

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

И 379

P4-88-763

Нгуен Динь Данг*

ЗАТУХАНИЕ ИЗОВЕКТОРНЫХ
ГИГАНТСКИХ ДИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В НАГРЕТЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

* Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

1988

I. Введение

В течение последних лет большой интерес вызвало изучение свойств коллективных состояний в высоковозбужденных ядрах. Начиная с первого наблюдения гигантских дипольных резонансов (ГДР) в нагретых ядрах, образующихся при p - или n -захвате 11 , в слиянии тяжелых ионов $^{2-4}$ и в глубоконеупругих реакциях с тяжелыми ионами 5 , и до сих пор γ -распад высоковозбужденных ядер был измерен во многих экспериментах $^{6-9}$. В настоящий момент уже известны многие характеристики ГДР в нагретых ядрах с температурой $T \sim 1 - 3$ МэВ и спином $I \leq 40 \hbar$ (см. обзор 10). Общее в них заключается в увеличении ширины гигантского резонанса (ГР) так же, как в одностороннем направлении его центроида энергии (ЦЭ) с ростом температуры и спина.

Результаты экспериментов были сопровождаемы множеством теоретических работ, описывающих коллективные состояния в нагретых ядрах путем обобщения бестемпературного приближения случайных фаз (ПСФ) на конечную температуру (КТ-ПСФ) $^{11-20}$. Однако результаты этих работ показали, что ПСФ, зависит оно от температуры или нет, не может дать достаточно корректного описания затухания ГР, за исключением некоторых дискретных расщеплений 11,13,19 . Как в случае нулевой температуры, ширины ГР представляют собой главным образом ширины Γ^{\downarrow} и появляются в результате взаимодействий с более сложными конфигурациями, $(2p-2h)$ -состояниями и т.д. Вклад ширины вылета Γ^{\uparrow} в тотальную ширину распада вносит связь с континуумом, влияние которого оказывается относительно малым даже при сравнительно низких температурах 17 . В действительности при конечной температуре (КТ) мы сталкиваемся с двумя следующими механизмами ГР:

1) с затуханием мультиквартичных состояний в нагретых ядрах. Эта проблема внутренне связана с шириной затухания одночастичных состояний в холодных ядрах - вопросом, выходящим за рамки ПСФ (или КТ-ПСФ). Ответ на него может быть найден только с учетом связи с $(2p-2h)$ -состояниями (или вдобавок $(2p-2p)$, $(2h-2h)$ - состояниями при КТ). Это механизм затухания, связанный с квантованными флуктуациями;

2) с затуханием Ландау, связанным со статистическими флуктуациями. В КТ-ПСФ, будучи трактованным на уровне теории среднего поля, расщепление Ландау не оказалось главным механизмом затухания и менялось не очень существенно с изменением температуры $^{15-17,19}$. Вопрос о том, какую же роль играет затухание Ландау в том случае, когда включены связи с $(2p-2h)$ -конфигурациями из "I", остается пока открытым.

Так как теоретическое понимание затухания ядерного коллективного движения до сих пор не полностью освещено, механизм затухания привлекает большое внимание в последние годы $^{21-27}$. Два вышепоставленных вопроса до сих пор ждут количественных ответов.

В нагретых и сильно вращающихся ядрах деформация формы или высокий спин, расщепляющие ГДР на несколько компонент, вносят важный вклад в увеличение ширины ГР. Этот вопрос подробно исследован во множестве работ 23,25,29,30 , и мы его здесь касаться не будем.

Недавно мы обобщили квазичастично-фононную модель ядра (КФМЯ) (см. 31 и ссылки там же), которая успешно применяется при описании многих характеристик коллективных возбуждений, включая ширину затухания ГР 22 в холодных ядрах, на случай КТ 19,32,33 . Воспользовавшись техникой температурных функций Грина, нам удалось вывести в 32,33 явную систему основных уравнений КФМЯ при КТ (КТ-КФМЯ) с учетом также эффектов фононных корреляций в основном состоянии и фононного рассеяния. Мы также представили в 32,33 диаграммную иллюстрацию для физических процессов, описываемых полученной системой, и указали на новые диаграммы, возникающие исключительно при КТ (см. также 34,35). Позже альтернативный подход с учетом связи с $(2p-2h)$ -конфигурациями при КТ предложили Ианнулеас и Жанг 36 как обобщение их вторичного ПСФ 37 на КТ. Численные расчеты затухания одночастичного движения и вибрационного движения в нижайшем порядке связи между частицами и колебаниями (" $1p-1h$ " + "фонон") на основе формализма Матсубара при КТ провели недавно Бортиньон и др. в 24 , развивая подход теории ядерных полей (ТЯП) 21 . Их результаты показали, что положения и ширины ГР в четно-четных сферических ядрах оказались довольно устойчивыми с изменением температуры. Несмотря на некоторые попытки рассмотреть связь гигантских вибраций с термальными флуктуациями ядерной поверхности 23,25,26,38 , проведенные позже, до сих пор отсутствуют полные микроскопические расчеты с учетом взаимодействий с $(2p-2h)$ -конфигурациями и статистических флуктуаций при КТ.

В настоящей работе мы следуем поэтому за микроскопическим подходом КТ-КФМЯ, предложенным нами в 19,32,33 для описания ГР в четно-четных сферических ядрах при КТ. В нашем подходе модельный гамильтониан выражается через термальные фононные (двухквартичные) операторы, структура которых вычисляется в КТ-ПСФ 19 . Связь с $(2p-2h)$ -конфигурациями рассматривается путем введения волновых функций возбужденных состояний, состоящих из одно- и двухфононных компонент при КТ, аналогично бестемпературной КФМЯ 31 . Мы также подчеркиваем взаимосвязь между затуханием Ландау, обязанным своим происхождением статистическим (или термодинамическим) флуктуациям, и квантовыми флуктуациями, вызванными взаимодействиями с $(2p-2h)$ -конфигурациями. Эта взаимосвязь оказывается крайне важной для корректного описания наблюдаемой ширины ГР при КТ 19,28 . Хотя расчеты будут проведены в настоящей работе только для изовекторных ГДР (ИВ-ГДР), распространение на

более высокие мультипольности осуществляется непосредственно. О них мы будем говорить в следующих наших публикациях.

Стоит также отметить, что наш подход органически включает парные корреляции сверхпроводящего типа при КТ. Как показали результаты ряда работ [28, 39-42], при КТ из-за больших термальных флуктуаций, вызванных конечностью ядра, парная щель не исчезает, а остается довольно существенной даже при умеренных температурах (вплоть до 3+4 МэВ). Поэтому в области интересующих нас температур ее влиянием нельзя пренебречь. Влияние парных корреляций при КТ на распределение сил электрических переходов изучалось в КТ-ПСФ в работах [19, 20, 28, 41, 42]. Оно также было учтено в исследованиях флуктуаций избранных наблюдаемых в нескольких работах [39, 43, 44]. В нашем подходе парные корреляции сверхпроводящего типа включены в определение квази-частиц Боголюбова при КТ. Наконец, микроскопические расчеты с учетом $(2p-2h)$ -конфигураций при КТ в рамках нашего подхода могут также пролить некоторый свет на оценку полуклассического описания ИВ-ГДР, предложенного недавно в обобщенном подходе Власова в работе Кай Иангуанга и Ди Торо [27].

Работа организована следующим образом. Параграф 2 суммирует основные положения КТ-КФМ [19, 32, 33]. Параграф 3 устанавливает вкратце связь между уравнениями КТ-КФМ и методом силовых функций, примененным при КТ для вычисления ЦЭ и Γ^4 . Обсуждается принцип выбора параметров модели. Параграф 4 посвящен численным расчетам силовых функций ИВ-ГДР в ^{58}Ni и ^{90}Zr при различных температурах и их связи с экспериментальными данными. Параграф 5 отведен для заключения и некоторых выводов.

§ 2. Формализм подхода

КТ - КФМ использует тот же гамильтониан КФМ [31]. Здесь мы воспользуемся гамильтонианом, состоящим из слагаемых, описывающих, соответственно, движение нуклонов в среднем поле H_{av} , монопольные парные взаимодействия сверхпроводящего типа H_{pair} и остаточные взаимодействия в виде сепарабельных мультипольных $(p-h)$ сил H_{ph} . В общем, более сложные силы, включающие спин-мультипольные [31, 45], изовекторные тензорные [46] взаимодействия и т.д., могут быть также рассмотрены. В этой работе при рассмотрении $E\lambda$ -переходов мы оставляем только мультипольные $(p-h)$ -силы.

В определении парной щели при КТ, которая вместе с одночастичными энергиями E_j определяет энергии квазичастиц Боголюбова ϵ_j , мы используем термодинамически усредненные значения [38-42, 47]

$$\langle \Delta_T \rangle = \int_0^\infty \Delta P(\Delta, T) d\Delta / \int_0^\infty P(\Delta, T) d\Delta \quad (1)$$

вместо значений Δ_T , определяемых из уравнений КТ-БКШ. Причина использования (1) вызвана наличием больших термодинамических флуктуаций в конечных ядерных системах при КТ. В отличие от щели Δ_T , исчезающей при критической температуре $T_c \approx 0,567 \Delta_{T=0}$, усредненная щель $\langle \Delta_T \rangle$ (1) при $T \gg T_c$ в нуль не обращается. Вероятность $P(\Delta, T)$ из (1) имеет вид

$$P(\Delta, T) = B(\Delta) \exp(-F(\Delta)/T), \quad (2)$$

где $F(\Delta)$ - свободная энергия системы; $B(\Delta)$ - Δ -зависимость массы [40]. На самом деле в определение $\langle \Delta_T \rangle$ еще дает вклад флуктуация числа частиц [48, 49], обусловленная несохранением числа частиц в преобразовании Боголюбова. Однако, как показано в [48], этот эффект может быть учтен эффективно перенормировкой парных констант G_c . Поэтому им мы пренебрежем в настоящей работе. Термальные фоновые операторы в КТ-КФМ введены следующим образом [19, 50]:

$$Q_{\lambda\mu i}^+(T) = \frac{1}{2} \{ \tilde{\psi}_{jj'}^{\lambda i} A_{\lambda\mu}^+(jj') - \tilde{\varphi}_{jj'}^{\lambda i} A_{\lambda\mu}^-(jj') + \tilde{\xi}_{jj'}^{\lambda i} B_{\lambda\mu}(jj') - \tilde{\zeta}_{jj'}^{\lambda i} B_{\lambda\mu}^+(jj') \}, \quad (3)$$

$$Q_{\lambda\mu i}(T) = [Q_{\lambda\mu i}^+(T)]^+$$

где A^+ , A^- , B , B^+ - известные суперпозиции двухквaziчастичных операторов: $A^+ = [\alpha_j^+ \otimes \alpha_{j'}^+]_{\lambda\mu}$, $B^- = -[\alpha_j^- \otimes \alpha_{j'}^-]_{\lambda\mu}$ и т.д. [19, 31]. С учетом двух последних слагаемых, содержащих B и B^+ , операторы (3) отличаются от микроскопических фоновых операторов ПСФ, обычно используемых до сих пор в КФМ при нулевой температуре, когда $\langle B \rangle \sim n_j$ равно нулю, где n_j - число заполнения квазичастичных уровней:

$$n_j = [\exp(\epsilon_j/T) + 1]^{-1}. \quad (4)$$

Фоновые амплитуды $\tilde{\psi}$, $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\xi}$ и $\tilde{\zeta}$ из (3) определяют структуру термальных фононов $Q^+(T)$ в КТ-ПСФ [11, 12, 19]. Выражая гамильтониан КТ-КФМ через (3) и применяя метод линеаризации уравнения движения, мы получили в [19] систему уравнений КТ-ПСФ, позволяющую определить энергии $\omega_{\lambda i}(T)$ термальных однофононных возбуждений и амплитуды $\tilde{\psi}$, $\tilde{\varphi}$, $\tilde{\xi}$ и $\tilde{\zeta}$ из (3). Подобная система была получена в работах [11, 12] на основе других методов. Поскольку эти материалы хорошо известны, мы считаем их повторение здесь излишним, ссылаясь на [11, 12, 19].

Термальные однофононные возбуждения определяются волновыми функциями

$$|\Psi_{\text{JMI}}^{(1)}\rangle_T = Q_{\text{JMI}}^+(\tau)|Q,T\rangle, \quad (5)$$

где $|Q,T\rangle$ - волновая функция термального основного состояния, за которое в четно-четных нагретых сферических ядрах принимается термальный фононный вакуум

$$Q_{\text{JMI}}(\tau)|Q,T\rangle = 0. \quad (6)$$

Усреднение по вакууму $|Q,T\rangle$ эквивалентно усреднению по статистическому ансамблю /19,32,33/:

$$\langle \dots \rangle \equiv \text{Sp}[\dots \exp(-H/T)] / \text{Sp}[\exp(-H/T)]. \quad (7)$$

Чтобы учесть связь с $(2p-2h)$ -конфигурациями, мы введем, по аналогии с бестемпературной КФМЯ, волновые функции возбужденных состояний, которые состоят из термальных одно- и двухфононных компонент /32,33/:

$$|\Psi_{\text{JMI}}^{(1-2)}\rangle_T = \Omega_{\text{JMI}}^+(\tau)|Q,T\rangle, \quad (8)$$

где

$$\Omega_{\text{JMI}}^+(\tau) = \left\{ \sum_{\nu} R_{\nu}^I(\tau) Q_{\text{JMI}\nu}^+(\tau) + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda_2 i_2}(\tau) [Q_{\lambda_1 i_1}^+(\tau) \otimes Q_{\lambda_2 i_2}^+(\tau)]_{\text{JM}} + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} S_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda_2 i_2}(\tau) [Q_{\lambda_1 i_1}^+(\tau) \otimes \tilde{Q}_{\lambda_2 i_2}(\tau)]_{\text{JM}} \right\}, \quad (9)$$

квадратными скобками обозначены тензорные произведения. Последняя сумма в (9) появляется только при КТ и приводит к так называемому эффекту фононного рассеяния /32,33/. В /32,33/ были рассмотрены в (8) и (9) также слагаемые, соответствующие обратным амплитудам и приводящие, таким образом, к эффекту фононных корреляций в основном состоянии /51/. Полученные в /32,33/ системы основных уравнений КТ-КФМЯ оказались поэтому слишком сложными для численных реалистических расчетов. Для применения в расчетах ГР в нагретых ядрах эти уравнения нужно упростить. Наши предварительные оценки, проведенные в /51/ в рамках простой двухуровневой схеме, показали, что эффекты фононных корреляций в основном состоянии и фононного рассеяния при КТ оказались малыми по сравнению с эффектами связи с двухфононным рождением (слагаемые $\sim [Q^+ Q^+]$ в (9)). С другой стороны, принцип Паули может быть учтен приближенно аналогично процедуре при $T=0$ /52/. Наши

расчеты при нулевой температуре в рамках КФМЯ также показали, что для затухания ГР два способа учета принципа Паули (приближенно или более точно /34/) дают почти одинаковые результаты в четно-четных сферических ядрах /22/. По этой причине в дальнейшем мы пренебрежем эффектами фононных корреляций в основном состоянии и рассеяния фононов при КТ. Системы уравнений КТ-КФМЯ, полученные в /32,33/, в этом случае существенно упрощаются. После некоторых выкладок мы получили из них, имея в виду усреднение (7), секулярные уравнения для определения энергий возбужденных состояний при КТ в форме

$$\det \left\| \left[\omega_{\text{Ji}}(\tau) - \eta \right] \delta_{ij} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \frac{U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(\text{Ji}) U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(\text{Ji})_{\text{T}} (1 + \nu_{\lambda_1 i_1} + \nu_{\lambda_2 i_2})}{\omega_{\lambda_1 i_1}(\tau) + \omega_{\lambda_2 i_2}(\tau) - \eta} \right\| = 0, \quad (10)$$

где ν_{λ_i} - число заполнения однофононного уровня с энергией $\omega_{\lambda_i}(\tau)$ при температуре T :

$$\nu_{\lambda_i} = \left[\exp(\omega_{\lambda_i}(\tau)/T) - 1 \right]^{-1}. \quad (11)$$

Мы еще раз подчеркиваем, что однофононные энергии $\omega_{\lambda_i}(\tau)$ в (10) вычисляются из уравнений КТ-ПСФ /19/. Коэффициенты U_{T} в (10) имеют такое выражение, как соответствующие им коэффициенты U при нулевой температуре /32-34,51,54/. Однако разница заключается в том, что при КТ все фононные амплитуды, входящие в определение U_{T} , вычисляются из уравнений КТ-ПСФ /19/, структура которых отличается от структуры уравнений бестемпературного ПСФ (+). Уравнения (10) - это центральные уравнения с учетом $(2p-2h)$ -конфигураций при КТ в нашем подходе, которые мы будем впредь использовать во всех наших расчетах затухания ИВ-ГДР в четно-четных нагретых сферических ядрах в настоящей работе.

3. Связь между уравнениями КТ-КФМЯ и методом силовых функций при КТ. Выбор параметров и детали расчетов

Мы воспользуемся стандартным методом силовых функций /53/, успешно применяющимся в описании затухания ГР в бестемпературной КФМЯ /31/. Этот метод также был развит в других контекстах функций отклика /12,15,21/ или случайного матричного ансамбля /26/. Так, опре-

+) Переход от U при $T=0$ в U при $T \neq 0$ осуществляется заменой

$$\psi_{T=0} \rightarrow \begin{pmatrix} \tilde{\psi} \\ \xi \end{pmatrix} \equiv \oplus; \quad \varphi_{T=0} \rightarrow \begin{pmatrix} \tilde{\varphi} \\ \xi \end{pmatrix} \equiv \boxplus$$

с $\psi\psi \rightarrow \oplus^+\oplus$ и т.п.

делим силовую функцию при КТ аналогично случаю нулевой температуры /34/:

$$b(\Phi, \eta) = \sum_{\nu} |\Phi_{J\nu}|^2 \rho(\eta - \eta_{\nu}), \quad (12)$$

где $\Phi_{J\nu}$ - амплитуда возбужденного состояния (8). Если возбуждение (8) проходит через термальные однофононные компоненты волновой функции, мы имеем

$$\Phi_{J\nu} = \sum_i R_i^{\nu}(T) \mathcal{M}_{Ji}. \quad (13)$$

В нашем случае \mathcal{M}_{Ji} - матричные элементы ЕІ-переходов из термального основного состояния (6) в термальные однофононные состояния /19/. Функция плотности $\rho(\eta - \eta_{\nu})$ имеет лоренцеву форму /31/:

$$\rho(\eta - \eta_{\nu}) = \frac{1}{2\pi} \gamma_{\nu} / [(\eta - \eta_{\nu})^2 + (\frac{1}{2} \gamma_{\nu})^2]. \quad (14)$$

Функция (12) может быть переписана в удобной для расчетов форме /22, 31/:

$$b(\Phi, \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \sum_{ii'} A_{ii'}(\eta + i\gamma/2) \mathcal{M}_{Ji} \mathcal{M}_{Ji'}^* / \mathcal{F}(\eta + i\gamma/2) \right\}, \quad (15)$$

где $\mathcal{F}(\eta + i\gamma/2)$ - детерминант левой части (10) при комплексных значениях энергии, а $A_{ii'}$ - его минор. Выражения для ЦЭ и spreading ширины Γ при КТ такие же, как при $T=0$. При этом под Γ подразумевается ширина распределения силовой функции по заданному интервалу энергии. Они приведены в /31/, и мы здесь их повторять не будем. В (10) все величины в (12)-(15) зависят теперь от температуры и усреднение (7) всегда подразумевается. Сосредоточим внимание теперь на физическом смысле параметра γ в (12)-(15) при КТ. Этот параметр может быть рассмотрен как параметр затухания термального однофононного состояния (8). Его обратное значение $(\gamma)^{-1}$ поэтому понимается как время, необходимое для перехода из термального основного состояния в термальное однофононное возбужденное состояние (см. также /26/). В то время как затухание одночастичного движения еще не до конца изучено, можно ожидать, что зависимость γ от фононной энергии $\eta(T)$ и температуры T имеет вид, аналогичный подобному затуханию Ландау нулевого звука в теории ферми-жидкостей /54/. Таким образом, можно использовать для γ следующую параметризацию:

$$\gamma = \delta \left[1 + (2\pi T / \eta(T)) \right]_{\Gamma_{\Delta P}}^2. \quad (16)$$

Расчеты /13, 19, 42/ показали, что хотя имеет место более широкое расщепление для моды IP в КТ-ПСФ, мы все же имеем слишком узкие распределения сил по сравнению с наблюдаемыми ширинами.

Расщепление Ландау /19/ изменяется не так сильно даже с учетом температурной зависимости затухания γ - линий, как в (16) /42/. Это означает, что лишь одним затуханием Ландау нельзя воспроизвести экспериментальные данные. С другой стороны, наш подход в КТ-КМЯ в самом деле может оценить spreading ширину Γ , связанную с квантовыми флуктуациями (или взаимодействиями с $(2p-2h)$ -конфигурациями). В настоящей работе мы посмотрим, как согласованная комбинация двух этих механизмов будет влиять на затухание ГДР в нагретых четно-четных сферических ядрах.

Остановимся вкратце на выборе параметров для численных расчетов. В КМЯ при $T=0$ среднее поле описывается потенциалом Вудса-Саксона W , параметры которых определяются согласно /55/. Радиальная часть одночастичных матричных элементов $f_{jj'}^{(\lambda)} \equiv \langle j || i^{\lambda} R_{\lambda}(r) Y_{\lambda\mu} || j' \rangle$, соответствующих сепарабельным мультипольным взаимодействиям, выбирается в форме $R_{\lambda}(r) = \partial W / \partial r$ /56/. Изоскалярные $\mathcal{E}_0^{(\lambda)}$ и изовекторные $\mathcal{E}_1^{(\lambda)}$ константы мультипольных сил определяются согласно методу, подробно изложенному в /31, 56, 57/. Вообще говоря, при КТ все параметры потенциала, константы взаимодействий и, следовательно, одночастичный спектр и т.п. должны зависеть от температуры. Однако некоторые численные расчеты /58/ уже показали, что температурная зависимость одночастичных энергий оказалась довольно слабой и гладкой вплоть до $T \lesssim 6$ МэВ. По этой причине при интересующих нас температурах этим эффектом можно пренебречь, и мы будем использовать при КТ такие же одночастичные энергии E_j , определенные при нулевой температуре в потенциале Вудса - Саксона. Что касается эффективных мультипольных взаимодействий, то вопрос об их температурной зависимости до сих пор остается открытым, за исключением некоторых попыток изучать поведение изоскалярных мультипольных констант $\mathcal{E}_0^{(\lambda)}$ как функцию от температуры, которые показали очень слабую температурную зависимость констант $\mathcal{E}_0^{(\lambda)}/59/$. Поэтому мы будем также использовать при КТ те же самые значения констант $\mathcal{E}_{0,1}^{(\lambda)}$, найденные при $T=0$ по вышеуказанному методу (ср. /19/).

Термальные усредненные парные щели, рассчитанные из (1), (2) в ^{90}Zr , представлены как функция от температуры на рис. 1. Несмотря на то, что Δ - зависимость массы $B(\Delta)$ уменьшает заметно щель $\langle \Delta \rangle$ и значения $\langle \Delta(B) \rangle$, ее влияние на распределение сил электрических изовекторных дипольных переходов, вычисленных из формулы в рамках КТ-ПСФ /19/, оказывается незначительным (рис. 2). Поэтому мы будем

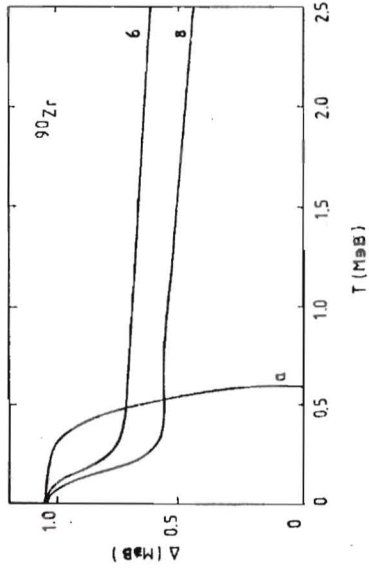


Рис. 1

Парная щель как функция от температуры для ^{90}Zr :

- а) парная щель КТ-БКШ,
- б) усредненная щель $\langle \Delta_T \rangle$ из (I) без учета Δ - зависимости массы $B(\Delta)$,
- в) усредненная щель $\langle \Delta_T \rangle$ из (I) с учетом $B(\Delta)$ из /40/.

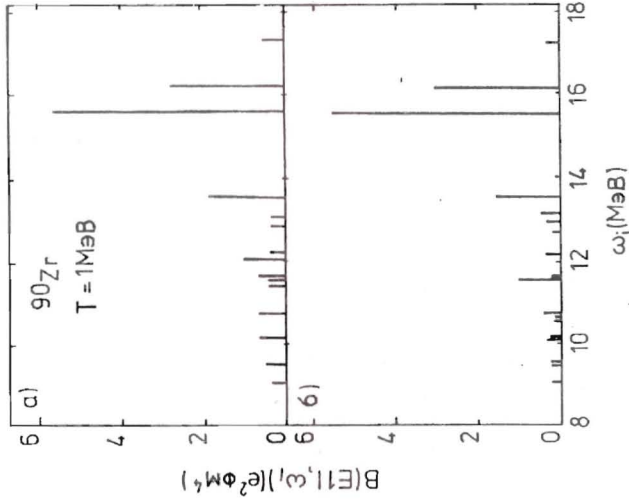


Рис. 2

Приведенные вероятности изовекторных дипольных переходов $B(E1, \omega_1, \omega_2(T))$ для ^{90}Zr , выполненных при температуре $T = 1 \text{ MeV}$.

- а) щелью $\langle \Delta_T \rangle$ (рис. 1а),
- б) щелью $\langle \Delta_T(B) \rangle$ (рис. 1в).

также опускать эту Δ - зависимость массы везде в дальнейших расчетах затухания ГДР при КТ, полагая $B(\Delta)$ в (2) равным $const$.

4. Численные расчеты

Силовые функции $b(E1, \eta)$ для ИВ-ГДР в ^{58}Ni представлены на рис. 3 при нескольких значениях температуры. Расчеты были проведены с параметрами $\gamma \equiv \delta$ из (I6), которые взяты независимо от температуры. Значения δ выбирались равными 1 МэВ, рис. 3а, и 0,5 МэВ, рис. 3б. Состояния ИВ-ГДР распределены в довольно широком энергетическом интервале от 8 МэВ до 24 МэВ примерно. Spreading ширина $\Gamma \downarrow$ при нулевой температуре, вычисленная по формуле из /31/, равна 4,61 МэВ. ЦЭ $\bar{E}1$ ИВ-ГДР равен около 17 МэВ (ср. с /60/).

При КТ центроид энергии $\bar{E}1$ для ИВ-ГДР смещен в сторону меньших значений, в то время как spreading ширина $\Gamma \downarrow$ умеренно увеличивается. При $T = 3 \text{ MeV}$ величина $\Gamma \downarrow$ равна 5,7 МэВ и ЦЭ $\bar{E}1$ локализован при 15,2 МэВ. Энергетическое взвешенное правило сумм (ЭВПС) для ИВ-ГДР в наших расчетах исчерпывается на 87-90% и остается довольно устойчивым с ростом температуры. Тонкая структура ИВ-ГДР проявляется более ярко в расчетах с использованием меньшего значения δ . Это продемонстрировано результатами рис. 3б, где наблюдается явное усиление моды ГДР, лежащих в более низкой области энергии, при КТ. Что касается роли парного взаимодействия сверхпроводящего типа, то мы нашли, что оно очень мало влияет как на значения ширины затухания ИВ-ГДР, так и на ЦЭ. В самом деле, расчеты, проведенные с постоянной парной щелью $\Delta_T = \Delta_{T=0} \approx 1,4 \text{ MeV}$ в ^{58}Ni дают даже при $T = 3 \text{ MeV}$ значения 4,58 МэВ для spreading ширины $\Gamma \downarrow$ ИВ-ГДР и значения 15,6 МэВ для его ЦЭ. Однако форма распределения сил в энергетическом интервале от 8 до 24 МэВ (рис. 4) несколько отличается по сравнению со случаем, когда расчеты были проведены с температурно зависимой усредненной парной щелью $\langle \Delta_T \rangle$ (рис. 3), как можно легко увидеть, сравнивая рис. 3 и рис. 4. В случае $\Delta_T = \Delta_{T=0}$ силы более сосредоточены вокруг ЦЭ (рис. 4) и сдвиг вниз этого ЦЭ с ростом T оказывается более слабым.

С учетом температурной зависимости параметра γ из уравнения (I6) мы нашли, что его значения увеличиваются с ростом T . Поэтому затухание Ландау такого типа стремится к заглаживанию тонкой структуры, оставляя заметными только сильно коллективизированные состояния (рис. 5). При $T = 3 \text{ MeV}$ из-за довольно большого значения $\gamma(T)$ эффект температурной зависимости $\gamma(T)$ оказывается таким

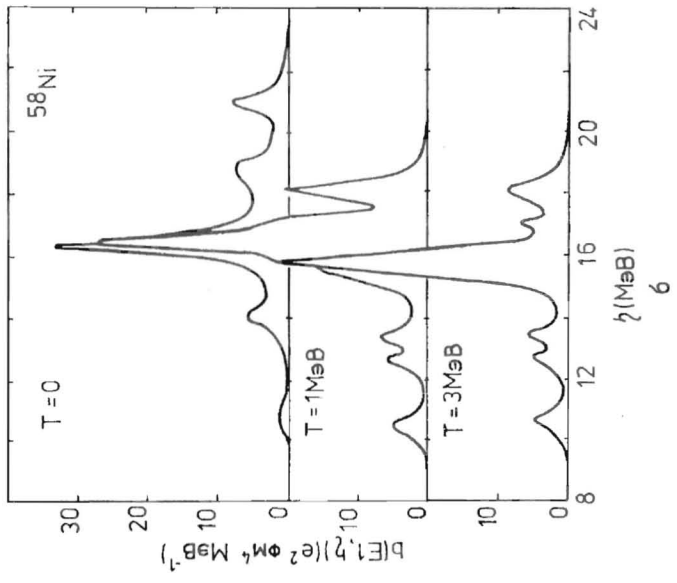
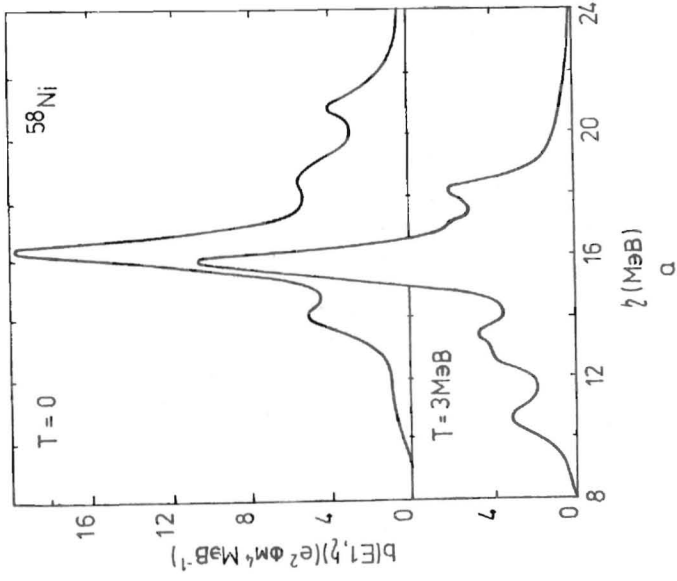


Рис. 3

Словные функции $b(E1, \eta)$ при некоторых температурах для ^{58}Ni , вычисленные с щелью $\langle \Delta_T \rangle$. Результаты представлены при значении параметра $\gamma \equiv \delta$:

- а) $\delta = 1$ МэВ,
- б) $\delta = 0,5$ МэВ.

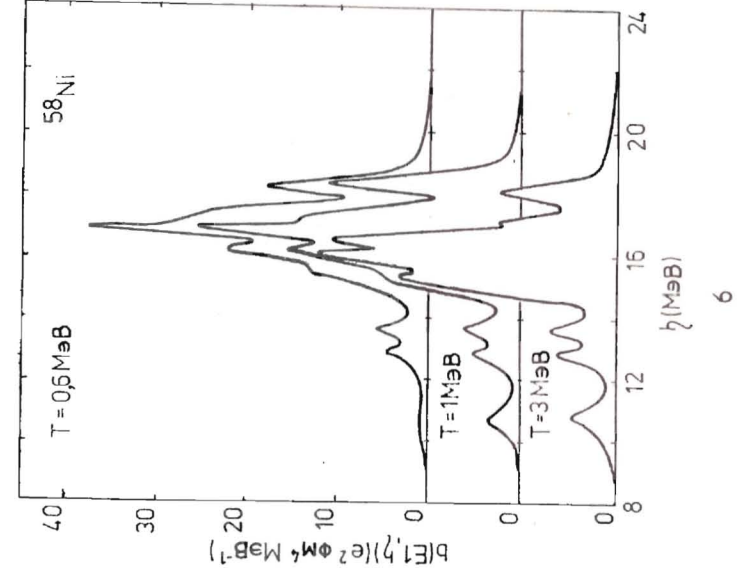
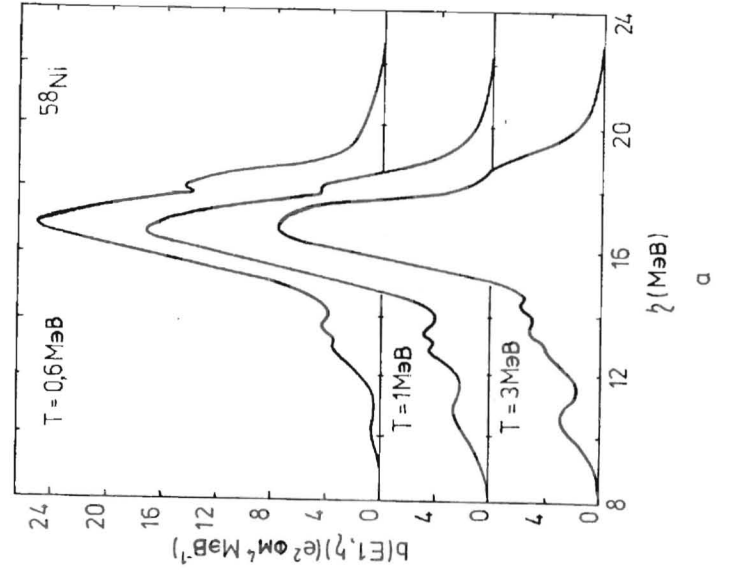


Рис. 4

То же, что на рис. 3, с щелью $\Delta_T = \Delta_{T=0}$.

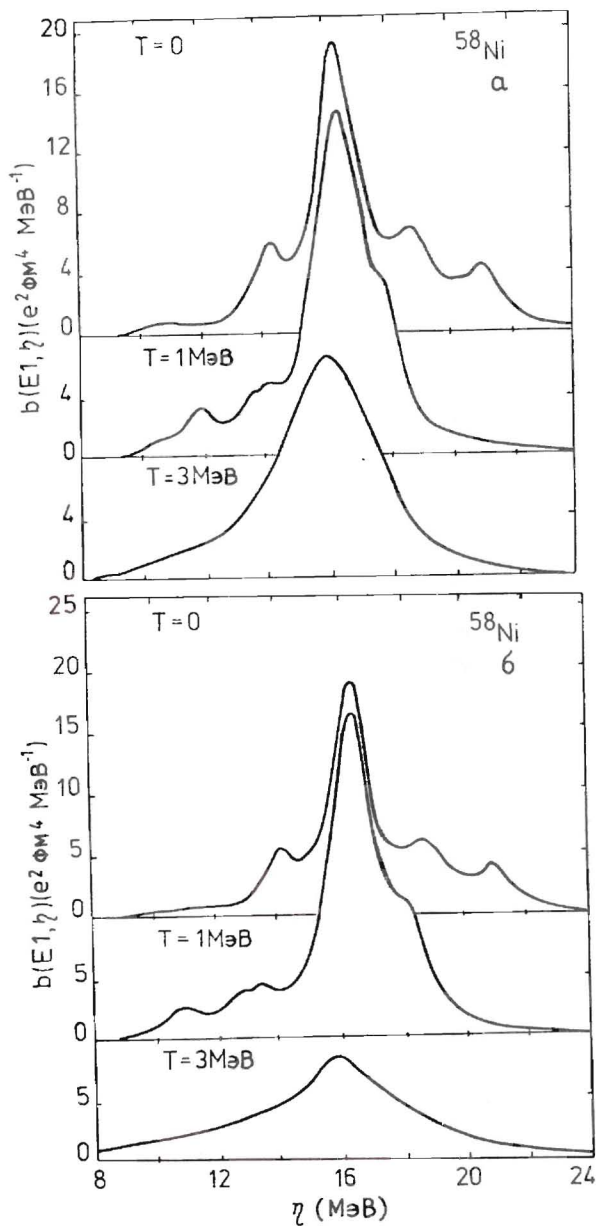


Рис. 5. То же, что на рис. 4, с γ из (16) ($\delta = 1 \text{ МэВ}$):
 а) $\Delta_T = \Delta_{T=0}$; б) $\Delta = \langle \Delta_T \rangle$.

сильным, что стирает все тонкие структуры в одном широком пике, локализованном в области ИВ-ГДР. Тем не менее при варьировании только параметра $\gamma(T)$ spreading ширина Γ^{\downarrow} увеличивается незначительно по сравнению со случаем, когда γ не зависит от температуры. Spreading ширины Γ^{\downarrow} и ЦЭ ИВ-ГДР для ^{58}Ni показаны на рис. 6 как функции от температуры T . Результаты ясно показывают влияние исчезающей парной щели при КТ на эти характеристики ГР. При каждом заданном значении T spreading ширина Γ^{\downarrow} , вычисленная с $\Delta_T = \Delta_{T=0}$, всегда меньше той Γ^{\downarrow} , которая вычислена с температурно зависимой усредненной щелью $\langle \Delta_T \rangle$, в то время как соответствующий ЦЭ \bar{E}_1 всегда лежит выше. Тенденция сдвига вниз для ЦЭ \bar{E}_1 и расширения Γ^{\downarrow} с ростом температуры T , наблюдаемая в эксперименте, также видна. Однако расширение оказывается довольно малым при КТ и систематически меньше экспериментальных данных, полученных в области массовых чисел близко расположенных к 58 при той же самой температуре T (энергии возбуждения E^*)¹⁷⁾. Эта ситуация неудивительна. Действительно, наши расчеты были проведены для нагретых сферических ядер без учета эффектов угловых моментов, в то время как экспериментальные данные были получены в высоковозбужденных ядрах с заданной температурой T и всегда с заданным спином $I = 6-10$. Поэтому мы можем сделать вывод о том, что вклад взаимодействий с $(2p-2h)$ -конфигурациями в уширение ГДР слабо меняется при КТ, в то время как деформация формы, приводящая к появлению углового момента, может служить главной причиной.

Подобная ситуация наблюдается и в ядре ^{90}Zr . Это видно из рис. 7, представляющего силовые функции, вычисленные при некоторых значениях температуры с температурно зависимой усредненной парной щелью $\langle \Delta_T \rangle$ для ^{90}Zr в двух случаях: с температурно независимым параметром $\gamma = \delta = 1 \text{ МэВ}$ и с $\gamma(T)$, определяемым уравнением (16). Spreading ширины Γ^{\downarrow} и ЦЭ \bar{E}_1 в ^{90}Zr при $T = 0, 1, 2$ и 3 МэВ собраны в таблице. При нулевой температуре Γ^{\downarrow} равна $3,7 \text{ МэВ}$ и \bar{E}_1 равен $16,23 \text{ МэВ}$ (ср. с¹⁶⁾). При КТ в то время, как ЦЭ \bar{E}_1 заметно сдвинут вниз, spreading ширина Γ^{\downarrow} увеличивается плавно с ростом температуры. Что касается экспериментальных данных, полученных в высоковозбужденном ^{90}Zr ^{18,10)}, где сильно расширенная пишем $\Gamma^{\downarrow} \approx 8,8 \text{ МэВ}$ была наблюдаена при $T \approx 1,7 \text{ МэВ}$ с угловым моментом $\ell_0 \approx 5\hbar$, то расхождение между этими данными и теоретическими микроскопическими расчетами с учетом связи с $(2p-2h)$ -конфигурациями при КТ в наших расчетах вновь демонстрирует важную роль деформации в расширении ГДР в высоковозбужденных ядра.

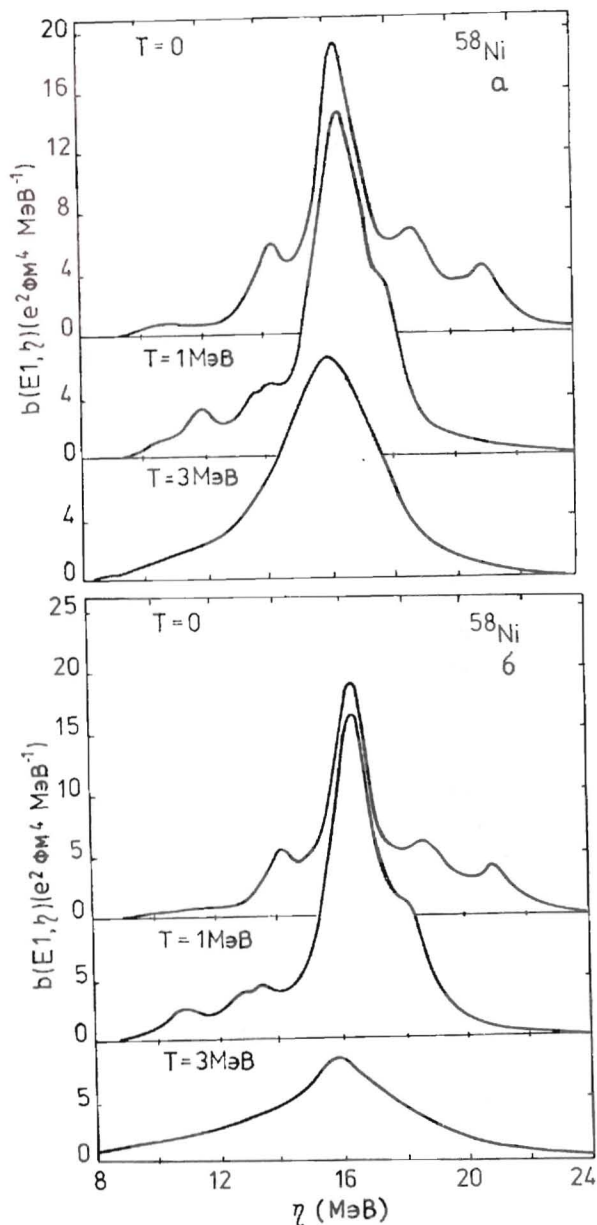


Рис. 5. То же, что на рис. 4, с γ из (16) ($\delta = 1 \text{ МэВ}$):
 а) $\Delta_T = \Delta_{T=0}$; б) $\Delta = \langle \Delta_T \rangle$.

сильным, что стирает все тонкие структуры в одном широком пике, локализованном в области ИВ-ГДР. Тем не менее при варьировании только параметра $\gamma(T)$ spreading ширина Γ^\downarrow увеличивается незначительно по сравнению со случаем, когда γ не зависит от температуры. Spreading ширины Γ^\downarrow и ЦЭ ИВ-ГДР для ^{58}Ni показаны на рис. 6 как функции от температуры T . Результаты ясно показывают влияние исчезающей парной щели при КТ на эти характеристики ГР. При каждом заданном значении T spreading ширина Γ^\downarrow , вычисленная с $\Delta_T = \Delta_{T=0}$, всегда меньше той Γ^\downarrow , которая вычислена с температурно зависимой усредненной щелью $\langle \Delta_T \rangle$, в то время как соответствующий ЦЭ $\bar{E}1$ всегда лежит выше. Тенденция сдвига вниз для ЦЭ $\bar{E}1$ и расширения Γ^\downarrow с ростом температуры T , наблюдаемая в эксперименте, также видна. Однако расширение оказывается довольно малым при КТ и систематически меньше экспериментальных данных, полученных в области массовых чисел близко расположенных к 58 при той же самой температуре T (энергии возбуждения E^*)¹⁷⁾. Эта ситуация неудивительна. Действительно, наши расчеты были проведены для нагретых сферических ядер без учета эффектов угловых моментов, в то время как экспериментальные данные были получены в высоковозбужденных ядрах с заданной температурой T и всегда с заданным спином $I/6-10$. Поэтому мы можем сделать вывод о том, что вклад взаимодействий с $(2p-2h)$ -конфигурациями в уширение ГДР слабо меняется при КТ, в то время как деформация формы, приводящая к появлению углового момента, может служить главной причиной.

Подобная ситуация наблюдается и в ядре ^{90}Zr . Это видно из рис. 7, представляющего силовые функции, вычисленные при некоторых значениях температуры с температурно зависимой усредненной парной щелью $\langle \Delta_T \rangle$ для ^{90}Zr в двух случаях: с температурно независимым параметром $\gamma = \delta = 1 \text{ МэВ}$ и с $\gamma(T)$, определяемым уравнением (16). Spreading ширины Γ^\downarrow и ЦЭ $\bar{E}1$ в ^{90}Zr при $T = 0, 1, 2$ и 3 МэВ собраны в таблице. При нулевой температуре Γ^\downarrow равна $3,7 \text{ МэВ}$ и $\bar{E}1$ равен $16,23 \text{ МэВ}$ (ср. с ^{61}I). При КТ в то время, как ЦЭ $\bar{E}1$ заметно сдвигнут вниз, spreading ширина Γ^\downarrow увеличивается плавно с ростом температуры. Что касается экспериментальных данных, полученных в высоковозбужденном ^{90}Zr ^{18, 10)}, где сильно расширенная ПШГМ $\Gamma \approx 8,8 \text{ МэВ}$ была наблюдаема при $T \approx 1,7 \text{ МэВ}$ с угловым моментом $l_0 \approx 5\hbar$, то расхождение между этими данными и теоретическими микроскопическими расчетами с учетом связи с $(2p-2h)$ -конфигурациями при КТ в наших расчетах вновь демонстрирует важную роль деформации в расширении ГДР в высоковозбужденных ядра.

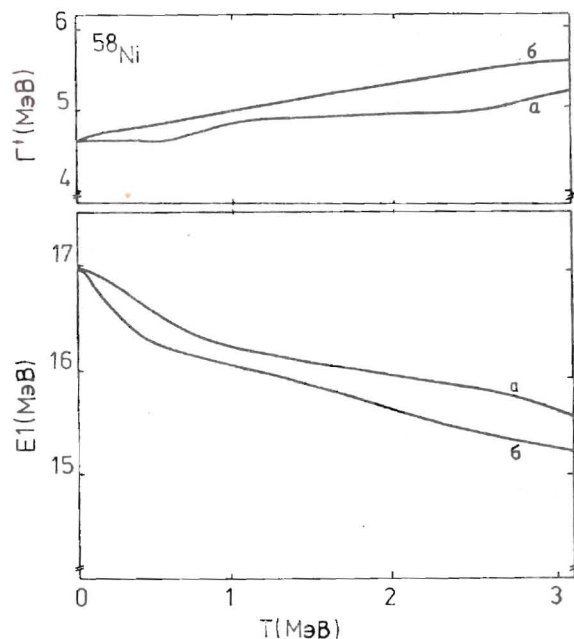


Рис. 6. Ширина Γ_{\downarrow} и пентроид энергии E_1 ИВ-ГДР для ^{58}Ni как функции от температуры. Результаты представлены при а) $\Delta_T = \Delta_{T=0}$, б) $\Delta = \langle \Delta_T \rangle$. Интеграл взят по интервалу $8 \text{ МэВ} \leq \eta \leq 24 \text{ МэВ}$ с $\gamma = \delta = 1 \text{ МэВ}$.

Наши численные расчеты дают качественно аналогичный вывод по сравнению с расчетами, проведенными в формализме Матсубара при КТ с учетом связи типа "1p-1h + фонон" из ТЯП /24/. Это указывает на основной вклад фоновых коллективных степеней свободы в распаде ГР при нулевой, так же как и при КТ, в случае пренебрежения вращением. В самом деле, заменяя неколлективный фонон в КФМЯ (или КТ-КФМЯ) двухквазичастичной парой, мы перейдем от диаграмм КФМЯ (КТ-КФМЯ) к диаграммам ТЯП, как было показано в /22,32-34/. С другой стороны, наш подход дает большее увеличение ширины затухания ИВ ГДР с ростом температуры, что указывает на вклад диаграмм, учтенных в КТ-КФМЯ, но отброшенных в ТЯП. Примерно такое расширение Γ_{\downarrow} и такой сдвиг вниз ИВ ГДР были получены в подходе, основанном на уравнениях Ландау - Власова и предложенном недавно в /27/ при полуклассическом описании ИВ ГР в нагретых ядрах без вращения. Это может пролить некоторый свет на вопрос о взаимоотношении между микроскопическими подходами, в том числе из настоящей работы или из /24/, и полуклассическими подходами, который до сих пор остается пока открытым. Конечно, в настоящей работе мы пренебрегли в расчетах также температурной зависимостью взаимодействий, эффектами фоновых корреляций в основном состоянии и фоновом рассеянии при КТ и т.п., как было отмечено выше, однако исследования в нагретых и сильно вращающихся ядрах

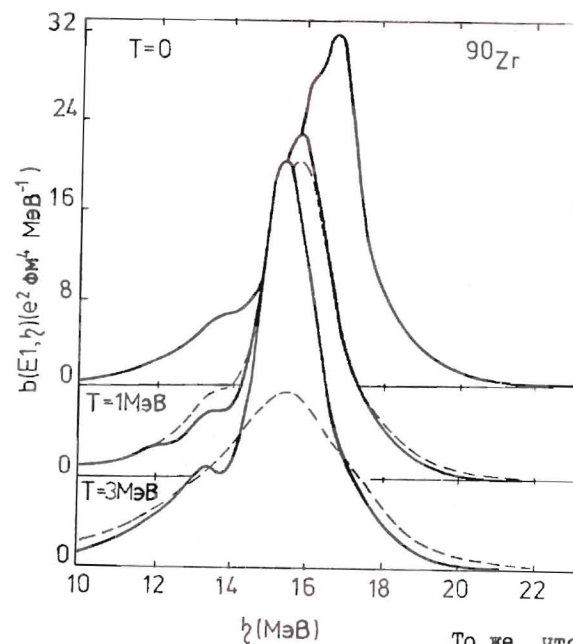


Рис. 7

То же, что на рис. 3, для ^{90}Zr . Сплошные кривые - результаты, вычисленные с $\gamma = 1 \text{ МэВ}$. Штриховые кривые - результаты, полученные с γ из (16) ($\delta = 1 \text{ МэВ}$).

Таблица. Spreading ширина Γ_{\downarrow} и центроид энергии E_1 ИВ-ГДР для ^{90}Zr , рассчитанные с целью $\langle \Delta_T \rangle$ при различных значениях температур. Все значения даны в МэВ ($\gamma = 1 \text{ МэВ}$)

T	Γ_{\downarrow}	E_1
0	3,70	16,23
1	4,11	15,53
2	4,42	15,20
3	4,60	15,01

и экспериментальные данные $I-10$, по-видимому, подтверждают ключевую роль эффектов, вызванных угловым моментом, в большом увеличении ширины ИВ ГДР в высоковозбужденных ядрах.

5. Заключение

В настоящей работе при изучении затухания ИВ-ГДР в нагретых чет-но-четных сферических ядрах мы применили наш подход, КТ-КФМЯ, который обобщает КФМЯ на КТ. Эта модель поэтому позволяет нам последовательно учесть взаимодействия с $(2p-2h)$ -конфигурациями при КТ. Суммируя численные результаты, мы нашли, что:

1) Несмотря на то, что учет связи с $(2p-2h)$ -состояниями может неплохо воспроизвести ширину и ЦЭ ИВ-ГДР при нулевой температуре, он оказывается недостаточным при описании большого расширения ИВ-ГДР с ростом температуры. Сдвиг вниз ЦЭ ИВ-ГДР находится в разумном согласии с экспериментальными данными, в то время как его ширина увеличивается ненамного с ростом температуры.

2) Эффект затухания Ландау нулевого звука, включенного в наших расчетах с помощью температурной зависимости параметра из (16), заглаживает тонкую структуру ИВ-ГДР, оставляя только один широкий лоренцеобразный пик с ростом температуры.

3) Учет исчезающей усредненной парной щели, вызванной термальными флуктуациями, увеличивает слегка ширину затухания и понижает ЦЭ ИВ-ГДР при каждом заданном значении температуры.

Поэтому мы можем сделать вывод о том, что влияние связи с $(2p-2h)$ -конфигурациями на уширение ИВ-ГДР слабо меняется в нагретых ядрах с изменением температуры. Для корректного описания экспериментальных данных нужно учесть также:

1) эффект углового момента и деформации формы;

2) фоновые корреляции в основном состоянии, фоновое рассеяние и связь с континуумом, которые могут быть заметными при умеренных и высоких температурах,

3) связи с более сложными, чем $(2p-2h)$, конфигурациями.

Вопрос о температурной зависимости остаточных взаимодействий - это тоже одна из тех проблем, которые остаются пока открытыми и требуют подробного изучения.

Наконец, стоит также отметить, что при $T \gtrsim 5$ МэВ ширина и структура ГДР могут вести себя иначе, чем при низких температурах. В самом деле, Гаардхоге и др. наблюдали уменьшение ширины при γ -распаде ГДР в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{70}\text{Ge}$ с температурами ~ 7 МэВ 19 . Этот феномен может быть обусловлен другим механизмом связи ГДР с деформацией. Недавно Бруглиа и др. предложили простую модель уменьшения ширины при движении (*motional narrowing*) 26 . Так как этот эффект может иметь

место при высоких температурах ($T \gtrsim 5$ МэВ) и не может быть рассмотрен без деформации, его изучение выходит за рамки настоящей работы.

Автор выражает благодарность профессору В.Г. Соловьеву за постоянный интерес и поддержку. Он искренне признателен А.И. Вдовину и Р. Кухте за полезные обсуждения результатов и конструктивные замечания. Он благодарен также профессору И.Н. Михайлову, Л.А. Малову, Р.Г. Назмитдинову и В.О. Нестеренко (Дубна), профессору А.В. Игнатьеву и С.П. Камерджиеву (Обнинск), профессору Ж. Вамбаху (Иллинойс), профессору М. Ди Торо (Катания), Нгуен Ван Жай (Орсе) за многочисленные плодотворные дискуссии. Он обязан Нгуен Зуи Тхангу (Дубна - Ханой), Р. Педроса и В.Ю. Пономареву (Дубна) за помощь в численных расчетах и консультации. Он признателен также профессорам Р.А. Бруглиа (Милан-Копенгаген), А.Л. Гудману (Тулан), К. Ианнулеасу (Гренобль), П. Рингу (Мюнхен) и К.А. Сноуверу (Сиэтл) за стимулирующие корреспонденции, касающиеся распада ГДР при КТ.

Литература

1. J. Barrette and A.M. Sanderfi. *Comm. Nucl. Part. Phys.*, 1983, $\times 11$, p.57.
2. J.O. Newton et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1981, 46, p.1383.
3. W. Hennerici et al. *Nucl. Phys.*, 1983, A396, p.329c.
4. E.F. Garman et al. *Phys. Rev.*, 1983, C28, p.2554.
5. J.E. Draper et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 49, p.434.
6. C.A. Gossett et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 54, p.1486; M. Kicinska-Habior et al. *Nucl. Phys. Lab. Ann. Rep.*, Univ. Whashington, 1986, p.10; 1987, p.10.
7. C.A. Gossett et al. *ibid*, 1986, p.4.
8. J.H. Gundlach et al. *ibid*, 1986, p.12; J.H. Gundlach et al. *ibid*, 1987, p.12 and in *First Topical Meeting on Giant Resonance Excitation in Heavy-Ion Collisions*, Legnaro (Padova), Italy, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali di Legnaro, 1987, p.16.
9. J.J. Gaardhøje et al. *Phys. Lett.*, 1984, 139B, p.272; *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 53, p.148; *Nucl. Phys.*, 1988, A482, p.121c; D.R. Chakrabarty et al. *Phys. Rev.*, 1987, C36, p.1886; D.R. Chakrabarty. *Nucl. Phys.*, 1988, A482, p.81c.

10. K. A. Snover. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1986, 36, p. 545;
Nucl. Phys., 1988, A482, p. 13c.
11. A. Z. Игнатюк. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1974, 38, с. 2613;
М. И. Базнат, А. В. Игнатюк, Н. И. Пятов, ЯФ, 1979, 30, с. 949;
А. В. Игнатюк. *Статистические свойства возбужденных атомных ядер.*
Энергоатомиздат, Москва, 1983.
12. M. Sommermann. *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1983, 151, p. 163;
K. Sugawara-Tanabe, K. Tanabe. *Prog. Theor. Phys.*, 1986, 76, p. 1272;
K. Tanabe. *Phys. Rev.*, 1988, C37, p. 2802.
13. D. Vautherin and N. Vinh Mau. *Phys. Lett.*, 1983, 120B, p. 261;
Nucl. Phys., 1984, A422, p. 140.
14. J. Meyer, P. Quentin and M. Brack. *Phys. Lett.*, 1983, 133B, p. 279.
15. O. Civitarese, R. A. Broglia and C. H. Dasso. *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1984,
156, p. 142;
J. L. Egido and H. A. Weidenmüller. *Phys. Lett.*, 1988, B208, p. 5.
16. M. Barranco, A. Polls and J. Martorel. *Nucl. Phys.*, 1985, A444,
p. 445;
A. Milian, M. Barranco, D. Mas and R. J. Lombard. *Z. Phys. A: - Atomic
Nuclei*, 1988, 330, p. 5.
17. H. Sagawa and G. F. Bertsch. *Phys. Lett.*, 1984, 146B, p. 138;
J. Bar-Touv. *Phys. Rev.*, 1985, C32, p. 1369.
18. A. Kerman and S. Levit. *Phys. Rev.*, 1981, C24, p. 1029;
A. Kerman, S. Levit and T. Troudet. *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1984, 154,
p. 456.
19. Nguyen Dinh Dang. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1985, 11, L125.
20. F. Alasia, O. Civitarese and M. Reboiro. *Phys. Rev.*, 1987, C35,
p. 812.
21. G. F. Bertsch, P. F. Bortignon, R. A. Broglia and C. H. Dasso.
Phys. Lett., 1979, 80B, p. 161;
P. F. Bortignon and R. A. Broglia. *Nucl. Phys.*, 1981, A371, p. 405;
G. F. Bertsch, P. F. Bortignon and R. A. Broglia. *Rev. Mod. Phys.*,
1983, 55, p. 287.
22. В. В. Воронов, Нгуен Динь Данг, В. Ф. Пономарев, В. Г. Соловьев и
Ч. Стоянов. ЯФ, 1984, 40, с. 683.
23. M. Gallardo, M. Diebel, T. Døssing and R. A. Broglia.
Nucl. Phys., 1985, A443, p. 415;
M. Gallardo, F. J. Luis, and R. A. Broglia. *Phys. Lett.*, 1987, B191,
p. 222.
24. P. F. Bortignon, R. A. Broglia, G. F. Bertsch and J. Pacheco. *Nucl.
Phys.*, 1986, A460, p. 149.
25. Y. Alhassid, B. Bush and S. Levit. *Nucl. Phys.*, A482 (1988), 57c.

26. R. A. Broglia, W. E. Ormand and M. Borromeo. *Nucl. Phys.*, 1988, A482,
p. 141c.
27. Cai Yanhuang and M. Di Toro, submitted to *Phys. Rev. C*, 1988.
28. P. Ring, L. M. Robledo, J. L. Egido and M. Faber. *Nucl. Phys.*,
1984, A419, p. 261;
P. Ring. *Nucl. Phys.*, 1988, A482, 27c.
29. A. V. Ignatyuk, I. N. Mikhailov, L. H. Molina, R. G. Nazmitdinov and
K. Pomorsky. *Nucl. Phys.*, 1980, A346, p. 191;
S. N. Fedotkin, I. N. Mikhailov and R. G. Nazmitdinov. *Phys. Lett.*,
1983, 121B, p. 15;
J. Kvasil and R. G. Nazmitdinov. *Acta Universitatis Carolinae-
Mathematica et Physics*, 1988, 29, p. 33.
30. B. Lauritzen, T. Døssing and R. A. Broglia. *Nucl. Phys.*, 1986, A457,
p. 61;
R. A. Broglia, R. Døssing, B. Lauritzen and B. R. Mottelson. *Phys.
Rev. Lett.*, 1987, 58, p. 326.
31. V. G. Soloviev. *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford,
N. Y., Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt, 1976);
V. G. Soloviev. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Ed. A. Faessler, (Pergamon Press,
N. Y.) 1987, 19, p. 107.
S. Galès, Ch. Stoyanov and A. I. Vdovin. *Phys. Rep.*, 1988, 166, p. 125.
32. Нгуен Динь Данг. ТМФ, 1985, 64, с. 69.
33. Нгуен Динь Данг. ОИЯИ, 4-85-38, Дубна, 1985.
34. В. В. Воронов и Нгуен Динь Данг. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1984,
48, с. 857.
35. Nguyen Dinh Dang. *Z. Phys. A - Atomic Nuclei*, 1987, 37,
p. 41.
36. C. Yannouleas and S. Jang. *Nucl. Phys.*, 1986, A455, p. 40.
37. C. Yannouleas, M. Dworzecka and J. J. Griffin. *Nucl. Phys.*, 1982,
A379, p. 256; 1983, A397, p. 239.
38. M. Abe and N. Takigawa. *Phys. Lett.*, 1988, B209, p. 149.
39. L. G. Moretto. *Nucl. Phys.*, 1972, A185, p. 145; 1974, A226, p. 9;
Phys. Lett., 1972, 40B, p. 1; 1973, 44B, p. 494;
A. L. Goodman. *Phys. Rev.*, 1984, C29, p. 1887.
40. J. L. Egido, P. Ring, S. Iwasaki and H. J. Mang. *Phys. Lett.*, 1985,
154B, p. 1.
41. Nguyen Dinh Dang. *JINR Communication*, E4-88-40, Dubna, 1988.
42. Nguyen Dinh Dang and Nguyen Zuy Thang. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*,
1988, in press; *JINR preprint E4-88-357*, Dubna, 1988.
43. P. Rossignoli, A. Plastino and J. P. Vary. *Phys. Rev.*, 1988, C37,
p. 314.

44. Нгуен Динь Данг и Нгуен Зуй Тханг. Препринт ОИЯИ Р4-88-660, Дубна, 1988 (направлено в Z.Phys. A).
45. Нгуен Динь Данг и В.Р.Пономарев. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, 47, с.2147.
46. В.Г.Соловьев. Труды Межд.школы по стр.яд., под ред. В.Г.Соловьева и Г.Н.Попова. ОИЯИ, Дубна, 1985, Д4-85-85I, с. 8-26.
47. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Курс теоретической физики, т.5: Статистическая физика. Наука, М., 1964.
48. М.К.Волков, А.Павликовский, В.Рыбарска и В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 1963, т.27, с.878; И.Н.Михайлов. ИТФ, 1963, 45, с.1102.
49. Y.Nogami. Phys.Rev., 1964, 134, B313; Phys.Lett., 1965, 15, p.335; Y.Nogami and I.J.Zucker. Nucl.Phys., 1964, 60, p.203; H.C.Pradhan, Y.Nogami and J.Law. Nucl.Phys., 1973, A201, p.357.
50. Nguyen Dinh Dang. JINR preprint E4-88-307, Dubna, 1988.
51. Нгуен Динь Данг и В.Р.Пономарев. ТМФ, 1983, 57, с.154.
52. В.Р.Пономарев, Ч.Стоянов и О.Стоянова. Сообщение ОИЯИ Р4-8I-704, Дубна, 198I.
53. A.Bohr and B.R.Mottelson. Nuclear Structure, vol.I (W.A.Benjamin, Inc., N.Y. - Amsterdam, 1969).
54. D.Pines and P.Nozières. The Theory of Quantum Liquids, vol.I: Normal Fermi Liquids (W.A.Benjamin Inc., N.Y., 1966).
55. В.А.Чепурнов. ЯФ, 1967, 6, с.655; K.Takeuchi and P.A.Moldauer. Phys.Lett., 1969, B28, с.384.
56. В.И.Вдовин и В.Г.Соловьев. ОИЯИ, 1983, I4, с.99.
57. V.Yu.Ponomarev, A.I.Vdovin, V.M.Shilov and Nguyen Dinh Dang. Phys.Scri., 1984, 30, p.238.
58. M.Brack and P.Quentin. Phys.Lett., 1974, B52, p.159; P.Bonche, S.Levit and D.Vautherin. Nucl.Phys., 1984, A427, p.278.
59. А.И.Блохин и А.В.Игнатюк. Проблемы ядерной физики и космических лучей. Высшая школа, Харьков, 1977, т.7, с.III; А.И.Игнатюк и И.Н.Михайлов. ЯФ, 1979, 30, с.665.
60. D.C.Kocher and R.L.Auble. Nucl.Dat.Sheets, 1976, 19, p.445.
61. B.L.Berman et al. Phys.Rev., 1967, 162, p.1098; A.Leprière et al. Nucl.Phys., 1971, A175, p.609.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 октября 1988 года.

Нгуен Динь Данг

P4-88-763

Затухание изовекторных гигантских дипольных резонансов
в нагретых четно-четных сферических ядрах

На основании квазичастично-фононной модели ядра при конечной температуре /КТ-КФМЯ/ с учетом взаимодействий с (2p-2h)-конфигурациями предложен подход для вычислений затухания гигантских мультипольных резонансов в нагретых четно-четных сферических ядрах. Рассчитаны силовые функции изовекторных гигантских дипольных резонансов (ИВ-ГДР) в ^{58}Ni и ^{90}Zr при температурах от 0 до 3 МэВ. Результаты показывают, что вклад взаимодействий с (2p-2h)-конфигурациями в ширину затухания ИВ-ГДР меняется слабо с ростом температуры. Центроид энергии ИВ-ГДР уменьшается с ростом температуры. Учтена неисчезающая спаривательная щель сверхпроводящего типа, обусловленная термодинамическими флуктуациями при конечной температуре.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод автора

Nguyen Dinh Dang

P4-88-763

Damping of the Isovector Giant Dipole Resonances
in Hot Even-Even Spherical Nuclei

An approach based on the Finite Temperature Quasiparticle Phonon Nuclear Model (FT-QPNM) with the couplings to (2p-2h) states at finite temperature taken into account is suggested for calculations of the damping of giant multipole resonances in hot even-even spherical nuclei. The strength functions for the isovector giant dipole resonances (IV-GDR) are calculated in ^{58}Ni and ^{90}Zr for a range of temperatures up to 3 MeV. The results show that the contribution of the interactions with (2p-2h) configurations to the IV-GDR spreading width changes weakly with varying temperature. The IV-GDR centroid energy decreases slightly with increasing temperature. The nonvanishing superfluid pairing gap due to thermal fluctuations is included.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988