

НАПІВКЛАСИЧНИЙ ОПИС ІЗОВЕКТОРНОГО ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Ізовекторні дипольні збудження сферичних ядер розглянуто в рамках кінетичного підходу, в якому явно використовується ефективна ядерна поверхня як колективна змінна. Показано, що поверхневі ефекти відіграють важливу роль у структурі ізовекторного дипольного резонансу. Знайдено, що отриманий розподіл сили ізовекторних дипольних коливань узгоджується з експериментальним, якщо одночасно враховується поверхневий потенціал симетрії та залишкова взаємодія в об'ємі системи.

1. Вступ

Зараз існує експериментальна інформація про гігантський дипольний резонанс у збуджених (нагрітих) ядрах [1 - 3]. Для вивчення такого колективного ядерного руху зручно використовувати напівкласичний опис, що базується на динаміці у фазовому просторі і, крім цього, дозволяє враховувати фрагментацію колективного руху. Такий кінетичний підхід (модель краплі фермі-рідини) було запропоновано в роботах [4, 5] для вивчення колективних збуджень у холодних ядрах. Перш ніж узагальнювати даний підхід для опису ізовекторних дипольних збуджень у нагрітих ядрах, представляє інтерес розглянути ці збудження в холодній системі.

У даній роботі модель краплі фермі-рідини [4, 5] використано для опису ізовекторних дипольних збуджень у сферичних ядрах. Запропоновано спосіб включення залишкової взаємодії в об'ємі системи в термінах ізовекторного параметра Ландау для ядерної матерії, що спирається на гідродинамічне правило сум і сепарабельне представлення взаємодії. Розглядається відгук системи на зовнішнє поле, за допомогою якого отримується розподіл сили при ізовекторних дипольних збудженнях.

2. Функція відгуку

Розглянемо відгук ядра на ізовекторне дипольне зовнішнє поле вигляду

$$V_q(\vec{r}, t) = \beta \delta(t) a_q r Y_{10}(\hat{r}), \quad (1)$$

використовуючи модель краплі фермі-рідини [4, 5]. Тут $a_q = \frac{2Z}{A}$ при $q = n$ та $a_q = -\frac{2N}{A}$ при $q = p$ (N – кількість нейтронів, Z – кількість протонів, $A = N + Z$), отже, зовнішнє поле $V_q(\vec{r}, t)$ генерує рух протонів і нейтронів у протифазі.

Нас цікавить функція відгуку, яка визначається як [6]

$$R^{iv}(\omega) = \frac{1}{\beta} \sum_{q=n,p} a_q \int d\vec{r} r Y_{10}(\hat{r}) \delta\rho_q(\vec{r}, \omega), \quad (2)$$

де $\delta\rho_q(\vec{r}, \omega)$ - Фур'є-образи відносно часу змін густини нейтронів і протонів, індукованих зовнішнім полем $V_q(\vec{r}, t)$. У моделі краплі фермі-рідини зміна густини нуклонів дається за формулою [5]

$$\delta\rho_q(\vec{r}, \omega) = \frac{2}{h^3} \int d\vec{p} \delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega) + \delta(r - R) \rho_0 \delta R_q(\theta, \varphi, \omega), \quad (3)$$

де ρ_0 - рівноважний розподіл густини нуклонів; $\delta R_q(\theta, \varphi, \omega)$ - зміна рівноважного радіуса R , викликана зовнішнім полем. Амплітуда $\delta R_q(\omega)$ дається за рівнянням (28) роботи [5]. Згідно з цим рівнянням при $N = Z$ отримаємо

$$\delta R_q(\omega) = 2\beta \frac{\chi_q^0(\omega)}{k^{iv} - \chi_+(\omega)}, \quad (4)$$

де

$$k^{iv} = \frac{Q}{\pi r_0^4}, \quad (5)$$

$$\chi_+(\omega) = \chi_n(\omega) + \chi_p(\omega), \quad (6)$$

$$\chi_q^0(\omega) = -\frac{a_q}{m\omega^2} \chi_q(\omega). \quad (7)$$

Тут Q - параметр поверхневої енергії симетрії [7], функції $\chi_q(\omega)$ і $\chi_q^0(\omega)$ характеризують поверхневі тиски, що виникають внаслідок зміни рівноважної форми нейтронної ($q = n$) і протонної ($q = p$) поверхонь та внаслідок дії зовнішнього поля відповідно [5].

Зміна нейтронної й протонної функцій розподілу $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega)$ у рівнянні (3) є розв'язком лінеаризованого рівняння Власова з граничною умовою на рухомій поверхні. Розв'язок може бути отримано в різних наближеннях. Спочатку будемо нехтувати зміною середнього поля в середині системи. Таке наближення відповідає газу невзаємодіючих нуклонів, що рухаються в контейнері з вільними рухомими нейтронною й протонною поверхнями. Крім цього, тут і нижче будемо розглядати нейтрон-протон симетричну систему ($N = Z$). Тоді, обчислюючи $\delta\rho_q(\vec{r}, \omega)$ і підставляючи в (2), після деяких перетворень можемо отримати для функції відгуку вираз

$$\tilde{R}^0(\omega) = \frac{3A}{4\pi m\omega^2} \left[1 - \frac{4\pi R^2}{3Am\omega^2} k^{iv} \frac{\chi_+(\omega)}{k^{iv} - \chi_+(\omega)} \right], \quad (8)$$

де функція $\chi_+(\omega)$ дається за рівнянням (6) із

$$\chi_q(\omega) = \frac{4}{h^3} \frac{16\pi^2}{3} \frac{\omega}{R^2} \sum_{N=-1}^1 \left| Y_{1N} \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2 \times \int_0^\infty d\varepsilon \frac{dn_0}{d\varepsilon} \int_0^{\sqrt{2m\varepsilon R}} d\ell p^2(r, \varepsilon, \ell) \operatorname{ctg} \left[\frac{1}{2} ((\omega + i\eta)T(\varepsilon, \ell) - \Pi(\varepsilon, \ell)) \right]. \quad (9)$$

Тут використано такі ж позначення, як і в роботі [8]. Зауважимо, що в границі $Q \rightarrow \infty$ функція відгуку $\tilde{R}^0(\omega)$ переходить у функцію відгуку $R^0(\omega)$ для ядерного фермі-газу з

фіксованою поверхнею, отриману в роботі [8]. Цю функцію відгуку можна записати у вигляді

$$R^0(\omega) = \frac{R^2}{m\omega^2} [\chi_+^0(\omega) - \chi_+^0(0)], \quad (10)$$

де

$$\chi_+^0(\omega) = a_n \chi_n^0(\omega) + a_p \chi_p^0(\omega),$$

$$\chi_+^0(0) = -\frac{3}{4\pi} \frac{A}{R^2}.$$

Використовуючи рівняння (8) і (10), функцію відгуку $\tilde{R}^0(\omega)$ для фермі-газу, обмеженого рухомою поверхнею, можна представити в термінах функції відгуку $R^0(\omega)$

$$\tilde{R}^0(\omega) = R^0(\omega) - \alpha^2 \frac{\left(1 - \frac{m\omega^2}{\alpha} R^0(\omega)\right)^2}{\tilde{k}^{iv} - \alpha m\omega^2 \left(1 - \frac{m\omega^2}{\alpha} R^0(\omega)\right)}, \quad (11)$$

де $\tilde{k}^{iv} = R^2 k^{iv}$ і $\alpha = 3A/4\pi$.

При отриманні функції відгуку $\tilde{R}^0(\omega)$ знехтували зміною середнього поля в об'ємі системи. Для того щоб врахувати основні ефекти цієї зміни, будемо вважати, що вони можуть бути зведені до сепарабельної залишкової взаємодії між нуклонами вигляду

$$u(\vec{r}, \vec{r}') = F_0' \sum_M r r' Y_{1M}(\vec{r}) Y_{1M}^*(\vec{r}'). \quad (12)$$

Тоді, розв'язавши інтегральне рівняння типу наближення випадкових фаз [9, 10], можемо знайти функцію відгуку взаємодіючого фермі-газу, обмеженого нерухомою поверхнею, у вигляді

$$R(\omega) = \frac{R^0(\omega)}{1 - F_0' R^0(\omega)}. \quad (13)$$

Для того щоб визначити параметр F_0' , що характеризує силу взаємодії, розглянемо границю функції відгуку при малій частоті, яка пов'язана із поляризаційним правилом сум [11]. При малій частоті для функції $R^0(\omega)$ можна отримати

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} R^0(\omega) = R^0(0) = -\frac{9}{40\pi} \frac{AR^2}{\varepsilon_F}, \quad (14)$$

тоді поляризаційне правило сум

$$m_{-1} \equiv \int_0^{\infty} d(\hbar\omega)(\hbar\omega)^{-1} \left[-\frac{1}{\pi} \text{Im}[R^0(\omega)] \right] \quad (15)$$

дається за виразом

$$m_{-1} = -\frac{1}{2} R^0(0) = \frac{27}{40} \frac{AR^2}{K_{FG}}, \quad (16)$$

де $K_{FG} = 6\varepsilon_F$ - параметр енергії симетрії фермі-газу.

Обчисливши границю функції $R(\omega)$ при малій частоті, знайдемо

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} R(\omega) = -\frac{9}{40\pi} \frac{AR^2}{\varepsilon_F(1 - \tilde{F}'_0 R^0(0))} \quad (17)$$

замість рівняння (14). Тому, якщо ми покладемо

$$\tilde{F}'_0 = -\frac{F'_0}{R^0(0)} = F'_0 \frac{40\pi}{9} \frac{\varepsilon_F}{AR^2}, \quad (18)$$

де F'_0 - ізовекторний параметр Ландау, то отримаємо

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} R(\omega) = -\frac{9}{40\pi} \frac{AR^2}{\varepsilon_F(1 + F'_0)}. \quad (19)$$

Таким чином, було виправлено в поляризаційному правилі сум (16) параметр енергії симетрії фермі-газу K_{FG} на відповідний параметр фермі-рідини $K_{FL} = 6\varepsilon_F(1 + F'_0)$.

Далі замінимо в рівнянні (11) функцію відгуку фермі-газу $R^0(\omega)$ на функцію відгуку фермі-рідини $R(\omega)$. Враховуючи таким чином залишкову взаємодію в об'ємі, отримаємо колективну функцію відгуку у вигляді

$$\tilde{R}(\omega) = a(\omega)R^0(\omega) - \alpha^2 \frac{\left[1 - \frac{m\omega^2}{\alpha} a(\omega)R^0(\omega) \right]^2}{\tilde{k}^{iv} - \alpha m\omega^2 \left[1 - \frac{m\omega^2}{\alpha} a(\omega)R^0(\omega) \right]}, \quad (20)$$

де

$$a(\omega) = \left[1 + F'_0 \frac{R^0(\omega)}{R^0(0)} \right]^{-1}. \quad (21)$$

Це рівняння є основним результатом даної роботи. Можна перевірити, що функція відгуку (20) задовольняє енергетично зваженому правилу сум [11]

$$m_1 \equiv \int_0^{\infty} d(\hbar\omega)(\hbar\omega) \left[-\frac{1}{\pi} \text{Im} \tilde{R}(\omega) \right] = \frac{3}{8\pi} \frac{\hbar^2}{m} A. \quad (22)$$

Поляризаційне правило сум (див. (15) і (16)), що відповідає функції відгуку (20), можна отримати у вигляді

$$m_{-1} = \frac{27}{40\pi} \frac{AR^2}{K_{FL}} \left[1 + \frac{5}{12} \frac{K_{FL}}{A^{1/3}Q} \right]. \quad (23)$$

Використовуючи правило сум (22) і (23), можемо обчислити середню енергію ізовекторних дипольних збуджень

$$E_{1-1} \equiv \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} = \hbar \sqrt{\frac{5}{9} \frac{K_{FL}}{mR^2} \frac{1}{1 + \frac{5}{12} \frac{K_{FL}}{A^{1/3}Q}}}. \quad (24)$$

У наступному розділі буде показано, що ця енергія відтворює енергію максимуму ізовекторного гігантського дипольного резонансу у важких ядрах.

3. Розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень

Розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень описує силова функція, що визначається як [6]

$$S(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} R(\omega). \quad (25)$$

Було виконано чисельні розрахунки силової функції для системи з числом нуклонів $A = 208$ та $A = 40$. При розрахунках використовувались значення ядерних параметрів: $r_0 = 1,12$ Фм, $\epsilon_F = 40$ МеВ, $m = 1,04$ МеВ (10^{-22} с)²/Фм². Для поверхневої енергії симетрії Q і параметра Ландау F_0' було використано два набори феноменологічних значень: $Q = 75$ МеВ, $F_0' = 1,25$ [12] і $Q = 35,4$ МеВ, $F_0' = 1,45$ [7]. При проведенні розрахунків вважали, що частота ω має невелику додатну уявну частину $i\eta$, де η поклали рівним 0,1 МеВ.

На рис. 1а показано розподіли сили, обчислені в різних наближеннях, ізовекторних дипольних збуджень у системі з числом нуклонів $A = 208$. Пунктирна крива представляє розподіл сили у фермі-газі, обмеженому нерухомою поверхнею (наближення, що відповідає моделі Штейндведеля - Йенсена [6]). Видно, що розподіл сили має резонансну структуру. Проте ця резонансна структура знаходиться в області більш низьких енергій у порівнянні із спостережуваним ізовекторним гігантським дипольним резонансом в ядрі ^{208}Pb (експериментальне значення максимуму ізовекторного дипольного резонансу в ядрі ^{208}Pb дорівнює $\approx 13,4$ МеВ [13]). Суцільна крива описує силу ізовекторних дипольних збуджень у фермі-рідині, обмеженої рухомою вільною поверхнею, тобто із врахуванням взаємодії в об'ємі системи і в поверхневій області. При розрахунках було використано $Q = 75$ МеВ і $F_0' = 1,25$. У цій моделі отримуємо розподіл сили в області енергій ізовекторного гігантського дипольного резонансу в ядрі ^{208}Pb . Ширина знайденої резонансної структури обумовлена однотільним механізмом затухання Ландау [4]. Знайдено, що в області енергій від 11 до 14 МеВ зосереджено 72,6 % енергетично зваженого правила сум (22). Отримано,

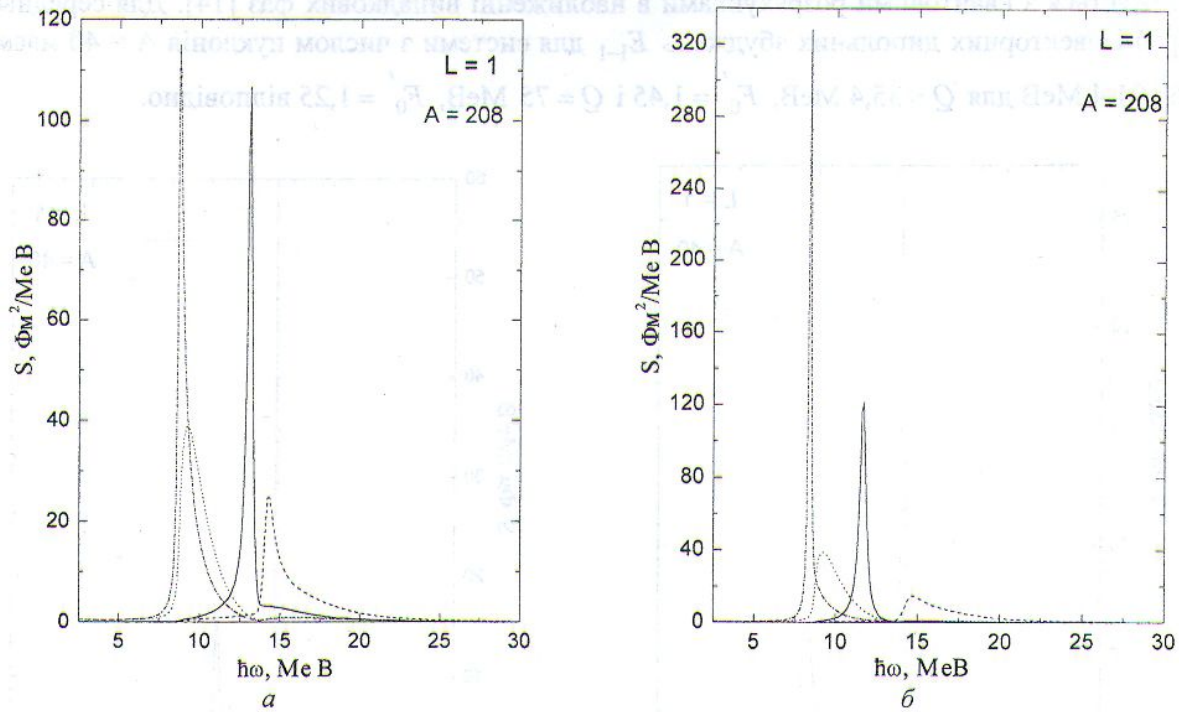


Рис. 1. Розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень у системі з числом нуклонів $A = 208$: пунктирна крива – у фермі-газі, обмеженому нерухомою поверхнею, див. (10); суцільна крива – у фермі-рідині, обмеженої рухомою вільною поверхнею, див. (20); штрихова крива – у фермі-рідині, обмеженої нерухомою поверхнею, див. (13); штрих-пунктирна крива – у фермі-газі, обмеженому рухомою вільною поверхнею, див. (8). Значення параметрів: a - $Q = 75$ MeV і $F_0' = 1,25$; b - $Q = 35,4$ MeV і $F_0' = 1,45$.

що поверхневий потенціал симетрії відіграє важливу роль у структурі гігантського дипольного резонансу. Врахування лише залишкової взаємодії в об'ємі системи (див. рис. 1а, штрихова крива) призводить до зміщення резонансної структури силової функції в область більш високих енергій, у той час як врахування поверхневого потенціалу симетрії має протилежний ефект (див. рис. 1а, штрих-пунктирна крива). Узгодження із спостережуваним гігантським дипольним резонансом отримується при одночасному врахуванні залишкової взаємодії в об'ємі системи й поверхневого потенціалу симетрії. Відмітимо, що знайдена дипольна сила не фрагментована на дві резонансні структури, характерні для силової функції у наближенні випадкових фаз для важких сферичних ядер [14].

На рис. 1б представлено такі ж розрахунки, як на рис. 1а, але з іншим набором параметрів Q і F_0' ($Q = 35,4$ MeV, $F_0' = 1,45$). Із порівняння a і b видно, що два набори параметрів Q і F_0' призводять до однакових якісних результатів.

За допомогою формули (24) можна розрахувати середню енергію ізовекторних дипольних збуджень E_{1-1} для системи з числом нуклонів $A = 208$. Використовуючи стандартні значення ядерних параметрів, отримаємо 12 і 13,6 MeV для $Q = 35,4$ MeV, $F_0' = 1,45$ і $Q = 75$ MeV, $F_0' = 1,25$ відповідно, що узгоджується з експериментальним значенням максимуму ізовекторного дипольного гігантського резонансу в ядрі ^{208}Pb .

На рис. 2 представлено розподіл сили дипольних коливань для системи з числом нуклонів $A = 40$ для двох наборів параметрів Q і F_0' відповідно. Отриманий розподіл

узгоджується з квантовими розрахунками в наближенні випадкових фаз [14]. Для середньої енергії ізовекторних дипольних збуджень E_{1-1} для системи з числом нуклонів $A = 40$ маємо 17,6 і 21,4 MeV для $Q = 35,4$ MeV, $F_0' = 1,45$ і $Q = 75$ MeV, $F_0' = 1,25$ відповідно.

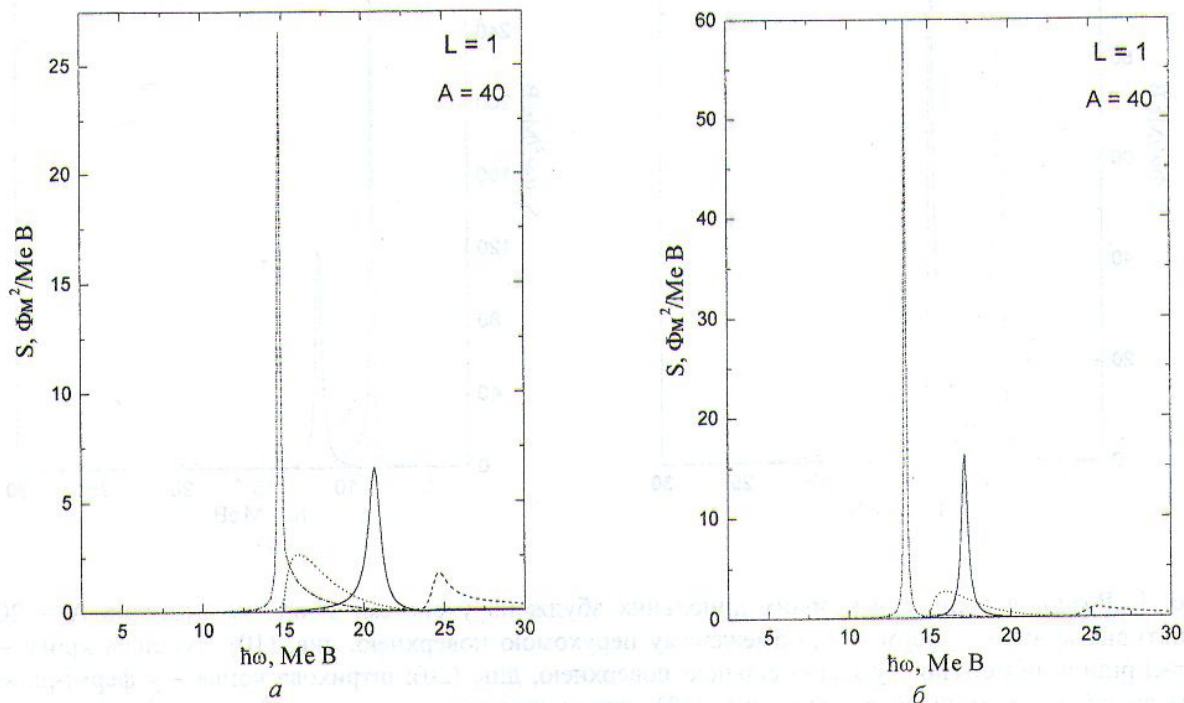


Рис. 2. Розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень у системі з числом нуклонів $A = 40$. Значення параметрів: a - $Q = 75$ MeV і $F_0' = 1,25$; b - $Q = 35,4$ MeV і $F_0' = 1,45$. (Позначення такі ж, як на рис. 1.)

4. Висновки

У даній роботі розглянуто ізовекторні дипольні збудження сферичних ядер у рамках кінетичного підходу, в якому явно використовується ефективна ядерна поверхня як колективна змінна. Взаємодія в поверхневій області описується за допомогою параметра поверхневої енергії симетрії. Враховано залишкову взаємодію в об'ємі системи в сепарабельному представленні. Здобуто аналітичні вирази для функцій відгуку фермі-систем у різних наближеннях, див. (10), (8), (13), (20). Проведено чисельні розрахунки розподілу сили ізовекторних дипольних коливань для систем з числом нуклонів $A = 208$ та $A = 40$. Знайдено, що резонансна структура дипольної силової функції знаходиться в області енергії гігантського дипольного резонансу у сферичних ядрах, якщо одночасно враховується поверхневий потенціал симетрії та залишкова взаємодія в об'ємі системи.

Представляє інтерес узагальнити розглянутий у даній роботі підхід для опису ізовекторних дипольних збуджень в нагрітих ядрах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Nguyen Dinh Dang, Kosai Tanabe, Akito Arima.* Shape evolution of the hot giant dipole resonance // Nucl. Phys. – 1999. – Vol. A 645. – P. 536.
2. *Ahmad Ansari, Nguyen Dinh Dang, and Akito Arima.* Hot giant resonance with thermal shape fluctuation corrections in the static path approximation // Phys. Rev. – 2000. – Vol. C 62. – 011302(R).

3. Kelly M.P., Snover K.A., J.P.S. van Schagen. Giant dipole resonance in highly excited nuclei: does the width saturate? // Phys. Rev. Let. – 1999. – Vol. 82. – No. 7. – P. 3404.
4. Abrosimov V.I., Di Toro M., Strutinsky V.M. Kinetic equation for collective modes of a Fermi system with free surface // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A 562. – P. 41.
5. Abrosimov V.I. Monopole vibrations in asymmetric nuclei: a Fermi liquid approach // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. A 662. – P. 93
6. Ring P., Schuck P. The nuclear many-body problem. - Springer, 1980.
7. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nuclear properties according to the Thomas – Fermi model // Nucl. Phys. – 1996. – Vol. A 601. – P. 141.
8. Абросимов В.І., Давидовська О.І. Дипольні збудження в асиметричному ядерному фермі-газі // Збірник наукових праць Ін-ту ядерних дослід. - 2000. – № 1. - С. 25.
9. Brink D.M., Dellafiore A., Di Toro M. Solution of the Vlasov equation for collective modes in nuclei // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A 456. - P. 205.
10. Burgio G.F., Di Toro M. Nuclear collective motions in a self-consistent Landau – Vlasov approach // Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A 476. - P. 189.
11. Lipparini E., Stringari S. Sum rules and giant resonances in nuclei // Phys. Rep. – 1989. – Vol. 175. – P. 103.
12. Pethick C., Ravenhall D. Matter at large neutron excess and the physics of neutron-star crusts // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1995. – Vol. 45. – P. 429.
13. A. van der Woude. Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. – Singapore: World Scientific, 1991. - Ch. 2. - P. 99.
14. Hamamoto I., Sagawa H., Zhang X.Z. Isoscalar and isovector dipole mode in drip line nuclei in comparison with β -stable nuclei // Phys. Rev. – 1998. – Vol. C 57. – P. 1064.

ПОЛУКЛАСИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОВЕКТОРНОГО ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В. И. Абросимов, О. И. Давидовская

Изовекторные дипольные возбуждения сферических ядер рассматриваются в рамках кинетического подхода, в котором явно используется эффективная ядерная поверхность как коллективная переменная. Показано, что поверхностные эффекты играют важную роль в структуре изовекторного дипольного резонанса. Найденное распределение силы изовекторных дипольных колебаний согласуется с экспериментальным, если одновременно учитывается поверхностный потенциал симметрии и остаточное взаимодействие в объеме системы.

SEMICLASSICAL DESCRIPTION OF THE ISOVECTOR GIANT DIPOLE RESONANCE

V. I. Abrosimov, O. I. Davidovskaya

The isovector dipole excitations in spherical nuclei are considered within a kinetic-theory approach, which explicitly exploits the effective nuclear surface as a collective variable. It is shown that the surface symmetry potential plays an essential role in the structure of the giant dipole resonance. It is found, that the obtained strength distribution is in the agreement with the experimental one, when both volume and surface interactions are included simultaneously.

Надійшла до редакції 12.03.01