сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-84-151

С.И.Баструков, В.О.Нестеренко

КОРРЕЛЯЦИИ КВАЗИЧАСТИЦ В ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЯХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1984

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается вопрос о корреляциях или среднем числе квазичастиц в основных состояниях четно-четных деформированных ядер в приближении хаотических фаз /ПХФ/. Основным требованием ПХФ является условие малости среднего числа квазичастиц в фононном вакууме. С другой стороны, встречаются деформированные ядра с сильно коллективизированными состояниями, для которых можно ожидать больших значений этой величины. Таким образом, вопрос о корреляциях прямо связан с вопросом о правомерности использования ПХФ в ядрах с сильно коллективизированными состояниями.

Корреляции в основных состояниях исследовались во многих работах. В [1-4] представлены основные подходы, позволяющие учесть корреляции, сделаны микроскопические расчеты для сферических ядер. В [5] вычислено среднее число квазичастиц ρ_q в основных состояниях деформированных ядер. В этих работах показано, что учет в гамильтониане частично-частичных и обменных частично-дырочных членов приводит к уменьшению коллективности первых вибрационных состояний и, соответственно, к меньшим значениям ρ_q. Продемонстрирована правомерность использования ПХФ для ядер редкоземельной области.

Микроскопические расчеты корреляций в рамках квазичастично-фононной модели [6,7] проводились для сферических ядер в работах [8,9] и для деформированных - в [10,11]. В [10] вычислялись величины ρ_q. При этом использовались изоскалярные и изовекторные мультипольные силы. В [11] влияние корреляции на однофононные состояния в деформированных ядрах рассматривалось в соответствии с подходом [1] с использованием только изоскалярных сил.

В настоящей работе рассматривается влияние корреляций на характеристики однофононных состояний деформированных ядер. При этом, в отличие от [11], наряду с изоскалярными учитываются также изовекторные мультипольные силы. Подход, учитывающий корреляции квазичастиц, будем называть расширенным ПХФ или РПХФ. Уравнения РПХФ получены в соответствии с процедурой, изложенной в [1].

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Гамильтониан модели [6,7] включает среднее поле Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие и остаточные мультипольные изоскалярное и изовекторное взаимодействия.

Определим оператор рождения фонона в соответствии с [12]

$$Q^{+}_{g\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{q_1 q_2} \{\psi^{g}_{q_1 q_2} A^{+}(q_1 q_2, \sigma\mu) - \phi^{g}_{q_1 q_2} A(q_1 q_2, -\sigma\mu)\}, \qquad /1/$$

где

$$A^+(q_1q_2,\sigma\mu)=\sum_{\sigma'}\delta_{\sigma'(K_1-K_2),\sigma\mu}\,\sigma'\alpha^+_{q_1\sigma'}\alpha^+_{q_2-\sigma'}$$

или /2/

$$A^+(q_1q_2,\sigma\mu)=\delta_{K_1+K_2,\mu}\,\alpha^+_{q_2\sigma}\alpha^+_{q_1\sigma}\,.$$

Здесь $\alpha^+_{q\sigma}$ - оператор рождения одноквазичастичного состояния с квантовыми числами $q\sigma$, где σ - знак проекции полного момента на ось симметрии ядра, $\sigma=\pm1$, $g=\lambda\mu i$, i - номер фонона данной мультипольности.

Среднее по фононному вакууму от коммутационного соотношения для операторов /2/ имеет вид:

$$\langle|[A(q_1'q_2',\sigma'\mu'),A^+(q_1q_2,\sigma\mu)]|\rangle=\delta_{\mu,\mu'}\delta_{\sigma,\sigma'}\times$$
$$\times(\delta_{q_1',q_1}\delta_{q_2',q_2}+\delta_{q_1',q_2}\delta_{q_2',q_1})(1-\langle|\alpha^+_{q_1-\sigma}\alpha_{q_1-\sigma}|\rangle-\langle|\alpha^+_{q_2\sigma}\alpha_{q_2\sigma}|\rangle). \qquad /3/$$

В методе ПХФ членами $\langle|\alpha^+_{q_1\sigma}\alpha_{q_1\sigma}|\rangle$ и $\langle|\alpha^+_{q_2\sigma}\alpha_{q_2\sigma}|\rangle$, характеризующими среднее число квазичастиц q_1 и q_2 в фононном вакууме, в выражении /3/ пренебрегают, считая их малыми. Однако эти члены можно учесть, воспользовавшись процедурой, предложенной в /1/. Таким образом, учет корреляций или среднего числа квазичастиц в вакууме фононов проводится за счет использования более точных коммутационных соотношений.

Переопределим операторы /2/

$$\tilde A(q_1q_2,\sigma\mu)=\frac{A(q_1q_2,\sigma\mu)}{\sqrt{1-\rho_{q_1q_2}}}, \qquad /4/$$

где

$$\rho_{q_1q_2}=\langle|\alpha^+_{q_1-\sigma}\alpha_{q_1-\sigma}|\rangle+\langle|\alpha^+_{q_2\sigma}\alpha_{q_2\sigma}|\rangle. \qquad /5/$$

Тогда для операторов фононов, выраженных через /4/,

$$Q^+_{g\sigma}=\frac12\sum_{q_1q_2}\{\tilde\psi^g_{q_1q_2}\tilde A^+(q_1q_2,\sigma\mu)-\tilde\phi^g_{q_1q_2}\tilde A(q_1q_2,\sigma\mu)\} \qquad /6/$$

будет выполняться соотношение

$$\langle|[Q_{g'\sigma'},Q^+_{g\sigma}]|\rangle=\delta_{g,g'}\delta_{\sigma,\sigma'}, \qquad /7/$$

причем

$$\langle|Q_{g'\sigma'}Q^+_{g\sigma}|\rangle=\frac12\sum_{q_1q_2}\{\tilde\psi^{g'}_{q_1q_2}\tilde\psi^g_{q_1q_2}-\tilde\phi^{g'}_{q_1q_2}\tilde\phi^g_{q_1q_2}\}=\delta_{g,g'}\delta_{\sigma,\sigma'}. \qquad /8/$$

Таким образом, новые фононы /6/ при усреднении по вакууму точно удовлетворяют бозонному коммутационному соотношению. Это позволяет получить все дальнейшие уравнения, следуя обычной процедуре ПХФ.

Гамильтониан, выраженный через фононы /6/, имеет вид:

$$H_v=\sum_\sigma\{\sum_q\epsilon_q\alpha^+_{q\sigma}\alpha_{q\sigma}-$$
$$-\frac14\{(\kappa_0^{(\lambda\mu)}+\kappa_1^{(\lambda\mu)})\sum_{ii'}(Z_n^{\lambda\mu i}Z_n^{\lambda\mu i'}+Z_p^{\lambda\mu i}Z_p^{\lambda\mu i'})+$$
$$+(\kappa_0^{(\lambda\mu)}-\kappa_1^{(\lambda\mu)})\sum_{ii'}(Z_n^{\lambda\mu i}Z_p^{\lambda\mu i'}+Z_p^{\lambda\mu i}Z_n^{\lambda\mu i'})\}\times \qquad /9/$$
$$\times(Q^+_{\lambda\mu i\sigma}Q_{\lambda\mu i'\sigma}+Q_{\lambda\mu i-\sigma}Q^+_{\lambda\mu i'-\sigma}+Q^+_{\lambda\mu i\sigma}Q^+_{\lambda\mu i'\sigma}+Q_{\lambda\mu i-\sigma}Q_{\lambda\mu i'-\sigma})\}.$$

где

$$Z_n^g=\sum_{ss'}u_{ss'}f^{\lambda\mu}_{ss'}\sqrt{1-\rho_{ss'}}\,(\tilde\psi^g_{ss'}+\tilde\phi^g_{ss'}). \qquad /10/$$

В /9/ использованы обозначения: $\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ $(\kappa_1^{(\lambda\mu)})$ - константа остаточного мультипольного изоскалярного /изовекторного/ взаимодействия; ϵ_q - энергия одноквазичастичного состояния q; $u_{qq'}=u_qv_{q'}+u_{q'}v_q$, где u_q, v_q - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова; $f^{\lambda\mu}_{qq'}$ - одночастичный матричный элемент. В выражении /10/ для нейтронной функции Z_n^g суммирование проводится только по индексам нейтронных одночастичных состояний. Выражение для протонной функции Z_p^g имеет аналогичный вид.

Используя вариационную процедуру

$$\delta\{\langle|Q_{g\sigma}H_vQ^+_{g\sigma}|\rangle-\langle|H_v|\rangle-\frac{\omega_g}{2}\{\sum_{q_1q_2}((\tilde\psi^g_{q_1q_2})^2-(\tilde\phi^g_{q_1q_2})^2)-2\}\}=0,$$

получим систему уравнений для нахождения энергий ω_g и волновых функций однофононных состояний:

$$(1-\kappa_0^{(\lambda\mu)}(X_n^g+X_p^g))(1-\kappa_1^{(\lambda\mu)}(X_n^g+X_p^g))-\kappa_0^{(\lambda\mu)}\kappa_1^{(\lambda\mu)}(X_n^g-X_p^g)^2=0 \qquad /11/$$

$$X_n^g=2\sum_{s_1s_2}\frac{(u_{s_1s_2}f^{\lambda\mu}_{s_1s_2})^2\,\epsilon_{s_1s_2}(1-\rho_{s_1s_2})}{\epsilon^2_{s_1s_2}-\omega_g^2}, \qquad /11.1/$$

$$\tilde\psi^g_{s_1s_2}=\sqrt{\frac{1-\rho_{s_1s_2}}{2Y^g}}\;y_n^g\,\frac{u_{s_1s_2}f^{\lambda\mu}_{s_1s_2}}{\epsilon_{s_1s_2}-\omega_g}, \qquad /11.2/$$

$$\tilde{\phi}^{g}_{s_1 s_2} = \sqrt{\frac{1-\rho_{s_1 s_2}}{2Y^{g}}}\; y^{g}_{n} \frac{u_{s_1 s_2} f^{\lambda\mu}_{s_1 s_2}}{\epsilon_{s_1 s_2} + \omega_g}, \qquad /11.3/$$

$$Y^{g} = Y^{g}_{n} + Y^{g}_{p} (y^{g}_{p})^2, \qquad /11.4/$$

$$Y^{g}_{n} = \sum_{s_1 s_2} \frac{(u_{s_1 s_2} f^{\lambda\mu}_{s_1 s_2})^2 \epsilon_{s_1 s_2} \omega_g (1-\rho_{s_1 s_2})}{(\epsilon^2_{s_1 s_2} - \omega^2_g)^2}, \qquad /11.5/$$

$$y^{g}_{n} \equiv 1, \quad y^{g}_{p} = \frac{(\kappa_0^{(\lambda\mu)} - \kappa_1^{(\lambda\mu)}) X^{g}_{n}}{1-(\kappa_0^{(\lambda\mu)} + \kappa_1^{(\lambda\mu)}) X^{g}_{p}}. \qquad /11.6/$$

Протонные функции X^g_p, Y^g_p, $\tilde{\psi}^g_{r_1 r_2}$, $\tilde{\phi}^g_{r_1 r_2}$ имеют аналогичный вид. Следуя работам [1], легко преобразовать выражение /5/ для среднего числа квазичастиц в вакууме ПХФ к виду

$$\rho_{q_1 q_2} = \rho_{q_1} + \rho_{q_2} = \sum_{iq} \{(\tilde{\phi}^{\lambda\mu i}_{q_1 q})^2 + (\tilde{\phi}^{\lambda\mu i}_{q_2 q})^2\}. \qquad /12/$$

В результате получаем замкнутую систему уравнений /11/-/12/, позволяющую найти энергии ω_g и волновые функции однофононных состояний при самосогласованном учете корреляций в вакууме фононов /метод РПХФ/. Если положить $\rho_{q_1 q_2} = 0$, то получим обычные уравнения ПХФ [7].

Выражение для приведенной вероятности $E\lambda$-перехода из основного состояния ядра на однофононное состояние $\lambda\mu i(K^\pi_i$, где $K=\mu$, $\pi = (-1)^\lambda$) имеет вид:

$$B(E\lambda; 0 \to K^\pi_i) = e^2 \frac{2-\delta_{\mu,0}}{2Y^g} \left| e_{eff} X^g_n y^g_n + (1+e_{eff}) X^g_p y^g_p \right|^2. \qquad /13/$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку корреляции в вакууме ПХФ велики для коллективных состояний, проведем анализ эффекта на примере сильно коллективизированных состояний с $K^\pi_i = 2^+_1$ в ^{168}Er ($\omega^{эксп.}_{2^+_1} = 821$ кэВ, $B^{эксп.}(E2; 0 \to 2^+_1) = 5{,}8$ s.p.u.)и с $K^\pi_i = 0^-_1$ в ^{228}Th ($\omega^{эксп.}_{0^-_1} = 328$ кэВ, $B(E3; 0 \to 0^-_1) = 28$ s.p.u. [13]).Последнее состояние характерно для переходной области ядер. Вычисления проводились для случаев, когда учитывались только изоскалярные мультипольные силы ($\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$)и когда учитывались как изоскалярные, так и изовекторные силы ($\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$). В расчетах, результаты которых

представлены в табл.1-3, константа $\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ фиксировалась по экспериментальным значениям энергии $\omega_{\lambda\mu 1}$ первых однофононных состояний. Все остальные параметры вычислений такие же, как в [14]. Расчеты показали, что при нахождении $\rho_{q_1 q_2}$ в формуле /12/ с хорошей точностью можно ограничиться суммированием по первым пяти однофононным состояниям. Система уравнений /11/ - /12/ решается итерационным методом. Эффективный заряд e_{eff} в /13/ взят равным 0,2.

В таблице 1 для ряда одночастичных уровней, находящихся в районе границы Ферми, даны значения среднего числа квазичастиц ρ_q в фононном вакууме для случаев $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$ и $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ Видно, что величины ρ_q флуктуируют при переходе от одного уровня к другому. Значение ρ_q зависит от коллективности нижайших фононов и от того, в какие двухквазичастичные компоненты этих фононов входит квазичастица q. Например, в ^{168}Er квазичастица n521↓ входит в две большие компоненты nn 523↓ 521↓ и nn 521↑ 521↓ фонона с $\lambda\mu i = 221$ /см.табл.2/, что и определяет большую величину $\rho_{n521\downarrow}$.

Множитель $(1-\rho_{q_1 q_2})$ в уравнениях /11/-/11.6/ подавляет двухквазичастичные компоненты $q_1 q_2$ возбужденных состояний в той степени, в какой квазичастицы q_1 и q_2 представлены в фононном вакууме. Тем самым учитывается принцип Паули.

Таблица 1

Значения $\rho_q \cdot 10^2$ для одночастичных состояний вблизи границы Ферми /уровень Ферми подчеркнут/ при $\lambda\mu = 22$ в ^{168}Er и при $\lambda\mu = 30$ в ^{228}Th в случаях $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$ и $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$.

q	^{168}Er, $\lambda\mu = 22$		q	^{228}Th, $\lambda\mu = 30$	
	$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$	$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$		$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$	$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$
n521↑	6,4	5,1	n752↑	28	25
n523↓	7,4	5,9	n631↑	11	8,0
n633↑	2,9	2,3	n633↓	25	23
n521↓	14	11	n631↓	12	8,8
p411↑	6,5	5,1	p660↑	13	10
p523↑	1,5	1,2	p651↑	20	15
p411↓	9,2	7,3	p530↑	16	12

Таблица 2

Структура однофононных состояний $\lambda\mu i = 221$ в ^{168}Er и $\lambda\mu i = 301$ в ^{228}Th для случаев ПХФ и РПХФ

Ядро $\lambda\mu i$	Двухквазичастичные компоненты фонона	Вклад в нормир.фонона, %			
		$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$		$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$	
		ПХФ	РПХФ	ПХФ	РПХФ
^{168}Er	nn 523↓ 521↓	34	32	27	26
	pp 411↑ 411↓	15	15	24	24
221	nn 521↑ 521↓	16	15	13	12
	pp 413↓ 411↓	5	5	8	8
^{228}Th	nn 752↑ 633↓	47	35	39	29
	pp 530↑ 660↑	6	7	10	11
301	pp 521↑ 651↑	5	6	8	9
	nn 761↑ 631↑	6	7	5	6

Таблица 3

Приведенные вероятности $B(E\lambda; 0 \to K_1^\pi)$ электрических переходов из основного состояния ядра на первое однофононное состояние для случаев ПХФ и РПХФ. В расчетах принято $e_{eff} = 0{,}2$

Ядро	K_1^π	$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$		$\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$	
		ПХФ	РПХФ	ПХФ	РПХФ
^{168}Er	2_1^+	8,1	8,5	11,6	11,9
^{228}Th	0_1^-	27,2	31,8	38,1	42,2

В случае очень коллективных состояний функции $\rho_{q_1 q_2}$ могут принимать большие значения /например, в ^{228}Th $\rho_{nn\,752\uparrow 633\downarrow} > 0{,}5$). В результате, заметно меняются структура фононов и приведенные вероятности $B(E\lambda; 0 \to K_i^\pi)$. Из табл.2 видно, что учет корреляций /РПХФ/ приводит по сравнению с ПХФ к уменьшению вклада основной двухквазичастичной компоненты в нормировку фонона. Как

видно из табл.3, приведенная вероятность $E\lambda$-перехода на первое однофононное состояние при этом увеличивается.

В работах [1-3,11] влияние корреляций на приведенные вероятности $E\lambda$-переходов также рассматривалось при фиксированных энергиях $\omega_{\lambda\mu 1} = \omega_{\lambda\mu 1}^{\text{эксп.}}$. Согласно [11], при учете корреляций /РПХФ/ значения $B(E\lambda; 0 \to K_1^\pi)$ в деформированных ядрах немного увеличиваются[11], что соответствует нашим результатам.

Сравним случаи, когда учитываются только изоскалярные мультипольные силы $(\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0)$ и когда одновременно учитываются изоскалярные и изовекторные силы $(\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)})$. Включение изовекторных сил при фиксированных энергиях $\omega_{\lambda\mu 1}$ увеличивает коллективность первых однофононных состояний. Тем не менее, как видно из табл.1, величины ρ_q при включении изовекторных сил несколько уменьшаются. Это происходит вследствие небольшого уменьшения функций $\tilde{\phi}^{g}_{q_1 q'}$, входящих в выражение для ρ_q, в главных двухквазичастичных компонентах фонона. Из-за меньших значений ρ_q в случае $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ изменения в структуре фононов и величинах приведенных вероятностей /см.табл.3/ при переходе от ПХФ к РПХФ слабее, чем в случае $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = 0$. Таким образом, учет изовекторных сил при фиксированных энергиях $\omega_{\lambda\mu 1}$ приводит к уменьшению роли корреляций.

Если по аналогии с [9] фиксировать в вычислениях не энергию $\omega_{\lambda\mu 1}$, а мультипольные константы $\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ и $\kappa_1^{(\lambda\mu)} = -1{,}5\,\kappa_0^{(\lambda\mu)}$, то при переходе от ПХФ к РПХФ энергии ω_{221} в ^{168}Er и ω_{301} в ^{228}Th увеличиваются соответственно на 230 и 410 кэВ, а приведенные вероятности $B(E2; 0 \to 2_1^+)$ и $B(E3; 0 \to 0_1^-)$ уменьшаются соответственно в 1,4 и 2,7 раза. Такого рода расчеты, возможно, более наглядно демонстрируют эффект от включения корреляций, но они носят скорее методический характер, поскольку при переходе от одного варианта модели к другому фиксируется не экспериментально измеряемая величина, а внутримодельные параметры.

Из табл.1-3 видно, что даже для коллективного состояния 2_1^+ в ^{168}Er функции ρ_q невелики, и изменение характеристик этого состояния при учете корреляций незначительно. Метод ПХФ для таких состояний,и, тем более, для менее коллективных, должен работать хорошо. Для сильно коллективизированного состояния 0_1^- в ^{228}Th функции ρ_q гораздо больше, влияние корреляций заметнее, хотя также не очень велико.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены уравнения, позволяющие описывать однофононные состояния при учете корреляций квазичастиц в вакууме фононов. Уравнения получены в рамках квазичастично-фононной модели[6,7] в соответствии с процедурой, изложенной в [1]. При этом учитываются как изоскалярные, так и изовекторные остаточные мультипольные силы.

Основные расчеты проведены при фиксированных энергиях первых однофононных состояний. Показано, что учет корреляций квазичастиц приводит к увеличению коллективности этих состояний. Подключение изовекторных сил уменьшает роль корреляций. Расчеты показали, что влияние корреляций на коллективные состояния типа 2^+_1 в ^{168}Er незначительно. Для таких состояний вполне применимо ПХФ. На свойства сильно коллективизированных состояний типа 0^-_1 в ^{228}Th влияние корреляций заметнее /особенно на структуру состояний/, хотя также не очень велико. В этих случаях, с учетом того, что $\rho_{qq'}$ принимает большие значения $(\rho_{qq''} \approx 0{,}5)$, расчеты в рамках РПХФ являются более корректными, хотя результаты, полученные в РПХФ и ПХФ, различаются несильно.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения проф.В.Г.Соловьеву, Л.А.Малову и А.И.Вдовину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ken-ji-Hara. Prog.Theor.Phys., 1964, 32, p.87; Ikeda K., Udagawa T., Yamamura H. Prog.Theor.Phys., 1965,33,p.32.
2. Miyanishi Y., Yamamura M. Prog.Theor.Phys., 1967,38,p.332.
3. Rowe D.J. Phys.Rev., 1968, 175, p.1283; Parikh J.C., Rowe D.J. Phys.Rev., 1968, 175, p.1293.
4. Schalow G., Yamamura M. Nucl.Phys., 1971, A161, p.93.
5. Hernandez E.S., Plastino A. Phys.Lett., 1972, 39B, p.163; Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1974, 268, p.337; 1975, 273, p.253.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
8. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. Изв.АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, вып.9, с.1938.
9. Навроцка-Рыбарска В., Стоянова О., Стоянов Ч., ЯФ, 1981, 33, с.1494.
10. Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Халкин А.В. ЯФ, 1980, 32, с. 1209.
11. Молина Х.Л. Изв.АН СССР, сер.физ., 1980, т.44, вып.11, с.2293.
12. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, 53, с.399.
13. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, с.450.
14. Григорьев В.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1984 года

Бастpуков С.И., Нестеренко В.О. Р4-84-151
Корреляции квазичастиц в основных состояниях деформированных ядер

Рассматривается влияние корреляций квазичастиц в основных состояниях деформированных ядер на свойства однофононных состояний. При этом учитываются изоскалярные и изовекторные мультипольные силы. Вычисления, сделанные при фиксированных энергиях первых однофононных состояний, показывают, что учет корреляций приводит к небольшому увеличению коллективности этих состояний. Включение изовекторных сил уменьшает роль корреляций. В целом влияние корреляций незначительно даже для сильно коллективизированных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bastrukov S.I., Nesterenko V.O. P4-84-151
The Ground State Correlation of Quasiparticles in Deformed Nuclei

The effect of ground state correlation on the properties of the one-phonon states in deformed nuclei is considered. The isoscalar and isovector multipole forces are taken into account. The calculations with fixed energies of first one-phonon states are shown that the ground state correlation leads to small increase of collectivity of these states. The isovector force inclusion decreases the role of correlations. On the whole, the effect of ground state correlations is small even for strongly collective states.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984