

К ВОПРОСУ ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В ЯДРАХ

Г. М. Ваградов, В. В. Горчаков

1. В последние годы с помощью реакций $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$ получены сведения об энергиях вырывания нуклонов с внутренних оболочек^{1,2}. Несмотря на некоторые расхождения в численных значениях, полученных в разных экспериментальных группах, можно считать твердо установленными большие энергии отделения для $1S$ и $1P$ нуклонов. В традиционных расчетах по оболочечной модели глубина статической потенциальной ямы выбирается обычно около 50 Мэв. Ясно, что с ямой такой глубины невозможно получить положение $1S$ и $1P$ уровней в 60 Мэв и 40 Мэв соответственно. Возможный выход заключается во введении потенциала, зависящего от энергии.

Для анализа энергетической зависимости потенциала, действующего на нуклон внутри ядра, мы воспользуемся методами полевой теории многих тел. В работе³ было показано, что разность массовых операторов при различных значениях энергии можно записать в виде:

$$M(x, x', \epsilon) - M(x, x', \epsilon - \omega) =$$

$$\begin{aligned} &= \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 dx_2 V(x_1, x_2, x_1', x_2', \epsilon, \epsilon', \omega) (G(x_2, x_1, \epsilon' + \omega) - \\ & - G(x_2, x_1, \epsilon')), \quad (1) \end{aligned}$$

где V - эффективное взаимодействие, которое опреде-

ляется как совокупность диаграмм, каждую из которых нельзя разбить на две части, соединенные друг с другом двумя линиями распространения частицы и дырки. В статическом случае роль массового оператора выполняет потенциал V_0 и разность (1) равна нулю. Очевидно, что отличие от нуля этой разности объяснено коррелятивными взаимодействиями.

Представим V в виде суммы

$$V(\epsilon, \epsilon', \omega) = V_0(\omega) + V'(\epsilon, \epsilon', \omega), \quad (2)$$

где V_0 не зависит от ϵ и ϵ' , V' - зависит от всех энергетических переменных. Учитывая, что $G(x, x', \epsilon) \rightarrow \frac{\delta(x - x')}{\epsilon}$ при $\epsilon \rightarrow \infty$, запишем (1) в пределе $\omega \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} M(x, x', \epsilon) &= \\ &= M(x, x', -\infty) - \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 dx_2 W(x, x_1, x', x_2, \epsilon, \epsilon') G(x_2, x_1, \epsilon'), \end{aligned} \quad (3)$$

где $W(x, \dots, x_n, \epsilon, \epsilon') \equiv V'(x, \dots, x_n, \epsilon, \epsilon', \omega)$ при $\omega \rightarrow \infty$.

Из (3) следует для разности массовых операторов

$$\begin{aligned} M(x, x', \epsilon) - M(x, x', \epsilon - \omega) &= - \int \frac{d\epsilon'}{2\pi i} \int dx_1 dx_2 \times \\ \times [W(x, x_1, x', x_2, \epsilon, \epsilon') - W(x, x_1, x', x_2, \epsilon - \omega, \epsilon')] &G(x_2, x_1, \epsilon). \end{aligned} \quad (4)$$

Очевидно, что задача нахождения v микроскопическим путем в настоящее время неразрешима.

Поэтому мы будем рассматривать разложение v по "полюсным" диаграммам. При этом мы будем исходить из того факта, что v должно содержать полюсные члены, соответствующие $2^X, 4^X \dots$ квазичастичным состояниям. Для рассеяния квазичастиц можно записать

$$W(x, \dots, x_n, \epsilon, \epsilon') = \sum_n \frac{A_n(x_1, x_2) A_n^+(x_3, x_n)}{(\epsilon + \epsilon' - \xi_n^+ + i\alpha)}. \quad (5)$$

Здесь n нумерует состояние системы с $A+2$ частицами, ξ_n - энергии этих состояний. Для массового оператора частиц ($\varepsilon = \mu^+ = E_0(A+1) - E_0(A)$, $\omega < 0$), учитывая, что

$$G(x, x', \varepsilon) = \sum_{\lambda} \left(\frac{\psi_{\lambda}(x) \psi_{\lambda}^+(x')}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda}^- - i\alpha} + \frac{\psi_{\lambda}(x) \psi_{\lambda}^+(x')}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda}^+ + i\alpha} \right), \quad (6)$$

получим, подставляя в (4) представление (5):

$$M(x, x', \mu^+ - \omega) = M(x, x', \mu^+) - \omega \sum_{n\lambda} \frac{A_{n\lambda}(x) A_{n\lambda}^+(x')}{(\mu^+ + \varepsilon_{\lambda}^- - \xi_n^+ + i\alpha)(\mu^+ + \varepsilon_{\lambda}^- - \omega + \xi_n^+ + i\alpha)}. \quad (7)$$

Для рассеяния дырок имеем

$$M(x, x', \mu^- - \omega) = M(x, x', \mu^-) - \omega \sum_{n\lambda} \frac{B_{n\lambda}(x) B_{n\lambda}^+(x')}{(\mu^- + \varepsilon_{\lambda}^+ - \xi_n^- - i\alpha)(\mu^- + \varepsilon_{\lambda}^+ - \omega - \xi_n^- - i\alpha)}. \quad (8)$$

При

$$\omega > 0, \quad \varepsilon = \mu^-, \quad \mu^- = E_0(A) - E_0(A-1). \quad (9)$$

Соотношение (1) можно переписать и в другой форме:

$$M(x, x', \varepsilon) - M(x, x', \varepsilon - \omega) = \omega (\delta(x - x') - \int dy \Gamma(y, x, x', \omega, \varepsilon)), \quad (10)$$

где Γ - вершинная часть^{4,5}. Записывая

$$\int dy \Gamma(y, x, x', \omega, \varepsilon) = \delta(x - x') - R(x, x', \omega, \varepsilon), \quad (11)$$

будем иметь

$$M(x, x', \varepsilon) - M(x, x', \varepsilon - \omega) = \omega R(x, x', \omega, \varepsilon). \quad (12)$$

Предположим, что массовый оператор имеет локальный характер

$$M(x, x', \epsilon) = \delta(x - x')M(x, \epsilon).$$

Тогда

$$R(x, x', \omega, \epsilon) = \delta(x - x')R(x, \omega, \epsilon),$$

и можно записать

$$M(x, \mu^{\pm} - \omega) = V(x) - \omega R(x, \omega), \quad (13)$$

$$V(x) \equiv M(x, \mu^{\pm}), \quad R(x, \omega) \equiv R(x, \omega, \mu^{\pm}).$$

Мы примем, что $V(x)$ совпадает с феноменологическим средним полем.

Функция $R(x, \omega)$ из физических соображений должна быть положительной из-за экранировки вершинной части всевозможными коррелятивными взаимодействиями. Другое ограничение на $R(x, \omega)$ следует из того, что уравнение движения

$$[\epsilon - T_x - V(x) - \omega R(x, \omega)]\psi(x) = 0 \quad (14')$$

при $R(x, \omega) = 1$ теряет смысл. Но это же вытекает из того факта, что наличие корреляций не должно приводить к исчезновению взаимодействия с внешним скалярным полем ($\Gamma = 0$ является нефизическим условием).

2. Рассмотрим решаемую модельную задачу. Для этого предположим, что статическая часть потенциала и энергетический добавок одинаковым образом зависят от координат. Выберем эту зависимость в виде прямоугольной ямы.

В дальнейшем мы будем интересоваться только связанными состояниями. Уравнение представим в виде

$$\psi''(x) + 2m\{\epsilon - V(x)[1 + R_x(\omega)(\epsilon - \mu)]\}\psi(x) = 0. \quad (15)$$

Из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции на границе ямы получаем следующее соотношение для определения соответствующих

связанных состояний:

$$\sin \left[\sqrt{2\pi R_0^2 (V_0 f(\epsilon) - \epsilon)} \right] = \sqrt{1 - \epsilon/V_0 f(\epsilon)}, \quad (16)$$

где R_0 - радиус прямоугольной ямы и

$$f(\epsilon) = 1 + R_0(\epsilon - \mu).$$

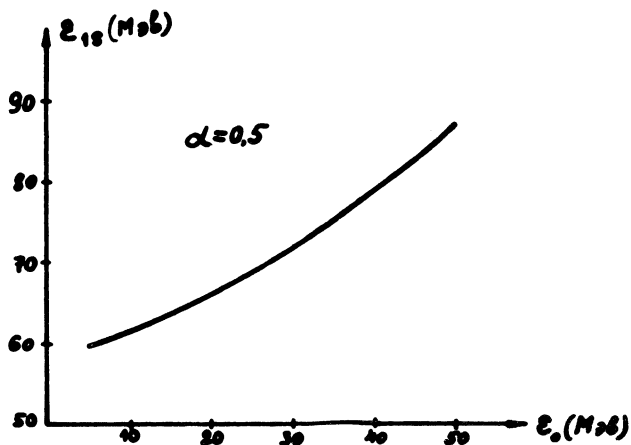
Решая это трансцендентное уравнение, мы получим возможные S - состояния при определенном выборе $V_0, f(\epsilon)$ и R_0 . При $f(\epsilon) \rightarrow 1$ уравнение (16) переходит в обычное соотношение для нахождения собственных значений в статической яме.

Из соотношений (7,8) видна сложная полюсная зависимость потенциала от энергии. Естественно, что учет большого количества полюсов - задача очень сложная. Поэтому, чтобы исследовать общий характер зависимости от ϵ , возьмем крайний случай одного полюса. Тогда

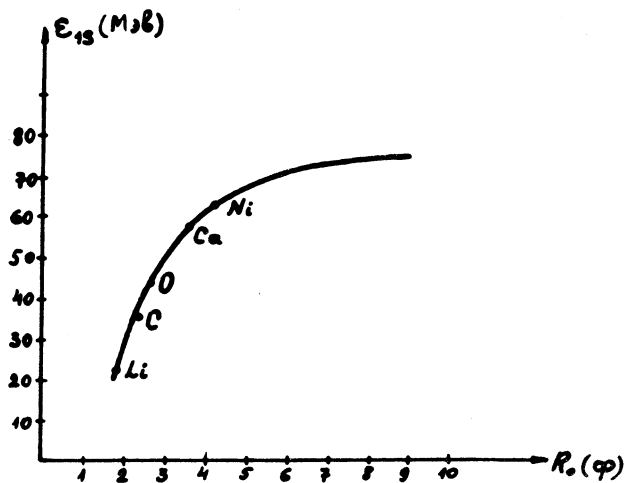
$$f(\epsilon) = 1 + \alpha(\epsilon - \mu)/(\epsilon - \epsilon_0), \quad (17)$$

где ϵ_0 - энергия некоторого виртуального многочастичного состояния.

Трансцендентное уравнение (16) решалось при различных значениях ϵ_0 . Общим для всех случаев является наличие небольшой области комплексных значений аргумента синуса слева от точки разрыва, соответствующих $\epsilon \approx \epsilon_0$. Интересующие нас корни лежат справа от точек разрыва. Из общих соображений выбирается наименьший β . С ростом ϵ_0 происходит понижение уровня (рис.1). Уровень IS как бы "выдавливается" многочастичными виртуальными состояниями. Если рассматривать α как величину, характеризующую интенсивность связи между одночастичными и многочастичными модами возбуждения, то можно увидеть, что по мере роста этой связанности происходит понижение IS состояния. Глубина залегания уровня увеличивается также с ростом R_0 .



Р и с. 1. Зависимость положения 1S уровня от величины E_0 .



Р и с. 2. Зависимость положения 1S уровня от массового числа. Точками отмечены экспериментальные значения (ошибки не указаны).

Другой крайний случай для $f(\epsilon)$ - это наличие очень большого числа полюсов. При этом от суммирования можно перейти к интегрированию по некоторой функции распределения полюсов. После чего вклад полюсов эффективно учитывается одним параметром. В результате можно прийти к следующей простой зависимости от энергии

$$f(\epsilon) = 1 + (\epsilon - \mu)a . \quad (18)$$

Следует заметить, что из-за ограничения на $R(x, \omega)$ для a устанавливается ограничение сверху. Если мы зададим определенную глубину статической части потенциала, например, $V_0 = 50$ Мэв, то $a \leq 0,02$.

Были исследованы решения в интервале значений a от 0 до 0,02 (при $V_0 = 50$ Мэв). С ростом a глубина уровня увеличивается по параболическому закону. На рис. 2 приведена зависимость $\epsilon_{1s} = f(R_0)$, $R_0 = \gamma A^{1/2}$ для $a = 0,008$, что соответствует динамическому потенциалу (при $V_0 = 50$ Мэв)

$$V(\epsilon) = V_0 + (\epsilon - \mu)aV_0 = V_0 + 0,4(\epsilon - \mu). \quad (19)$$

Экспериментальные значения хорошо укладываются на теоретическую кривую.

Исследованный нами прямоугольный динамический потенциал удовлетворительно отражает наблюдаемый на опыте эффект углубления нижних состояний. Можно ожидать, что эффект сохранится и в случае других видов потенциала (например, Вудса-Саксона). Но поскольку параметры потенциалов при заданной форме подбираются, как правило, для согласования с возбуждениями у поверхности Ферми, то не очевидно, что они будут пригодны для описания нижайших уровней. Отметим, что понижение для p -состояний также имеет место для рассмотренных выше динамических потенциалов.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Казарновскому за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию 2 апреля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. James A. et al. Nucl. Phys. A 139, 145 (1969).
2. Amaldi U., Jr. Suppl. Nuovo Cim. 5, 1225 (1967).
3. Ваградов Г., Калинин Б. (в печати).
4. Киржниц Д. Полевые методы теории многих частиц. Атомиздат, 1963 г.
5. Мигдал А. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. Наука, 1965 г.
6. Кумар К. Теория возмущений и проблема многих тел. Мир. М., 1964 г.