольним і квадрупольним резонансами, яка в кінетичній моделі визначається як

$$\delta\rho^L(r,\omega) = 2\pi\frac{1}{r^2}\sum_{N=-L}^{L} C_{LN}^2 \int d\varepsilon \frac{dn_0}{d\varepsilon}\int dll \frac{m}{p_r(r,\varepsilon,l)}\left[\delta\tilde{n}_N^{L+}(r,\varepsilon,l,\omega)+\delta\tilde{n}_N^{L-}(r,\varepsilon,l,\omega)\right]. \quad (16)$$

На рис. 3 показано відношення нормальної складової тензора потоку імпульсу до зміни густини нуклонів, пов'язаної з ГМР – суцільна крива і ГКР – штрихова крива для ядра з A = 208 нуклонів.

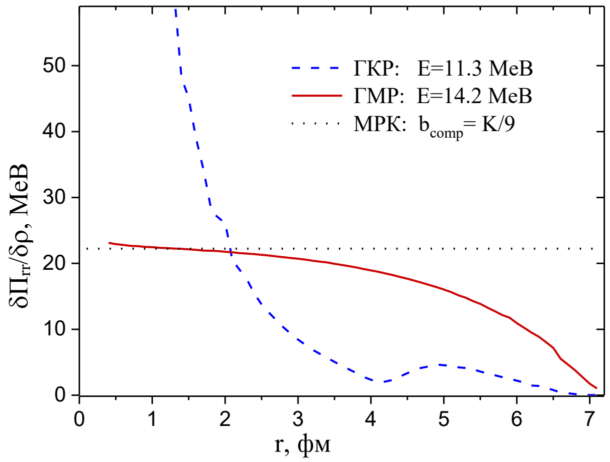

Рис. 3. Відношення нормальної складової тензора потоку імпульсу до варіації густини нуклонів, пов'язаної з ГМР (суцільна крива) і ГКР (штрихова крива), показано для системи з A = 208 нуклонів і радіусом рівноважної поверхні R = 7,1 фм. У моделі рідкої краплі (МРК) це відношення є константою, що визначає параметр стиснення. Показано (пунктирна лінія) параметр стиснення фермі-рідини, що у нашій моделі дорівнює K = 200 МеВ. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Крім того, на рис. 3 пунктирною лінією показано параметр стиснення теорії фермі-рідини $K_{FL} = 6\varepsilon_F(1 + F_0)$, де ізоскалярний параметр Ландау F_0 визначається параметром сили ізоскалярної монопольної взаємодії $\kappa_{L=0}$, див. (7), що у нашій моделі дорівнює $\kappa_{L=0} = -2\cdot10^{-4}$ МеВ/фм^4. Тут слід зазначити, що в МРК (в класичній рідині) припускається, що додатковий тиск, що виникає при зміні густини, є пропорційним зміні густини і тому це відношення є константою, яка визначає параметр стиснення. Такий зв'язок між зміною тиску і зміною густини частинок характеризує колективну моду, яку називають першим звуком [13]. На рис. 3 видно, що відношення $\delta\Pi_{rr}(r,\omega)/\delta\rho(r,\omega)$ для монопольного резонансу (суцільна крива) виявляє гідродинамічний характер (властивості першого звуку) усередині ядра: приблизно дорівнює коефіцієнту стиснення ядерної фермі-рідини. У той час відношення $\delta\Pi_{rr}(r,\omega)/\delta\rho(r,\omega)$, пов'язане з ГКР (штрихова крива), має інший характер: його локальні значення помітно відрізняються від коефіцієнта стиснення.

5. Висновки

Для вивчення впливу динамічної поверхні Фермі на формування монопольного та квадрупольного гігантських резонансів у важких сферичних ядрах використано тензор потоку імпульсу, пов'язаний з цими резонансами. У рамках моделі малих коливань краплі фермі-рідини, що спирається на кінетичне рівняння Власова для скінченних систем з рухомою вільною поверхнею, отримано аналітичні вирази для компонентів тензора потоку імпульсу, пов'язаних з колективними збудженнями.

Показано, що динамічна деформація поверхні Фермі впливає несуттєво на монопольний резонанс: відношення нормального компонента тензора потоку імпульсу до варіації густини нуклонів виявляє гідродинамічний характер усередині ядра. Крім того, недіагональний компонент тензора потоку імпульсу, пов'язаний з ГМР, дорівнює нулю.

Знайдено, що тензор потоку імпульсу, пов'язаний з ГКР, має недіагональний компонент. Наявність недіагональної складової однозначно визначає, що утворення ГКР зумовлене динамічною деформацією поверхні Фермі.

Тензор потоку імпульсу містить також інформацію про дисипативні процеси у динамічній системі, тому становить інтерес використання його для вивчення затухання колективного руху в ядрах, зокрема одночастинкової дисипації (затухання Ландау).

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. P. Ring, P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem* (New York: Springer-Verlag, 1980) 735 p.
2. G.F. Bertsch. *Nuclear Physics with Heavy Ions and Mesons*. R. Balian, M. Rho, G. Ripka (Eds.) Vol. 1 (Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1978) 1017 p.

3. L.D. Landau. Oscillations in a Fermi liquid. Sov. Phys. JETP 5 (1957) 101.
4. G. Eckart, G. Holzwarth, J.P. da Providência. First sound versus zero sound in finite Fermi systems. Nucl. Phys. A 364 (1981) 1.
5. S. Stringari. Fluid-dynamical description of nuclear collective excitations. Ann. Phys. 151 (1983) 35.
6. Ş. Mişicu. Role of octupole distortions of the Fermi surface on electric isoscalar collective modes. Rom. Rep. Phys. 74 (2022) 201.
7. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, F. Matera. Collective motion in finite Fermi systems within Vlasov dynamics. Phys. Part. Nucl. 36 (2005) 699.
8. V.I. Abrosimov, O.I. Davydovska. Dynamic effects of nuclear surface in isoscalar dipole modes. Nucl. Phys. A 1031 (2023) 122609.
9. E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevsky. *Physical Kinetics. Course of Theoretical Physics*. Vol. 10. Transl. from the Russian (London: Pergamon Press, 1979) 625 p.
10. D.M. Brink, A. Dellafiore, M. Di Toro. Solution of the Vlasov equation for collective modes in nuclei. Nucl. Phys. A 456 (1986) 205.
11. D.H. Youngblood, H.L. Clark, Y.-W. Lui. Incompressibility of nuclear matter from the giant monopole resonance. Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 691.
12. A. van der Woude. Giant resonances. Prog. Part. Nucl. Phys. 18 (1987) 217.
13. A. Bohr, B.R. Mottelson. *Nuclear Structure.* Vol. II (New York, W.A. Benjamin, Inc., 1975).

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

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

*Corresponding author: abrosim@kinr.kiev.ua

EFFECTS OF DYNAMIC DEFORMATION OF FERMI SURFACE ON GIANT RESONANCES IN NUCLEI

The nature of dynamic changes in the momentum-space distribution of nucleons (dynamic deformation of the Fermi surface) associated with monopole and quadrupole giant resonances in spherical nuclei has been studied. Within the kinetic model for collective excitations in nuclei, the momentum flux tensor associated with these resonances has been considered, which contains information about dynamic changes of the Fermi surface during a collective excitation in the nucleus. It was found that the ratio of the normal component of the momentum flux tensor to the variation of the nucleon density, associated with monopole resonance, has a hydrodynamic character inside the nucleus: it is approximately equal to the compressibility coefficient of the nuclear Fermi liquid. While this relation has a different character for quadrupole resonance: its local values differ significantly from the compressibility coefficient. It is found that the off-diagonal component of the momentum flux tensor for the monopole resonance is zero, while the off-diagonal component of the momentum flux tensor associated with the quadrupole resonance has a significant magnitude, which explicitly reveals the influence of the dynamic deformation of the Fermi surface on the formation of this resonance.

Keywords: deformation of Fermi surface, kinetic model, free moving surface, momentum flux tensor, giant resonances.

Надійшла / Received 23.12.2024