

КІНЕТИЧНИЙ ОПИС ІЗОВЕКТОРНИХ ДИПОЛЬНИХ ЗБУДЖЕНЬ У НАГРІТИХ ЯДРАХ

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Напівкласичну модель, що спирається на розв'язок кінетичного рівняння Власова для скінченних фермі-систем з рухомою поверхнею, узагальнено на опис колективних збуджень у нагрітих ядрах. Температурні ефекти враховано в інтегралі зіткнень у наближенні ефективного часу релаксації, а також у рівноважній функції розподілу. Знайдено, що ширина гігантського дипольного резонансу збільшується із зростанням температури в наближенні рідкісних зіткнень між нуклонами. Показано, що зростання ширини обумовлено температурною залежністю інтеграла зіткнень.

1. Вступ

При вивченні колективних збуджень у нагрітих ядрах, зокрема гігантських дипольних резонансів, особливий інтерес представляє поведінка ширини резонансу із зростанням температури [1 - 4]. Зміна ширини гігантського дипольного резонансу залежно від енергії збудження ядра залишається відкритим питанням. Існують теоретичні передбачення ефекту насичення ширини гігантського дипольного резонансу в збуджених ядрах [1]. Проте експериментальні дані, отримані останнім часом, дають збільшення ширини гігантського дипольного резонансу до енергій збудження, що відповідають температурі ~ 3 MeV [3]. Представляє інтерес розглянути колективний рух у нагрітих ядрах у рамках напівкласичного підходу, що оснований на динаміці у фазовому просторі. При цьому використовуються феноменологічні властивості основного стану ядра. У роботах [5, 6] було запропоновано кінетичну модель для колективних збуджень у холодних ядрах. Було показано, що ця модель відтворює властивості гігантського дипольного резонансу у важких сферичних ядрах [7].

У цій роботі кінетична модель [5 - 7] узагальнюється на опис колективних коливань у нагрітій системі. Для цього враховується інтеграл зіткнень у наближенні часу релаксації і вважається, що рівноважна функція розподілу й ефективний час релаксації залежать від температури. Розглядається колективна функція відгуку для ізовекторних дипольних збуджень у наближенні рідкісних зіткнень між нуклонами. Вивчається еволюція форми силової функції залежно від температури системи.

2. Кінетична модель для нагрітих систем

У цьому розділі узагальнимо кінетичну модель, запропоновану в роботах [5 - 6], для опису нагрітих систем. Розглянемо двокомпонентну фермі-систему, обмежену рухомою поверхнею

$$R_q(\theta, \varphi, t) = R + \delta R_q(\theta, \varphi, t), \quad (1)$$

де R – рівноважний радіус; $\delta R_q(\theta, \varphi, t)$ – зміна рівноважного радіуса, де $q = n$ (нейтронна поверхня), p (протонна поверхня).

Вважаємо, що зміни функцій розподілу нейтронів і протонів $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t)$ при $r < R_q$ підпорядковуються лінеаризованому кінетичному рівнянню Власова

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t) + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t) - \frac{dn_q^0(\epsilon, T)}{d\epsilon} [\delta U_q(\vec{r}, t) + V_q(\vec{r}, t)] \right] = \delta I_q[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t), T], \quad (2)$$

де $\vec{r}, \vec{p}, \epsilon$ – радіус, імпульс та енергія нуклона; T – температура фермі-рідини.

На поверхні системи зміни функцій розподілу задовольняють умовам дзеркального відбиття частинок від рухомої поверхні

$$[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}_\perp, p_r, t) - \delta n_q(\vec{r}, \vec{p}_\perp, -p_r, t)] \Big|_{r_q=R} = -2p_r \frac{dn_q^0(\varepsilon, T)}{d\varepsilon} \frac{\partial}{\partial t} \delta R_q(\theta, \varphi, t), \quad (3)$$

де p_r - радіальний імпульс; $\vec{p}_\perp = (0, p_\theta, p_\varphi)$.

Нижче будемо розглядати ізовекторні дипольні збудження, тому в рівнянні (2) зовнішнє поле $V_q(\vec{r}, t)$ беремо у вигляді [7]

$$V_q(\vec{r}, t) = \beta \delta(t) a_q r Y_{10}(\theta), \quad (4)$$

де $a_q = 2Z/A$ при $q = n$ і $a_q = -2N/A$ при $q = p$.

Величина $\delta U_q(\vec{r}, t)$ у рівнянні (2) представляє собою зміну середнього поля, що обумовлена взаємодією між нуклонами.

У кінетичному рівнянні (2) введено інтеграл зіткнень $\delta I_q[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t), T]$, який візьмемо в наближенні часу релаксації [9, 10]

$$\delta I_q[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t), T] = -\frac{\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\tau(T)}, \quad (5)$$

де $\tau(T)$ - ефективний час релаксації, який означимо як [10]

$$\frac{\hbar}{\tau(T)} = \gamma(T) = \text{const} \left(T^2 + \left(\frac{\hbar \omega_{col}}{2\pi} \right)^2 \right). \quad (6)$$

Тут $\gamma(T)$ - зіткнувальна ширина колективної моди, $\hbar \omega_{col}$ - енергія колективного збудження, $\text{const} = (4,18 \text{ MeV})^{-1}$ [11]. Інтеграл зіткнень у вигляді (5) можна використовувати в наближенні рідкісних зіткнень між нуклонами, коли $\omega_{col} \tau(T) \gg 1$. Крім цього, температурні ефекти будемо враховувати в рівноважній функції розподілу в наближенні Томаса - Фермі [12]

$$n_q^0(\varepsilon, T) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F^q}{T} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

де

$$\varepsilon_F^q = \varepsilon_F \left(1 + \tau_q \frac{N-Z}{A} \right)^{2/3},$$

ε_F - енергія Фермі ядерної матерії, $\tau_q = 1$ при $q = n$ і $\tau_q = -1$ при $q = p$.

Оскільки рух поверхні повинен узгоджуватись із рухом нуклонів, тому до рівнянь (2) і (3) необхідно додати феноменологічні умови вільної поверхні [5, 6]

$$[\delta \Pi_{rr}^n(\vec{r}, t) - \delta \Pi_{rr}^p(\vec{r}, t)] \Big|_{r=R} = \frac{Q}{2\pi r_0^4} [\delta R_n(\theta, \varphi, t) - \delta R_p(\theta, \varphi, t)], \quad (8)$$

$$[\delta \Pi_{rr}^n(\vec{r}, t) + \delta \Pi_{rr}^p(\vec{r}, t)] \Big|_{r=R} = \frac{\sigma}{R^2} (L-1)(L+2) [\delta R_n(\theta, \varphi, t) + \delta R_p(\theta, \varphi, t)]. \quad (9)$$

Тут $\delta \Pi_{rr}^q(\vec{r}, t)$ - нормальна компонента тензору потоку імпульсу

$$\delta\Pi_{rr}^q(\vec{r}, t) = \frac{2}{h^3} \int d\vec{p} p_r v_r \left[\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t) - \frac{dn_q^0(\varepsilon, T)}{d\varepsilon} \delta U_q(\vec{r}, t) \right], \quad (10)$$

де Q – коефіцієнт пружності нейтронної шкіри [13]; σ – коефіцієнт поверхневого натягу.

3. Колективна функція відгуку нагрітої системи

Функцію відгуку нагрітої фермі-системи визначимо у вигляді аналогічному для холодної системи (див. [14])

$$R(\omega, T) = \frac{1}{\beta} \sum_{q=n,p} \int d\vec{r} a_q r \delta\rho_q(\vec{r}, \omega, T), \quad (11)$$

де

$$\delta\rho_q(\vec{r}, \omega, T) = \frac{2}{h^3} \int d\vec{p} \delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega, T) + \delta(r - R) \rho_q \delta R_q(\theta, \varphi, \omega, T) \quad (12)$$

- зміна густини нейтронів і протонів, індукованих зовнішнім полем; ρ_q - рівноважний розподіл густини нейтронів та протонів; $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega, T)$ - Фур'є-образи відносно часу зміни функцій розподілу нейтронів і протонів $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, t)$.

Далі будемо розглядати ізовекторні дипольні збудження в нейтрон-протон симетричній системі, тобто будемо вважати, що кількість нейтронів N дорівнює кількості протонів Z . Розв'язуючи кінетичне рівняння (2) з граничною умовою (3), знаходимо зміни функцій розподілу нейтронів та протонів $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega, T)$. Тоді за допомогою (8) обчислимо зміну рівноважного радіуса $\delta R_q(\theta, \varphi, \omega, T)$. Отже, знаючи $\delta n_q(\vec{r}, \vec{p}, \omega, T)$ і $\delta R_q(\theta, \varphi, \omega, T)$ та використовуючи (12), (11), можна знайти аналітичний вираз для функції відгуку нагрітої фермі-рідини, обмеженої рухомою поверхнею, у вигляді

$$\tilde{R}(\omega, T) = R(\omega, T) - \frac{i\gamma(T) \frac{\alpha^2}{\tilde{\omega}(T)} \left(1 - \frac{m\tilde{\omega}(T)^2}{\alpha} R(\omega, T) \right) + \alpha^2 \frac{\omega}{\tilde{\omega}(T)} \left(1 - \frac{m\tilde{\omega}(T)^2}{\alpha} R(\omega, T) \right)^2}{\tilde{k}^{iv} - \alpha m \omega \tilde{\omega}(T) \left(1 - \frac{m\tilde{\omega}(T)^2}{\alpha} R(\omega, T) \right)}, \quad (13)$$

де $\tilde{k}^{iv} = R^2 \frac{Q}{\pi_0^4}$; $\alpha = 3A/4\pi$; $\tilde{\omega}(T) = \omega + i\gamma(T)$.

Взаємодія в поверхневій області описується в (13) за допомогою коефіцієнта пружності нейтронної шкіри Q . Зауважимо, що в границі $Q \rightarrow \infty$, тобто для системи з фіксованою поверхнею, функція відгуку $\tilde{R}(\omega, T)$ переходить у функцію відгуку для фермі-рідини, обмеженої нерухомою поверхнею, $R(\omega, T)$, яку можна отримати у вигляді (див. [7])

$$R(\omega, T) = \frac{R^0(\omega, T)}{1 - \tilde{F}'_0 R^0(\omega, T)}. \quad (14)$$

Тут $\tilde{F}'_0 = -F'_0 \frac{40\pi}{9} \frac{\varepsilon_F}{AR^2}$, де F'_0 - ізовекторний параметр Ландау, за допомогою якого описується взаємодія нуклонів в об'ємі системи; $R^0(\omega, T)$ - функція відгуку нагрітого фермі-газу, обмеженого фіксованою поверхнею

$$R^0(\omega, T) = \frac{3A}{4\pi m \tilde{\omega}(T)^2} - \frac{R^2}{m^2 \omega \tilde{\omega}(T)^3} \sum_{q=n,p} \chi_q(\omega, T). \quad (15)$$

Тут

$$\chi_q(\omega, T) = \frac{2}{h^3} \frac{16\pi^2}{3} \frac{\omega}{R^2} \sum_{N=-1}^1 \left| Y_{1N} \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2 \int_0^\infty d\varepsilon \frac{\partial n_q^0(\varepsilon, T)}{\partial \varepsilon} \times \\ \times \int_0^{\sqrt{2m\varepsilon R}} dl l p^2(r, \varepsilon, l) \operatorname{ctg} \left[\frac{1}{2} (\tilde{\omega}(T) T(\varepsilon, l) - N\Gamma(\varepsilon, l)) \right], \quad (16)$$

де $T(\varepsilon, l)$, $\Gamma(\varepsilon, l)$ - періоди радіального і “кутового” руху відповідно (див., наприклад, [6]).

Температурні ефекти в (13) виражаються через зіткнювальну ширину $\gamma(T)$ (див. формулу (6)) і рівноважну функцію розподілу $n_q^0(\varepsilon, T)$, (див.(7)). Якщо покласти ширину $\gamma(T)$ рівною нулю і взяти рівноважну функцію розподілу при нульовій температурі, тобто виключити температурні ефекти, то функція відгуку (13) перейде у функцію відгуку для холодної системи, знайдену в роботі [7].

4. Розподіл сили

Розглянемо розподіл сили ізовекторних дипольних збуджень, який описується силовою функцією, що визначається як

$$S(\omega, T) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \tilde{R}(\omega, T). \quad (17)$$

Проведено чисельні розрахунки силової функції (17) для системи з числом частинок $A = 208$, при цьому було використано такі значення для ядерних параметрів: $r_0 = 1,12$ Фм, $\varepsilon_F = 40$ МеВ, $m = 1,04$ МеВ $(10^{-22}\text{с})^2/\text{Фм}^2$. Для коефіцієнта пружності нейтронної шкіри Q і параметра Ландау F_0' використали такі феноменологічні значення: $Q = 75$ МеВ, $F_0' = 1,25$ [15]. При чисельних розрахунках інтеграл по енергії у формулі (16) брався в межах $\varepsilon_F \pm 4T$, оскільки подальше збільшення інтервалу інтегрування не змінює результатів розрахунків.

На рис. 1 показано силовий розподіл ізовекторних дипольних коливань для фермі-рідини, обмеженої рухомою поверхнею (див. формулу (13)), при різних температурах. При цьому температура враховувалась лише в рівноважній функції розподілу (див. формулу (7)). Ширина розподілу Γ_L у даному випадку пов'язана з затуханням Ландау. З рис. 1 видно, що ширина резонансу майже не змінюється із зростанням температури; див. також таблицю, 2-й стовпець.

На рис. 2 представлено розподіл сили ізовекторних дипольних коливань з урахуванням температури як у рівноважній функції розподілу, так і в інтегралі зіткнень. Видно, що ширина резонансу збільшується із зростанням температури; див. також таблицю, 4-й стовпець.

На рис. 3 показано розподіл сили для нагрітої системи з температурою 2 МеВ у різних наближеннях: 1) температуру враховано лише в рівноважній функції розподілу (пунктирна крива); 2) температуру враховано тільки в інтегралі зіткнень (штрихова крива); 3) температуру враховано як у рівноважній функції розподілу, так і в інтегралі зіткнень (суцільна крива). Порівнюючи штрихову й суцільну криві, видно, що основний температурний ефект пов'язаний із врахуванням температури в інтегралі зіткнень. Врахування температурної залежності в рівноважній функції розподілу майже не змінює вигляду розподілу сили ізовекторних дипольних коливань.

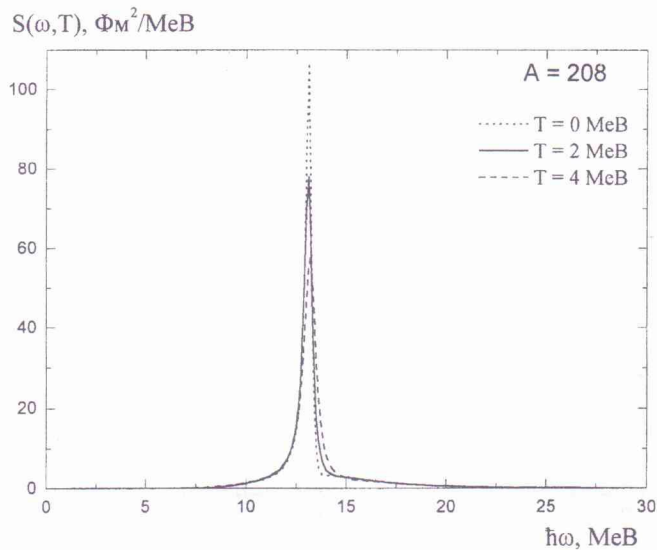


Рис.1. Розподіл сили ізовекторних дипольних коливань у фермі-рідині, обмеженої рухомою поверхнею, див. формулу (13). Температура враховується тільки в рівноважній функції розподілу, див. формулу (7). Пунктирна крива – розподіл сили для холодної системи ($T = 0$); суцільна крива – розподіл сили для нагрітої системи з температурою $T = 2$ MeB; штрихова крива – розподіл сили для нагрітої системи з температурою $T = 4$ MeB.

T , MeB	Γ_L , MeB	\hbar/τ , MeB	Γ_{tot} , MeB	Γ_{exp}^* , MeB	EWSR, %
0	0,4	1,09	2,3	4	95
2	0,5	2,05	4,3	7	92
4	0,7	4,92	9,3	-	85

* Експериментальні значення взято з роботи [16].

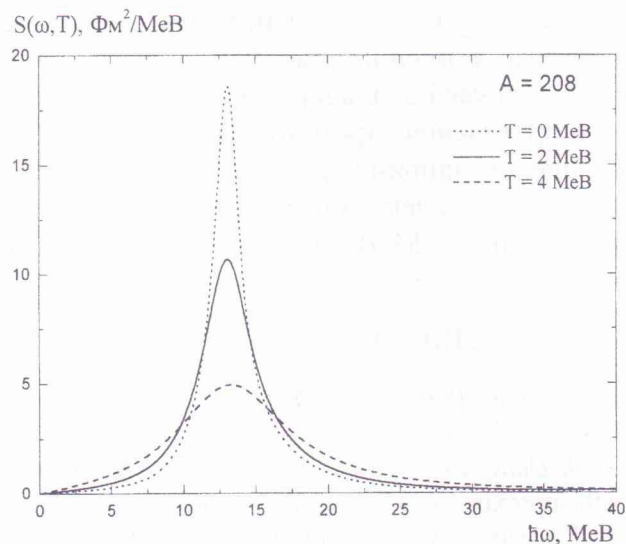


Рис. 2. Розподіл сили ізовекторних дипольних коливань у фермі-рідині, обмеженої рухомою поверхнею. Температура враховується як у рівноважній функції розподілу, так і в інтегралі зіткнень. Пунктирна крива – розподіл сили для холодної системи ($T = 0$); суцільна крива – розподіл сили для нагрітої системи з температурою $T = 2$ MeB; штрихова крива – розподіл сили для нагрітої системи з температурою $T = 4$ MeB.

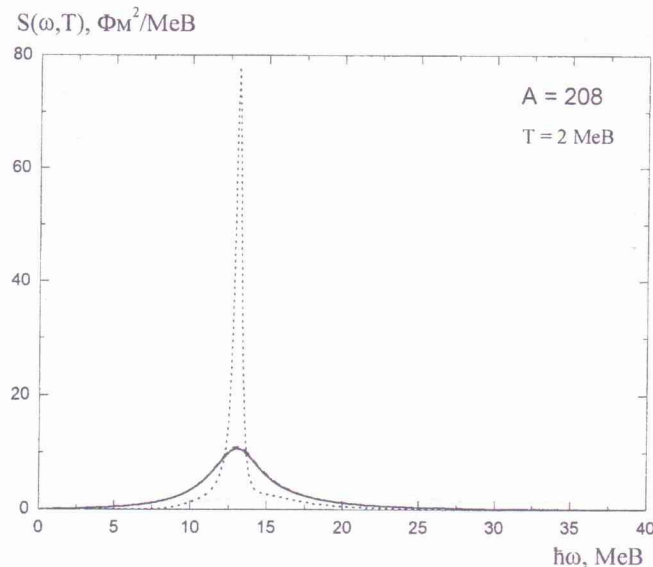


Рис. 3. Розподіл сили ізовекторних дипольних коливань для нагрітої фермі-рідини з температурою $T=2$ МеВ. Пунктирна крива - температуру враховано лише в рівноважній функції розподілу; штрихова крива - температуру враховано тільки в інтегралі зіткнень; суцільна крива - температуру враховано як у рівноважній функції розподілу, так і в інтегралі зіткнень. (Штрихова та суцільна крива практично співпадають.)

5. Висновки

У даній роботі розглянуто гігантський дипольний резонанс у збуджених ядрах у напівкласичній моделі, що основана на динаміці у фазовому просторі. Отримано аналітичний вираз для колективної дипольної функції відгуку нагрітої фермі-рідини в наближенні рідкісних зіткнень між нуклонами, див. формулу (13). Вивчено еволюцію форми дипольної силової функції залежно від температури системи, див. рис. 2 і таблицю. Знайдена швидкість зростання ширини дипольного резонансу із збільшенням температури узгоджується із швидкістю зростання ширини гігантського дипольного резонансу в ядрі ^{208}Pb , що спостерігалась [16]; див. таблицю, стовпці 4 і 5. Проте розглянута модель відтворює тільки $\sim 60\%$ експериментального значення ширини гігантського дипольного резонансу в ядрі ^{208}Pb . Відмітимо, що така проблема виникає і в більш реалістичних підходах [17].

Можна очікувати, що врахування протон-нейтронної асиметрії в розглянутій моделі призведе до деякого збільшення ширини резонансу. Крім цього, представляє інтерес узагальнити розглянуту модель на колективні збудження у високозбуджених ядрах, яким відповідають температури більше 3 МеВ, щоб вивчити можливість ефекту насичення ширини резонансу в цих ядрах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Nguyen Dinh Dang, Kosai Tanabe, Akito Arima.* Shape evolution of the hot giant dipole resonance // Nucl. Phys. - 1999. - Vol. A645. - P. 536.
2. *Ahmad Ansari, Nguyen Dinh Dang, Akito Arima.* Hot giant resonance with thermal shape fluctuation corrections in the static path approximation // Phys. Rev. - 2000. - Vol. C62. - P. 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. *Denis Lacroix, Philippe Chomaz, Sakir Ayik.* Finite temperature nuclear response in the extended random phase approximation // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C58. - P. 2154 - 2160.
5. *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. A562. - P. 41.

6. *Abrosimov V.I.* Monopole vibrations in asymmetric nuclei: a Fermi liquid approach // Nucl. Phys. - 2000. - Vol. A662. - P. 93.
7. *Абросімов В.І., Давидовська О.І.* Напівкласичний опис ізовекторного гігантського дипольного резонансу // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. - 2001. - № 3(5). - С. 16.
8. *Natamoto 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. C57. - P. 1064.
9. *Абрикосов А.А., Халатников И.М.* Теория ферми-жидкости (свойства жидкого He^3 при низких температурах) // УФН. - 1958. - Т. 66. - С. 177.
10. *Ландау Л.Д.* Колебания ферми-жидкости // ЖЭТФ. - 1957. - Т. 32. - С. 59.
11. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M., Kavatsyuk M.O.* Two-body relaxation times in heated nuclei // Acta Phys. Slov. - 2001. - Vol. 51, No. 4. - P. 231.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. - М.: Наука. - 1976. - Т. 5. - Ч. 1.
13. *Myers W.D., Swiatecki W.J.* Nuclear properties according to the Thomas - Fermi model // Nucl. Phys. - 1996. - Vol. A601. - P. 141.
14. *Ring P., Schuck P.* The nuclear many-body problem. - Springer, 1980.
15. *Pethick C., Ravenhall D.* Matter at large neutron excess and the physics of neutron-star crusts // Annual Rev. Nucl. Part. Sci. - 1995. - Vol. 45. - P. 429.
16. *Baumann T. et al.* Evolution of the giant dipole resonance in excited ^{120}Sn and ^{208}Pb nuclei populated by inelastic alpha scattering // Nucl. Phys. - 1998. - Vol. A635. - P. 428.
17. *Schuck P., Ayik S.* Width of Hot Giant Dipole Resonance // Nucl. Phys. - 2001. - Vol. A687. - P. 220.

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОВЕКТОРНЫХ ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

В. И. Абросимов, О. И. Давидовская

Полуклассическая модель, которая опирается на решение кинетического уравнения Власова для конечных ферми-систем с подвижной поверхностью, обобщена на описание коллективных возбуждений в нагретых ядрах. Температурные эффекты учитываются в интеграле столкновений в приближении эффективного времени релаксации, а также в равновесной функции распределения. Найдено, что ширина гигантского дипольного резонанса увеличивается с ростом температуры в приближении редких столкновений между нуклонами. Показано, что увеличение ширины обусловлено температурной зависимостью интеграла столкновений.

KINETIC DESCRIPTION OF THE ISOVECTOR DIPOLE EXCITATIONS IN HOT NUCLEI

V. I. Abrosimov, O. I. Davidovskaya

Semiclassical model based on the solution of the Vlasov kinetic equation for finite Fermi-systems with a moving surface is generalized for the description of the collective excitations of hot nuclei. The temperature effects are taken into account in the collision integral in the relaxation time approximation and in the equilibrium distribution function. It is found that the width of giant dipole resonance increases when the temperature grows in the approximation of rare collisions between nucleons. It is shown that the increase of the width is mainly due to the temperature dependence of the collision term.

Надійшла до редакції 11.04.02,
після доопрацювання – 17.09.02.