

ІЗОСКАЛЯРНІ КВАДРУПОЛЬНІ КОЛИВАННЯ У ЗБУДЖЕНИХ ЯДРАХ

В. І. Абросімов, О. І. Давидовська

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Поведінка квадрупольної колективної силової функції в збуджених (нагрітих) ядрах розглядається в кінетичній моделі, що спирається на розв'язок лінеаризованого рівняння Власова з граничними умовами на рухомій поверхні. Температурні ефекти враховуються в інтегралі зіткнень у наближенні ефективного часу релаксації. Знайдено, що із зростанням температури колективність гігантського квадрупольного резонансу й низьколежачої квадрупольної моди зменшується.

Вступ

Вивчення колективного руху в збуджених (нагрітих) ядрах є важливим питанням ядерної динаміки [1 - 4]. Для вивчення колективної ядерної динаміки зручно використовувати напівкласичне наближення, яке повинно спиратись на динаміку у фазовому просторі. У даній роботі розглядаються ізоскалярні квадрупольні коливання в нагрітих ядрах у напівкласичному підході, що використовує розв'язок лінеаризованого рівняння Власова з граничними умовами на рухомій поверхні [5 - 7]. Завдяки врахуванню зв'язку між рухом нуклонів і коливаннями поверхні цей кінетичний підхід дає єдиний опис гігантського квадрупольного резонансу та низьколежачої квадрупольної моди [8] і тому представляє особливий інтерес для вивчення еволюції колективних квадрупольних збуджень із зростанням температури ядра. Для того щоб врахувати температурні ефекти, у праву частину лінеаризованого рівняння Власова добавляється інтеграл зіткнень у наближенні ефективного часу релаксації. Крім цього, гранична умова містить додатковий член, обумовлений тепловими зіткненнями між нуклонами в поверхневій області нагрітої системи. За допомогою функції відгуку вивчається зміна розподілу квадрупольної сили залежно від температури системи.

Квадрупольна функція відгуку нагрітої системи

Розглянемо фермі-систему взаємодіючих нуклонів, обмежену сферичною рухомою поверхнею. Збудження системи будемо описувати зміною функції розподілу нуклонів $\delta n(\vec{r}, \vec{p}, t)$, що задовольняє лінеаризованому рівнянню Власова з граничними умовами на рухомій поверхні (див., наприклад, [7]). У роботі [8] в рамках кінетичної моделі було отримано аналітичний вираз для ізоскалярної квадрупольної функції відгуку холодної фермі-системи без урахування зіткнень між нуклонами. Для цього систему поміщали у зовнішнє поле $V(\vec{r}, t)$, що має вигляд

$$V(\vec{r}, t) = \beta(t)r^2 Y_{20}(\hat{r}). \tag{1}$$

Для залишкової взаємодії $u(\vec{r}, \vec{r}')$ використовувалось сепарабельне наближення

$$u(\vec{r}, \vec{r}') = \kappa_2 \sum_M r^2 r'^2 Y_{2M}(\hat{r}) Y_{2M}^*(\hat{r}'), \tag{2}$$

де κ_2 - параметр взаємодії.

Для того щоб узагальнити квадрупольну функцію відгуку, отриману в роботі [8], на опис нагрітої системи, врахуємо зіткнення між нуклонами за допомогою інтеграла зіткнень.

Для цього в праву частину кінетичного рівняння додаємо інтеграл зіткнень у наближенні ефективного часу релаксації [7, 9]

$$\delta I(T, \omega) = -\frac{\delta n(\vec{r}, \vec{p}, \omega)}{\tau(T, \omega)}, \quad (3)$$

де $\tau(T, \omega)$ - ефективний час релаксації, що залежить від температури [10]

$$\frac{\hbar}{\tau(T, \omega)} = \hbar \gamma(T, \omega) = T^2 \left(1 + \left(\frac{\hbar \omega}{2\pi T} \right)^2 \right) / const. \quad (4)$$

Тут $\gamma(T, \omega)$ - ширина колективної моди, що обумовлена зіткненнями, ω - частота зовнішнього поля, T - температура фермі-системи. Константа у формулі (4) пропорційна перерізу нуклон-нуклонного розсіяння. У деяких роботах її пов'язують із перерізом нуклон-нуклонного розсіяння в середовищі [11], а в інших із перерізом розсіяння вільних нуклонів [12]. Залежно від цього значення константи визначається в межах від 4,07 до 7,36 МеВ. Згідно з роботою [12] візьмемо $const = 4,7$ МеВ. Рівняння (3) описує зіткнення між нуклонами в об'ємі системи, що виникають завдяки деформації поверхні Фермі при квадрупольних збудженнях, а також унаслідок температурних ефектів. Крім цього, узагальнюючи рівняння роботи [5] на нагріту систему, можна показати, що гранична умова містить додатковий член, обумовлений тепловими зіткненнями між нуклонами в поверхневій області нагрітої системи. Можна показати, що в наближенні ефективного часу релаксації гранична умова для нагрітої системи має вигляд

$$[\delta n(\vec{r}, \vec{p}_\perp, p_r, \omega) - \delta n(\vec{r}, \vec{p}_\perp, -p_r, \omega)]_{r=R} = 2p_r \frac{dn^0(\varepsilon)}{d\varepsilon} i \left(\omega + \frac{i}{\tau_T} \right) \delta R(\theta, \varphi, \omega), \quad (5)$$

де p_r - радіальний імпульс; $\vec{p}_\perp = (0, p_\theta, p_\varphi)$; $\frac{dn^0(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ - похідна по енергії від рівноважної функції розподілу; τ_T - тепловий час релаксації

$$\frac{\hbar}{\tau_T} = \hbar \gamma_T = T^2 / const. \quad (6)$$

У рівнянні (5) і нижче не враховується температурна залежність рівноважної функції розподілу, оскільки температурні ефекти, що обумовлені цією залежністю, малі [7].

Беручи до уваги той факт, що додання в праву частину кінетичного рівняння інтеграла зіткнень у наближенні (3) еквівалентне заміні ε на $\gamma(T, \omega)$ [13] (ε - мала додатна уявна частина частоти, що визначає поведінку зміни функції розподілу нуклонів $\delta n(\vec{r}, \vec{p}, t)$ у полюсах), можна узагальнити вираз для квадрупольної функції відгуку, знайдений у роботі [8], на нагріту систему. Таким чином, отримуємо вираз для квадрупольної функції відгуку нагрітої системи у вигляді

$$\tilde{R}_{22}(\omega, T) = R_{22}(\omega, T) + S_{22}(\omega, T). \quad (7)$$

Тут $R_{22}(\omega, T)$ - функція відгуку системи, обмеженої фіксованою поверхнею

$$R_{22}(\omega, T) = \frac{R_{22}^0(\omega, T)}{1 - \kappa_2 R_{22}^0(\omega, T)}, \quad (8)$$

де $R_{22}^0(\omega, T)$ - функція відгуку нульового наближення, що аналогічна одночастинковій функції відгуку у квантовій теорії,

$$R_{22}^0(\omega, T) = \frac{9A}{8\pi} \frac{1}{\varepsilon_F} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{N=0, \pm 2} C_{2N}^2 \int_0^1 dx x^2 \omega_{nN}(x) \frac{(Q_{nN}^2(x))^2}{\omega + i\gamma(T, \omega) - \omega_{nN}(x)}, \quad (9)$$

де $C_{20}^2 = 1/4$; $C_{2\pm 2}^2 = 3/8$; ε_F - енергія Фермі. Функції $\omega_{nN}(x)$ мають вигляд

$$\omega_{nN}(x) = \frac{v_F}{R} \frac{n\pi + N \arcsin(x)}{x}, \quad (10)$$

де v_F - швидкість Фермі; R - радіус фермі-системи. Коефіцієнти $Q_{nN}^2(x)$ в рівнянні (9) визначаються як

$$Q_{nN}^2(x) = (-1)^n v_F^2 \frac{2}{\omega_{nN}^2(x)} \left(1 + N \frac{v_F}{R} \frac{\sqrt{1-x^2}}{\omega_{nN}(x)} \right), \quad (n, N) \neq (0, 0) \quad (11)$$

та

$$Q_{00}^2(x) = R^2 \left(1 - \frac{2}{3} x^2 \right). \quad (12)$$

Другий доданок у рівнянні (7) представляє внесок, пов'язаний з коливаннями поверхні. У сепарабельному наближенні для залишкової взаємодії (2) функцію $S_{22}(\omega, T)$ можна знайти в явному вигляді [8]

$$S_{22}(\omega, T) = -\frac{R^6}{1 - \kappa_2 R_{22}^0(\omega, T)} \times \frac{[\chi_2^0(\omega, T) + \kappa_2 \rho_0 R^2 R_{22}^0(\omega, T)]^2}{[C_2(T) - \chi_2(\omega, T)] [1 - \kappa_2 R_{22}^0(\omega, T)] + \kappa_2 R^6 [\chi_2^0(\omega, T) + \rho_0 R^2]^2}, \quad (13)$$

де $\rho_0 = \frac{A}{(4\pi/3)R^3}$ - рівноважний розподіл густини. Функції $\chi_2^0(\omega, T)$ і $\chi_2(\omega, T)$ в рівнянні (13) мають вигляд

$$\chi_2^0(\omega, T) = \frac{9A}{4\pi} \frac{1}{R^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{N=0, \pm 2} C_{2N}^2 \int_0^1 dx x^2 \omega_{nN}(x) \frac{(-1)^n Q_{nN}^2(x)}{\omega + i\gamma(T, \omega) - \omega_{nN}(x)}, \quad (14)$$

$$\chi_2(\omega, T) = -\frac{9A}{4\pi} m v_F R (\omega + i\gamma_T) \times \quad (15)$$

$$\times \sum_{N=0, \pm 2} C_{2N}^2 \int_0^1 dx x^3 \operatorname{ctg} \left[\left(\frac{R}{v_F} (\omega + i\gamma(T, \omega)) - N \arcsin(x) \right) \right].$$

Параметр пружності ядерної поверхні $C_2(T)$ в рівнянні (13) містить температурні ефекти й має вигляд [14, 15]

$$C_2(T) = C_\sigma(T) + C_{Coul}(T). \quad (16)$$

Тут $C_\sigma(T)$ - внесок, пов'язаний із врахуванням поверхневого натягу

$$C_\sigma(T) = 4\sigma(T)R^2, \quad (17)$$

де $\sigma(T)$ - параметр поверхневого натягу, в якому враховано залежність від температури [14]

$$\sigma(T) = \sigma_0(1 - 6.4(T/\varepsilon_F)^2). \quad (18)$$

Параметр поверхневого натягу ядра $\sigma_0 \approx 1 \text{ MeV/фм}^2$. Другий доданок у рівнянні (16) описує внесок, пов'язаний із врахуванням дії кулонівських сил [15]

$$C_{Coul}(T) = -\frac{1}{2\pi} b_{Coul}(T) \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (19)$$

де

$$b_{Coul}(T) = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} (1 - 1.2(T/\varepsilon_F)^2) \text{ MeV}. \quad (20)$$

Зауважимо, що, оскільки будемо розглядати малі температури $T/\varepsilon_F \ll 1$, то згідно з формулами (18), (20) залежність коефіцієнтів $\sigma(T)$ і $b_{Coul}(T)$ від температури є слабкою і врахування температурних ефектів у цих параметрах не приведе до суттєвої зміни розподілу сили квадрупольних збуджень.

Температурна залежність квадрупольної силової функції

Розглянемо температурну залежність квадрупольної силової функції, що описує еволюцію квадрупольних коливань із зростанням температури. Силова функція визначається за допомогою квадрупольної функції відгуку як

$$S(\omega, T) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \tilde{R}_{22}(\omega, T). \quad (21)$$

Було проведено чисельні розрахунки силової функції для системи з числом нуклонів $A = 208$. При розрахунках було використано такі параметри: $r_0 = 1,2 \text{ Фм}$, $\varepsilon_F = 33,42 \text{ MeV}$, $m = 1,04 \text{ MeV} (10^{-22} \text{ с})^2/\text{Фм}^2$. Параметр залишкової взаємодії у формулі (3) вибрали рівним $\kappa_2 = -10^{-3} \text{ MeV/Фм}^4$ з огляду відтворення експериментального значення енергії квадрупольного гігантського резонансу в ядрі ^{208}Pb .

На рис. 1 показано розподіл сили квадрупольних коливань у рамках кінетичної моделі з рухомою поверхнею (див. формулу (7)) без врахування (штрихова крива) та з врахуванням (суцільна крива) зіткнень між нуклонами в наближенні часу релаксації при нульовій температурі. Видно, що при врахуванні зіткнень ширина розподілу в області гігантського резонансу збільшується, а в області низьколежачої колективної моди майже не змінюється.

Силову функцію квадрупольних коливань (7) при різних температурах показано на рис. 2. Видно, що із зростанням температури збільшується ширина розподілу як гігантського квадрупольного резонансу, так і низьколежачої колективної моди.

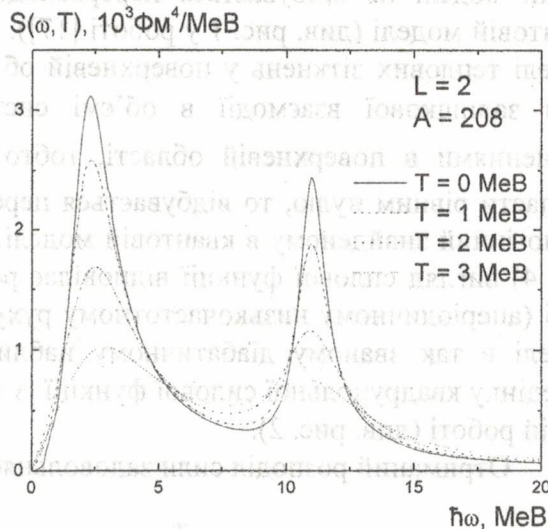
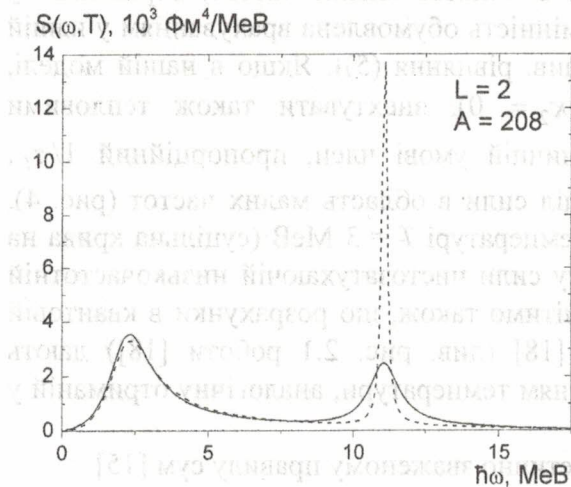


Рис. 1. Розподіл сили ізоскалярних квадрупольних коливань у холодній фермі-системі, див. рівняння (7). Пунктирна крива – без врахування зіткнень між нуклонами. Суцільна крива – із врахуванням зіткнень між нуклонами.

Рис. 2. Розподіл сили ізоскалярних квадрупольних коливань при різних температурах, див. рівняння (7).

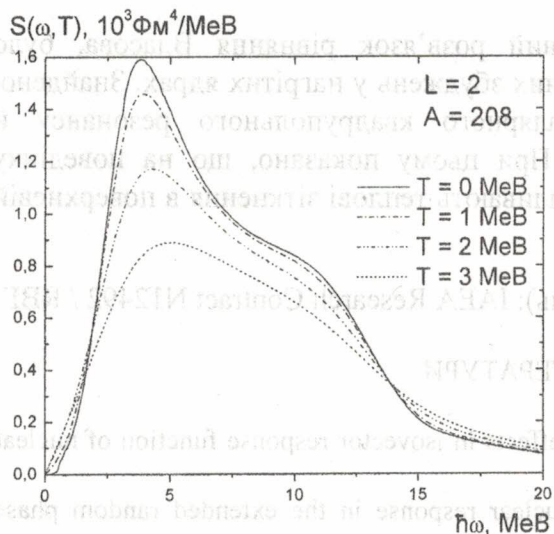


Рис. 3. Розподіл сили ізоскалярних квадрупольних коливань при різних температурах без врахування залишкової взаємодії в об'ємі системи ($\kappa_2 = 0$ в рівнянні (7)).

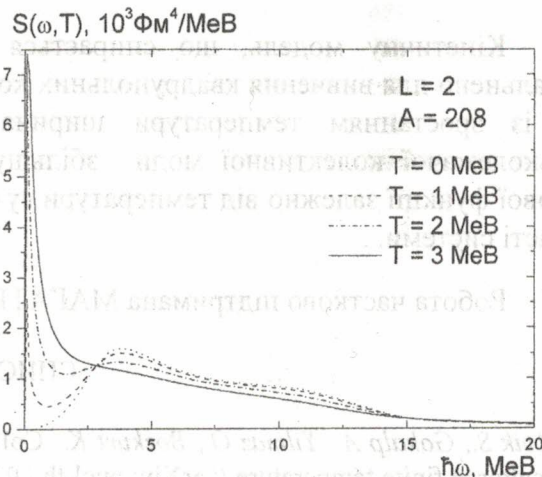


Рис. 4. Розподіл сили ізоскалярних квадрупольних коливань при різних температурах без врахування залишкової взаємодії в об'ємі системи ($\kappa_2 = 0$ в рівнянні (7)) і теплових зіткнень у поверхневій області (член, пропорційний $1/\tau_T$, вважаємо рівним нулю в рівнянні (5)).

Для порівняння з розрахунками в квантовій моделі [16, 17] на рис. 3 показано силову функцію (7) при різних температурах у наближенні, в якому, як і в квантовій моделі, не враховується залишкова взаємодія в об'ємі системи ($\kappa_2 = 0$ в рівнянні (7)). Видно, що в

нашій моделі не відбувається перерозподіл сили в область малих частот, отриманий у квантовій моделі (див. рис. 1 у роботі [17]). Ця відмінність обумовлена врахуванням у нашій моделі теплових зіткнень у поверхневій області (див. рівняння (5)). Якщо в нашій моделі, крім залишкової взаємодії в об'ємі системи ($\kappa_2 = 0$), знехтувати також тепловими зіткненнями в поверхневій області, тобто в граничній умові член, пропорційний $1/\tau_T$, покласти рівним нулю, то відбувається перерозподіл сили в область малих частот (рис. 4), аналогічний знайденому в квантовій моделі. При температурі $T = 3$ MeV (суцільна крива на рис. 4) вигляд силової функції відповідає розподілу сили чистозатухаючій низькочастотній моді (аперіодичному низькочастотному руху). Відмітимо також, що розрахунки в квантовій моделі в так званому діабатичному наближенні [18] (див. рис. 2.1 роботи [18]) дають поведінку квадрупольної силової функції із зростанням температури, аналогічну отриманій у нашій роботі (див. рис. 2).

Отриманий розподіл сили задовольняє енергетично зваженому правилу сум [15]

$$\int_0^{\infty} d(\hbar\omega) \hbar\omega S(\omega) = \frac{3}{4\pi} \frac{\hbar^2}{m} AR^2. \quad (22)$$

Отримано, що вже в інтервалі від 0 до 30 MeV силова функція вичерпує 94 % енергетично зваженого правила сум (22). Зокрема, в області гігантського квадрупольного резонансу (від 8 до 14 MeV) зосереджено 58 % енергетично зваженого правила сум, а в області низьколежачої колективної моди (від 0 до 8 MeV) зосереджено 29 %.

Висновки

Кінетичну модель, що спирається на явний розв'язок рівняння Власова, було узагальнено для вивчення квадрупольних колективних збуджень у нагрітих ядрах. Знайдено, що із зростанням температури ширина ізоскалярного квадрупольного резонансу й низьколежачої колективної моди збільшується. При цьому показано, що на поведінку силової функції залежно від температури суттєво впливають теплові зіткнення в поверхневій області системи.

Робота частково підтримана МАГАТЕ (Відень): IAEA Research Contract N12492 / RBF.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ayik S., Gokalp A., Yilmaz O., Bozkurt K. Collisional effects in isovector response function of nuclear matter at finite temperature // arXiv: nucl-th / 0209008.
2. Lacroix D., Chomaz P., Ayik S. Finite temperature nuclear response in the extended random phase approximation // Phys. Rev. – 1998. - Vol. C58. – P. 2154 - 2160.
3. Yildirim S., Gokalp A., Yilmaz O., Ayik S. Collisional damping of giant monopole and quadrupole resonances // arXiv: nucl-th / 0101016.
4. Kelly M.P., Snover K.A., van Schagen J.P.S. Giant dipole resonance in highly excited nuclei: does the width saturate? // Phys. Rev. Let. - 1999. - Vol. 82, No. 7. - P. 3404.
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. A 562. - P. 41.
6. Abrosimov V.I., Dellafiore A., Matera F. Kinetic – theory description of isoscalar dipole modes // Nucl. Phys. – 2002. – Vol. A697. – P. 748.
7. Абросімов В.І., Давидовська О.І. Кінетичний опис ізовекторних дипольних збуджень у нагрітих ядрах // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. – 2002. - № 2(8). – С. 39.
8. Abrosimov V.I., Dellafiore A., Matera F. Effects of surface vibrations on quadrupole response of nuclei // Nucl. Phys. – 2003. – Vol. A717. – P. 44.

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. *Kolomiets V.M., Plujko V.A., Shlomo S.* Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei // Phys.Rev. – 1996. – Vol. C 54. – P. 3014.
12. *Plujko V.A., Kavatsyuk O.O.* Comparison of analytical methods of E1 strength calculations middle and heavy nuclei // arXiv: nucl-th / 0210050; Proceedings of Eleventh Intern. Symp. On Capture Gamma – Ray Spectroscopy and Rel. Topics. – Prague, 2002.
13. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика.– М.: Наука. – 1979. – С.154.
14. *Иванов Ю.Б.* Поверхностное натяжение в нагретых ядрах // ЯФ. – 1981. – Т. 34, Вып. 1(7). – С. 45.
15. *Bohr A., Mottelson B.R.* Nuclear structure. – W.A.Benjamin. – Inc., Reading, Mass. – 1975. – Vol. 2. – App. 6A.
16. *Hofmann H.* A quantal transport theory for nuclear collective motion: The merits of locally harmonic approximation // Phys. Rep. – 1997. – Vol. 284. – P. 137 - 380.
17. *Hofmann H., Yamaji S., Jensen A.S.* Strength distribution of isoscalar quadrupole vibrations at finite temperature // Phys. Lett. - 1992. - Vol. B286. - P. 1.
18. *Hofmann H., Ivanyuk F., Yamaji S.* On the nature of nuclear dissipation, as a hallmark for collective dynamics at finite excitation // Nucl. Phys. – 1996. – Vol. A598. – P.187 - 234.

ІЗОСКАЛЯРНІ КВАДРУПОЛЬНІ КОЛИВАННЯ В ВОЗБУЖДЕНИХ ЯДРАХ

В. І. Абросимов, О. І. Давидовська

Поведення квадрупольної колективної силової функції в возбуждених (нагрітих) ядрах розглядається в кінетическій моделі, основаній на рішенні лінеаризованого рівняння Власова з граничними умовами на подвижній поверхності. Температурні ефекти учитуються в інтегралі зіткнень в приближенні ефективного часу релаксації. Знайдено, що з ростом температури колективність гігантського квадрупольного резонанса і низколежачої квадрупольної моди зменшується.

ISOSCALAR QUADRUPOLE OSCILLATIONS OF EXCITED NUCLEI

V. I. Abrosimov, O. I. Davidovskaya

The behavior of the quadrupole collective strength function of excited (hot) nuclei is considered within a kinetic model based on the solution of the Vlasov kinetic equation with moving surface boundary conditions. The temperature effects are taken into account in the collision integral in the relaxation time approximation. It is found that the collectivity of the giant quadrupole resonance and the low-lying quadrupole mode is decreased with increasing of the temperature.

Надійшла до редакції 16.04.03,
після доопрацювання – 02.07.03.