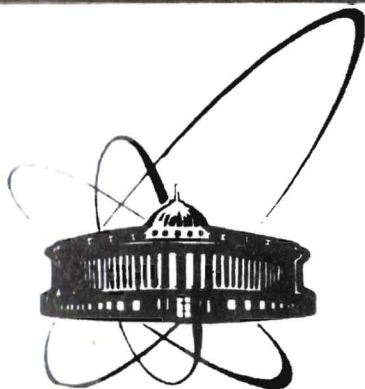


88-660



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-88-660

Нгуен Динь Данг*, Нгуен Зуй Тханг

ФЛУКТУАЦИИ В СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ
ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ
ДЛЯ НАГРЕТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik A -
Atomic Nuclei"

* Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

1988

§ I. Введение

В изобилии интенсивных исследований термодинамических эффектов в нагретых конечных ядерных системах, проведенных в последние годы, серьезное внимание было уделено важной роли различных типов квантовых и статистических флуктуаций в формализме термодинамического среднего поля ^{/1-7/}. Среди них влияние флуктуационных эффектов, заглаживающих коллапс парных корреляций как в нагретых, так и во вращающихся ядрах, подлежало подробному изучению ^{/2-6/}. В самом деле из-за статистических флуктуаций спаривательная щель сверхпроводящего типа Δ не исчезает при критической температуре T_{crit} или спине I_{crit} , а убывает с увеличением температуры T или спина I . При конечной температуре и высоком спине спаривательная щель остается большой даже в области над T_{crit} или I_{crit} , так, что она не может быть пренебрежена в расчетах ^{/2-6/}.

С другой стороны, для описания экспериментальных данных было сделано большое количество оценок различных наблюдаемых величин, таких, как плотности уровней, параметра плотности уровней, теплоемкости и т.п. ^{/2,7-10/}. В этих теоретических результатах роль флуктуационных эффектов была также отражена ^{/2,7/}. Относительно этих исследований роли флуктуаций наблюдаемых величин мы имеем следующие два замечания. Во-первых, до сих пор все расчеты в этих исследованиях были проведены только в рамках схематических моделей, таких, как двухуровневая, однооболочечная, вырожденная ^{/1,2,4,5/} двух - 2Ω -кратно вырожденная одночастичная $SU(2) \otimes SU(2)$ ^{/7/} и т.п. модели. Единообразная модель ^{/3/} и модели, основанные на реалистических одночастичных спектрах, использовались до сих пор только при изучении флуктуационных эффектов в спаривательной щели при конечной температуре или высоком спине и их влиянии на энергетические характеристики коллективных возбуждений в температурном приближении случайных фаз (КТ-ПСФ) ^{/6/}. В то же время особую важность представляет количественная оценка роли реальных флуктуаций для наблюдаемых величин в реалистических нагретых ядрах с реалистическими одночастичными спектрами. Это первый открытый вопрос. Во-вторых, хотя уже было показано недавно, что термодинамические флуктуации стирают фазовый переход от сверхтекучего состояния в нормальное состояние в конечных нагретых ядрах ^{/2,4-6/}, все вышеупомянутые оценки роли флуктуаций для наблюдаемых величин игнорировали, однако, эффекты заглаживания коллапса спаривательной щели при конечной температуре T . Спаривательная щель в этих расчетах исчезает при T_{crit} , как будто выпаленный фазовый переход от сверх-



текущего состояния в нормальное состояние имеет место. Естественно, по этой причине появляется аномальное изменение в поведении всех наблюдаемых в критической точке T_{crit} во всех количественных расчетах [2, 7-9]. Поэтому второй возникающий здесь вопрос заключается в том, что в самом деле происходит с наблюдаемыми величинами, когда учтена исчезающая спаривательная щель, вызванная термодинамическими флуктуациями.

Цель настоящей работы - дать ответы на эти два вопроса. Мы решим задачу в нагретых сферических ядрах в формализме среднего поля при конечной температуре на основе сверхтекучей модели ядра. Мультичастичный спектр в среднем поле вычисляется на основе реалистического потенциала Вудса - Саксона. Спаривательная щель при конечной температуре T вычисляется с учетом термодинамических флуктуаций. Мы рассматриваем флуктуации энергии и числа частиц, флуктуации спаривательных корреляций. Вычислим также плотности уровней ρ , параметры плотности уровней a и теплоемкости C , в которых использована термодинамически усредненная исчезающая спаривательная щель вместо обычной температурной щели Бардина - Купера - Шриффера (КТ-БКШ). До сих пор такие расчеты с использованием исчезающей щели при конечной температуре еще не проводились.

Статья организована следующим образом. В § 2 мы представляем теоретические детали. Результаты расчетов представленных для нагретых сферических ^{58}Ni , ^{142}Sm и ^{208}Pb ядрах, обсуждаются в § 3. В последнем параграфе, § 4, мы подведем итог и дадим некоторые выводы.

§ 2. Формализм

2.1. Описание термодинамических функций в сверхтекучей модели ядра при конечной температуре

Теория сверхтекучих спаривательных корреляций в ядре была разработана около 30 лет назад в работах В.Г. Соловьева [12] и С.Т. Беляева [13]. Она нашла широкое применение также в описании статистических свойств высоко возбужденных ядер во многих теоретических исследованиях, проведенных А.В. Игнатьевым [10], Х.М. Соммерманном [14], А.Л. Гудманом [1, 2, 15], Л.Г. Моретто [3], О. Сивитарезом и др. [16] и другими авторами. Подробный обзор можно найти в [10, 17]. Здесь мы ограничиваемся только наброском этого формализма с акцентом на некоторые характеристики, необходимые для наших дальнейших расчетов.

Так, мы воспользуемся сферическим базисом в простейшей форме ядерного взаимодействия сверхпроводящего типа, соответствующей гамильтониану

$$H_0(\tau) \equiv H(\tau) - \lambda_{\tau} N_{\tau} = \sum_{jm}^{\tau} \{E_j - \lambda_{\tau}\} a_{jm}^{\dagger} a_{jm} - \frac{G_{\tau}}{4} \sum_{jm, j'm'}^{\tau} a_{jm}^{\dagger} a_{j'm}^{\dagger} a_{j'm'} a_{jm} \quad (1)$$

где E_j - энергии нейтронных ($\tau = n$) или протонных ($\tau = p$) $(2j+1)$ -кратно вырожденных уровней с квантовыми числами (n, j, m) в самосогласованном среднем поле; a_{jm}^{\dagger} и a_{jm} - операторы рождения и уничтожения частиц; $G_{n(p)}$ - сверхтекучая спаривательная константа для нейтронной (протонной) схемы, $\lambda_{n(p)}$ обозначает нейтронный (протонный) химический потенциал; $N_{n(p)}$ - нейтронное (протонное) число. Знак тильды (\sim) обозначает операцию обращения по времени.

Воспользуемся каноническим преобразованием Боголюбова, переводящим частицы $a_{jm}^{\dagger}, a_{j\tilde{m}}$ в квазичастицы $\alpha_{jm}^{\dagger}, \alpha_{j\tilde{m}}$,

$$\alpha_{j\tilde{m}} = u_j a_{j\tilde{m}} + v_j a_{jm}^{\dagger} \quad (2)$$

Выражаем гамильтониан (1) через квазичастицы [17, 18]. Термодинамическое усреднение по статистическому ансамблю, соответствующему гамильтониану (1) в представлении квазичастиц, обозначается как

$$\langle O \rangle = \text{Sp} [O \exp(-\beta H_0)] / \text{Sp} [\exp(-\beta H_0)], \quad (3)$$

где O - произвольный оператор, а β - обратная температура $\beta = T^{-1}$ в единицах $\hbar = k = 1$.

После усреднения по статистическому ансамблю в представлении квазичастиц мы получим среднее значение гамильтониана

$$\begin{aligned} \mathcal{E} - \lambda N &\equiv \langle H_0 \rangle = 2 \sum_j^{\tau} \Omega_j (E_j - \lambda_{\tau}) [u_j^2 n_j + v_j^2 (1 - n_j)] - \\ &- G_{\tau} \left[\sum_j^{\tau} \Omega_j u_j v_j (1 - 2n_j) \right]^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Omega_j = j + 1/2$. В (4) подразумевается перенормировка одночастичных энергий E_j , вызванная парным взаимодействием. Число заполнения квазичастичных уровней с энергиями ϵ_j определяется фермиевским-дираковским распределением

$$n_j = [\exp(\beta \epsilon_j) + 1]^{-1} \quad (5)$$

Вообще говоря, одночастичные энергии E_j и химический потенциал λ зависят от температуры T . Однако, как было показано в нескольких количественных расчетах, основанных на реалистических потенциалах [19], температурная зависимость одночастичных энергий оказывается слабой вплоть до $T \approx 6$ МэВ. Так как наш интерес сосредоточен в области низких температур $T < 6$ МэВ, где детальная структура вовлекаемых ядерных уровней при конечной температуре

линией почти такой же, как при нулевой температуре, мы пренебрежем этой температурной зависимостью во всех наших расчетах. Квазичастичные энергии ϵ_j и коэффициенты u_j, v_j преобразования Боголюбова зависят от температуры T . Они определяются процедурой экстремализации, соответствующей большому каноническому потенциалу

$$\delta \Omega = 0 \quad (6)$$

$$\Omega = \mathcal{E} - \lambda N - TS = F - \lambda N, \quad (7)$$

где F - свободная энергия в общепринятом обозначении. Энтропия S зависит от числа заполнения n_j квазичастичных уровней (5) согласно простому соотношению

$$S = -2 \sum_j \Omega_j [n_j \ln n_j + (1-n_j) \ln(1-n_j)], \quad (8)$$

Стационарное условие (6) в представлении квазичастиц приводит к вариационным условиям

$$\frac{\delta \langle \mathcal{E} - \lambda N \rangle}{\delta v_j} = 0; \quad \frac{\delta \langle \mathcal{E} - \lambda N \rangle}{\delta n_j} = \frac{\delta \langle H_0 \rangle}{\delta n_j} = 0, \quad (9)$$

которые, вместе с ограничениями на коэффициенты Боголюбова u_j, v_j ,

$$u_j^2 + v_j^2 = 1, \quad (10)$$

составляют систему уравнений, определяющих коэффициенты u_j, v_j и квазичастичные энергии. Эти уравнения даны в [10, 17] и мы не будем здесь их повторять.

Нетривиальные решения этой системы имеют вид

$$\epsilon_j = \sqrt{(E_j - \lambda)^2 + \Delta^2}, \quad (11)$$

$$u_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E_j - \lambda}{\epsilon_j} \right); \quad v_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_j - \lambda}{\epsilon_j} \right)$$

соответственно для нейтронов и протонов. Температурная спаривательная щель (корреляционная функция) Δ определяется уравнением КТ-БКШ

$$\Delta_c = G_c \sum_j \Omega_j u_j v_j (1 - 2n_j) \quad (12)$$

и находится решением системы уравнений, сохраняющих число частиц

$$N_c = 2 \sum_j \Omega_j \left[1 - \frac{E_j - \lambda}{\epsilon_j} (1 - 2n_j) \right],$$

$$\frac{1}{G_c} = \sum_j \Omega_j \frac{1 - 2n_j}{\epsilon_j}. \quad (13)$$

Используя уравнение (12), мы перепишем выражения для энергии и энтропии [10]

$$\mathcal{E} - \lambda N = 2 \sum_j \Omega_j (E_j - \lambda) \left[1 - \frac{E_j - \lambda}{\epsilon_j} (1 - 2n_j) \right] - \frac{\Delta^2}{G},$$

$$S = 2 \sum_j \Omega_j \left[\beta \epsilon_j n_j - \ln(1 - n_j) \right]. \quad (14)$$

На основе энтропии (8) (или (14)) мы можем оценить плотность уровней ядра ρ и параметр плотности уровней a для сверхтекучих систем. В представлении квазичастиц, где учтена дискретная оболочечная структура одночастичных уровней, они имеют вид [8, 10]

$$a = \frac{1}{2} \frac{dS}{dT}, \quad (15)$$

$$\rho = (2\pi)^{-2} \det^{-1/2} \exp(S), \quad (16)$$

где

$$\det = \left[2 \sum_j \Omega_j \epsilon_j^2 n_j (1 - n_j) \right] \left\{ 2 \sum_j \Omega_j [n_j (1 - n_j) + \frac{\Delta^2}{2 \epsilon_j^2} (1 - 2n_j)^2] \right\} - \left[2 \sum_j \Omega_j (E_j - \lambda) n_j (1 - n_j) \right]^2. \quad (17)$$

Уравнение (17) получено путем вычисления средних значений $\langle H_0 \rangle, \langle H_0^2 \rangle, \langle H_0 N \rangle, \langle N^2 \rangle$ и $\langle N \rangle^2$ и пренебрежением малых компонент, пропорциональных G^2 .

Уравнение (16) может быть переписано как [8]

$$\rho = (2\pi)^{-3/2} T^{-5/2} \left[2 \bar{g}_N \bar{g}_Z (\bar{a}_N + \bar{a}_Z) \right]^{-1/2} \exp(S), \quad (18)$$

где плотности состояний \bar{g}_N, \bar{g}_Z и параметры плотности уровней \bar{a}_N, \bar{a}_Z даны в [8] соответственно для нейтронов и протонных компонент. Сравнивая результаты, полученные в расчетах с помощью (16), (17) и (18), мы убедимся в хорошей точности приближения (17).

Две физические величины, a и теплоемкость C , связаны в строгом термодинамическом пределе (см. пункт 2.2) соотношением

$$C = \frac{d \langle H_0 \rangle}{dT} = 2aT. \quad (19)$$

Уравнения (15)-(19) получены с температурной спаривательной щелью $\Delta(T)$. В теории КТ-БКШ эта щель $\Delta(T)$ исчезает при температуре $T \geq T_{crit}$, которая имеет значение $T_{crit} = 0.567 \Delta(T=0)$ в гладком одночастичном распределении [10] или порядка $\sim 1/2 \Delta(T=0)$, так как подход БКШ представлен без проекции числа частиц [6]. До сих пор все вычисления величин a, C и ρ проводились со щелью $\Delta(T)$ из

теории КТ-БКШ с коллапсом при температуре T_{crit} . В наших расчетах в настоящей работе мы будем использовать вместо $\Delta(T)$ не исчезающую спаривательную щель, вызванную флуктуационным эффектом при конечной температуре.

2.2. Флуктуации в сверхтекучей модели ядра при конечной температуре

Рассматриваем в этом пункте три типа статистических флуктуаций вблизи равновесного состояния. Это флуктуация энергии, флуктуация числа частиц и парная флуктуация. Основным предположением, которое используем, является существование строгого термодинамического предела в нагретых конечных ядерных системах. В таком предположении термодинамические величины $T\partial N/\partial\lambda$, $T\partial S/\partial T$ могут быть сопоставлены с $S_0 = \langle \hat{O}^2 \rangle - \langle \hat{O} \rangle^2$ в точной трактовке большого канонического ансамбля, так, мы имеем следующие соотношения для флуктуации энергии^{/2/}:

$$(\delta E)^2 = \langle H_0^2 \rangle - \langle H_0 \rangle^2 = T^2 \frac{\partial \langle H_0 \rangle}{\partial T} = T^2 C, \quad (20)$$

где теплоемкость C из (19) и^{/2/}

$$(\delta N)^2 = \langle \hat{N}^2 \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2 = T \frac{\partial N}{\partial \lambda} = \sum_j \Omega_j n_j (1 - n_j) \quad (21)$$

для флуктуации числа частиц. Величина $(\delta N)^2$ обязана своим происхождением природе статистического ансамбля, по которому проводится усреднение (3). По этой причине при $T=0$ статистическая флуктуация числа частиц (21) обращается в нуль.

Термодинамическая флуктуация спаривательной щели Δ рассматривается согласно теории фазовых переходов Ландау, из которой мы имеем вместо парной щели теории КТ-БКШ не исчезающую усредненную щель $\langle \Delta \rangle$, определенную из^{/2,20/}

$$\langle \Delta \rangle = \int_0^\infty \Delta P(\Delta) d\Delta / \int_0^\infty P(\Delta) d\Delta, \quad (22)$$

В (22) $P(\Delta)$ - вероятность того, что ядро приобретает любое заданное значение Δ ^{/4,20/}

$$P(\Delta) = \sqrt{B(\Delta)} \exp(-\beta F(\Delta)), \quad (23)$$

где $F(\Delta)$ - свободная энергия (7), представленная как функция от Δ . Массовый параметр $B(\Delta)$ берется равным cranking mass^{/4,21/}

$$B(\Delta) = \frac{1}{4} \sum_j \Omega_j \varepsilon_j^{-3} (1 - 2v_j^2)^2 (1 - 2n_j). \quad (24)$$

Пренебрегая этой Δ - зависимостью массы, мы получим формулы из

/2,3/. Отметим также, что наряду со статистической флуктуацией числа частиц $(\delta N)^2$ (21), которая имеет чисто термодинамическую природу ($\delta N^2=0$ при $T=0$), имеет место еще другой тип флуктуации числа частиц, связанной с нарушением симметрии в преобразовании Боголюбова. Такая флуктуация числа частиц перенормирует спаривательную щель Δ в приближении седловой точки^{/22/} как

$$\tilde{\Delta} = (1 + 1/\Delta N^2) \Delta \quad (25)$$

с

$$\Delta N^2 = \sum_j \Omega_j \Delta^2 / [(E_j - \lambda)^2 + \Delta^2]$$

и существует даже при $T=0$. Численные расчеты этого эффекта при конечной температуре были проведены в^{/6,7/}, где, однако, Δ - зависимостью пренебрегли. В настоящей работе обе величины $B(\Delta)$ и ΔN^2 будут учтены в расчетах усредненной щели $\langle \Delta \rangle$ из (24). Эти значения $\langle \Delta \rangle$ будут использованы вместо парной щели Δ теории КТ-БКШ в вычислениях флуктуаций энергии δE , числа частиц δN^2 , а также в расчетах плотности уровней ρ , параметра плотности уровней α и теплоемкости C . Результаты расчетов без парной флуктуации и с её учетом будут сравниваться друг с другом. Заканчивая этот пункт, отметим, что, как было показано в^{/23/}, при очень низких температурах плотность уровней ρ в виде (16) может иметь нефизическое поведение. Однако, поскольку причина этого нефизического поведения может быть связана с определением нижнего предела для T , согласованной с соответствующим количеством состояний, как было обсуждено в^{/8/}, мы также предположим применимость (16) без дополнительных изменений.

§ 3. Результаты расчетов и обсуждение

В этом параграфе мы представляем результаты наших расчетов, выполненных для нагретых сферических сверхтекучих ^{58}Ni , ^{142}Sm ядер и для дважды магического ядра ^{208}Pb . Параметры потенциала Вудса - Саксона, постулирующего форму среднего поля, взяты из работ^{/24/}. Используя их, мы вычисляем одночастичные энергии при нулевой температуре и распространяем их на случай конечной температуры.

Расчитанные усредненные спаривательные щели $\langle \Delta \rangle$ и термодинамическая флуктуация числа частиц $(\delta N)^2$ представлены и обсуждены в пп. 3.1, 3.2 соответственно. В п. 3.3 мы представляем результаты расчетов плотностей уровней ρ , параметров плотности уровней α . Теплоемкости C и флуктуации энергии δE изучены в п. 3.4.

3.1. Парная флуктуация

Спаривательные щели, вычисленные из (12), (22) и (25) соответственно для нейтронных компонент ядра ^{58}Ni , нейтронных и протонных

компонент ядра ^{142}Sm , представлены на рис. 1 как функции от температуры. При конечной температуре эффект Δ - зависимости массы уменьшает усредненную спаривательную щель от $\langle \Delta \rangle$ до $\langle \Delta(B) \rangle$, как было наблюденно раньше в ¹⁴. С учетом квантовой флуктуации числа частиц из (17) мы получим значения $\langle \tilde{\Delta} \rangle$ и $\langle \tilde{\Delta}(B) \rangle$ вместо $\langle \Delta \rangle$ и $\langle \Delta(B) \rangle$ соответственно. Однако, поскольку значение $\Delta(0)$ определяется из экспериментальных данных, мы должны использовать вместо константы G

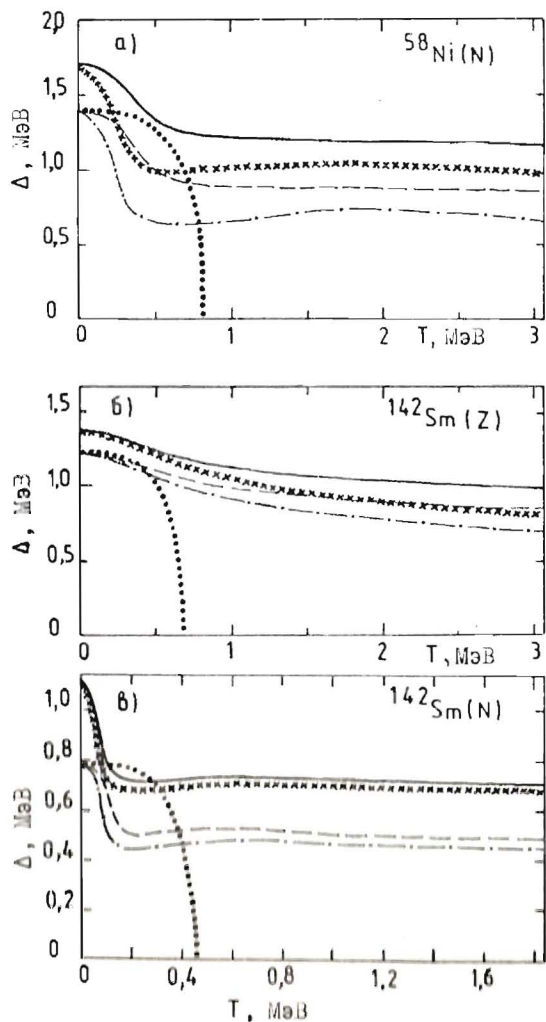


Рис. 1.
Спаривательные щели как функции от температуры.
а) для нейтронных компонент в ^{58}Ni ;
б) для протонных компонент в ^{142}Sm ;
в) для нейтронных компонент в ^{142}Sm ;

Пунктирные кривые - щели $\Delta(T)$ из теории КТ - БКШ; штриховые кривые обозначают термодинамические усредненные щели $\langle \Delta \rangle$ из (22) без Δ - зависимости масс $B(\Delta)$ (24) ; штрихпунктирным кривым соответствуют усредненные щели $\langle \Delta(B) \rangle$ с учетом $B(\Delta)$ из (24) . Сплошные и крестиковые кривые описывают щели $\langle \tilde{\Delta} \rangle$ и $\langle \tilde{\Delta}(B) \rangle$, вычисленные из (25) с учетом квантовых флуктуаций числа частиц соответственно в двух случаях: без учета $B(\Delta)$ и с учетом $B(\Delta)$.

ее перенормированное значение $\tilde{G} = G(1 + 1/\Delta N^2)$, где \tilde{G} определяется из эксперимента при $T=0$. Таким образом, мы можем уменьшать $\langle \tilde{\Delta} \rangle$ и $\langle \tilde{\Delta}(B) \rangle$ к $\langle \Delta \rangle$ и $\langle \Delta(B) \rangle$ так, чтобы их значения при $T=0$ совпадали. По этой причине в дальнейшем рассмотрении будем использовать только неисчезающие значения $\langle \Delta \rangle$ и $\langle \Delta(B) \rangle$, полученные из (22) и (23) во всех наших расчетах при конечной температуре.

Рис. 1. и результаты, полученные раньше в ^{12,4-6/}, вновь показывают, что влияние флуктуаций настолько существенно, что выделенный фазовый переход при T_{crit} в $\Delta(T)$ теории КТ - БКШ, типичный для бесконечной системы, полностью стирается. В подходе проекции числа частиц парная щель никогда не исчезает вплоть до высокого спина ^{12,25/}. В случае без вращения при конечной температуре явная связь между спаривательной щелью Δ_{NP} , определенной в подходе проекции числа частиц, и термодинамически усредненной щелью $\langle \Delta \rangle$, определенной в формализме среднего поля при конечной температуре ((22), (23)), до сих пор остается под вопросом и требует более тщательного изучения, которое, однако, выходит за рамки данной работы.

3.2. Термодинамическая флуктуация числа частиц

Термодинамические флуктуации числа частиц $\delta N_N^2 \equiv \delta N^2$, вычисленные в реалистических сферических ядрах ^{58}Ni , ^{142}Sm и ^{208}Pb , показаны на рис. 2 как функции от температуры. Вообще говоря, в расчетах, использующих спаривательную щель теории КТ - БКШ, мы получаем качественно такую же физическую картину, как в схематическом случае ^{12/}. Именно, возникают изгибы на кривых δN_N^2 , зависящих от температур, в точках T_{crit} , где исчезают нейтронные Δ_n или протонные Δ_p спаривательные щели. Эти критические точки T_{crit} находятся вблизи 0,8 МэВ в ^{58}Ni , 0,47 МэВ (для нейтронов) и 0,6 МэВ (для протонов) в ^{142}Sm . Однако с учетом термодинамической флуктуации в спаривательной щели (т.е. $\langle \Delta \rangle$ из (22) и (23)) эти особенности заглаживаются благодаря температурной зависимости $\langle \Delta \rangle$ (см. а. 3.1) и мы получаем гладкие кривые δN_N^2 для ^{58}Ni и ^{142}Sm (пунктирные кривые на рис. 2а,б), как в случае ядра с замкнутыми оболочками ^{208}Pb (рис. 2в). Разница заключается в том, что ^{58}Ni и ^{142}Sm всегда находятся в сверхтекучей фазе, в то время как ^{208}Pb находится в нормальной фазе. Δ - зависимость массы несколько увеличивает значения δN_N^2 , как показано штрихпунктирной кривой.

3.3. Плотность уровней и параметр плотности уровней

Плотности уровней для ^{58}Ni , ^{142}Sm и ^{208}Pb , рассчитанных с использованием (16) и (17), а также формулы (18), полученной в ра-

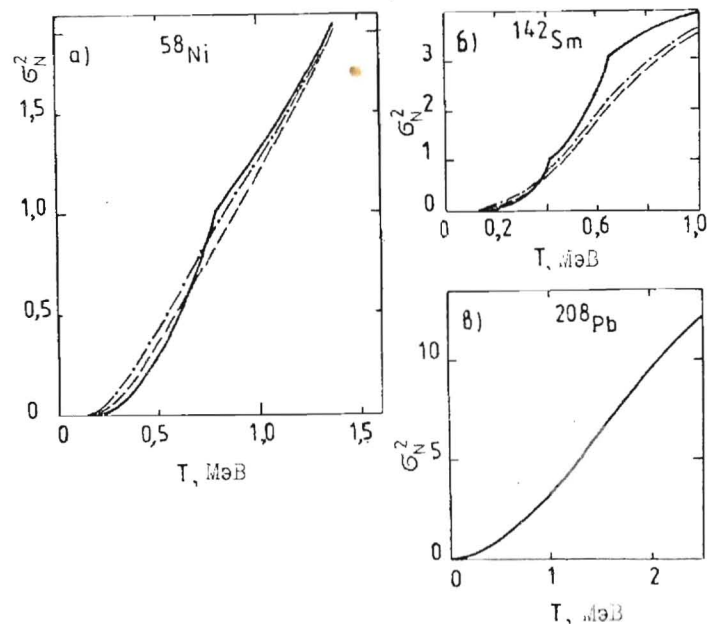


Рис. 2.

Термодинамическая флуктуация числа частиц как функция от температуры:

а) для ^{58}Ni ; б) для ^{142}Sm ; в) для ^{208}Pb .

Сплошные кривые обозначают результаты, полученные с использованием щели $\Delta(T)$ из теории КТ - БКШ; штриховые кривые соответствуют результатам, вычисленные с использованием щели $\langle\Delta\rangle$, штрихпунктирные кривые - результаты, рассчитанные со щелью $\langle\Delta(B)\rangle$ (см. рис. 1).

боте Сивитареза и др. /8/, представлены на рис. 3, который показывает хорошую точность приближения (17). Более того, точность приближения (17) улучшается с увеличением T и массового числа A , как показано приравнивании результатов для ^{58}Ni и ^{142}Sm . Для ^{208}Pb уравнения (16), (17) и (18) дают одинаковые результаты, так как $\Delta=0$. Здесь также эффект стирания фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное состояние при конечной температуре, вызванной статистическими флуктуациями, очевиден. Кривые, полученные в расчетах с использованием $\langle\Delta\rangle$, оказываются гладкими в отличие от кривых с особенностями в критических точках, вычисленных с использованием щели $\Delta(T)$ теории КТ - БКШ из (12).

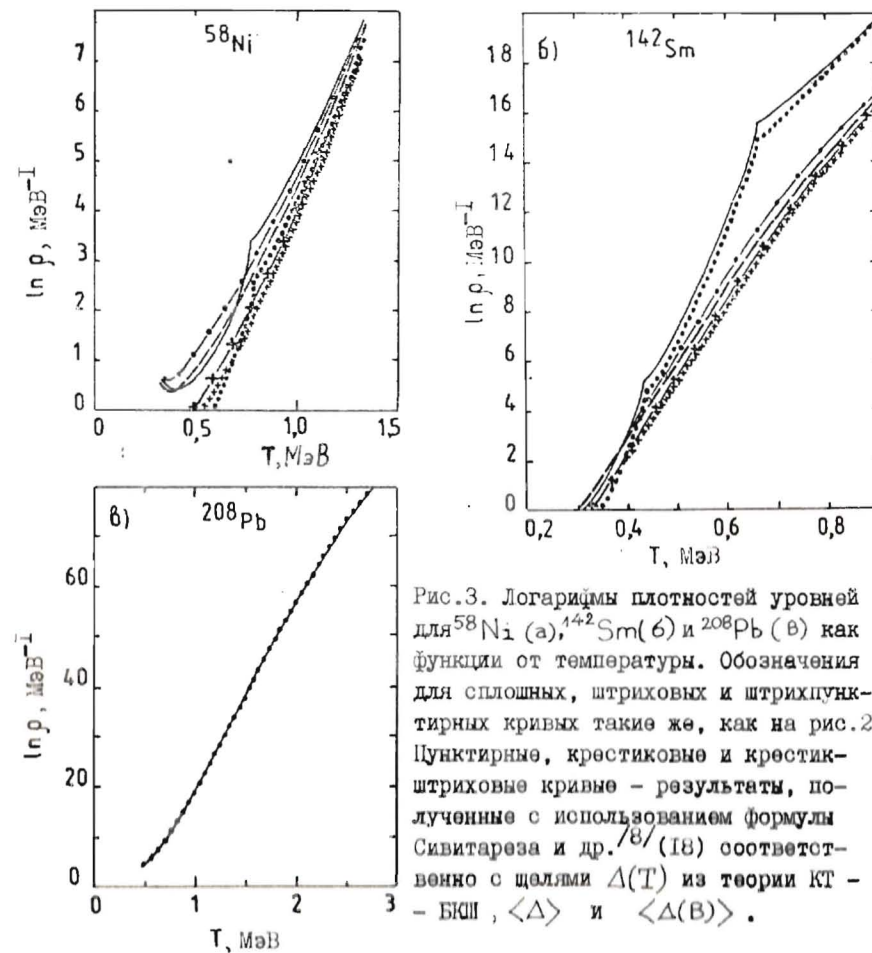


Рис.3. Логарифмы плотностей уровней для ^{58}Ni (а), ^{142}Sm (б) и ^{208}Pb (в) как функции от температуры. Обозначения для сплошных, штриховых и штрихпунктирных кривых такие же, как на рис.2. Пунктирные, крестиковые и крестик-штриховые кривые - результаты, полученные с использованием формулы Сивитареза и др. /8/ (18) соответственно с щелями $\Delta(T)$ из теории КТ - БКШ, $\langle\Delta\rangle$ и $\langle\Delta(B)\rangle$.

Соответствующие параметры плотности уровней показаны на рис. 4. В расчетах с щелью из теории КТ - БКШ ситуации для сверхтекучих ядер ^{58}Ni , ^{142}Sm совершенно отличается от ситуации для ядра ^{208}Pb . Действительно, для ^{58}Ni в районе $T_{\text{crit}} \approx 0,8$ МэВ появляется пик. Для ^{142}Sm из-за коллапса нейтронной и протонной спаривательных щелей появляются два пика при $T_{\text{crit}} \approx 0,47$ МэВ для нейтронной и $T_{\text{crit}} \approx 0,6$ МэВ для протонной компоненты. В теории КТ - БКШ эти максимальные значения служат признаком фазового перехода из сверхтекучей фазы в нормальную. При $T \gg T_{\text{crit}}$, когда спаривательная щель теории КТ - БКШ исчезает, с увеличением T оболочки начи-

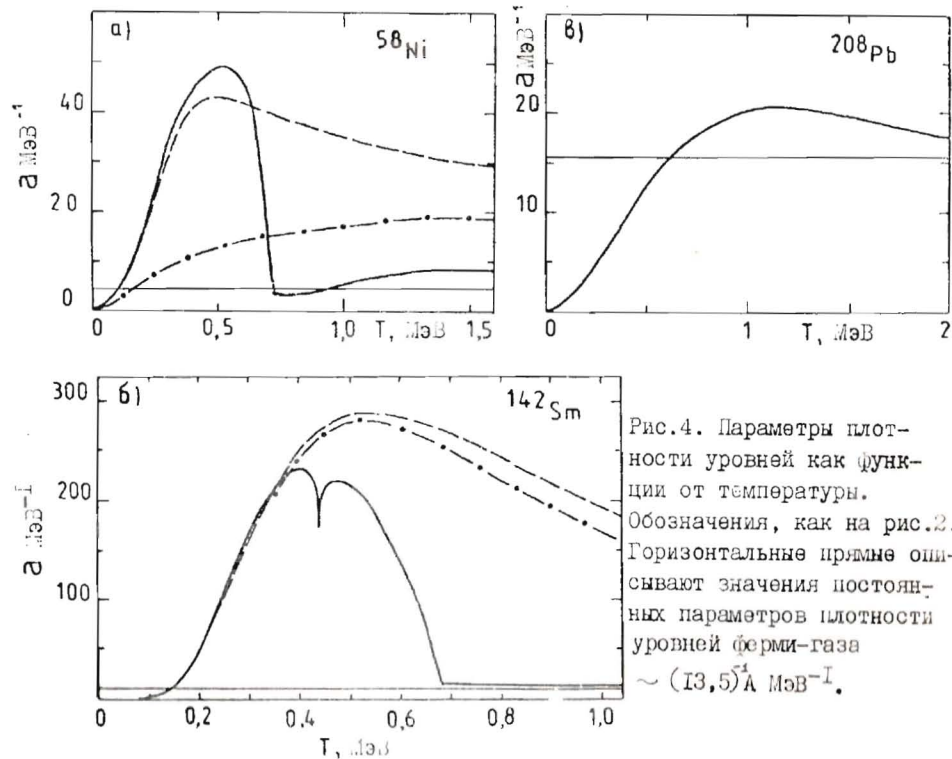


Рис. 4. Параметры плотности уровней как функции от температуры. Обозначения, как на рис. 2. Горизонтальные прямые означают значения постоянных параметров плотности уровней ферми-газа $\sim (13,5)A \text{ МэВ}^{-1}$.

нают вести себя, как в системе вырожденного ферми-газа. Начиная с этой точки с увеличением T , параметр плотности уровней приближается к постоянному параметру плотности уровней ферми-газа, который имеет значение порядка $\sim \frac{A}{13,5} \text{ МэВ}^{-1}$.

С учетом термодинамических флуктуаций в спаривательной щели в расчетах существенно меняется температурная зависимость параметра плотности уровней. Действительно, коллапс спаривательной щели, отраженный в присутствии пиков в области критических температур, сильно подавлен. Температурная зависимость параметра плотности уровней для сверхтекучих ^{58}Ni и ^{142}Sm ядер с учетом термодинамических флуктуаций в $\langle \Delta \rangle$ ведет себя как для нормальных систем (^{208}Pb). Параметр плотности уровней меняется существенно при $T \sim 0,5 \text{ МэВ}$ для ^{58}Ni , $T \sim 0,7 \text{ МэВ}$ для ^{142}Sm и $T \sim 1 \text{ МэВ}$ для ^{208}Pb , где он достигает максимальных значений. Вариации прекращает при $T \gg 2 \text{ МэВ}$, которые представляют собой область, где оболочечные поправки становятся незначительными. Влияние Δ -зависимости массы оказывается существенным в ^{58}Ni , где с учетом $B(\Delta)$ из (27) даже исчезает максимум на кривой, описывающей зависимость пара-

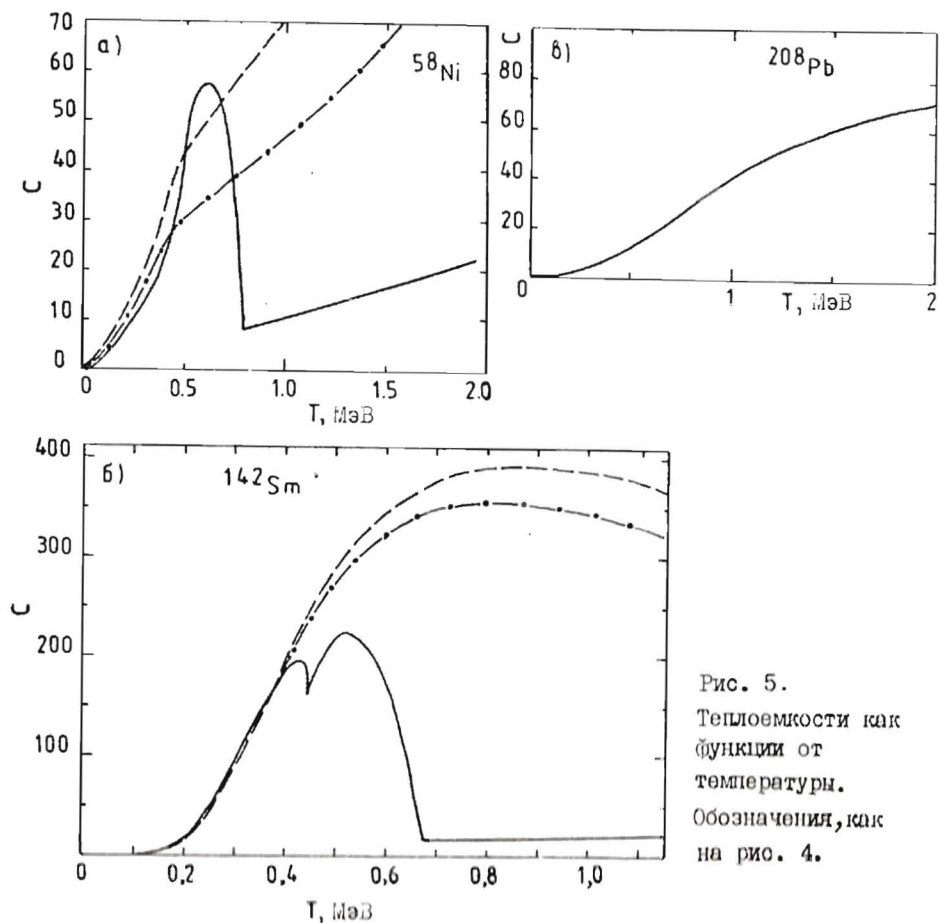


Рис. 5. Теплоемкости как функции от температуры. Обозначения, как на рис. 4.

метра плотности уровней от температуры. Для более тяжелых ядер этот эффект значительно слабее (см. ^{142}Sm).

3.4. Флуктуация энергии и теплоемкость

Эффект заглаживания фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное состояние из-за термодинамических флуктуаций лучшим образом показаны на рис. 5 и рис. 6, где представлены теплоемкость C и флуктуация энергии δE как функции от T . Связь между теплоемкостью C и флуктуацией энергии осуществляется через формулу (20). В отличие от случая выявленного фазового перехода с использованием спаривательной щели $\Delta(T)$ теории КТ - БКШ (12), где для сверхтекучих систем кривые C и δE имеют λ -образную форму в области критической температуры как признак фазового пе-

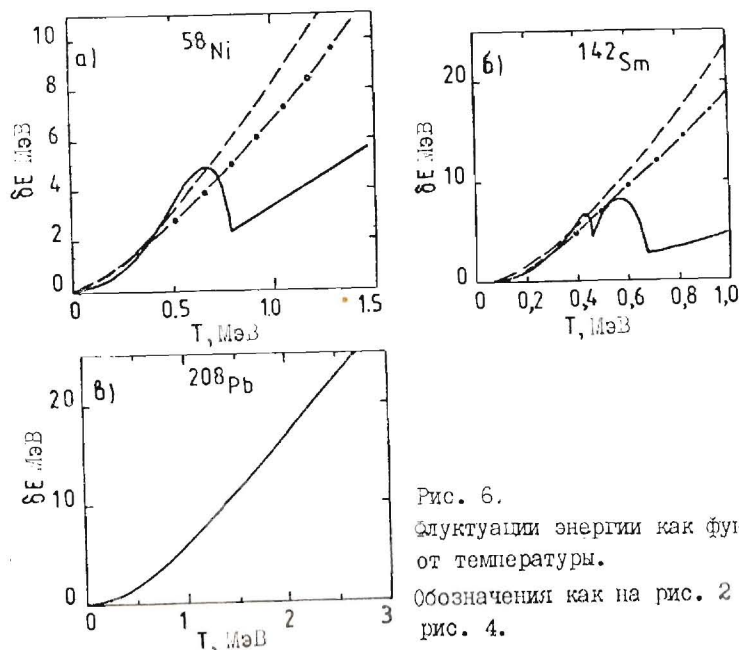


Рис. 6.
Флуктуации энергии как функции от температуры.
Обозначения как на рис. 2 и на рис. 4.

перехода из сверхтекучего состояния в нормальное состояние [Г7,20], эта аномалия полностью заглаживается в расчетах, основанных на исчезающей термодинамически усредненной спаривательной щели $\langle \Delta \rangle$. Сверхтекучая конечная система с учетом термодинамических флуктуаций ведет себя как нормальная конечная система при конечной температуре (рис. 5в). Δ - зависимость массы несколько уменьшает значения теплоемкости C и флуктуации энергии δE . Эта разница становится заметной с увеличением температуры и меньшей при большем A .

§ 4. Заключение

В настоящей работе флуктуации избранных наблюдаемых величин были рассчитаны в рамках сверхтекучей модели ядра при конечной температуре с использованием одночастичных спектров энергии для нагретых сферических ^{58}Ni , ^{142}Sm и ^{208}Pb ядер. Проведено адекватное рассмотрение конечных систем при конечной температуре, где термодинамические флуктуации приводят к исчезающей статистически усредненной спаривательной щели $\langle \Delta \rangle$ в формализме среднего поля при $T \neq 0$. Такое рассмотрение $\langle \Delta \rangle$ вместо щели $\Delta(T)$ из теории КТ - БКШ обеспечивает реальные флуктуации соответствующих наблюдаемых величин в термодинамическом пределе нагретых конечных ядерных систем.

тем. Мы, таким образом, в состоянии наблюдать лишь только усиленные максимумы некоторых наблюдаемых величин вокруг критической температуры поскольку выявленный фазовый переход из сверхтекучего состояния в нормальное состояние полностью заглажен. В частности, это было показано для параметра плотности уровней, теплоемкости и, следовательно, флуктуации энергии. (В ^{58}Ni с учетом Δ - зависимости массы этот максимум даже исчезает на кривой температурной зависимости параметра плотности уровней). В действительности, в связи с сильными флуктуациями при конечной температуре в конечных системах, мы не нашли никакого выделенного признака фазового перехода из сверхтекучей фазы в нормальную фазу в области температур вблизи критической точки. Наблюдаемые величины в сверхтекучих системах при $T \neq 0$ ведут себя, как в нормальных системах. Вместе с серией работ [2-7], исследующих роль термодинамических флуктуаций в конечных системах, результаты настоящей работы могут пролить некоторый свет на поведение наблюдаемых величин в нагретых невращающихся ядрах, в которых из-за термодинамических флуктуаций статистически усредненная спаривательная щель остается большой даже при довольно высоких температурах ($T \lesssim 6$ MeV). В будущем интерес представляет изучение влияния остаточного взаимодействия в рамках КТ - ПСФ с учетом флуктуаций, как это было сделано в [8,10] без флуктуаций. Занимательным также является вопрос об высокоспиновом изучении с использованием усредненной спаривательной щели $\langle \Delta \rangle$. Это может служить содержанием наших дальнейших публикаций.

Авторы выражают свою благодарность профессору В.Г. Соловьеву за его постоянное внимание и поддержку. Они также признательны профессору В. Навротцкой - Рыбарской (Вроцлавский университет, ПНР) за плодотворные дискуссии и помощь.

Литература

1. Goodman A.L. Nucl. Phys., 1981, 352A, pp.30,45.
2. Goodman A.L. Phys. Rev., 1984, 29C, p. 1887.
3. Moratto L.G. Nucl. Phys., 1972, 185A, p. 145; 1973. 216A, p. 1; Phys. Lett., 1973, 44B, p. 494; 1973, 46B, p. 20; Nucl. Phys., 1974, 226A, p. 9.
4. Bgido J.L. et al. Phys. Lett., 1985, 154B, p. 1.
5. Nguyen Dinh Dang and Nguyen Zuy Thang. Preprint JINR, E4-88-357, Dubna, 1988. (принято в "J. Phys. G", 1988)
6. Nguyen Dinh Dang, JINR Communication, E488-40, Dubna, 1988.
7. Rossignoli R., Plastino A. and Vary J.P. Phys. Rev., 1988, 37C, p. 314.

8. Civitarese O., De Paoli A.L. Nucl. Phys., 1985, 440A, p. 480.
9. Alasia F., Civitarese O. and Reboiro M. Phys. Rev., 1987, 35C, p. 812.
10. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. Энергоатомиздат, М., 1983.
11. Nguyen Dinh Dang, J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1985, II, LI25.
12. Соловьев В.Г., ЖТФ, 1969, 36, с. 1869.
13. Belyaev S.T. Mat.- fys. medd. kgl. danske vid. selskab, 1959, 3I, No II.
14. Sommermann H.M. Ann Phys. (N.Y.), 1983, 15I, p. 163.
15. Goodman A.L. Nucl. Phys., 1981, 369(A, p. 365; 1981, 370A, p. 90, 1983, 40A, p. 189.
16. Civitarese O., Dussel G.G. and Perazzo R.P.J. Nucl. Phys., 1983, 404A, p. 15.
Civitarese O., Plastino A. and Faessler A.J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1983, 9, p. 1063.
17. Fetter A.L. and Walecka J.D. Quantum Theory of Many Particle Systems. Mc. Graw-Hill, N.Y., 1971.
18. Soloviev V.G. Theory of Complex Nuclei. Pergamon Press, Oxford, 1976.
19. Brack M. and Quentin P. Phys. Lett., 1974, 52B, p. 159; Bonche P., Levit S. and Vautherin D. Nucl. Phys., 1984, 427A, p. 278.
20. Lifshitz E.M., Pitaevski L.P. Statistical Physics, vol. I, chapters 12, 14, Pergamon Press, N.Y., 1980.
21. Ring P. and Schuck P. The Nuclear Many Body Problem. Springer, Berlin, 1980.
22. Soloviev V.G. et al., JINR Communication, E-II54, Dubna, 1962. Михайлов И.Н. ЖТФ, 1963, 45, с. 1102.
23. Gilbert A. and Cameron A.G.W. Can J. Phys., 1965, 43, p. 1446.
24. Чепурнов В.А. ЖФ, 1967, 6, с. 955.
Takeuchi K. and Moldauer P.A. Phys. Lett., 1969, 28B, p. 384.
25. Federsmidt G. and Ring P. Nucl. Phys., 1985, 435A, p. 110.
Shimizu Y.R. Pairing and Quadrupole Fluctuations in Rapidly Rotating Nuclei. Invited at the Int. Conf. Nucl. Shapes, June 28- July 4, 1987, Crete, Greece.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1988 года.

Нгуен Динь Данг, Нгуен Зуй Тханг
Флуктуации в сверхтекучей модели при конечной температуре
для нагретых сферических ядер

P4-88-660

Исследован эффект не исчезающей спаривательной щели, вызванный термодинамическими флуктуациями в рамках сверхтекучей модели ядра при конечной температуре. Рассчитаны флуктуации избранных наблюдаемых величин, таких, как флуктуаций энергии и числа частиц, плотности уровней, параметра плотности уровней и теплоемкости для ^{58}Ni , ^{142}Sm и ^{208}Pb . В расчетах использованы реалистические одночастичные спектры, определенные в потенциале Вудса - Саксона. Показано, что результаты, полученные с использованием не исчезающей статистически усредненной спаривательной щели, обеспечивают адекватную оценку для реальных флуктуаций в нагретых сферических ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Nguyen Dinh Dang, Nguyen Zuy Thang
Fluctuations in the Thermal Superfluid Model
for Heated Spherical Nuclei

P4-88-660

The effect of the nonvanishing thermal pairing gap due to statistical fluctuations is investigated by calculating fluctuations of selected observables such as the energy and particle number fluctuations, the nuclear level density, the level density parameter and the specific heat within the framework of the thermal nuclear superfluid model. In numerical calculations for heated spherical nuclei ^{58}Ni , ^{142}Sm and ^{208}Pb the realistic single-particle energy spectra defined in the Woods - Saxon potential are used. It is found that the results obtained with the nonvanishing thermal average pairing gap can yield an adequate estimate of the true fluctuations in the finite heating nonrotating nuclear systems.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1988