Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 8, стр. 532 – 535 *20 октября 1979 г.*

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УЧЕТА $2p2h$-КОНФИГУРАЦИЙ В МАГИЧЕСКИХ ЯДРАХ

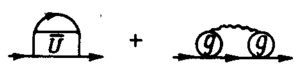
С.П.Камерджиев

Формулируется модель, которая с точностью до эффектов второго порядка по взаимодействию нуклонов с фононами позволяет последовательно учесть влияние $2p2h$-конфигураций в ядрах.

Одной из важнейших задач микроскопической теории ядра является учет двухчастично-двухдырочных $2p2h$-конфигураций. Большую актуальность этот вопрос приобрел в связи с открытием новых мультипольных гигантских резонансов (МГР) – см. недавние обзоры [1]. В частности, для средних и тяжелых ядер до сих пор отсутствуют микроскопические расчеты важнейшей интегральной характеристики МГР – ширины, которые последовательно учитывали бы как одночастичный континуум, так и $2p2h$-конфигурации. Последняя задача – источник наибольших трудностей в теории МГР, а также в теории некоторых других уровней ядер.

Предпринимались многочисленные попытки учесть $2p2h$-конфигурации (см. [1]). Главный прием, применяемый в микроскопических подходах для средних и тяжелых ядер, — использование $1p1h$-фононов, описываемых в рамках обычного метода хаотических фаз. Задача заключается в том, чтобы последовательно учесть эффекты, связанные с фононами. Существенным обстоятельством здесь является тот факт, что в задаче с использованием фононов имеется некоторый малый параметр $g^s_{12}/(\epsilon_{12} - \omega_s) \approx \beta_s A^{1/3}$ (знаменатель оцениваем как $\epsilon_F A^{-1/3}$), где g — амплитуда взаимодействия квазичастиц с фононами, β_s — параметр динамической деформации для s-го фонона с энергией ω_s, ϵ_{12} — разность одночастичных энергий. В ядре Pb^{208} $\beta_s \lesssim 0{,}05$, поэтому можно надеяться, что ограничение членами с g^2 годится по крайней мере для магических ядер.

Мы сформулируем простую микроскопическую модель учета $2p2h$-конфигураций в ядрах без спаривания и без частично-частичного взаимодействия, которая использует $1p1h$-фононы и ограничивается учетом эффектов с g^2. Исходным предположением модели является выбор массового оператора для одночастичной функции Грина G в виде

$\Sigma =$  $= \Sigma_1 + M(\epsilon)$ (1)

где амплитуда g удовлетворяет известному уравнению $g = UGGg$ [2], которое в методе функций Грина соответствует уравнению хаотических фаз. $\bar{U}$ — амплитуда некоторого эффективного $1p1h$-взаимодействия, вообще говоря, отличная от U (U считается известной).

Выражение для функции Грина G, соответствующее массовому оператору (1), с точностью до g^2 имеет вид

$$G = G_1 + G_1 M G_1 , \tag{2}$$

где G_1 удовлетворяет уравнению Дайсона с массовым оператором Σ_1: $G_1 = G_o + G_o(\Sigma - M)G_1$. Запишем G_1 вблизи полюса в виде

$$[G_1]_{\lambda\lambda'} = G_{1\lambda}\delta_{\lambda\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'}\, a_{1\lambda}[\epsilon - \epsilon_{1\lambda} + i\delta\,\mathrm{sign}\,\epsilon_{1\lambda}]^{-1} \tag{3}$$

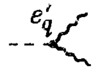
и выразим $a_{1\lambda}$ и $\epsilon_{1\lambda}$ через известные "старые" феноменологические вычеты a_λ и энергии ϵ_λ, входящие в "старую" полюсную часть G-функции. Кроме того, необходимо выразить величины в уравнении Шредингера для "новых" одночастичных функций $\phi_{1\lambda}$, которые теперь диагонализуют G_1, через "старые" величины: эффективную массу m/m^* и одночастичный потенциал $\mathcal{U}(\mathbf{r})$. Используя соответствующие определения в (2), нетрудно получить:

$$\epsilon_{1\lambda} = \epsilon_\lambda - a_{1\lambda} M_{\lambda\lambda}(\epsilon_\lambda) , \qquad (a_1)^{-1} = a^{-1} + \partial M/\partial\epsilon_\lambda ,$$

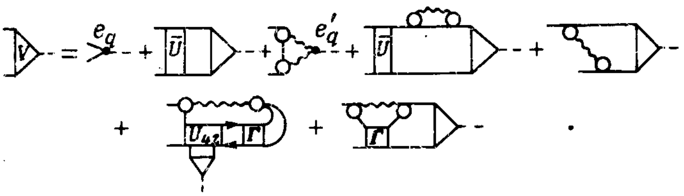
$$\left(\frac{m}{m^*}\right)_1 = \frac{a_1}{a}\left(\frac{m}{m^*}\right) - a_1 2m\frac{\partial M}{\partial p^2}\,, \qquad \mathcal{U}_1 = \frac{a_1}{a}\mathcal{U} - a_1 M_F\,. \tag{4}$$

Если Σ_1 в (1) не зависит от ϵ (например, если Σ_1 — хартрифоковская часть Σ), то $a_1 = 1$.

Уравнение для эффективного поля V, возникающего в ядре под действием внешнего поля V°, получается варьированием выражения (1) во внешнем поле: $V = V^\circ + \delta\Sigma$ [2] (при варьировании Σ_1 следует считать $\delta\bar{U} = 0$). В полученное уравнение для V следует подставить G-функцию (2) и везде ограничиться членами с g^2. Для изменения D-функции в поле при этом нужно оставить лишь слагаемое с эффективным зарядом фонона e_q', не содержащее g:

$\delta D =$  $= DV_1^0 D$. (5)

В результате получаем уравнение для V, которое можно записать графически (оставлены лишь наиболее типичные графики)



(6)

Здесь линиям сопоставляется функция Грина G_1; полная амплитуда Г удовлетворяет уравнению $\Gamma = U + UGG\Gamma$ [2].

Первые два слагаемых справа в (6) соответствуют обычному методу хаотических фаз, но с другим взаимодействием $\bar{U}$ и поправками к ϵ_λ, ϕ_λ, a_λ. Остальные графики соответствуют учету $2p2h$-конфигураций, которые в нашем случае "свернуты" в конфигурации "$1p1h$ + + фонон".

Поляризационный оператор, определяющий вероятности переходов с точностью до g^2 имеет вид

Видно, что учет $2p2h$-конфигураций дает здесь еще поправки, описываемые двумя последними графиками.

Отметим некоторые общие особенности предлагаемой модели.

1. Если записать (6) и (7) в координатном представлении, которое позволяет корректно учесть одночастичный континуум (см. [1]), то получаем регулярный метод расчета свойств МГР с учетом как непрерывного спектра, так и $2p2h$-конфигураций (приближение "$1p1h$ + $2p2h$ + + континуум"). Рассмотренная модель учета $2p2h$-конфигураций содер-

жит как частные случаи все наиболее известные микроскопические подходы в теории МГР для средних и тяжелых ядер, которые учитывают $2p2h$-конфигурации и используют $1p1h$-фононы (см. обзоры [1] и новую работу [3]).

2. Очерченная модель позволяет учесть ряд неизученных эффектов в микроскопической теории МГР, например, роль δg — изменения амплитуды g во внешнем поле (два последних графика в (6)), влияние графиков с эффективным зарядом фонона e_q'. Для $M1$-переходов e_q' известен (и велик!): $e_q' \approx Z/A$. С учетом резонансного характера множителей в графиках с e_q' последние могут оказаться существенными для объяснения экспериментального "исчезновения" $M1$-резонанса в магических ядрах [4]. Предварительные оценки[1)] для вероятностей $M1$-резонанса в ^{208}Pb показали, что вклад двух последних графиков в (7) достаточно велик. Это означает, что учет $2p2h$-конфигураций, по-видимому, необходим для объяснения "исчезновения" $M1$-резонанса.

3. Феноменологические одночастичные характеристики (ϵ_λ, $a_\lambda \approx 1$, (m/m^*), ≈ 1) которые обычно используются в микроскопических расчетах, уже содержат эффекты связи с фононами. В наши результаты (6) и (7) входит функция G_1, в которой эти эффекты исключены. Формулы (4) позволяют выделить указанные эффекты; при этом следует учитывать, вообще говоря, все четыре поправки. Эти поправки могут оказаться существенными в ряде конкретных случаев как в нечетных, так и в четно-четных ядрах.

Автор благодарен С.Т.Беляеву, Э.Е.Саперштейну, С.В.Толоконникову, В.А.Ходелю за полезные обсуждения работы. Я благодарен Й.Шпейту за обсуждение вопросов, связанных с эффективной массой.

Поступила в редакцию
28 августа 1979 г.

Литература

[1] С.П.Камерджиев. Физика атомного ядра. (Лекции XII зимней школы ЛИЯФ, 1976) Л., 1977, стр. 122; Труды IV семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях" (Москва, 1977), М., изд. Наука, 1979, стр. 93.

[2] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. М., изд. Наука, 1965.

[3] G.F.Bertsch, P.F.Bortignon et al. Phys. Lett., 80B, 161, 1979.

[4] W.Khüpfer, R.Frey et al. Phys. Lett., 77B, 367, 1979.

1) Выполнены совместно с В.Н.Ткачевым.