

ВИБРАЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР

А. Н. Горбаченко¹, В. А. Плюйко^{1,2}

¹ Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Проанализировано влияние затухания при расчете вклада вибрационных состояний в плотность уровней ядер. Исследована зависимость коэффициента вибрационного усиления плотности уровней ядра от энергии возбуждения. Учтен вклад квадрупольных и октупольных вибрационных состояний. Выполнено сравнение различных методов учета вклада вибрационных состояний в плотность ядерных уровней. Продемонстрирована довольно сильная зависимость вклада вибрационных состояний от времени релаксации.

Введение

Плотность уровней ρ одна из основных величин, которые используются для описания свойств высоковозбужденных состояний ядра и определяет характеристики его распада. Коллективные состояния могут сильно повлиять на плотность уровней в области низких энергий возбуждения [1 - 7]. Обычно учет вибрационных состояний в плотность уровней ρ оценивается с помощью коэффициента усиления (изменения) плотности уровней $K = \rho / \tilde{\rho}$, где $\tilde{\rho}$ - плотность уровней без учета вибрационных состояний. Применение при вычислении плотности уровней различных микроскопических подходов, учитывающих возбуждения коллективных состояний [1, 2, 8, 9], значительно усложняет последующие расчеты сечений ядерных реакций и становится нереалистичным при достаточно высоких энергиях возбуждения, где большую роль играет затухание коллективных состояний. Существуют простые феноменологические методы [1 - 7] для расчета коэффициента изменения плотности уровней K с учетом затухания вибрационных состояний. В данной работе изучается влияние вибрационных состояний на плотность уровней с помощью метода функции линейного отклика ядра на мультипольное поле [10 - 13]. Данный метод позволяет учесть затухание вибрационных состояний стандартным для кинетического подхода способом путем введения интеграла столкновений в приближении времени релаксации. В работе также анализируются различные феноменологические способы расчета вклада вибрационных состояний в плотность ядерных уровней и для расчета фактора K предполагается новое простое выражение.

Методы расчета коэффициента изменения плотности уровней

Коэффициент изменения плотности уровней вычисляем как отношение величин плотности уровней с учетом и без учета вибрационных состояний. В рамках статистического подхода соотношение при выражении для плотности уровней ядра с массовым числом A и энергией возбуждения U имеет следующий вид [1]:

$$\rho(U, A) = (4\pi^2 D)^{-1/2} \exp(-\alpha_0 A + \beta_0 \times (U + E_g) - \beta_0 \Omega(\alpha_0, \beta_0)), \quad (1)$$

где E_g - энергия основного состояния; $\Omega(\alpha, \beta) = -\ln Z(\alpha, \beta) / \beta$ - термодинамический потенциал; $Z(\alpha, \beta)$ - статистическая сумма: $Z(\alpha, \beta) = \text{Tr} \left[\exp(-\beta \hat{H} + \alpha \hat{A}) \right]$. Символ "Tr" обозначает операцию взятия следа операторов по всем переменным; \hat{H} - полный гамильтониан системы нуклонов; \hat{A} - оператор количества нуклонов. Величина D в формуле (1) является детерминантом вторых частных производных от логарифма статистической суммы по переменным α и β в седловой точке α_0, β_0 :

$$D = D_{\alpha\alpha} D_{\beta\beta} - D_{\alpha\beta}^2, \quad D_{\tau\tau'} = \partial^2 \ln Z(\tau, \tau') / \partial \tau \partial \tau' \Big|_{\tau, \tau' = \{\alpha_0, \beta_0\}}. \quad (2)$$

Параметры седловой точки α_0, β_0 определяют температуру ($T = 1/\beta_0$) и химический потенциал ($\mu_0 = \alpha_0/\beta_0$) ядра и находятся из решения системы уравнений термодинамического состояния

$$A = \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln Z = - \frac{\partial}{\partial \alpha} [\beta \Omega], \quad (3)$$

$$U = - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z - E_g = \frac{\partial}{\partial \beta} [\beta \Omega] - E_g.$$

Коллективные состояния изменяют термодинамический потенциал [10 - 13]

$$\Omega = \tilde{\Omega} + \Delta\Omega, \quad (4)$$

где $\tilde{\Omega}$ - термодинамический потенциал без учета коллективных состояний; $\Delta\Omega$ - добавка к термодинамическому потенциалу от вклада коллективных (вибрационных) состояний. Следуя приближению RPA, считаем, что вибрационные состояния мультипольности L формируются двухчастичным когерентным взаимодействием сепарабельного вида мультиполь-мультипольного вида:

$$V_{res}^{\kappa}(i, j) = \kappa \sum_{\mu=-L}^{+L} q_{L\mu}^*(\vec{r}_i) q_{L\mu}(\vec{r}_j), \quad q_{L\mu}(\vec{r}) = r^L Y_{L\mu}(\hat{r}),$$

где κ - константа силы мультипольного взаимодействия. В результате [10 - 13] добавка $\Delta\Omega_L$ к термодинамическому потенциалу за счет вибрационного состояния мультипольности L имеет вид

$$\Delta\Omega_L = \frac{2L+1}{2\pi} \int_0^{\kappa} d\kappa' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hbar}{1 - e^{-\beta\hbar\omega}} \times \\ \times \text{Im} \{ \chi_L^{\kappa'}(\omega) - \tilde{\chi}_L(\omega) \} d\omega = -(1/\beta) \ln \Delta Z_L, \quad (5)$$

где $\chi_L^{\kappa}(\omega)$ - функция отклика ядра на периодическое внешнее поле с частотой ω и координатным форм-фактором $q_L(\vec{r})$, $\tilde{\chi}_L(\omega) \equiv \chi_L^{\kappa=0}(\omega)$ - функция отклика независимых нуклонов. Отметим, что в полуклассическом подходе, основанном на кинетическом уравнении Власова - Ландау [14 - 16], в однокомпонентной системе и в приближении хаотических фаз (RPA) [15] функция отклика имеет одинаковый вид, а именно:

$$\chi_L^{\kappa}(\omega) = \tilde{\chi}_L(\omega) / (1 - \kappa \tilde{\chi}_L(\omega)). \quad (6)$$

Полная добавка к термодинамическому потенциалу равняется сумме всех добавок для вибрационных состояний с определенной мультипольностью L :

$$\Delta\Omega = \sum_L \Delta\Omega_L \equiv - \sum_L (1/\beta) \ln \Delta Z_L = -(1/\beta) \ln \Delta Z. \quad (7)$$

В дальнейшем при вычислении полного вклада вибрационных состояний ограничиваемся вкладом от вибрационных состояний мультипольностей $L = 2, 3$. При расчетах с помощью соотношений (6) - (7) используется выражение для функции отклика системы независимых нуклонов $\tilde{\chi}_L$ в однорезонансном приближении ($\tilde{\chi}_L \equiv \tilde{\chi}_L^{(1)}$), которое соответствует функции отклика затухающего гармонического осциллятора, а также выражение $\tilde{\chi}_L \equiv \tilde{\chi}_L^{(VL)}$ [14, 15], полученное с применением уравнения Власова - Ландау с интегралом столкновения. Расчеты коэффициента изменения плотности уровней с функциями отклика $\tilde{\chi}_L \equiv \tilde{\chi}_L^{(VL)}$ и $\tilde{\chi}_L \equiv \tilde{\chi}_L^{(1)}$ будем обозначать $K_{RF} = K(\chi_L^{(VL)}(\tau_C))$ и $K_{RF}^{(1)} = K(\chi_L^{(1)})$ соответственно.

В однорезонансном приближении имеем следующее выражение для функции отклика системы независимых нуклонов:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_L(\omega) &= (B/\hbar)[(\omega - \tilde{\omega}_L + i\eta_L)^{-1} - \\ &- (\omega + \tilde{\omega}_L - i\eta_L)^{-1}] \equiv \tilde{\chi}_L^{(1)}(\omega). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь B - нормировочная константа, которая находится из энергетически взвешенного правила сумм; $\hbar\tilde{\omega}_L$ - характеристическая энергия осциллятора (для квадрупольного и октупольного состояний $\hbar\tilde{\omega}_2 = 20/A^{1/3}$ МэВ и $\hbar\tilde{\omega}_3 = 41/A^{1/3}$ МэВ); $\eta_L = 1/\tau(\omega_L, T)$, где $\tau(\omega_L, T)$ - время релаксации коллективных состояний с частотой ω при температуре T . Константа силы в коллективной функции отклика (6) находилась из условия совпадения энергии пика силовой функции (6) с экспериментальным значением энергии $\hbar\omega_{L,\text{exp}}$ соответствующего нижайшего мультипольного состояния в холодном ядре ($\kappa = \text{Re}((\tilde{\chi}_L(\omega_{L,\text{exp}}, T=0))^{-1})$).

Расчет времени релаксации производился двумя способами. В первом - время релаксации рассчитывается в рамках кинетической теории с учетом эффектов запаздывания при двухчастичных столкновениях [16, 17] и соответствует выражению Ландау

$$\hbar/\tau(\omega, T) = [(\hbar\omega/2\pi)^2 + T^2]/\alpha \equiv \hbar/\tau_C(\omega, T). \quad (9)$$

Константа α обратно пропорциональна среднему сечению рассеяния нуклонов в ядре; при использовании значения сечения рассеяния нуклонов в свободном пространстве имеем [17, 18] $\alpha = 5,2$ и $3,8$ МэВ для квадрупольного 2^+ и октупольного 3^- состояний соответственно.

Во втором случае используется выражение модели независимых источников диссипации [19], в котором учитывается вклад однотельной диссипации

$$\begin{aligned} \hbar/\tau(\omega, T) &= \hbar/\tau_C(\omega, T) + \hbar/\tau_S(\omega, T), \\ \hbar/\tau_S(\omega, T) &= k_S \Gamma_W, \quad \Gamma_W = 0,75\hbar v_F / R_0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $R_0 = 1,27A^{1/3}$ фм, v_F - скорость нуклонов при энергии Ферми, а

$$k_S = \begin{cases} k_r + (k_s(0) - k_r) |(\hbar\omega - E_r)/E_r|^{n_s}, & \hbar\omega < E_r, \\ k_r, & \hbar\omega \geq E_r. \end{cases}$$

Константа k_r определялась из совпадения величины $2\hbar/\tau(\omega = E_r/\hbar, T=0)$ с экспериментальным значением ширины Γ_r гигантского резонанса данной мультипольности и энергии E_r ; $k_s(0) = 0,1$; $n_s = 1$ [19].

Большинство феноменологических выражений для коэффициента усиления плотности уровней базируются на бозонном выражении для изменения статистической суммы. В работе [3] в качестве K использовался модуль отношения статистических сумм бозонных состояний с комплексными энергиями

$$K = \prod_L \left| \frac{1 - \exp[-(\hbar\omega_L + i\gamma_L)/T]}{1 - \exp[-(\hbar\tilde{\omega}_L + i\tilde{\gamma}_L)/T]} \right|^{-(2L+1)} \equiv K_{CE},$$

где $\gamma_L = \bar{\gamma}(\omega_L, T)$, $\tilde{\gamma}_L = \bar{\gamma}(\tilde{\omega}_L, T)$ - коэффициенты затухания бозонных состояний; $\tilde{\omega}_L$ - частоты $1p1h$ состояний соответствующей мультипольности. В работе [3] энергии вибрационных состояний считались зависящими от температуры $[\hbar\omega_L(T)]^2 = [\hbar\tilde{\omega}_L]^2 - \xi(T)\{[\hbar\tilde{\omega}_L]^2 - [\hbar\omega_{L,\text{exp}}]^2\}$, $\xi(T) = \exp\{-C_1 T^2 / [\hbar\omega_{L,\text{exp}}]\}$, $C_1 = 0,08$ МэВ⁻¹.

При вычислении ширины распада вибрационных состояний использовалось выражение Ландау

$$\Gamma_L(\omega_L, T) = C_L \cdot [(\hbar\omega_L)^2 + 4\pi^2 T^2], \quad (11)$$

где $C_{2^+} = C_{3^-} = 0,013$ МэВ⁻¹.

В работе [6] в качестве выражения для K использовалась формула $\Delta Z_{DN} = \exp(\bar{S} - \bar{U}/T) \equiv K_{DN}$ с выражениями \bar{S} , \bar{U} в виде $\bar{S} = \sum_L (2L+1)[(1+\bar{n}_L)\ln(1+\bar{n}_L) - \bar{n}_L \ln \bar{n}_L]$, $\bar{U} = \sum_L (2L+1)\hbar\omega_L \bar{n}_L$ с затухающими числами заполнения $\bar{n}_L = \exp(-\Gamma_L/(2\hbar\omega_L))/(\exp(\hbar\omega_L/T) - 1)$ вибрационных состояний.

В дальнейшем будем также использовать следующие выражения для изменения статистических сумм [20]:

$$\Delta Z = \prod_L (1 + n_L(\omega_L))^{2L+1} \equiv \Delta Z_{BAN},$$

$$\Delta Z = \prod_L ((1 + n_L(\omega_L))/(1 + n_L(\tilde{\omega}_L)))^{2L+1} \equiv \Delta \bar{Z}_{BAN} \quad (12)$$

с размытыми числами заполнения

$$\bar{n}_L = (\exp(\hbar\omega_L/T) - 1)^{-1} \times$$

$$\times (1 - \exp(-2\pi\Gamma_L/\hbar\omega_L))\hbar\omega_L/(2\pi\Gamma_L),$$

где ширины находятся с помощью выражения (11). Так как константы $C_{2^+, 3^-}$ не зависят от энергии, то вычисляются из условия подгонки выражением (11) значений соответствующих ширин гигантских резонансов.

На рис. 1 сравниваются экспериментальные значения ширин гигантских резонансов с полученными $\Gamma_{2^+} = 17,5/A^{1/3}$ МэВ и $\Gamma_{3^-} = 37,8/A^{1/3}$ МэВ, которые использовались для нахождения констант $C_L = \Gamma_L/(2E_L^2)$; энергии гигантских резонансов вычислялись согласно систематикам $E_{2^+} = 64,7/A^{1/3}$ МэВ и $E_{3^-} = 115/A^{1/3}$ МэВ из [23]. Данные ниже значения коэффициента изменения плотности уровней, рассчитанные с помощью (12), обозначаем как K_{BAN} и \bar{K}_{BAN} соответственно.

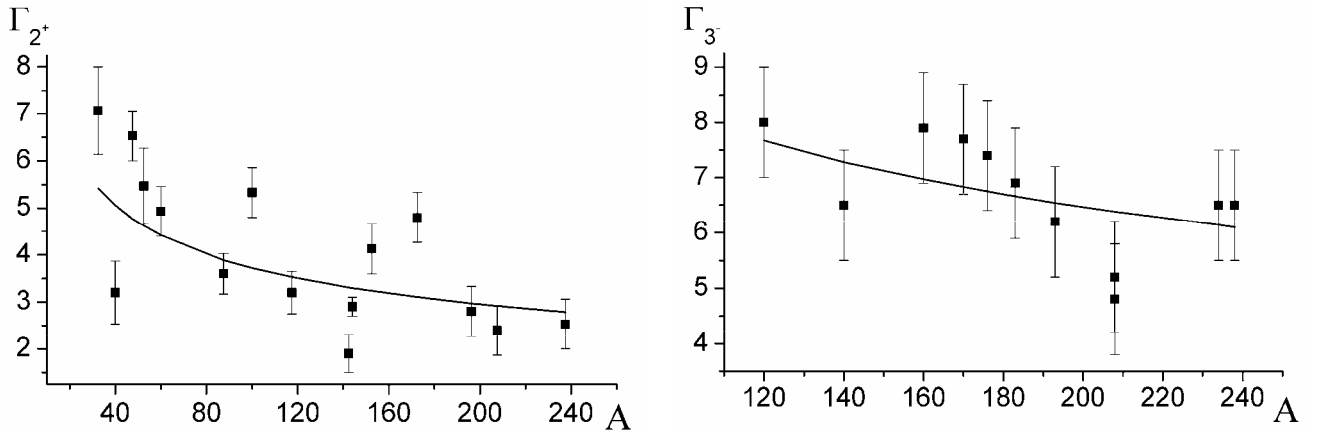


Рис. 1. Зависимость ширины гигантских квадрупольного и октупольного резонансов от массового числа. Экспериментальные данные взяты из [21, 22].

В модульной системе кодов EMPIRE-II (версия 2.18, [24]), используемой для расчета характеристик ядерных реакций, коэффициент K вычисляется с помощью выражения

$$K = K_{LDM}(1 - Q_{замух.}) + Q_{замух.} \equiv K_{EM}, \quad (13)$$

где $K_{LDM} = \exp[C_3 A^{2/3} \cdot T^{4/3}]$; $Q_{замух.} = 1/[1 + \exp\{(T_{1/2} - T)/DT\}]$; $C_3 = 0,06064$ МэВ $^{-4/3}$; $T_{1/2} = 1$ МэВ; $DT = 0,1$ МэВ. В дальнейшем такой коэффициент обозначаем как K_{EM} .

Результаты расчетов и их обсуждение

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов коэффициента вибрационного усиления плотности уровней и температуры для ядра ^{56}Fe в зависимости от энергии возбуждения при разных значениях параметра α . Вычисления выполнены по методу функции отклика с использованием однорезонансного приближения (8); $E_{2^+} = 0,847$ МэВ, $E_{3^-} = 3,07$ МэВ. Штрихованные кривые соответствуют использованию времени релаксации с учетом однотельной диссипации. Видно, что коэффициент вибрационного усиления плотности уровней и температура ядра довольно сильно зависят от величины времени релаксации. Зависимость от времени релаксации температуры ядра слабее, чем коэффициента вибрационного усиления плотности уровней. Однако пренебрегать ею не следует, так как малое изменение температуры может приводить к большим изменениям в значении коэффициента усиления плотности уровней. Учет однотельной диссипации во времени релаксации приводит к сдвигу максимума K в область низких энергий возбуждения и его уменьшению. Этот эффект проявляется тем больше, чем больше вклад однотельной диссипации.

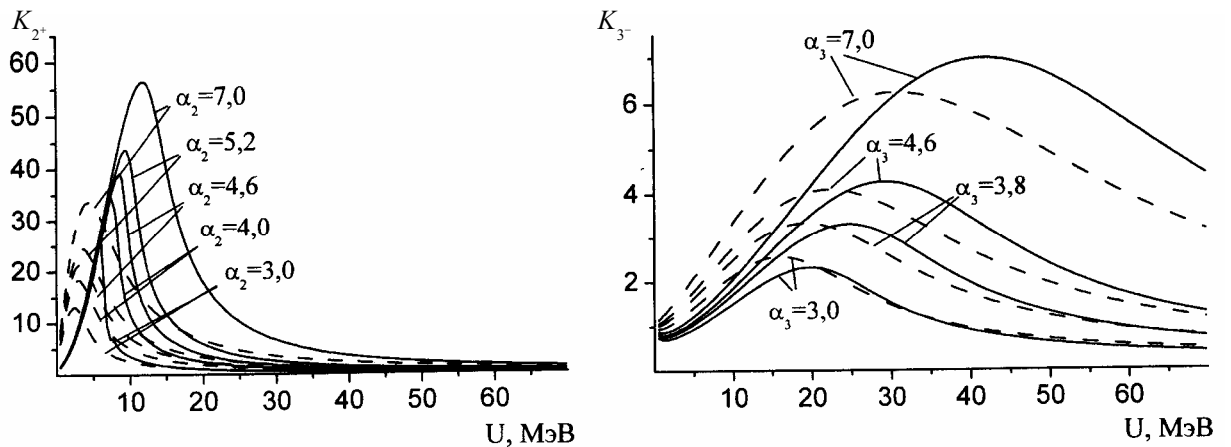


Рис. 2. Зависимость коэффициента вибрационного усиления плотности уровней в ядре ^{56}Fe от энергии возбуждения при разных значениях α для 2^+ и 3^- состояний.

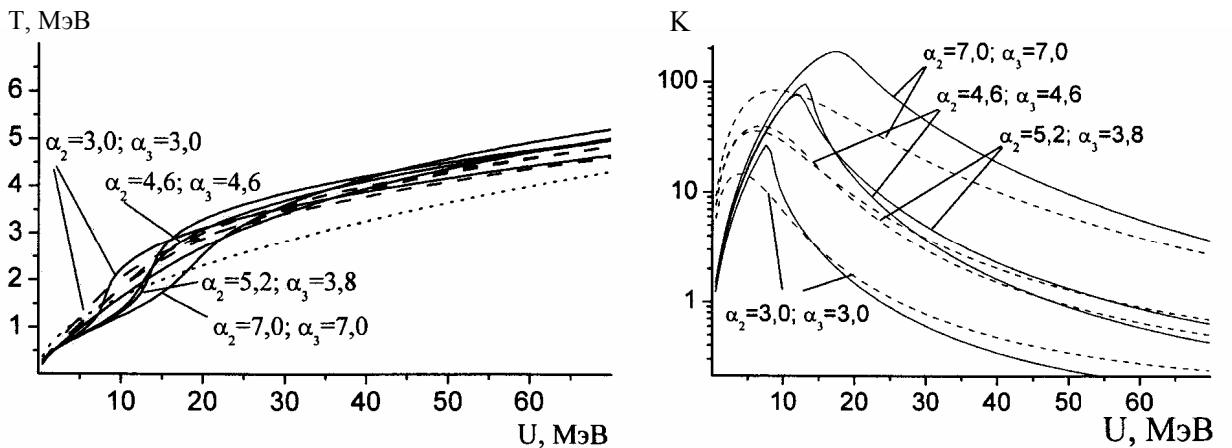


Рис. 3. Зависимость температуры и полного коэффициента вибрационного усиления плотности уровней в ядре ^{56}Fe от энергии возбуждения при разных значениях α .

Таким образом, довольно сильная зависимость коэффициента вибрационного усиления плотности уровней от времени релаксации может дать дополнительную возможность для исследования затухания коллективных времен релаксации в возбужденных ядрах на основе анализа их плотностей уровней.

На рис. 4 и 5 сравниваются результаты расчетов коэффициента вибрационного усиления плотности уровней в ядрах ^{56}Fe и ^{146}Sm в рамках метода функции отклика и различных феноменологических подходов. Значения энергии E_{2^+} , E_{3^-} в ядре ^{56}Fe брались равными своим экспериментальным величинам

$E_{2^+} = 0,847$ МэВ и $E_{3^-} = 3,07$ МэВ, а в ядре ^{146}Sm вычислялась согласно систематике экспериментальных данных: $E_{2^+} = 30/A^{2/3}$ МэВ; $E_{3^-} = 50/A^{2/3}$ МэВ. Увеличение ширины распада с энергией возбуждения приводит к уменьшению величины коэффициента вибрационного усиления плотности уровней.

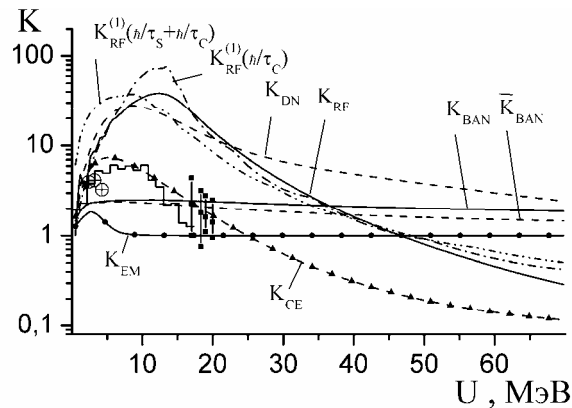


Рис. 4. Зависимость коэффициента вибрационного усиления плотности уровней от энергии возбуждения в ядре ^{56}Fe : $K_{RF}^{(1)}$, K_{RF} - расчет с однорезонансной функцией отклика и точным решением уравнения Власова - Ландау соответственно; K_{DN} - убывающие числа заполнения; K_{BAN} - метод с размытыми числами заполнения; K_{EM} - из кода EMPIRE-II; K_{CE} - бозонная статистическая сумма с комплексными энергиями. гистограмма и точки – микроскопические и экспериментальные оценки из [4].

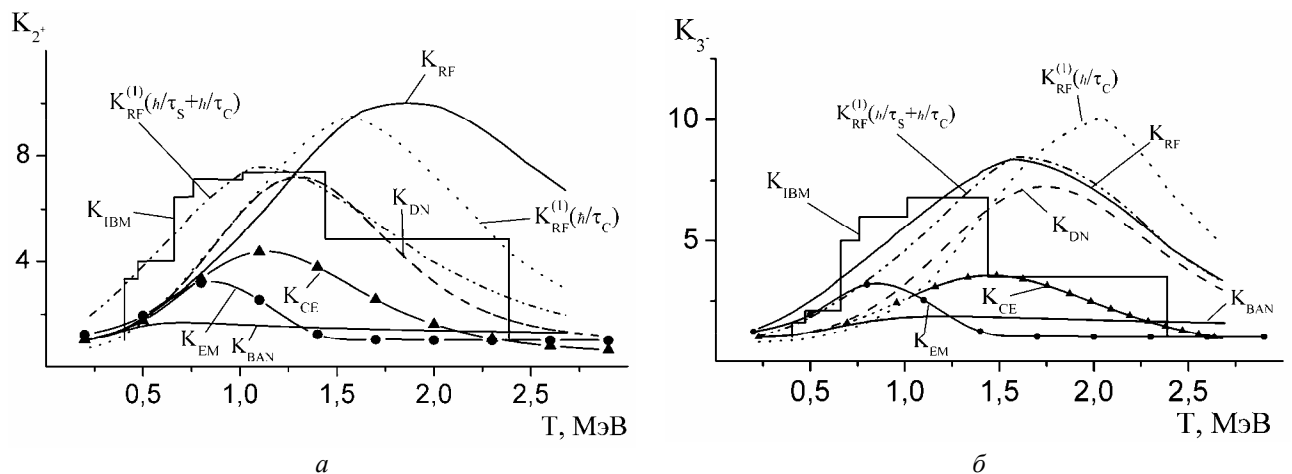


Рис. 5. Зависимость коэффициента вибрационного усиления плотности уровней от температуры в ядре ^{146}Sm при учете вибрационных состояний 2^+ (а) и 3^- (б) соответственно: гистограмма – модель взаимодействующих бозонов при конечных температурах [8, 9], остальные обозначения, как и на рис. 4.

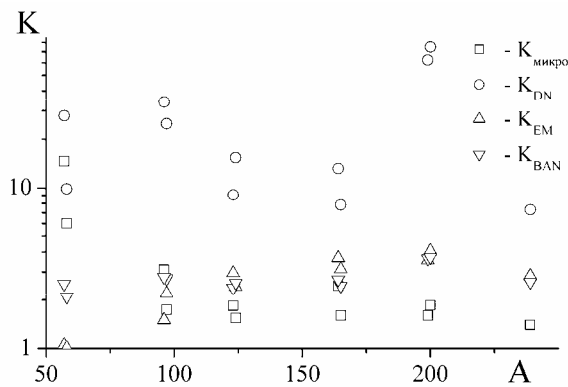


Рис. 6. Сравнение разных вариантов параметризации коэффициента вибрационного усиления плотности уровней с микроскопическими расчетами $K_{\text{микро}}$ [2]

Видно, что расчеты коэффициента вибрационного усиления плотности уровней по методу функции отклика, по порядку величины согласуются с расчетами в рамках модели взаимодействующих тепловых бозонов K_{IBM} [8, 9] и с феноменологическими расчетами, использующими бозонную статистическую сумму как с затухающими числами заполнения бозонных состояний ($K = K_{DN}$), так и ($K = K_{BAN}$). В то же время значения K_{BAN} и K_{DN} в максимумах отличаются примерно на порядок, однако их можно согласовать, если использовать разные значения для времени релаксации вибрационных состояний.

На рис. 6 сравниваются разные параметризации коэффициента вибрационного усиления плотно-

сти уровней с микроскопическими расчетами $K_{\text{микро}}$ в рамках квазичастично-фононной модели ядра [2]. Как видно из рисунка, значения $K = K_{\text{BAN}}$, вычисленные с использованием бозонных статистических сумм (12) с размытыми числами заполнения, согласуются с микроскопическими расчетами.

Работа была частично поддержана МАГАТЭ (IAEA Research Contract № 12492).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Игнатюк А.В.*, Статистические свойства возбужденных ядер. - М: Энергоатомиздат, 1983.
2. *Вдовин А.И., Воронов В.В., Малов Л.А. и др.* Полумикроскопическое описание плотности состояний сложных ядер // Физика элементарных частиц и атомного ядра. - 1976. - Т. 7. - С. 952 - 988.
3. *Блохин А.И., Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н.* Вибрационное увеличение плотности уровней ядер области железа // ЯФ. - 1988. - Т. 48, вып. 2(8) - С. 371 - 377.
4. *Ignatyuk A.V., Lunev V.P., Shubin Yu.N.* Comparison of combinatorial and thermodynamic methods of calculating nuclear level densities // Nuclear Theory for Fast Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA-TECDOC-483, - Vienna, 1988. - P. 122 - 130.
5. *Ежов С.Н., Плюйко В.А.* Влияние вибрационных состояний на термодинамические характеристики нагретых ядер // Изв. РАН. Сер. физ. - 1993. - Т. 57, № 5. - С. 78 - 84; *Ezhov S.N., Plujko V.A.* The influence of the vibrational states on the thermodynamic characteristic of heated nuclei // Вісник Київ. ун-ту. - Сер.: Фіз.-мат. науки. - 1997. - Вип. 3. - С. 352 - 360.
6. *Ignatyuk A.V., Weil J.L., Raman S., Kahane S.* Density of the discrete levels in ^{116}Sn // Phys. Rev. - 1993. - Vol. C47. - P. 1504 - 1513.
7. *Плюйко В.А., Горбаченко А.Н.* Влияние вибрационных состояний на температуру и плотность уровней ядра // Изв. РАН. Сер. физ. - 2002. - Т. 66, № 10. - С. 1499 - 1503.; Влияние затухания вибрационных состояний на плотность уровней атомных ядер // Изв. РАН. Сер. физ. - 2003. - Т. 67. - С. 1555 - 1557.
8. *Capote R., Kusnezov D., Mengoni A., Ventura A.* Damping of the collective enhancement of the level density for thorium isotopes // Proc. of 9-th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, June 5 - 9, 2000. - Suppl. № 115. - P. 125 - 134.
9. *Mengoni A., Ventura A., Masetti S., et al.* Collective degrees of freedom in nuclear level densities // Journal of Nuclear Science and Technology. - 2002. - Suppl. 2. - P.766 - 769.
10. *Плюйко В.А., Горбаченко О.М.* Расчет влияния вибрационных состояний на плотность уровней ядра методом функции отклика // УФЖ, - 2003. - Т. 48. - С. 790 - 794.
11. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M.* Dependence of nuclear level density on vibrational state damping // Capture gamma-ray spectroscopy and related topics: Proc. 11-th Int. Symp. // Eds. J. Kvasil, P. Cejnar, M. Krticka. - New Jersey, London: World Scientific Pub.Co., 2003. - P. 789 - 792 (LANL e-Print, <http://arXiv.org/abs/nucl-th/0210048>).
12. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M.* Proc. of Int. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, AIP Conf. Proc. - 2005 - Vol. 769. - P. 1124 - 1128.
13. *Плюйко В.А., Горбаченко А.Н.* Расчет вибрационного увеличения плотности уровней с помощью метода функции отклика // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 2(15). - С. 17 - 28.
14. *Burgio G.F., Di Toro M.* Nuclear collective motions in a self-consistent Landau-Vlasov approach // Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A476. - P. 189 - 212.
15. *Dellafiore A., Matera F.* Semiclassical kinetic equation and the WKB approximation // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A460. - P.245- 264.
16. *Kolomietz V.M., Plujko V.A., Shlomo S.* Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei // Phys. Rev. - 1996. - Vol. C54. - P. 3014 - 3024.
17. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M., Kavatsyuk M.O.* Two-body relaxation times in heated nuclei // Acta Physica Slovaca. - 2001. - Vol. 51, No 4. - P. 231 - 245 (LANL e-Print, <http://arXiv.org/abs/nucl-th/0107072>).
18. *Plujko V.A., Ezhov S.N., Gorbachenko O.M., Kava-tyuk M.O.* Non-Markovian collision integral in Fermi-systems // Journal of Physics: Condensed Matter. - 2002. - Vol. 14. - P. 9473 - 9483 (LANL e-Print, <http://arXiv.org/abs/nucl-th/0210046>).
19. *Plujko V.A., Eshov S.N., Kavatsyuk M.O. et al.* Testing and improvements of gamma-ray strength functions for nuclear model calculations // Journal of Nuclear Science and Technology. - 2002. - Suppl. 2. - P. 811 - 814.
20. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M.* Effect of vibrational states on nuclear level density // Book of abstract of Int. Conf. "Nuclear structure and related topics" Dubna, Russia, June 13 - 17, 2006. - P. 65.
21. *Bertrand F. E.* Giant multipole resonances. Perspectives after ten years // Nucl. Phys. - 1981. - Vol. A354. - P. 129 - 156.
22. *Van der Woude A.* The electric giant resonances // Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei / Ed. by J. Speth. - Singapore: World Scientific, 1991. - Chap. II. - P. 99 - 232.
23. Handbook for calculations of nuclear reaction data. (Reference Input Parameter Library). IAEA, April. - 2003 (<http://161.5.7.5/RIPL-2/>).
24. *Herman M., Capote-Noy R., Oblozinsky P. et al.* Recent development and validation of the nuclear reaction code EMPIRE // Journal of Nuclear Science and Technology. - 2002. - Suppl. 2. - P. 116 -119. (<http://www-nds.iaea.org/empire/>)

VIBRATIONAL ENHANCEMENT OF NUCLEAR LEVEL DENSITY

O. M. Gorbachenko, V. A. Plujko

Effect of vibrational state damping on enhancement of nuclear level density due to vibrational states is analysed. The coefficient of the nuclear level density enhancement due to the collective vibrations with allowance for quadrupole and octupole states is studied, as a function of the nuclear excitation energy. The comparison of different methods with account of vibrational state effect in nuclear level density is performed. The calculations are rather strongly dependent on collective relaxation time value.

ВІБРАЦІЙНЕ ПІДСИЛЕННЯ ГУСТИНИ ЯДЕРНИХ РІВНІВ

О. М. Горбаченко, В. А. Плуйко

Проаналізовано вплив затухання вібраційних станів при обчисленні їх внеску в густину рівнів ядер. Досліджено залежність коефіцієнта підсилення густини рівнів ядра від енергії збудження. Враховано внесок квадрупольних та октупольних вібраційних станів. Виконано порівняння різних методів урахування внеску вібраційних станів у густину рівнів. Розрахунки демонструють досить сильну залежність значень коефіцієнта підсилення густини рівнів від величини часу релаксації колективних станів.