Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 4, стр. 220 – 223 *20 февраля 1977 г.*

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАССОВОЙ ФОРМУЛЫ ВАЙЦЗЕККЕРА НА ОСНОВЕ УСЛОВИЙ СОГЛАСОВАНИЯ

Э.Е.Саперштейн, В.А.Ходель

Условия согласования между плотностью квазичастиц ρ, локальной амплитудой взаимодействия квазичастиц F и самосогласованным потенциалом ядра U, являющиеся следствием спонтанного нарушения трансляционной инвариантности, используются для вычисления коэффициентов формулы Вайцзеккера и других характеристик ядерной материи.

До последнего времени в теории конечных ферми-систем [1] решались, главным образом, задачи, связанные с малым возмущением основного состояния системы, вызванным либо внешним полем, либо добавлением частиц. Полученные в работах [2 – 4] строгие условия согласования между плотностью квазичастиц ρ, локальной амплитудой взаимодействия квазичастиц F и самосогласованным потенциалом ядра U, возникающие как следствие спонтанного нарушения трансляционной инвариантности, позволяют расширить класс решаемых задач и поставить вопрос о вычислении таких глобальных характеристик, как плотность $\rho(r)$, потенциал $U(r)$, параметры массовой формулы Вайцзеккера

$$E_0(A) = \mu_\infty A + \gamma A^{2/3} + \beta(N - Z)^2/A + E_{\text{Coul}}. \tag{1}$$

Различные методы обработки экспериментальных данных по массам ядер [5, 6] дают несколько наборов параметров μ_∞, γ и β (см. таблицу). Коэффициенты формулы (1) нередко рассчитываются на основе вариационного метода Хартри – Фока с зависящим от плотности эффективным взаимодействием (с силами Скирма) [7 – 9]. Однако этот метод в настоящее время недостаточно обоснован.

Характеристика ядерной материи

	Обработка эксперимента [5]	[6]	Теория: хартри-фоковский расчет [9]	настоящий расчет
μ_∞, *Мэв*	– 15,25	– 15,98	– 16,0	– 14,9
γ, *Мэв*	17,07	20,76	19,8	19
β, *Мэв*	33,16	36,5	33,8	30,3
r_0, *ф*	1,22	1,175	1,15	1,17

В этой статье для вычисления параметров формулы Вайцзеккера мы предлагаем использовать упомянутые выше условия согласования. Хорошо известно, что эффективная масса квазичастиц в ядре близка к пустотной. Это указывает на малость скоростных члено амплитуды F, и поэтому в ней в первом приближении можно оставить только нулевую гармонику. Тогда условие согласования принимает вид [3]

$$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} = \int F(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \rho) \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}'} d\mathbf{r}'. \tag{2}$$

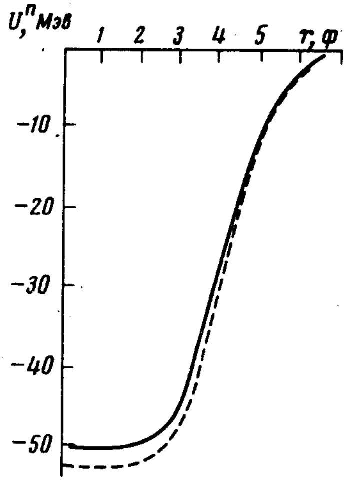
Плотность квазичастиц ρ легко находится при заданном $U(r)$: $\rho(r) = \sum\limits_\lambda n_\lambda |\phi_\lambda|^2$, где n_λ – числа заполнения, а ϕ_λ – волновые функции квазичастиц. Поэтому (2) является интегродифференциальным уравнением, которое при заданном F позволяет найти $U(r)$ и $\rho(r)$. Решая уравнение (2) в большой системе $(A^{1/3} >> 1)$, где оболочечные эффекты невелики, можно найти характеристики ядерной материи.

В расчетах использовалось зависящее линейно от плотности гауссовское взаимодействие $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \rho)$, которое удовлетворительно описывает свойства низколежащих коллективных состояний ядер [10, 11].

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \rho) = C_0 \exp\left[\frac{(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}')^2}{2r_G^2}\right]\left\{\hat{f}^{ex} + (\hat{f}^{in} - \hat{f}^{ex}) \frac{\sqrt{\rho(r)\rho(r')}}{\rho_0}\right\}, \tag{3}$$

где $C_0 = 360$ *Мэв*$\cdot$*ф*^{3}, $r_G = 0{,}9$ *ф*, $\hat{f} = f + f' \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$, $f^{in} - 0{,}2$, $f^{ex} = -2$, $f'^{in} = f'^{ex} = 0{,}8$; $\rho_0 = 0{,}145$ *ф*$^{-3}$ – нормальная ядерная плотность. Чтобы проверить, насколько хорошо оно описывает одночастичные свойства реальных ядер, мы решили уравнение (2) для ядра ^{40}Ca. Уравнение решалось итерациями. Затравочным потенциалом служил 1-частичный потенциал из [12]. Итерационная процедура сходится быстро: после 5 итераций $U(r)$ изменяется не более, чем на 5 *кэв*. Рассчитанные энергии нейтронных 1-частичных уровней вблизи поверхности Ферми равны (в скобках указаны экспериментальные значения) $\epsilon_{1d_{3/2}} = -13{,}4(-15{,}6)$, $\epsilon_{1f_{7/2}} = -6{,}5(-8{,}2)$, $\epsilon_{2p_{3/2}} = -3{,}7(-6{,}3)$. Все величины даны в *Мэв*.

На рисунке рассчитанный нами самосогласованный потенциал $U^n(r)$ для нейтронов сравнивается с потенциалом модели оболочек [12], который хорошо описывает экспериментальные уровни. Как видно, для совпадения с экспериментом нужно углубить потенциал примерно на 2 *Мэв*. Для сравнения отметим, что хартри-фоковские расчеты 1-частичных уровней [9] приводят для ^{40}Ca к расхождению с опытом примерно на 7 *Мэв*. Затем аналогичным образом уравнение (2) с ядерным взаимодействием (3) решалось для "большого ядра" (массовое число $A = 7000$, $N = Z = A/2$, кулоновское взаимодействие не учитывается). В качестве затравочных брались распределения плотности, отвечающие различным радиусам $R = r_0^{(0)} A^{1/3}$, где $r_0^{(0)}$ варьировалось от 1 до 1,3 *ф*. Во всех случаях итерационная процедура сходилась, давая $r_0 = 1{,}17$ *ф*, $\mu = -14{,}3$ *Мэв*, $U_0 = -49{,}3$ *Мэв* (r_0 определяется из условия $R = r_0 A^{1/3}$; где R – радиус половинной плотности, μ – энергия последнего заполненного уровня, U_0 – усредненная по внутренней области глубина ямы; масштаб флуктуаций U_0 внутри ядра $\sim 0{,}5$ *Мэв*). Вычисленное отсюда значение $\epsilon_F = p_F^2/2m = (9\pi)^{2/3}/8r_0^2 m = 35{,}1$ *Мэв* совпадает с хорошей точностью с $\epsilon_F = \mu - U_0 = 35{,}0$ *Мэв*. Подставляя это значение ϵ_F в формулу Мигдала [1] $\beta = \frac{1}{3}\epsilon_F(1 + 2f')$, получаем $\beta = 30{,}3$ *Мэв*.



Самосогласованный потенциал нейтронов в ядре ^{40}Ca в модели оболочек 12 (пунктирная линия) и рассчитанный на основе условий согласования (сплошная линия)

Поверхностная энергия $\gamma = 4\pi r_0^2 \sigma$ вычислялась на основе формулы для коэффициента поверхностного натяжения, найденной в [13], где также существенно использовалось условие согласования (2). γ слабо зависит от значений всех параметров амплитуды F, кроме гауссовского радиуса r_G. Для $r_G = 0{,}9$ получается результат $\gamma = 19$ *Мэв*. Используя полученные результаты, можно найти μ_∞ в формуле (1): $\mu(A) = \mu_\infty + \frac{2}{3}\gamma A^{-1/3}$, откуда следует $\mu_\infty = -14{,}9$ *Мэв*. Отметим, что в нашем расчете не было никаких подгоночных параметров, тогда как в [7 – 9] параметры сил Скирма в первую очередь подгонялись именно под характеристики ядерной материи и плохо воспроизводят 1-частичные спектры ядер.

Авторы благодарны С.Т.Беляеву, Ю.Б.Иванову, Б.А.Румянцеву и С.А.Фаянсу за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
17 января 1977 г.

Литература

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

[2] H.Mikeska. W.Brenig. Z. Phys., 220, 321, 1969.

[3] С.А.Фаянс, В.А.Ходель. Письма в ЖЭТФ, 17, 633, 1973.

[4] B.L.Birbrair. Phys. Lett., 46B, 152, 1973.

[5] P.A.Seeger, W.H.Howard. Nucl. Phys. A238, 491, 1975.

[6] W.D.Myers. W.J.Swiatecki. Ann. Phys., 55, 395, 1969.

[7] D.Vauterin, D.M.Brink. Phys.,Rev., C5, 626, 1972.

[8] M.Bainer, H.Flocard et al. Nucl. Phys., A238, 29, 1975.

[9] H.S.Köhler. Nucl. Phys., A258, 301, 1976.

[10] Э.Е.Саперштейн. С.А.Фаянс, В.А.Ходель. Препринт ИАЭ-2580, 1976.

[11] Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс, В.А.Ходель. Письма в ЖЭТФ, 23, 220, 1976.

[12] В.А.Чепурнов. ЯФ, 6, 955, 1967.

[13] В.А.Ходель. ЯФ, 19, 792, 1974.