

М-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р4 - 3873

И. Н. Михайлов

ЭФФЕКТИВНЫЕ СИЛЫ  
ДЛЯ ЯДЕРНОГО ВАРИАНТА МЕТОДА  
СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P4 - 3873

4333/3 ч

И. Н. Михайлов

ЭФФЕКТИВНЫЕ СИЛЫ  
ДЛЯ ЯДЕРНОГО ВАРИАНТА МЕТОДА  
СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. Введение

В данной работе исследуется связь между параметрами, используемыми в теории ядерной структуры, и параметрами, описывающими рассеяние свободных нуклонов. Такая связь должна иметь место, если наличие нуклонного поля, созданного всеми частицами ядра, не сильно изменяет элементарный акт столкновения двух нуклонов. По-видимому, на деле реализуется ситуация, близкая к этой. Во всяком случае крайне заманчиво научиться получать дополнительную (по отношению к фазовому анализу) информацию о взаимодействии нуклонов из данных о структуре ядра.

Актуальность проблемы теоретического определения параметров эффективных сил вызвана также обилием моделей ядра. Рассмотрим, например, конкретный ядерный эксперимент: захват  $\mu$ -мезона ядром  $^{16}\text{O}$



Теоретическая интерпретация той части процесса, которая относится к структуре состояний ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{16}\text{N}$ , достигается при помощи одной из следующих моделей/1/:

1. Модель оболочек.
2. Приближение квазибозонов или метод случайной фазы (СФ).
3. Зависящий от времени метод Хартри-Фока (ХФ).
4. Теория Мигдала (теория конечных ферми-систем).

В течение последних лет были установлены соотношения между этими моделями/1,2,3/, показавшие, что существенные различия между уравнениями моделей имеют место в выборе параметров эффективных зарядов



и сил. Поэтому, подходя к вопросу о преимуществе той или иной модели с практической точки зрения, можно было бы сказать, что та из моделей лучше, параметры которой лучше согласуются с данными о рассеянии свободных нуклонов.

В задаче определения эффективных ядерных сил по данным о силах, действующих между нуклонами в пустоте, достигнуты большие успехи, связанные с развитием теории Бракнера и созданием эффективных методов определения матрицы реакции<sup>/4,5,6/</sup>. В работах группы Брауна<sup>/7/</sup> эффективные силы в ядрах выражаются через матричные элементы матрицы реакции Бракнера. Однако есть основания считать, что связь эффективных сил с матрицей реакции в моделях, перечисленных выше, не столь проста, как это представлено в книге Брауна<sup>/1/</sup>. На это указывает, в частности, то, что силы, определенные Куо и Брауном, не позволяют описать вероятности захвата  $\mu$ -мезона в  $^{16}\text{O}$  при переходах в нижайшие состояния  $^{16}\text{N}$ .

Другой подход к решению задачи предложен в работе<sup>/8/</sup>, в которой остаточное взаимодействие определено для решения физических проблем, допускающих использование метода Хартри-Фока. Как и в теории Ферми-жидкости, эффективной силой здесь является вторая вариационная производная от энергии системы в состоянии без корреляций дальнего радиуса действия по элементам матрицы плотности. Оценки параметров силы в приближении нулевого радиуса действия, полученные из расчетов энергии связи в бесконечной и однородной ядерной материи<sup>/9/</sup>, позволили объяснить общие черты амплитуды рассеяния в теории Мигдала<sup>/10/</sup>.

В §2 воспроизводится с небольшими изменениями вывод уравнений метода СФ, данный в работе<sup>/3/</sup>, и вводятся обозначения, используемые в дальнейшем.

В §3 дано общее определение эффективной силы для методов теории ядра, родственных методу СФ.

## §2. Вывод уравнений метода СФ

Напишем точные соотношения для оператора перехода  $b^+$  между двумя собственными состояниями системы  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ , определенного формулой

$$|1\rangle = b^+ |0\rangle. \quad (1)$$

Этот оператор удовлетворяет следующему соотношению коммутации с гамильтонианом системы  $H$ :

$$[H, b^+] = \hbar\omega b^+ + \pi. \quad (2)$$

В формуле (2)  $\hbar\omega = E_1 - E_0$  - энергия перехода, которую мы считаем положительной, а оператор  $\pi$  таков, что

$$\pi |0\rangle = 0. \quad (3)$$

Если  $\pi^+ |0\rangle = 0$ , то оператор  $b$  тоже является оператором перехода, приводящим к состоянию  $|2\rangle = b |0\rangle$  с энергией  $E_2 = E_0 - \hbar\omega$ , при условии, что  $b |0\rangle \neq 0$ . Последнее условие не имеет места, когда  $|0\rangle$  относится к основному состоянию системы.

Делая определенные предположения о различных компонентах в написанных выше уравнениях, можно получить приближенное описание различных ядерных переходов. Среди этих предположений основными являются:

а) Предположение о структуре основного состояния системы. Многочастичные волновые функции ядерных моделей не содержат информации о межнуклонных корреляциях короткого радиуса (корреляциях на расстояниях  $\approx 1 \text{ ф}$ ). Во многих случаях (например, для описания  $\mu$ -захвата в магическом ядре  $^{16}\text{O}$ ) в качестве основного состояния берутся антисимметризованные произведения одночастичных волновых функций, т.е. корреляциями между частицами пренебрегают вовсе. Такие функции играют важную роль в теории ядра, и мы приведем выражение для отдельного представителя функций такого рода в терминах вторичного квантования

$$|K\rangle = \prod_{\nu \leq \nu_F} a_{\nu}^{\dagger} ||0\rangle\rangle. \quad (4)$$

Здесь  $a_{\nu}^{\dagger}$  — операторы, порождающие частицы в состояниях  $\nu$ , которым соответствуют ортонормированные одночастичные волновые функции  $\phi(\mathbf{x})$ ;  $||0\rangle\rangle$  — математический вакуум, т.е. такое состояние, что  $a_{\nu} ||0\rangle\rangle = 0$  при всех значениях  $\nu$ . Состояние (4) полностью задано, если известна соответствующая ему одночастичная матрица плотности

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \sum_{\nu \leq \nu_F} \phi_{\nu}^*(\mathbf{x}) \phi_{\nu}(\mathbf{x}'). \quad (5)$$

Следует заметить, что в общем случае "чистая конфигурация" (4) не описывает основное состояние в методе СФ, которое включает крупномасштабные корреляции между нуклонами. Однако предполагается, что существует "реперное" состояние  $|k_0\rangle$  типа (4), для которого справедливы соотношения

$$\pi |K_0\rangle = \pi^{\dagger} |K_0\rangle = 0. \quad (6)$$

Формулы (6) приближенно выполняются, если числа заполнения в собственных состояниях  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  малы.

б) Следующее предположение устанавливает относительно простую структуру оператора  $b^{\dagger}$ :

$$b^{\dagger} = \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' b(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \psi^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}'), \quad (7)$$

где

$$\psi(\mathbf{x}) = \sum_{\nu=1}^{\infty} a_{\nu} \phi_{\nu}(\mathbf{x}). \quad (8)$$

Если  $|0\rangle$  - основное состояние системы, то

$$\langle 0 | [b, b^+] | 0 \rangle = 1. \quad (9)$$

В приближении СФ вместо формулы (1) пишут

$$\langle K_0 | [b, b^+] | K_0 \rangle = 1. \quad (9)$$

Заметим, что выбор реперного состояния в форме (4) приводит к дополнительному ограничению на функцию  $b(x, x')$  в формуле (7)

$$\begin{aligned} b(x, x') &= \int dy dy' \{ K_0(x, y) b(y, y') (\delta(y' - x') - K_0(y', x')) + \\ &+ (\delta(x - y) - K_0(x, y)) b(y, y') K_0(y', x') \} \equiv \\ &\equiv (x | \{ K_0 b (1 - K_0) + (1 - K_0) b K_0 \} | x'). \end{aligned} \quad (10)$$

в) Последнее предположение, относящееся к гамильтониану  $H$ , вытекает с необходимостью из предыдущих.

Вследствие отталкивания между нуклонами на малых расстояниях каждое состояние типа (4) практически ортогонально любому собственному состоянию ядра, так что только для описания переходов очень специального характера его можно использовать как реперное состояние, работая с реалистическим гамильтонианом. Действительно, если потенциал взаимодействия содержит отталкивающую сердцевину, то матричные элементы, взятые от него по состояниям типа (4), обращаются в бесконечность или очень велики. Поэтому в большинстве работ гамильтониан записывают в виде

$$H = \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}' (\mathbf{x} | h | \mathbf{x}') \psi^+(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}') + \quad (11)$$

$$+ \frac{1}{4} \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 d\mathbf{x}'_1 d\mathbf{x}'_2 (\mathbf{x}_1 \mathbf{x}_2 | V | \mathbf{x}'_1 \mathbf{x}'_2) \psi(\mathbf{x}_1) \psi(\mathbf{x}_2) \psi(\mathbf{x}'_2) \psi(\mathbf{x}'_1)$$

с одночастичным оператором  $(\mathbf{x} | h | \mathbf{x}')$ , в который может быть включен оператор "среднего" поля, и с "гладким" потенциалом взаимодействия

$$(\mathbf{x}_1 \mathbf{x}_2 | V | \mathbf{x}'_1 \mathbf{x}'_2) = (\mathbf{x}_2 \mathbf{x}_1 | V | \mathbf{x}'_2 \mathbf{x}'_1) = -(\mathbf{x}_1 \mathbf{x}_2 | V | \mathbf{x}'_2 \mathbf{x}'_1) = \quad (12)$$

---


$$= (\mathbf{x}'_1 \mathbf{x}'_2 | V | \mathbf{x}_1 \mathbf{x}_2) .$$

Матричные элементы  $V$  эффективно связывают только небольшое число уровней среднего поля.

Столь сильные предположения о характере величин  $|0\rangle$ ,  $b^+$ ,  $H$  несовместимы, строго говоря, с уравнениями (2) и (3). Однако оказывается возможным выбрать оператор  $b^+$  в виде (6) таким образом, чтобы обратить в тождество "главные" матричные элементы соотношений (2), (8), в качестве которых выбирают матричные элементы между состоянием  $|K_0\rangle$  и двухквaziчастичным состоянием вида  $\psi^+(\mathbf{x}_0) \psi(\mathbf{x}'_0) |K_0\rangle$  с произвольными значениями координат  $\mathbf{x}_0$ ,  $\mathbf{x}'_0$ .

Для последующего анализа третьего предположения, которому посвящена работа, явный вид уравнений метода СФ не потребуются, и поэтому дальнейший вывод их опущен. Однако прежде чем перейти к такому анализу, сделаем несколько замечаний о возможности выхода за рамки первых двух предположений.

Использование одной конфигурации в качестве реперного состояния не проходит при описании ядер, далеких от магических, в которых наблюдаются парные корреляции между нуклонами. Однако принципиальных



трудностей учёт этих корреляций не представляет и достигается введением понятия боголюбовских квазичастиц/2/. Более сложную и не решенную еще проблему представляет описание связи фермиевской и бозевской части спектра возбуждений/11/, возникающей, например, при анализе низколежащих состояний  $2^+$ .

С другой стороны, при больших энергиях перехода  $\hbar\omega$  точность метода СФ ограничивает пренебрежение четырехквазичастичными компонентами в операторе перехода  $b^+$  (см. формулу (7)), которые в этом случае не могут быть выброшены на основании энергетических соображений. И эта проблема не может считаться решенной в настоящее время, хотя предложены методы численного анализа влияния этого эффекта/12,13/.

Таким образом, первые два приближения, использованные при выводе уравнений СФ, вносят неконтролируемую неточность в определение параметров гамильтониана на основании данных по структуре ядра. Безусловно, это обстоятельство затрудняет использование сведений по структуре ядер для изучения элементарного акта столкновения нуклонов в веществе. Но, с другой стороны, оно повышает интерес к теоретическому определению параметров гамильтониана для возможного уточнения теории структуры.

### 3. Общее выражение для эффективной силы

Физический смысл выражений для функций и операторов перехода, фигурирующих в §2, можно понять, используя определение модельного пространства состояний/14,7/, построенного следующим образом. Запишем гамильтониан системы в виде

$$H = H_0 + V, \quad (13)$$

где  $H_0$  – некоторый одночастичный оператор, описывающий движение независимых нуклонов в поле внешних сил. Пусть  $H_0$  выбран так, чтобы нижайшая  $N$  – частичная конфигурация правильно передавала распределение плотности нуклонов в ядре, с  $N$  нуклонами, а спектр одночастичных состояний, хоть и грубо, передавал бы свойства соседних нечётных ядер.

Конфигурации  $H_0$  будут использоваться как базисные функции при разложении собственных функций системы, причём, как говорилось выше, при любом выборе  $H_0$  собственные функции практически ортогональны каждой из его конфигураций.

Разобьем все множество базисных, одночастичных функций на две части, одна из которых содержит лишь относительно низколежащие состояния, как это показано на рис. 1. В модельное пространство

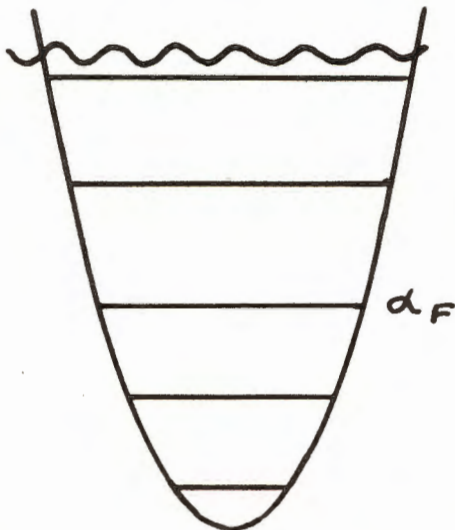


Рис. 1. Модельное пространство состояний. Уровни до  $a_F$  заполнены в конфигурации, соответствующей основному состоянию ядра в модели оболочек. В модельное пространство состояний ( $m$ ) включены все конфигурации, в которых нуклоны распределены по уровням, расположенным ниже волнистой линии.

состояний системы  $N$  нуклонов ( $m$ ) мы включаем все  $N$ -частичные конфигурации, образованные из одночастичных состояний, лежащих ниже волнистой линии на рис. 1. Действие сил короткого радиуса на нижайшие конфигурации с большой вероятностью приводит к примесям очень высоколежащих состояний, т.е. выводит конфигурации из модельного пространства.

С другой стороны, можно надеяться, что силы дальнего радиуса имеют большие матричные элементы только в том случае, если конфигурации не очень сильно отличаются. Поэтому, разбив более или менее произвольно силы взаимодействия нуклонов на короткую и дальнюю часть, можно рассчитывать, что удастся определить модельное пространство состояний так, чтобы разделить учёт короткой и дальней компоненты сил. Решение уравнения Шредингера для функции  $|\Psi\rangle$  предлагается выполнить следующим образом:

а) Решается вспомогательное уравнение

$$\Omega(z) = \left( 1 - \frac{1 - P_{(m)}}{H - z} V \right) \Omega(z), \quad (14)$$

где оператор  $P_{(m)}$  проектирует состояния на модельное пространство функций.

б) Определяется модельный гамильтониан  $H_m(z)$ , действующий только в модельном пространстве

$$H_m(z) = H_0 + V \Omega(z) = H_0 + \mathcal{C}_m(z). \quad (15)$$

При вещественных значениях  $z$  оператор  $H_m(z)$  эрмитов, как это следует из разложения  $\mathcal{C}_m(z)$  в ряд по степеням  $V$ . Имеем также

$$\mathcal{C}_m(z^*) = \mathcal{C}_m^+(z). \quad (16)$$

в) Находятся собственные функции модельного оператора

$$H_m(z) |\Phi_m\rangle = E_m(z) |\Phi_m\rangle. \quad (17)$$

г) Собственные энергии системы  $E_1$  и собственные функции определяются из уравнений

$$E_m(E_1) = E_1 \quad (18)$$

$$|\Psi_1\rangle = \Omega(E_1)|\Phi_1\rangle. \quad (19)$$

Если известно только одно из решений ( $E_1, |0\rangle$ ) уравнений (17), (18), соответствующее, например, основному состоянию, то можно сформулировать задачу определения оператора перехода  $b^+$ , умножение которого на состояние  $|0\rangle$  приводит к следующему решению с функцией  $|1\rangle$  (как в формуле (1)). Легко видеть, что этот оператор удовлетворяет уравнению

$$H_m(E_0 + \hbar\omega)b^+ - b^+H_m(E_0) = \hbar\omega b^+ + \pi \quad (20)$$

$$(\pi|0\rangle = 0),$$

сводящемуся к уравнению (2), если можно пренебречь зависимостью от  $z$  в операторах  $\Omega(z)$ ,  $\mathcal{C}(z)$ .

Основное предположение, которое мы делаем, переходя к анализу эффективных сил для метода СФ, состоит в отождествлении волновых функций и операторов этого метода с модельными величинами, определенными в относительно узком пространстве многочастичных конфигураций. Говоря точнее, мы предполагаем, что существует детерминантная функция  $|K_0\rangle$ , принадлежащая модельному пространству, которая может служить как реперное состояние (см. уравнение (6)), и что оператор  $b^+$  содержит возбуждения лишь небольшого числа квазичастиц и представим в хорошем приближении в виде (7). Эти предположения разумны, поскольку исключение высоколежащих конфигураций из  $(m)$  сильно уменьшает корреляции короткого радиуса. Однако, из-за оператора  $\Omega_m(z)$  в определении



модельного гамильтониана структура оператора  $H_m(z)$  оказывается сложной. Исключение ряда конфигураций перенормирует матричные элементы силы между различными состояниями двух частиц и приводит к появлению трехчастичных и более сложных компонент в  $H_m(z)$  (см.рис.2, на котором показаны простейшие диаграммы, ответственные за появление трех- и четырехчастичных компонент).

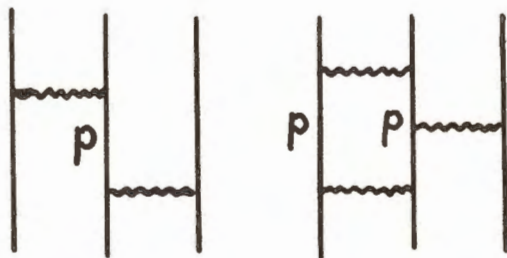


Рис. 2. Примеры диаграмм, соответствующих трехчастичным компонентам в  $H_m$ . Индекс  $p$  относится к уровню, не включенному в модельное пространство ( $m$ ).

Из сказанного вытекают следующие два вопроса: 1) как вычислять компоненты  $H_m(z)$  по данным о реалистических силах между нуклонами и 2) каким образом наличие многочастичных компонент в  $H_m(z)$  изменяет уравнения СФ? Оставляя пока в стороне решение первого вопроса, мы укажем простой способ записи  $H_m(z)$ , решающий вторую задачу. Воспользуемся определением нормального произведения<sup>15,16</sup> нескольких фермиевских операторов по отношению к чистой конфигурации  $|K\rangle$ .

Нормальное произведение двух операторов  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{B}$  обозначим  $\mathbf{AB}$ :  
Имеем

$$: \psi(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}') : = \psi(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}') \quad (21)$$

$$: \psi^+(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}') : = \psi^+(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x}') - \mathbf{K}(\mathbf{x}', \mathbf{x}),$$

где  $\mathbf{K}(\mathbf{x}', \mathbf{x})$  - матрица плотности (5). Нормальное произведение произвольного числа фермиевских амплитуд  $\psi(\mathbf{x}), \psi^+(\mathbf{x})$  следует из теоремы Вика, в которой связи операторов определены формулой (21). Нормальное произведение обладает тем свойством, что  $\langle \mathbf{K} | : \mathbf{A} : | \mathbf{K} \rangle = 0$ , если  $\mathbf{A}$  не равен  $c$ -числу.

Запишем модельный гамильтониан в виде

$$H_m(z) = h_0(z) + \sum_{n=1,2,\dots} \frac{1}{(n!)^2} \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}'_1 \dots d\mathbf{x}_n d\mathbf{x}'_n h_n(z; \mathbf{x}_1 \mathbf{x}'_1, \dots, \mathbf{x}_n \mathbf{x}'_n) \times \quad (22)$$

$$\times : \psi^+(\mathbf{x}_1) \psi(\mathbf{x}'_1) \dots \psi^+(\mathbf{x}_n) \psi(\mathbf{x}'_n) : ,$$

подчинив функции  $h_n(z; \mathbf{x}_1 \mathbf{x}'_1, \dots, \mathbf{x}_n \mathbf{x}'_n)$  условиям

$$h_n(z; \mathbf{x}_1 \mathbf{x}'_1, \mathbf{x}_2 \mathbf{x}'_2, \dots) = h_n(z; \mathbf{x}_2 \mathbf{x}'_2, \mathbf{x}_1 \mathbf{x}'_1, \dots) = \quad (23)$$

$$= -h_n(z; \mathbf{x}_1 \mathbf{x}'_2, \mathbf{x}_2 \mathbf{x}'_1, \dots) = h_n^*(z^*, \mathbf{x}'_1 \mathbf{x}_1, \mathbf{x}'_2 \mathbf{x}_2, \dots) = \dots$$

Согласно определению нормального произведения,

$$h_0(z) = \langle \mathbf{K} | H(z) | \mathbf{K} \rangle . \quad (24)$$

Остальные коэффициенты в формуле (22) связаны с  $\hbar$  соотношением, которое устанавливается рассмотрением малых вариаций  $K(x', x)$ , оставляющих состояние  $|K\rangle$  в модельном пространстве. Вариации  $|K\rangle \rightarrow |K + \delta K\rangle$  соответствует изменение в определении нормального произведения операторов  $\psi(x)$ . Так, произведение двух операторов, приведенное к нормальному виду по отношению к конфигурации  $|\bar{K}\rangle = |K + \delta K\rangle$ , равно

$$\begin{aligned} \overbrace{:\psi^+(x)\psi(x')}: &= \psi^+(x)\psi(x') - \bar{K}(x', x) = \\ &= : \psi^+(x)\psi(x') : - \delta K(x', x). \end{aligned} \quad (25)$$

Преобразование  $|K\rangle \rightarrow |\bar{K}\rangle$  приводит к изменению величин  $h_n$ , рассматривая которые, получим

$$h_n = \frac{\delta h_{n-1}}{\delta K(x'_n, x_n)} = \frac{\delta^4 h_0}{\delta K_1 \dots \delta K_n}. \quad (26)$$

Рассмотрим, как входят компоненты  $h_n$  - модельного гамильтониана в уравнение (20) для оператора перехода  $b^+$ .

Образуем матричный элемент от уравнения (20) между состояниями  $|K\rangle$  и  $\langle K | \psi^+(x_0)\psi(x'_0) :$

$$0 = \langle K | \psi^+(x_0)\psi(x'_0) \{ H_m(E_0 + \hbar\omega) b^+ - b^+ H_m(E_0) - \hbar\omega b^+ \} | K \rangle. \quad (27)$$

Легко убедиться, что если  $b^+$  выражается формулой (7), в уравнение (27) не входят компоненты с  $n \geq 3$ . Действительно, типичный член уравнения (27), содержащий  $h_3$ , имеет вид

$$\int dx_1 \dots dx_4 dx'_1 \dots dx'_1 h_3(x_1 x'_1, \dots, x_3 x'_3) b(x_4, x'_4) \times \quad (28)$$

$$\times \langle K | \psi^+(x_0) \psi(x'_0) : \psi^+(x_1) \dots \psi(x'_3) : \psi^+(x_4) \psi(x_4) | K \rangle.$$

Образовывая связи между операторами  $\psi$  в формуле (28), следует иметь в виду, что 6 операторов, вошедшие в произведение из модельного гамильтониана, стоят под знаком нормального произведения, так что связи между ними не должны появиться. Но оставшихся четырех операторов недостаточно, чтобы образовать  $C$ -число из всего произведения 10 операторов, а поэтому среднее от него равно нулю. По той же причине из уравнения (27) пропадают и более сложные компоненты  $H_m(z)$ .

Если зависимость  $H_m(z)$  от энергетической переменной  $z$  слабая, то при описании переходов с небольшой энергией возбуждения уравнение (27) и аналогичное ему, в котором изменены места состояний  $\psi^+(x'_0)\psi(x)|K\rangle$  и  $|K\rangle$ , приводят к обычным уравнениям метода СФ. В этом легко убедиться, записав гамильтониан в формуле (11) в терминах нормальных произведений. При этом становится очевидным, что операторами самосопряженного поля и эффективных сил являются соответственно

$$H^{c.c.} = H_0 + \int dx dx' \frac{\delta h_0}{\delta K(x', x)} : \psi^+(x) \psi(x') : \quad (29)$$

$$F = \frac{1}{4} \int dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 \frac{\delta^2 h_0}{\delta K(x'_1, x_1) \delta K(x'_2, x_2)} : \psi^+(x_1) \psi^+(x_2) \psi(x'_2) \psi(x_2)$$

Определение операторов в формуле (29) соответствует постулатам теории Ферми-жидкости/16,17/. Однако данный выше вывод содержит точное определение этих величин, позволяющее приступить к оценкам их величин-



ны. Кроме того, известна роль этих операторов в точных уравнениях для операторов перехода. Поэтому данные выкладки допускают, по крайней мере, принципиальную возможность выхода за рамки теории Ферми-жидкости и исследование роли более сложных компонент модельного гамильтониана, появляющихся, если ослабить предположения о простой форме реперных состояний и оператора перехода.

### Л и т е р а т у р а

1. G.Brown, *Unified Theory of Nuclear Models and Forces*, N.H.Publishers (1967).
2. А.М.Лейн. "Теория ядра". Атомиздат. Москва, 1967 г.
3. D.J.Rowe, *Microscopic Collective Theories, Fundamentals in Nuclear Theory*, IAEA, Vienna, 1967.
4. H.A.Bethe, *Phys.Rev.*, 138, B804 (1965).
5. S.A.Mozskowsky, B.L.Scott, *Ann. of Phys.* 11, 65 (1960).
6. A.Kallo, K.Koltveit, *Nucl. Phys.* 53, 87 (1964).
7. T.Kuo, G.Brown, *Nucl. Phys.* 85, 40 (1966), A92, 481 (1967).
8. Z.Bochnacki, I.M.Holban, I.N.Mikhailov, *Nucl. Phys.*, A97, 33 (1967).
9. P. C.Bhargava, P.W.L.Sprung, *Ann. of Phys.* 42, 222 (1967).
10. А.Б.Мягдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, Москва, Наука, 1965.
11. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ 1, 13 (1965). ЖЭТФ 42, 1590 (1962).
12. С.Bloch, *E.Fermi School of Physics, Varenna 1965*.
13. V.Gillet, M.A.Melkanoff, J.Reynal, *Nucl. Phys.* A97, 631 (1967).
14. С.Bloch, J.Horowitz, *Nucl. Phys.* 8, 91 (1958).
15. Д.Таулесс. Квантовая механика систем многих тел, ИЛ, Москва, 1964.
16. А.А.Абрикосов, А.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, ФМ, 1962, Москва.
17. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ 30, 1058 (1956), 32, 59 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел

15 мая 1968 года.