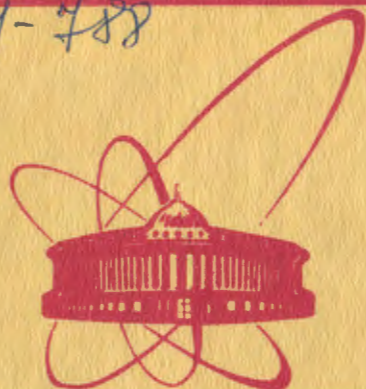


878/82
81-788

22/4 - 82



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P4-81-788

Г.Кырчев

ДИАГРАММНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ
ОДНОФОНОННОГО ПРОПАГАТОРА
В КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Направлено в "ТМФ"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Построение квазичастично-фононной модели /КФМ/ ядра, основные положения которой изложены в обзоре^{/1/}, опирается на конкретный вид модельного гамильтониана и на концепцию многокомпонентной операторной волновой функции /последняя предполагается разложенной в ряд по операторам, в терминах которых выражен гамильтониан/. Решения выведенных из вариационного принципа уравнения КФМ однозначно определяют спектр возбуждений и коэффициенты операторной волновой функции, играющей важную роль в КФМ. В то же время ряд современных ядерных моделей использует язык соответствующих пропагаторов и их представлений с помощью диаграмм^{/2-5/}.

На сегодня все большую актуальность приобретают вопросы теоретического обоснования^{/6/} и сопоставления^{/7/} тех ядерных моделей, которые уже прочно вошли в арсенал теории структуры ядра. Для сравнения КФМ с моделями, оперирующими языком графиков, важно выяснить, какие диаграммы учтены в рамках КФМ. Этот вопрос поднимается, в частности, в недавних работах^{/8,9/}. В этой связи возникает необходимость дать альтернативный вывод уравнений КФМ, опирающийся на аппарат функций Грина^{/10-12/}. Применительно к КФМ последний использовался в работе^{/13/}, где было показано, что цепочка уравнений КФМ эквивалентна цепочке уравнений для соответствующих функций Грина.

В настоящей работе, методической по своему характеру, задача с операторной волновой функцией, содержащей однофононные и двухфононные компоненты^{/1,14-16/} /назовем эту задачу условно "моделью"/, которая в рамках КФМ решена с помощью вариационного принципа в явном виде, переведена на язык диаграмм. Для этой модели объект, содержащим всю физическую информацию, является возмущенный пропагатор /роль возмущения играет гамильтониан взаимодействия КФМ/, для которого стандартной методикой можно построить диаграммное разложение. Сопоставление с уравнениями, выведенными из вариационного принципа^{/1,14-16/}, позволяет однозначно выделить класс диаграмм, заложенных в рассматриваемой модели, что и является целью настоящей работы. К тому же самому ответу можно придти, если выписать уравнения для двухвременных функций Грина и, замыкая их согласованным образом, решить в соответствующем приближении.

Далее принят следующий порядок изложения. Постановка задачи дана в разд.2. В разд.3 проведен анализ диаграммного ряда однофононного пропагатора, что позволяет сделать вывод о том, какие графики учтены в модели /1,14-16/. В разд.4 этот же результат получен путем приближенного решения цепочки уравнений для функций Грина. Адекватность аппарата функций Грина для рассматриваемой модели отмечена в разд.5.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Модель четно-четного деформированного ядра с волновой функцией вида:

$$|\Psi_n(K^\pi)\rangle = \left[\sum_{i=1}^{m_0} C_i^n(\bar{g}_0) Q_{\bar{g}_0 i}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\bar{g}\bar{g}'} D_{\bar{g}\bar{g}'}^n(\bar{g}_0) Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}'}^+ \right] |\Psi_0\rangle \quad /1/$$

детально изучалась в ряде работ /1,14-16/. Приняты обозначения: n - номер корня возбужденного состояния с данными значениями проекции спина на ось симметрии ядра K и четностью π ; $\bar{g} \equiv (\lambda\mu i) \equiv (\bar{g}i)$; $Q_{\bar{g}}^+$ - оператор рождения фонона мультипольности \bar{g} и номером i ; m_0 - число фононов мультипольности \bar{g}_0 ; $Q_{\bar{g}} |\Psi_0\rangle = 0$.

При рассмотрении модели с волновой функцией вида /1/ удобно выразить гамильтониан КФМ только через фононные операторы $Q_{\bar{g}}^+, Q_{\bar{g}}^*$. В предположении о справедливости квазибозонного приближения гамильтониану КФМ можно придать следующую форму:

$$H_M = H_V + H_{Vq} \quad /2/$$

$$H_V = \sum_{\bar{g}} \omega_{\bar{g}} Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}}, \quad /3/$$

где энергии невзаимодействующих фононов $\omega_{\bar{g}}$ получаются из решения секулярных уравнений приближения хаотических фаз (RPA) /1,14/.

$$H_{Vq} = - \sum_{\bar{g}\bar{g}''} \left\{ \left[\frac{1}{\sqrt{2}} U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''} Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}''}^+ \right] Q_{\bar{g}} + \frac{1}{4} V_{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''} Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}''}^+ \right\} + [h.c.], \quad /4/$$

Свойства симметрии $U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''}$ и $V_{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}$ следующие:

$$U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''} = U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''}, \quad V_{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''} = V_{\bar{g}\bar{g}''\bar{g}}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''} = V_{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''} = V_{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}\bar{g}''} \quad /5/$$

В силу /4/ имеем: $U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''} = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi_0 | Q_{\bar{g}} H_{Vq} Q_{\bar{g}}^+ Q_{\bar{g}''}^+ | \Psi_0 \rangle$, т.е. $U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''}$ есть амплитуда перехода однофононного состояния \bar{g} в двухфононное ($\bar{g}\bar{g}''$). Явный вид $U_{\bar{g}\bar{g}''}^{\bar{g}\bar{g}''}$ дан в /14,15/ и не понадобится в дальнейшем.

* С этой целью в гамильтониане взаимодействия КФМ, имеющем структуру $\alpha^+ \alpha (Q^+ + Q)$, нужно представить операторы типа $\alpha^+ \alpha$ через фононные операторы /см. /14/, стр.391/.

Для нормированной волновой функции /1/ вариационный принцип дает следующую систему уравнений /1.16/:

$$\begin{cases} (\omega_{\bar{g}_0 i} - \eta_n) C_i^n(\bar{g}_0) - \sum_{g g'} U_{\bar{g}_0 i}^{g g'} D_{g g'}^n(\bar{g}_0) = 0 \\ (\omega_{g + \omega_{g'}} - \eta_n) D_{g g'}^n(\bar{g}_0) - \sum_{i=1}^{m_0} U_{\bar{g}_0 i}^{g g'} C_i^n(\bar{g}_0) = 0. \end{cases} \quad /6/$$

Секулярное уравнение для энергий возбужденных состояний получено /1.15,16/ в виде:

$$d(\bar{g}_0; \eta) \equiv \det \left\| \left(\omega_{\bar{g}_0 i} - \eta \right) \delta_{ii} - \sum_{g g'} \frac{U_{\bar{g}_0 i}^{g g'} U_{\bar{g}_0 i'}^{g g'}}{\omega_{g + \omega_{g'}} - \eta_n} \right\| = 0. \quad /7/$$

Решая /6/, нетрудно показать, что

$$(C_i^n)^2 = -i \frac{\partial}{\partial \eta} [d(\bar{g}_0; \eta) / M^{ii}(\bar{g}_0; \eta)]_{\eta = \eta_n} \quad /8/$$

где $M^{ii}(\bar{g}_0; \eta)$ - соответствующий минор определителя в /7/.

Формулы /6/-/8/ будут существенно использоваться в дальнейшем изложении.

Исходной точкой для построения диаграммного представления однофононного пропагатора в КФМ может послужить известная формула /11,12/:

$$G_{ii}(\bar{g}_0; t-t') = -i \langle \Psi_0 | T \{ Q_{\bar{g}_0 i}^+(t) Q_{\bar{g}_0 i}^-(t') \exp \left[-i \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau H_{vq}(\tau) \right] | \Psi_0 \rangle_{\text{св.}} \quad /9/$$

В формуле /9/: $Q_g^+(t)$ и $Q_g(t)$ - операторы рождения и поглощения фононов в представлении взаимодействия, т.е.:

$$\begin{aligned} Q_g(t) &= e^{iH_v t} Q_g e^{-iH_v t} = e^{-i\omega_g t} \\ Q_g^+(t) &= e^{iH_v t} Q_g e^{-iH_v t} = e^{i\omega_g t} \end{aligned} \quad /10/$$

T - хронологический оператор; $H_{vq} = e^{iH_v t} H_{vq} e^{-iH_v t}$; индекс "св." указывает, что учитываться должны только связанные диаграммы.

Наша цель - понять, какие графики учтены в рамках модели с волновой функцией /1/. Рецепт для ответа на этот вопрос дает следующее рассуждение. Рассматриваемой модели соответствует пропагатор, обозначим его G_{ii}^M , удовлетворяющий двум требованиям: уравнение для полюсов фурье-образа G_{ii}^M идентично с секулярным уравнением /7/, и вычеты фурье-образа G_{ii}^M в полюсах должны равняться $(C_i^n)^2$ из /8/. Ясно, что в диаграммном ряде для G_{ii} должна существовать подпоследовательность графиков, просуммировав которые, получим G_{ii}^M . Именно это и будет искомым классом диаграмм. Для их выделения необходимо разработать соответствующую графическую технику.

3. ДИАГРАММНЫЙ АНАЛИЗ ОДНОФОННОГО ПРОПАГАТОРА


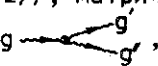
Если в формуле /9/ положить $H_{vq}=0$, получим невозмущенный пропагатор:

$$G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t') = -i \langle \Psi_0 | T \{ Q_{\bar{g}_0 i}^-(t) Q_{\bar{g}_0 i'}^+(t') \} | \Psi_0 \rangle^* = -i \overline{Q_{\bar{g}_0 i}^-(t) Q_{\bar{g}_0 i'}^+(t')} \quad /11/$$

Из /11/ с помощью /10/ находим его явный вид:

$$G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t') = \begin{cases} -i \delta_{ii'} e^{-i\omega_{\bar{g}_0} (t-t')} & \text{если } t > t' \\ 0 & \text{если } t < t'. \end{cases} \quad /12/$$

Разложение экспоненты в формуле /9/ порождает диаграммный ряд теории возмущений, если воспользоваться теоремой Вика /11,12/

и ввести соглашения: хронологическим спариваниям $\overline{Q_{\bar{g}}^-(t) Q_{\bar{g}'}^+(t')} = i G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}; t-t') \delta_{\bar{g}\bar{g}'}$ ставить в соответствие линии  /они ориентированы в силу /12//, матричным элементам $U_{\bar{g}\bar{g}'}^{\bar{g}\bar{g}'}$ ставить в соответствие вершины  , величины $v_{\bar{g}\bar{g}'\bar{g}''}$

представлять рисунками  ,  . Из этих элементов будем строить диаграммы, дающие вклад в $G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t')$ из /9/.

Из формул /4/, /9/ и /10/ явствует, что поправки δG нечетного порядка к $G^{(0)}$ равны нулю, т.е. $\delta G_{ii'}^{(2n+1)}(\bar{g}_0; t-t')=0$, поэтому формулу /9/ перепишем в виде:

$$G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}; t-t') = G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t') + \sum_{n=1}^{\infty} \delta G_{ii'}^{(2n)}(\bar{g}_0; t-t') \equiv G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t') + (-i) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{2n}}{2n!} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_1 \dots dr_{2n} \langle \Psi_0 | T \{ Q_{\bar{g}_0 i}^-(t) Q_{\bar{g}_0 i'}^+(t') H_{vq}(r_1) \dots H_{vq}(r_{2n}) \} | \Psi_0 \rangle. \quad /13/$$

Множитель $\frac{1}{2n!}$ можно опустить и заниматься только безиндексными диаграммами /12/. Рассмотрим несколько подробнее поправки к $G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t')$ второго ($n=1$) и четвертого ($n=2$) порядков. Учитывая формулы /4/, /5/ и /11/ и пользуясь теоремой Вика, имеем:

$$\delta G_{ii'}^{(2)}(\bar{g}_0; t-t') = i^5 \sum_{\bar{g}\bar{g}'} U_{\bar{g}\bar{g}'}^{\bar{g}\bar{g}'} U_{\bar{g}_0 i}^{\bar{g}\bar{g}'} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_1 dr_2 G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; r_1-t') G_{jj'}^{(0)}(\bar{g}'; r_2-r_1) \times G_{jj'}^{(0)}(\bar{g}; r_2-r_1) G_{ii'}^{(0)}(\bar{g}_0; t-r_2) +$$

* Фоновый вакуум $|\Psi_0\rangle$ в формуле /9/ предполагается невырожденным и $\langle \Psi_0 | \Psi_0 \rangle = 1$.

$$+ i \sum_{\bar{g}\bar{g}'jj'} V_{\bar{g}\bar{g}'\bar{g}_0i} V_{\bar{g}\bar{g}'\bar{g}_0i'} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_1 d\tau_2 G_{i'j'}^{(0)}(\bar{g}_0; \tau_2 - t') G_{jj}^{(0)}(\bar{g}; \tau_2 - \tau_1) \times$$

$$\times G_{jj}^{(0)}(\bar{g}; \tau_2 - \tau_1) G_{ii}^{(0)}(\bar{g}_0; t - \tau_1), \quad /14/$$

где подразумевается, что $t > \tau_2 > \tau_1 > t'$.

Теперь совершим фурье-преобразование:

$$\delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; t - t') e^{i\eta(t-t')} dt(t-t').$$

Подставим сюда выражение для $\delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; t-t')$ из /14/ и, следуя /12/, над функциями $G^{(0)}$ в /14/ совершим обратное преобразование Фурье:

$$G_{ii}^{(0)}(\bar{g}_0; t-t') = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{ii}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta) e^{-i\eta(t-t')} \frac{d\eta}{2\pi}.$$

В результате получим:

$$\delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; \eta) = i G_{i'j'}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta) \sum_{\bar{g}\bar{g}'\bar{g}_0i} U_{\bar{g}\bar{g}'} U_{\bar{g}_0i} \int \frac{d\eta_2 d\eta_3}{2\pi} \times$$

$$\times G_{jj}^{(0)}(\bar{g}; \eta_2) \delta(\eta_2 + \eta_3 - \eta) G_{j'j'}^{(0)}(\bar{g}'; \eta_3) G_{ii}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta) + \quad /15/$$

$$+ i G_{i'j'}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta) \sum_{\bar{g}\bar{g}'jj} V_{\bar{g}_0i'\bar{g}\bar{g}'} V_{\bar{g}_0i\bar{g}\bar{g}'} \int \frac{d\eta_2 d\eta_3}{2\pi} \times$$

$$\times G_{jj}^{(0)}(\bar{g}; \eta_2) \delta(\eta_2 + \eta_3 + \eta) G_{j'j'}^{(0)}(\bar{g}'; \eta_3) G_{ii}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta)$$

/ δ - функции выражают закон сохранения энергии в каждой вершине/. Фурье-образы вычисляются с учетом /12/:

$$G_{ii}^{(0)}(\bar{g}; \eta) = \delta_{ii} (\eta - \omega_{\bar{g}} + i\epsilon)^{-1}, \quad \epsilon \rightarrow 0. \quad /16/$$

Подставляя /16/ в верхнюю формулу, получаем окончательно:

$$\delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; \eta) = [\hat{G}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta) \hat{\Pi}^{U+V}(\bar{g}_0; \eta) \hat{G}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta)]_{ii}, \quad /17/$$

где $\hat{G}^{(0)}(\bar{g}_0; \eta)$ - матрица, составленная из величин /16/, причем

$\hat{\Pi}^{U+V}(\bar{g}_0; \eta)$ - матрица следующего вида:

$$\hat{\Pi}_{ii}^{U+V}(\bar{g}_0; \eta) = \hat{\Pi}_{ii}^U + \hat{\Pi}_{ii}^V = \sum_{\bar{g}\bar{g}'} \frac{U_{\bar{g}\bar{g}'} U_{\bar{g}_0i'}}{\eta - \omega_{\bar{g}} - \omega_{\bar{g}'}} + \sum_{\bar{g}\bar{g}'} \frac{V_{\bar{g}_0i'\bar{g}\bar{g}'} V_{\bar{g}_0i\bar{g}\bar{g}'}}{\eta + \omega_{\bar{g}} + \omega_{\bar{g}'}}. \quad /18/$$

Вспоминая введенные выше соглашения, /17/ можно представить графически:

$$\delta G_{ii}^{(2)}(\bar{g}_0; \eta) = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} \quad /19/$$

$$G_{ii}(\bar{g}_0; \eta) = \left(\left[(\hat{G}^{(0)})^{-1} - (\hat{\Pi}^U + \hat{\Pi}^V) \right]_{ii}^{-1} \right)^{-1} + \text{многопетлевые поправки.} \quad /26/$$

Легко видеть, что если $\hat{\Pi}^V = 0$ и не учитывать многопетлевых диаграмм, из /26/ с учетом /18/ вытекает:

$$G_{ii}^M(\bar{g}_0; \eta) = -(-1)^{i+i'} M^{ii'}(\bar{g}_0; \eta) / d(\bar{g}_0; \eta), \quad /27/$$

где $M^{ii'}(\bar{g}_0; \eta)$ и $d(\bar{g}_0; \eta)$ - те же самые функции, которые были введены ранее /см. формулы /7/ и /8//. Из /27/ видно, что уравнение для полюсов $G_{ii}^M(\bar{g}_0; \eta)$ совпадает с секулярным уравнением /7/ и $\text{Res} G_{ii}^M(\bar{g}_0; \eta) = (C_{ii})^{-1}$ из /8/, т.е. $G_{ii}^M(\bar{g}_0; \eta)$ есть пропагатор, соответствующий модели /1/. Его диаграммное представление:

$$\text{Diagram} = \left[\left(\text{Diagram 1} \right)^{-1} - \left(\text{Diagram 2} \right)^{-1} \right], \quad /28/$$

что соответствует суммированию лестницы из диаграмм /23/.

Для вычисления вклада двухпетлевой диаграммы, изображенной в /25/, воспользуемся правилами соответствия, действующими в η -представлении:

$$1/ \text{Diagram} \sim i(\eta - \omega_g + i\epsilon)^{-1},$$

$$2/ \text{Diagram} \sim U_g \sim \text{Diagram}, \text{ причем в каждой вершине}$$

должен соблюдаться закон сохранения энергии: $\eta = \eta' + \eta''$.

3/ Если линия (g, η) - внутренняя, нужно $\int \frac{d\eta}{2\pi}$ и \sum_g .

В данном случае имеем:

$$\sum_{gg'ff'h} U_{g_0 i}^{gg'} U_g^{ff'} U_h^{g'f} U_{g_0 i}^{hf'} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\eta' d\eta''}{(2\pi)^2} (\eta - \eta' - \omega_g + i\epsilon)^{-1} (\eta' - \omega_{g'} + i\epsilon)^{-1} \times \\ \times (\eta'' - \omega_f + i\epsilon)^{-1} (\eta - \eta' - \eta'' - \omega_{f'} + i\epsilon)^{-1} (\eta' + \eta'' - \omega_h + i\epsilon).$$

Выполняя интегрирование, для вклада двухпетлевого графика получаем следующий результат:

$$\sum_{gg'ff'h} U_{g_0 i}^{gg'} U_g^{ff'} U_h^{g'f} U_{g_0 i}^{hf'} (\eta - \omega_g - \omega_{g'})^{-1} (\eta - \omega_g - \omega_{f'} - \omega_{f'})^{-1} (\eta - \omega_g - \omega_h)^{-1}$$

Знаменатель $(\eta - \omega_g - \omega_{f'} - \omega_{f'})^{-1}$ в верхней формуле связан с трехфононным промежуточным состоянием рассматриваемого графа. Диаграммы такого типа можно учесть в КФМ, если в операторную волновую функцию включить трехфононные компоненты.

Что касается диаграмм типа /24/, то, как выяснится дальше, они связаны с учетом корреляций в основном состоянии.

4. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЦЕПОЧКИ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ФУНКЦИЙ ГРИНА

Введем функции Грина:

$$\begin{aligned} G_{ii}^{-,+}(\bar{g}_0; t-t') &= -i\theta(t-t') \langle 0 | [Q_{\bar{g}_0 i}^-(t), Q_{\bar{g}_0 i}^+(t')] | 0 \rangle \\ G_{ii}^{+,+}(\bar{g}_0; t-t') &= -i\theta(t-t') \langle 0 | [Q_{\bar{g}_0 i}^+(t), Q_{\bar{g}_0 i}^-(t')] | 0 \rangle \\ G_{fg,h}^{-,+}(t-t') &= -i\theta(t-t') \langle 0 | [Q_f(t) Q_g(t), Q_h^+(t')] | 0 \rangle \\ G_{fgh,\ell}^{-,-,+}(t-t') &= -i\theta(t-t') \langle 0 | [Q_f(t) Q_g(t) Q_h(t), Q_\ell^+(t')] | 0 \rangle \end{aligned} \quad /29/$$

и т.д.

В формулах /29/ $|0\rangle$ обозначает основное состояние гамильтониана H_M , т.е. $H_M |0\rangle = 0$.

Действуя стандартным образом^{/10,11/}, для фурье-образов функций из /29/ получим иерархию уравнений. Если отбросить высшие функции типа $G_{---,+}$, описывающие процессы с участием более трех фононов (H_{Vq} имеет кубическую структуру по фононным операторам), приходим к системе уравнений:

$$\begin{cases} (\omega_{\bar{g}_0 i} - \eta) G_{ii}^{-,+}(\bar{g}_0; \eta) - \sum_{ff'} [U_{\bar{g}_0 i}^{ff'} G_{ff', \bar{g}_0 i}^{-,-,+}(\eta) + \frac{3}{4} V^{ff' \bar{g}_0 j} G_{ff', \bar{g}_0 i}^{+,+,+}(\eta)] = -\delta_{ii} \\ (\omega_g + \omega_{g'} - \eta) G_{gg', \bar{g}_0 i}^{-,-,+}(\eta) - \sum_{j=1}^{m_0} U_{\bar{g}_0 i}^{gg'} G_{ji}^{-,-,+}(\bar{g}_0; \eta) - \frac{3}{2} \sum_{j=1}^{m_0} V^{gg' j \bar{g}_0} G_{ji}^{+,+}(\bar{g}_0; \eta) = 0 \\ (\omega_g + \omega_{g'} + \eta) G_{gg', \bar{g}_0 i}^{+,+,+}(\eta) + \frac{3}{2} \sum_{j=1}^{m_0} V^{gg' j \bar{g}_0} G_{ji}^{-,-,+}(\bar{g}_0; \eta) + \sum_{j=1}^{m_0} U_{\bar{g}_0 i}^{gg'} G_{ji}^{+,+}(\bar{g}_0; \eta) = 0 \\ (\omega_{\bar{g}_0 i} + \eta) G_{ii}^{+,+}(\bar{g}_0; \eta) - \sum_{ff'} [\frac{3}{4} V^{gg' \bar{g}_0 j} G_{gg', \bar{g}_0 i}^{-,-,+}(\eta) + U_{\bar{g}_0 i}^{gg'} G_{ff', \bar{g}_0 i}^{+,+,+}(\eta)] = 0. \end{cases} \quad /30/$$

Функции типа $G^{-,-,+}$ и $G^{-,-,+}$ можно сопоставить с коэффициентами C и D /см. формулу /1// соответственно. Помимо этих функций, в системе /30/ фигурируют функции типа $G^{+,+}$ и $G^{+,+,+}$ и появляются комбинации $(\omega_g + \omega_{g'} + \eta)$. Эти величины обязаны своим происхождением тому обстоятельству, что в методе уравнений движения для двухвременных функций Грина эффективно учитываются корреляции в основном состоянии. Из-за членов типа V в H_{Vq} фононный вакуум $|\Psi_0\rangle$ не есть собственное состояние H_M с нулевой энергией. Если $|0\rangle \equiv |\Psi_0\rangle$, как предположено в /1/ /а это соответствует тому, что $V^{gg' \bar{g}_0 j} \equiv 0$ /, то: $G^{+,+} \neq 0$, $G^{+,+,+} = 0$, последние две строки в /30/ превращаются в тождества и мы приходим к системе уравнений /идентичной по виду системе /6/, но с правой частью/:

$$\begin{cases} (\omega_{\bar{g}_0 i} - \eta) G_{ii}^{-,+}(\bar{g}_0; \eta) - \sum_{gg'} U_{gg'}^{gg'} G_{gg', \bar{g}_0 i}^{-,-,+}(\eta) = -\delta_{ii} \\ (\omega_g + \omega_{g'} - \eta) G_{gg', \bar{g}_0 i}^{-,-,+} - \sum_{j=1}^{m_0} U_{\bar{g}_0 j}^{gg'} G_{ji}^{-,+}(\bar{g}_0; \eta) = 0. \end{cases} \quad /31/$$

Решая /31/ в явном виде, имеем:

$$G_{ii}^{-,+}(\bar{g}_0; \eta) = -(-1)^{i+i} M_{ii}^{ii}(\bar{g}_0; \eta) / d(\bar{g}_0; \eta),$$

и в силу формулы /27/ получаем:

$$G_{ii}^{-,+}(\bar{g}_0; \eta) = G_{ii}^M(\bar{g}_0; \eta). \quad /32/$$

При выводе /32/ было предположено, что процессы с участием более трех фононов и корреляции в основном состоянии не очень существенны.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применением стандартного диаграммного метода установлен тот факт, что ограничение в операторной волновой функции четно-четного деформированного ядра однофононными и двухфононными компонентами соответствует учету только однопетлевых диаграмм. Это - основной результат данной работы, который был получен двумя способами. Дано аналитическое выражение для вклада двухпетлевого графика. Стоит отметить, что благодаря использованию диаграммной техники можно было убедиться, что величины $U_{\bar{g}_0 i}^{gg'}$ и $\sum_{\bar{g}_0 i} \frac{U_{gg'}^{gg'} U_{\bar{g}_0 i}^{gg'}}{\omega_{\bar{g}_0 i} + \omega_{g'} - \eta}$ играют роль соответственно вершины и поляриза- цionного оператора КФМ. Это свидетельствует об адекватности аппарата функций Грина для рассматриваемой модели /1/.

Автор приносит свою глубокую благодарность профессору В.Г.Соловьеву за ценные советы и большую помощь при выполнении данной работы, Р.А.Броглию, А.Булгаку, Р.В.Джолосу, Г.Н.Афанасьеву, Л.А.Малову и В.В.Воронову за полезные обсуждения, а также А.И.Вдовину за чтение рукописи и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, вып.4, с. 810-852.
2. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
3. Беляев С.Т. ЯФ, 1965, 1, вып.1, с.3-12.
4. Камерджиев С.П. Изв. АН СССР, сер.физ., 1977, 41, №6, с.1230-1238.

5. Bortignon P.F et al. Phys.Rep., 1977, 30C, No.4, p.307-360.
6. Reinhardt H. Nucl.Phys., 1975, A251, No.2, p.317-330.
7. Blaizot J.P., Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1978, A309, No.3, p.453-476; Paar V. Verhandl.der DPG, 1979, 3, p.79-81; Kyrchev G. Nucl.Phys., 1980, A349, No.3-4, p.416-432.
8. Bortignon P.F., Broglia R.A. Nucl.Phys., 1981, A371, No.3, p.405-429.
9. Камерджиев С.П. Современное состояние исследований "новых" гигантских резонансов. - Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды IV семинара. "Наука", М., 1979, с.93-124.
10. Зубарев Д.Н. УФН, 1960, 71, вып.1, с.71-116.
11. Абрикосов А.А., Горьков А.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Гос.изд-во физ.-мат. лит-ры, М., 1962.
12. Марч Н., Янг У., Сампантхар С. Проблема многих тел в квантовой механике. "Мир", М., 1969.
13. Очирбат Г. ТМФ, 1976, 26, №3, с.358-363.
14. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
15. Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. ТМФ, 1974, №1, с.137-145.
16. Кырчев Г. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ОИЯИ, 4-11750, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1981 года.