

**ВПЛИВ СКІНЧЕННИХ РОЗМІРІВ ФЕРМІ-СИСТЕМИ
НА ЕНЕРГЕТИЧНО-ЗВАЖЕНІ СУМИ**

В. М. Коломієць¹, С. В. Лук'янов¹, О. О. Худенко^{1,2}

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

У рамках кінетичної теорії обчислено енергетично-зважені суми (ЕЗС) m_k для ізовекторних збуджень ядра. Досліджено вплив на ЕЗС граничних умов і залежності ядерних сил від швидкості нуклонів. Установлено залежність коефіцієнта підсилення $1 + \kappa_l$ суми m_l від масового числа ядра. Із підгонки коефіцієнта $1 + \kappa_l$ до експериментального значення відповідного коефіцієнта підсилення в експериментах по збудженню ізовекторного гігантського дипольного резонансу визначено величини ізовекторної амплітуди взаємодії Ландау $F_1' \approx 1,2$ та ізовекторної поверхневої енергії симетрії $\sigma_{sym} \approx 30$ МеВ.

Вступ

Протягом останніх років, при дослідженні ядерного колективного руху, значна увага приділяється вивченню енергетично-зважених сум (ЕЗС) [1 - 9], що тісно пов'язані із силовою функцією та перерізами різноманітних ядерних процесів. Слід зазначити, що ЕЗС m_k є важливими величинами в загальній квантовій теорії, оскільки вони дозволяють відносно просто знаходити транспортні характеристики складних, багатотільних систем. Наприклад, суми m_{-3} , m_{-1} та m_3 визначають жорсткість та масовий коефіцієнт системи при її колективних збудженнях, що дає змогу знаходити відповідні центроїди енергії для цих збуджень [10]. Особливу роль відіграє сума m_1 , яка в багатьох випадках не залежить від моделі, що застосовується для опису колективного руху, а визначається лише характеристиками основного стану системи. Це дає змогу тестувати як результати теоретичних розрахунків, так і коректність та повноту експериментальних даних.

Ядерні гігантські мультипольні резонанси (ГМР) вичерпують значну частину (іноді майже 100 %) ЕЗС і тим самим дозволяють установити відносно простий зв'язок між величинами m_k та основними характеристиками ГМР. Однак виникають певні труднощі при дослідженні ЕЗС для ізовекторних гігантських дипольних резонансів (ІВГДР), які експериментально вивчені найкраще. Ці труднощі пов'язані з тим, що в цьому випадку, через залежність ефективних ядерних сил від швидкості нуклонів, сума m_1 не є модельно незалежною і для узгодження теорії з експериментом у цю суму доводиться включати феноменологічний коефіцієнт підсилення [5]. Це, у свою чергу, приводить до модифікації інших сум m_k і може вплинути на визначення ядерних транспортних характеристик за допомогою ЕЗС.

Дана робота присвячена дослідженню ізовекторних ЕЗС m_k' та впливу на них граничних умов і залежності ефективних ядерних сил від швидкості нуклонів.

**Ізовекторна функція відгуку та ЕЗС
у кінетичній теорії**

Розглянемо відгук ядра на зовнішнє періодичне в часі поле $U_{ext}(t)$, яке включається адиабатично при $t = -\infty$

$$U_{ext}(t) = \lambda_0 e^{-i(\omega+i0)t} \hat{q} + \lambda_0^* e^{i(\omega-i0)t} \hat{q}^*, \quad (1)$$

де \hat{q} - довільний ермітовий одночастинковий оператор. При $\lambda_0 \ll 1$ квантовомеханічне очікування оператора \hat{q} має вигляд (див. [11])

$$\langle \hat{q} \rangle = \chi(\omega) \lambda_0 e^{-i\omega t} + \chi^*(\omega) \lambda_0^* e^{i\omega t},$$

де $\chi(\omega)$ є, за визначенням, функція лінійного відгуку, що залежить від внутрішніх властивостей системи

$$\chi(\omega) = \sum_n \left| \langle \Psi_n | \hat{q} | \Psi_0 \rangle \right|^2 \times \left[\frac{1}{E_n - E_0 - \hbar\omega - i0} + \frac{1}{E_n - E_0 + \hbar\omega + i0} \right]. \quad (2)$$

Тут Ψ_n та E_n - власні хвильові функції та власні енергії незбуденого ядра.

Уведемо поляризаційну функцію лінійного відгуку $\chi^{(\pi)}(\omega) = \text{Re } \chi(\omega)$, тоді зв'язок між ЕЗС m_k і функцією лінійного відгуку $\chi(\omega)$ легко встановлюється, якщо розкласти функцію

$\chi^{(\pi)}(\omega)$ в ряд по $\hbar\omega$ при $\omega \rightarrow 0$ (адіабатичний розклад) і по $(\hbar\omega)^{-1}$ при $\omega \rightarrow \infty$ (високочастотний розклад). Отже, із формули (2) маємо

$$\chi^{(\pi)}(\omega)\Big|_{\omega \rightarrow 0} = 2 \left[m_{-1} + (\hbar\omega)^2 m_{-3} + \dots \right], \quad (3)$$

$$\chi^{(\pi)}(\omega)\Big|_{\omega \rightarrow \infty} = -\frac{2}{(\hbar\omega)^2} \left[m_1 + (\hbar\omega)^{-2} m_3 + \dots \right]. \quad (4)$$

Якщо певне колективне збудження досить повно вичерпує ЕЗС, то за допомогою сум m_k можна визначити усереднені енергії колективних збуджень (центроїди енергії), наприклад адіабатичну \tilde{E}_1 та високочастотну (скейлінгову) \tilde{E}_3 :

$$\tilde{E}_1 = \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} \quad \text{та} \quad \tilde{E}_3 = \sqrt{\frac{m_3}{m_1}}. \quad (5)$$

При обчисленні функції відгуку $\chi(\omega)$ ми скористаємось кінетичним рівнянням Ландау - Власова [12]. Для двокомпонентної ядерної фермі-рідини кінетичне рівняння запишемо окремо для протонів і нейтронів

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f_p + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r \delta f_p - \vec{\nabla}_p f_{p,eq} \times \times \vec{\nabla}_r (\delta U_{p,self} + U_{p,ext}) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f_n + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r \delta f_n - \vec{\nabla}_p f_{n,eq} \times \times \vec{\nabla}_r (\delta U_{n,self} + U_{n,ext}) = 0, \quad (7)$$

де $\delta f_q \equiv \delta f_q(\vec{r}, \vec{p}; t)$ - варіація функції розподілу нуклонів (δf_n - для нейтронів та δf_p - для протонів) у фазовому просторі; \vec{v} - швидкість нуклона; $f_{eq,q} \equiv f_{eq,q}(\vec{r}, \vec{p})$ - рівноважна функція розподілу; $\delta U_{self} \equiv \delta U_{self}(\vec{r}, \vec{p}; t)$ - варіація самоузгодженого середнього поля. Нижні індекси при операторах $\vec{\nabla}$ у формулах (6) і (7) означають змінну, на яку вони діють.

Нехтуємо кулонівською взаємодією та відмінністю числа протонів Z і нейтронів N . Відповідні поправки не є суттєвими при визначенні основних характеристик ізовекторних гігантських резонансів, якими ми обмежимося у цій статті. Віднімаючи рівняння (6) від рівняння (7) і вводячи ізовекторну варіацію функції розподілу

$$\delta f' = \delta f_n - \delta f_p, \quad (8)$$

отримаємо кінетичне рівняння для ізовекторних збуджень (тут і далі „штрих” означає, що відповідна величина належить до ізовекторних збуджень)

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f' + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r \delta f' - \vec{\nabla}_p \bar{f}_{eq} \cdot \vec{\nabla}_r (\delta U'_{self} + U'_{ext}) = 0. \quad (9)$$

Тут \bar{f}_{eq} - рівноважна функція розподілу, однакова для протонів і нейтронів згідно зі зробленим вище припущенням,

$$\int \frac{2d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \bar{f}_{eq}(\vec{r}, \vec{p}) = \rho_{n,eq} = \rho_{p,eq} = \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3},$$

$$\vec{\nabla}_p \bar{f}_{eq}(\vec{r}, \vec{p}) = -\vec{v} \frac{m^*}{p_F} \delta(p - p_F), \quad (10)$$

де p_F - імпульс Фермі.

Ізовекторну варіацію функції розподілу шукаємо у формі [12]

$$\delta f' = -\frac{\partial f'_{eq}}{\partial \varepsilon_p} v'_q(\vec{p}, t) e^{i(\vec{q}\cdot\vec{r} - \omega t)}. \quad (11)$$

Варіація самоузгодженого поля $\delta U'_{self}$ в рівнянні (9) має вигляд

$$\delta U'_{self} = \int \frac{2Vd\vec{p}'}{(2\pi\hbar)^3} v'_{int}(\vec{p}, \vec{p}') \delta f'(\vec{p}, \vec{p}'; t), \quad (12)$$

де ефективна взаємодія $v'_{int}(\vec{p}, \vec{p}')$ в ізовекторному каналі пов'язана з амплітудами Ландау F'_l [13]

$$v'_{int}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{1}{N_F} \sum_{\ell=0}^{\infty} F'_\ell P_\ell(\cos\theta_{pp'}). \quad (13)$$

Тут $P_\ell(x)$ - поліноми Лежандра, $\theta_{pp'}$ - кут між векторами \vec{p} та \vec{p}' і N_F є густина станів поблизу поверхні Фермі ядра:

$$N_F = -4\pi \int \frac{2Vp^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\partial f_{eq}}{\partial \varepsilon_p} dp = \frac{Vm^* p_F}{\pi^2 \hbar^3}.$$

Амплітуда взаємодії Ландау F'_0 в ізовекторному каналі визначає коефіцієнт ізотопічної симетрії C_{sym} у масовій формулі Вайцеккера [13, 14]

$$C_{sym} = \frac{2}{3} \varepsilon_F (1 + F'_0), \quad (14)$$

де ε_F - енергія Фермі. Нижче ми припустимо

$$F'_0 \neq 0, \quad F'_1 \neq 0, \quad F'_{l \geq 2} = 0. \quad (15)$$

Розв'язуючи кінетичне рівняння (9), можна знайти ізовекторну функцію лінійного відгуку [15]

$$\chi'(\omega) = \frac{\bar{Q}_{00}(s)}{1 - \kappa'(s)\bar{Q}_{00}(s)}. \quad (16)$$

Тут

$$\bar{Q}_{00}(s) = N_F Q_{00}(s),$$

$$Q_{00}(s) = 1 + \frac{s}{2} \ln \left| \frac{s-1}{s+1} \right| + i \frac{\pi}{2} s \theta(1-|s|),$$

$$\kappa'(s) = -\frac{1}{N_F} \left(F'_0 + \frac{F'_1}{1 + F'_1/3} s^2 \right).$$

Частоти власних ізовекторних коливань (полюси функції відгуку (16)) знаходимо із дисперсійного рівняння

$$1 - \kappa'(s)\bar{Q}_{00}(s) = 0. \quad (17)$$

Відповідно ЕЗС m_{-1} , m_1 та m_3 для ізовекторних збуджень обчислюються за допомогою формул (3), (4) та (16) і приймають вигляд [15]

$$m'_{-1} = \frac{A}{2} \frac{1}{C_{sym}}, \quad m'_1 = \hbar^2 \frac{A}{2m'} q^2, \quad (18)$$

$$m'_3 = \hbar^4 \frac{A C'_{sym}}{2 m'^2} q^4.$$

Тут уведено перенормовану (за рахунок збурення поверхні Фермі) енергію ізотопічної симетрії $C'_{sym} = C_{sym} + 8\varepsilon_F/15$ та ефективну масу в ізовекторному каналі

$$m' = \frac{m}{1 + \kappa_I},$$

де $1 + \kappa_I$ - коефіцієнт підсилення правил сум, що визначається співвідношенням

$$1 + \kappa_I = \frac{1 + F'_1/3}{1 + F_1/3}. \quad (19)$$

Відзначимо, що сума m'_l у формулі (18) (на відміну від аналогічної величини для ізоскалярних збуджень) не є модельно незалежною в тому сенсі, що вона залежить від ефективної маси m' , тобто амплітуд взаємодії F_1 і F'_1 .

Остаточні ЕЗС (18) дозволяють обрахувати центроїди ізовекторних гігантських резонансів в адіабатичному \tilde{E}'_1 та скейлінг \tilde{E}'_3 наближеннях

$$\tilde{E}'_1 = \sqrt{\frac{m'_1}{m'_{-1}}} = \hbar \sqrt{\frac{C'_{sym}}{m'}} q, \quad \tilde{E}'_3 = \sqrt{\frac{m'_3}{m'_1}} = \hbar \sqrt{\frac{C'_{sym}}{m'}} q. \quad (20)$$

Граничні умови

Для важких ядер можна скористатись припущенням про існування різкої границі (поверхні) краплини ядерної рідини [14]. При цьому збурення $\delta f'$ усередині ядра має вигляд плоскої хвилі (11) або її проекції на стани з фіксованою мультипольністю, а на поверхні ядра рівняння руху повинні бути доповнені граничними умовами.

Для встановлення граничних умов уведемо силу \vec{F} , що діє з боку звукової хвилі на одиницю поверхні ядра S , а також поверхневу силу \vec{F}_S , обумовлену деформацією поверхні ядра. Умовою рівноваги всіх сил на вільній поверхні ядра є

$$\vec{n} \cdot \vec{F} |_S + \vec{n} \cdot \vec{F}_S = 0, \quad (21)$$

де \vec{n} - одиничний вектор-нормаль до поверхні ядра. Обраховуючи тензор потоку імпульсу звукової хвилі та поверхневу енергію симетрії, можна знайти обидві сили \vec{F} і \vec{F}_S і, остаточно, із формули (21) отримати секулярне рівняння для обчислення хвильового числа q (деталі див. у роботі [15])

$$\left[-\frac{1}{2} C_{sym} \bar{\rho}_{eq} - \frac{2}{3} \mu'_F + \frac{2}{x^2} \mu'_F \right] j_1(x) + \quad (22)$$

$$+ \left[-\frac{2}{x} \mu'_F + \frac{4}{3} \frac{\rho_{eq}}{qr_0(1 + \kappa_I)} \sigma_{sym} \right] j'_1(x) = 0.$$

Тут $\bar{\rho}_{eq} = \frac{1}{2}(\rho_{n,eq} + \rho_{p,eq}) = \frac{1}{2}\rho_{eq}$, величина μ'_F дається виразом

$$\mu'_F = \frac{3}{2} \bar{\rho}_{eq} \varepsilon_F \frac{s^2}{1 + F'_1/3} \left[1 - \frac{(1 + F'_0)(1 + F'_1/3)}{3s^2} \right], \quad (23)$$

де r_0 - середня відстань між нуклонами ($R_0 = r_0 A^{1/3}$); $x = qR_0$; σ_{sym} - ізовекторна поверхнева енергія; значення s отримується з розв'язку дисперсійного рівняння (17).

Відзначимо, що при переході до моделі Штейнведеля - Йенсена, тобто при $\sigma_{sym} \rightarrow \infty$,

гранична умова (22) збігається з аналогічною $j'_1(x)=0$ в традиційній крапельній моделі ядра [14]. Гранична умова (22) дає змогу знайти залежність хвильового числа q від числа нуклонів у ядрі A і тим самим енергію відповідних колективних збуджень у скінченних ядрах.

Результати чисельних розрахунків

У даній роботі при проведенні чисельних розрахунків було використано наступні значення параметрів $r_0 = 1,12$ фм при $\varepsilon_F = p_F^2 / 2m^* = 49$ МеВ, де $m^* = (1 + F_1/3)m$ – ефективна маса нуклона. Для амплітуд Ландау F_l та F'_l використано набір, отриманий із сил Скірма SkM^* [16]: $F_1 = -0,64$ і $F'_0 = 0,96$. У цьому випадку, згідно з формулою (14), коефіцієнт ізотопічної симетрії має значення $C_{sym} = 64$ МеВ. Величину ж параметра F'_1 буде встановлено нижче.

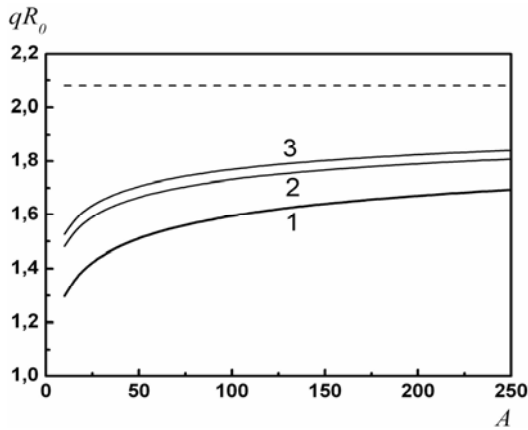


Рис. 1. Залежність величини $x = qR_0$ від масового числа A , отримана шляхом розв'язку секулярного рівняння (22): 1 – розрахунок, в якому враховано всі мультипольності деформації поверхні Фермі; 2 – аналогічний розрахунок, де максимальна мультипольність деформації поверхні Фермі обмежена квадрупольною $l \leq 2$ (див. текст); 3 – залежність, в якій, при розв'язку рівняння (22), $\kappa_l = 0$; пунктир – значення величини $x = 2,08$ у моделі Штейнведеля - Йенсена.

Результат розв'язку секулярного рівняння (22) представлено на рис. 1. Тут крива 1 відображає результат розв'язку рівняння (22) залежно від масового числа A при врахуванні всіх мультипольностей деформації поверхні Фермі, тобто при використанні виразу (23) для μ'_F з величиною s , отриманою із розв'язку дисперсійного рівняння (17). Як видно з рисунка, величина $x = qR_0$ при цьому помітно менша, ніж у випадку моделі Штейнведеля - Йенсена (пунктир) і зростає при збільшенні A . Крива 2 - це результат

розв'язку секулярного рівняння (22), в якому при обчисленні величини μ'_F у формулі (23) враховано деформацію поверхні Фермі не вище квадрупольної $l \leq 2$. Для цього, замість розв'язку дисперсійного рівняння (17), для s використано вираз [17]

$$s^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{9}{5} + F'_0 \right).$$

Крива 3 відображає результат розв'язку секулярного рівняння (22) у випадку відсутності залежності ефективних ядерних сил від швидкості, тобто коли ефект підсилення відсутній і $\kappa_l = 0$.

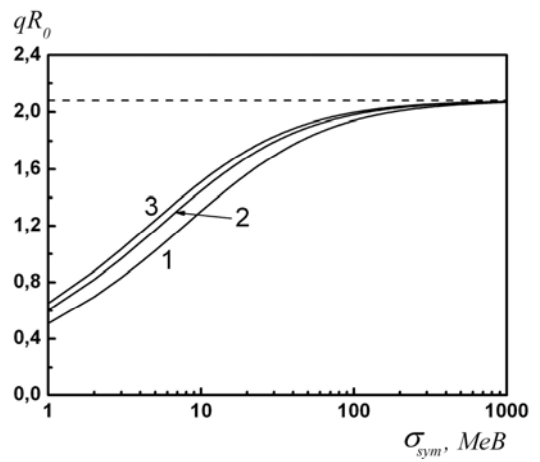


Рис. 2. Залежність величини $x = qR_0$ від ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} , отримана шляхом розв'язку секулярного рівняння (22) для ядер з різними масовими числами: 1, 2 і 3 – розрахунок для ядер з $A = 50, 150$ та 250 відповідно; пунктир – значення величини $x = 2,08$ у моделі Штейнведеля - Йенсена.

На рис. 2 наведено залежність величини qR_0 як функції ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} для різних ядер. У всіх випадках видно, що зі збільшенням значення ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} величина qR_0 наближається до величини 2,08 моделі Штейнведеля - Йенсена (пунктир), як і повинно бути. У районі малих величин ізовекторної поверхневої енергії значення параметра qR_0 є менші для легших ядер і більші для важчих ядер, що породжує залежність цього параметра від масового числа A . Однак при великих значеннях $\sigma_{sym} \geq 1000$ МеВ така залежність qR_0 від масового числа є нехтуюче малою.

На рис. 3 наведено залежність енергії ІВГДР від масового числа A , отриману за допомогою точного розв'язку дисперсійного рівняння (17) та за допомогою ЕЗС (20), при застосуванні в обох

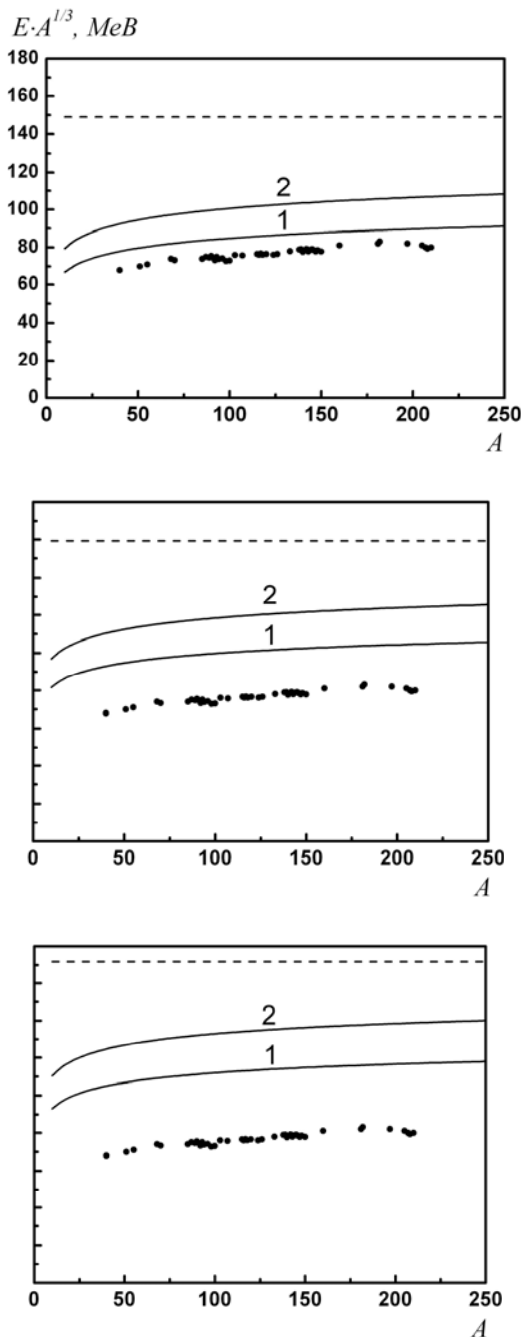


Рис. 3. Залежність енергії ІВГДР (домноженої на $A^{1/3}$) від масового числа: панелі зліва направо отримано для значень ізовекторної амплітуди $F'_1 = 0,58$, $F'_1 = 1,2$ та $F'_1 = 2$ відповідно: 1 – режим першого звуку без деформації поверхні Фермі (див. \tilde{E}'_1 у формулі (20)); 2 – розрахунок із врахуванням квадрупольної деформації поверхні Фермі (див. \tilde{E}'_3 у формулі (20)); пунктир – розрахунок у рамках моделі Штейнведеля – Йенсена; точки – експериментальні дані з роботи [18].

випадках граничної умови (22). Розрахунок зроблено для трьох значень ізовекторної амплітуди Ландау $F'_1 = 0,58$; 1,2 та 2. Як видно з рисунка, найнижчі енергії ІВГДР $\tilde{E}'_1 \approx \sqrt{m_1/m_{-1}}$ отримуються при використанні суми m_{-1} , якій відповідає ре-

жим першого звуку без деформації поверхні Фермі. Врахування квадрупольної деформації поверхні Фермі при обчисленні суми m_3 збільшує жорсткість ядра і, тим самим, зсуває вгору відповідну криву $\tilde{E}'_3 \approx \sqrt{m_3/m_1}$. Врахування вищих мультипольностей деформації поверхні Фермі, присутніх у дисперсійному рівнянні (17), призводить до незначного додаткового зростання жорсткості ядра і відповідно енергії збудження $\hbar\omega_{-1}$ (див. [15]).

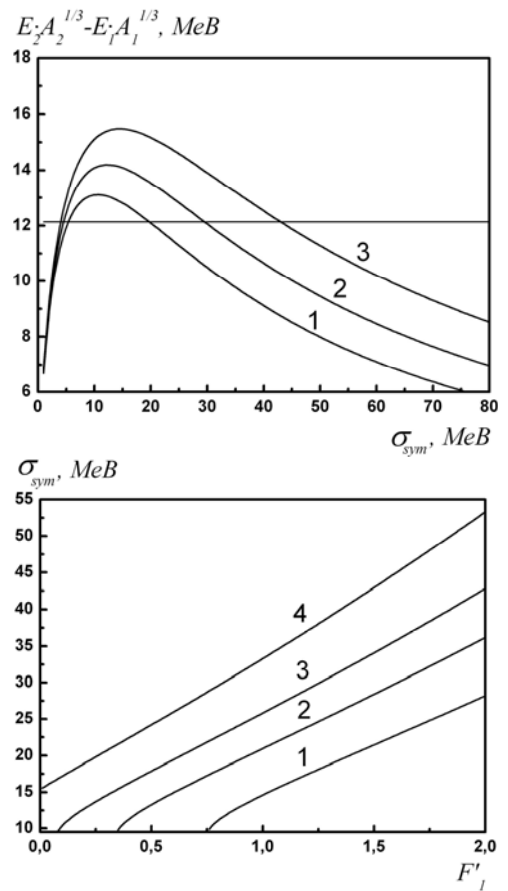


Рис. 4. Залежність різниці енергій ІВГДР для $A_1 = 40$ та $A_2 = 210$ від σ_{sym} (зліва). 1, 2 і 3 відповідають чисельним розрахункам з $F'_1 = 0,58$, 1,2 і 2 відповідно. Прямая лінія – аналогічна різниця, де експериментальні значення енергій апроксимуються формулою $E_{exp} = 31,2 \cdot A^{-1/3} + 20,6 \cdot A^{-1/6}$ MeV [19]. Справа зображено отриману σ_{sym} залежно від F'_1 для різних F'_0 . Кривим 1, 2, 3 та 4 відповідають значення амплітуди $F'_0 = 0,6$; 0,8; 0,96 та 1,2.

На рис. 4 зліва показано залежність різниці енергій ІВГДР $E_2 A_2^{1/3} - E_1 A_1^{1/3}$, розрахованої для $A_1 = 40$ та $A_2 = 210$ (саме ці значення масових чисел обмежують область відомих експериментальних даних), від ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} для декількох значень ізовекторної

амплітуди F_1' . Прямою лінією позначено аналогічну різницю, де значення енергій обраховувались за допомогою емпіричної формули $E_{\text{exp}} = 31,2 \cdot A^{-1/3} + 20,6 \cdot A^{-1/6}$ MeV [19]. Наприклад, суцільна крива 2, що відповідає амплітуді $F_1' = 1,2$, перетинається з лінією у двох точках, що відповідають $\sigma_{\text{sym}} \approx 5$ та 30 MeV. Це означає, що в цих точках нахил розрахункової кривої 2 рівний нахилу лінії, яка апроксимує експериментальні дані. Розраховані залежності енергій ІВГДР та коефіцієнта підсилення правила сум \tilde{m}'_1/\tilde{m}_1 від масового числа з першим значенням $\sigma_{\text{sym}} \approx 5$ лежать значно нижче експериментальних даних, тому його відкинемо [20]. Залишається друге значення, яке ми й будемо ототожнювати з величиною ізовекторної поверхневої енергії. Як видно з рисунка, збільшення ізовекторної амплітуди F_1' приводить до зростання величини σ_{sym} . На рисунку справа зображено отриману таким чином залежність ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} від ізовекторної амплітуди F_1' для різних F_0' . Як видно, відповідні криві мають зростаючу, майже лінійну залежність, і більшим значенням F_0' відповідають більші величини σ_{sym} . Слід відзначити, що отримати певне значення ізовекторної поверхневої енергії описаним вище способом (тобто знайти корені рівняння) можна лише для величин $\sigma_{\text{sym}} \geq 9,6$ MeV.

Коефіцієнт підсилення κ_1 для ізовекторних збуджень, визначений у формулі (19), залежить від констант взаємодії F_1 та F_1' . У той час як ізоскалярна константа F_1 пов'язана з ефективною масою нуклона m^* і є добре вивченою, про ізовекторну константу F_1' відомо мало й експериментальне дослідження коефіцієнта підсилення κ_1 (19) може допомогти у її визначенні.

Експериментальне визначення коефіцієнта підсилення в ізовекторній ЕЗС m'_1 пов'язане із дослідженням перерізу $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$ поглинання ядром γ -квантів з енергією $\hbar\omega$. Для ізовекторних дипольних збуджень у тому випадку, коли ефективна нуклон-нуклонна взаємодія не залежить від швидкості нуклонів, ця (безмодельна) ЕЗС має вигляд (правило сум Райха - Томаса - Куна) [21, 22]

$$\tilde{m}'_1 = \int_0^\infty d(\hbar\omega) \sigma_{\text{abs}}(\omega) = \frac{2\pi^2 \hbar^2 e^2}{mc} \frac{NZ}{A}. \quad (24)$$

Оскільки збудження ядра при фотопоглинанні йде головним чином через гігантський дипольний резонанс, то переданий імпульс q , який входить у $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$ у формулі (24), може бути покладений рівним $q = q_1 = 2,08/R_0$ [14], що відповідає класичній граничній умові $j'_1(x) = 0$ моделі Штейнведеля - Йенсена.

У випадку сил, залежних від швидкості нуклонів, переданий імпульс $q = q'_1$ має бути обчислений за допомогою граничної умови (22). У результаті правило сум для $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$, замість формули (24), має вигляд [15]

$$\begin{aligned} \tilde{m}'_1 &= \int_0^\infty d(\hbar\omega) \sigma_{\text{abs}}(\omega) = \\ &= \frac{2\pi^2 \hbar^2 e^2}{mc} \frac{NZ}{A} \left(\frac{q'_1}{q_1} \right)^2 (1 + \kappa_1). \end{aligned} \quad (25)$$

На рис. 5 наведено залежність підсилення правила сум \tilde{m}'_1/\tilde{m}_1 від масового числа для ряду ядер.

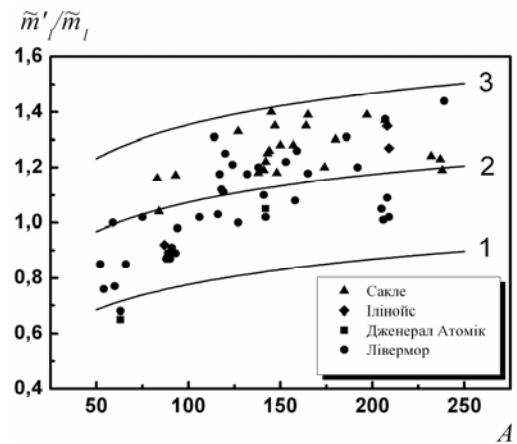


Рис. 5. Залежність коефіцієнта підсилення \tilde{m}'_1/\tilde{m}_1 ЕЗС m'_1 для ІВГДР від масового числа A . Результати розрахунків отримано за формулами (24) та (25) для трьох значень ізовекторної амплітуди $F_1' = 0,58$ - крива 1, $F_1' = 1,2$ - крива 2 та $F_1' = 2$ - крива 3; точки - експериментальні дані з роботи [23].

Коментуючи рис. 5 у цілому, зазначимо, що перевищення 100 % правила сум \tilde{m}'_1 , яке спостерігається експериментально для ІВГДР, обумовлене залежністю ефективною нуклон-нуклонною взаємодією від швидкості нуклонів. Немонотонна залежність експериментальної величини \tilde{m}'_1 від масового числа A на рисунку пояснюється наявністю оболонкових ефектів, що не враховуються в квазікласичній кінетичній теорії, використаній

у цій роботі. Наші розрахунки можна узгодити з експериментальними даними лише тоді, коли значення ізовекторної амплітуди F'_1 лежить у межах $0,58 \leq F'_1 \leq 2$. Найбільш оптимальним значенням ізовекторної амплітуди є $F'_1 \approx 1,2$.

Висновки

Базуючись на кінетичній теорії Ландау - Власова, ми дослідили функцію лінійного відгуку та ЕЗС m_k для ізовекторних збуджень у важких ядрах. Перевагою обраного нами підходу є можливість отримати точні аналітичні вирази для зазначених вище сум і тим самим провести детальний аналіз формування деяких ядерних характеристик. Однією з найважливіших із них є ядерна жорсткість, що визначає енергію колективних збуджень. У загальному випадку довільної швидкості деформації ядра (довільних мультипольностей збурення поверхні Фермі) для визначення ядерної жорсткості слід розв'язувати дисперсійне рівняння (17), доповнене граничними умовами. Зазвичай, у випадку ізовекторних збуджень в ядрах, використовується гранична умова моделі Штейнведеля - Йенсена [14]. Однак у цій моделі не виконується умова рівноваги всіх сил на вільній поверхні ядра. У нашому підході запропоновано граничну умову (22), яка є рівновагою сили, що діє з боку звукової хвилі на одиницю поверхні ядра та поверхневої сили, обумов-

леною ізовекторною деформацією поверхні ядра. Розраховані таким чином залежності енергії ІВГДР від масового числа задовільно відтворюють експериментальні дані.

При наявності в ефективних ядерних силах залежності від швидкості нуклонів, у випадку ізовекторних збуджень, ЕЗС m'_1 є залежною від моделі колективного руху. Зазначена особливість дає змогу дати пояснення тому факту, що в багатьох випадках в експериментах по збудженню ІВГДР ця сума вичерпується більш ніж на 100 %. Згідно з формулами (18) та (19), залежність ефективних ядерних сил від швидкості нуклонів генерує в сумі m'_1 коефіцієнт підсилення $1 + \kappa_1 > 1$ (див. рис. 5). Значимо, що коефіцієнт підсилення (19) залежить від ізовекторної амплітуди F'_1 . Це дає принципову можливість визначення величини цієї амплітуди взаємодії з підгонки ЕЗС \tilde{m}'_1 до експериментальних значень. Результатом такої підгонки є оцінка ізовекторної амплітуди $F'_1 \approx 1,2$. Крім цього, з підгонки величини нахилу ліній залежності енергій ІВГДР від масового числа до експериментальних даних наш підхід дає змогу зробити оцінку величини ізовекторної поверхневої енергії σ_{sym} , що відповідає зазначеній вище ізовекторній амплітуді і становить $\sigma_{sym} \approx 30$ МеВ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Lane A.M. Description of giant resonances // Proc. Intern. Symp. on Highly excited states in nuclei. (Jülich, 1975). - P. 95.
2. Liu K.F., Brown G.E. Giant multipole resonances // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. 265. - P. 385 - 415.
3. Harakeh M.N., Dieperink A.E.L. Isoscalar dipole resonance: Form factor and energy weighted sum rule // Phys. Rev. C. - 1981. - Vol. 23. - P. 2329 - 2334.
4. Stringari S. Sum rules for compression modes // Phys. Lett. B. - 1982. - Vol. 108. - P. 232 - 326.
5. Van der Woude A. The electric giant resonances. - Groningen, 1989. - (Prepr. KVI-820).
6. Liparini E., Stringari S. Sum rules and giant resonances in nuclei // Phys. Rep. - 1989. - Vol. 175. - P. 103.
7. Hamamoto I., Sagawa H., Zhang X.Z. Giant monopole resonances in nuclei near stable and drip lines // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 56. - P. 3121 - 3133.
8. Hamamoto I., Sagawa H., Zhang X.Z. Isoscalar and isovector dipole mode in drip line nuclei in comparison with beta-stable nuclei // Phys. Rev. C. - 1998. - Vol. 57. - P. R1064 - R1068.
9. Sagawa H., Hamamoto I., Zhang X.Z. A microscopic study of giant resonances in nuclei near drip lines // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 649. - P. 319 - 326.
10. Bohigas O., Lane A.M., Martorell J. Sum rules for nuclear collective excitations // Phys. Rep. - 1979. - Vol. 51. - P. 267 - 316.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. - М.: Наука, 1976.
12. Абрикосов А.А., Халатников И.М. Теория фермижидкости // УФН. - 1958. - Т. 66. - С. 177 - 212.
13. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. - М.: Наука, 1983.
14. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. - Т. 2 - М.: Мир, 1977.
15. Коломієць В.М., Лук'янов С.В., Худенко О.О. Енергетично-зважені суми для ізовекторних збуджень в ядерній фермі-рідині (надіслано до друку в УФЖ, 2007).
16. Liu K.-F., Luo H., Ma Z. et al. Skyrme-Landau parameterization of effective interactions densities // Nucl. Phys. - 1991. - A 534. - P. 1 - 24.
17. Kolomiets A., Kolomietz V.M., Shlomo S. Giant monopole resonance and nuclear incompressibility within the Fermi-liquid drop model // Phys. Rev. C. - 1999. - Vol. 59. - P. 3139 - 3145.
18. Berman B.L., Fultz S.C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Rev. Mod. Phys. - 1975. - Vol. 47. - P. 713 - 761.

- | | |
|---|--|
| <p>19. <i>Van der Woude A.</i> Giant resonances // Prog. in Part. and Nucl. Phys. - 1987. - Vol. 18. - P. 217 - 293.</p> <p>20. <i>Myers W.D., Swiatecki W.J.</i> Isospin dependence of the nuclear surface tension // Phys. Rev. C. - 2001. - Vol. 63. - P. 034318(5).</p> <p>21. <i>Ring P., Schuck P.</i> The Nuclear Many-Body Problem. - N.-Y.: Springer-Verlag, 1980.</p> | <p>22. <i>Di Toro M., Kolomietz V.M., Larionov A.B.</i> Isovector Vibrations in nuclear matter at finite temperature // Phys. Rev. C. - 1999. - Vol. 59. - P. 3099 - 3108.</p> <p>23. <i>Bohigas O.</i> Recent developments in the description of electric giant resonances // Suppl. Prog. Theor. Phys. - 1983. - Vol. 74 - 75. - P. 380 - 401.</p> |
|---|--|

**ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ФЕРМИ-СИСТЕМЫ
НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ-ВЗВЕШЕННЫЕ СУММЫ**

В. М. Коломиец, С. В. Лукьянов, А. А. Худенко

В рамках кинетической теории вычислены энергетически-взвешенные суммы (ЭВС) m_k для изовекторных возбуждений ядра. Исследовано влияние на ЭВС граничных условий и зависимости ядерных сил от скорости нуклонов. Установлена зависимость коэффициента усиления $1 + \kappa_l$ суммы m_1 от массового числа ядра. Из подгонки коэффициента $1 + \kappa_l$ к экспериментальным значениям соответствующего коэффициента усиления в экспериментах по возбуждению изовекторного гигантского дипольного резонанса определены величины изовекторной амплитуды взаимодействия Ландау $F'_1 \approx 1,2$ и изовекторной поверхностной энергии симметрии $\sigma_{sym} \approx 30$ МэВ.

EFFECT OF FINITE SIZE FERMI SYSTEM ON THE ENERGY WEIGHTED SUMS

V. M. Kolomietz, S. V. Lukyanov, O. O. Khudenko

Energy weighted sums (EWS) m_k have been evaluated within the framework of the kinetic theory. We have investigated the dependence of the EWS on the boundary conditions and the structure of the nuclear forces. The dependence of the enhancement factor $1 + \kappa_l$ of the model-independent sum m_1 on the nuclear mass number has been established. The Landau's isovector amplitude $F'_1 \approx 1,2$ and the isovector symmetry surface energy $\sigma_{sym} \approx 30$ MeV have been evaluated from the fit of the enhancement factor $1 + \kappa_l$ to the experimental data.

Надійшла до редакції 05.03.07,
після доопрацювання – 11.04.07.