

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-916

27/II - 78
P4 - 11098

В.В.Буров, В.К.Лукьянов

973/2-78

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
И ЯДЕРНЫЕ ВЕРШИННЫЕ КОНСТАНТЫ

1977

P4 - 11098

В.В.Буров, В.К.Лукьянов

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
И ЯДЕРНЫЕ ВЕРШИННЫЕ КОНСТАНТЫ

Направлено в "Nuclear Physics"

Буров В.В., Лукьянов В.К.

P4 - 11098

Упругое рассеяние электронов и ядерные вершинные константы

Из экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов ядрами извлекаются ядерные вершинные константы. Для легких ядер их значения согласуются с уже известными, для ряда ядер среднего атомного веса они получены впервые. Показано, что учёт кулоновских эффектов приводит к увеличению значений вершинных констант в несколько раз для легких ядер и на один-два порядка для средних ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Burov V.V., Lukyanov V.K.

P4 - 11098

Electron Elastic Scattering and Nuclear Vertex Constants

The nuclear vertex constants are extracted from experimental data on elastic scattering of electrons by nuclei. For light nuclei their values agree with the known ones, and for some nuclei of an average atomic weight these are obtained for the first time. It is shown that the consideration of the Coulomb effects increases values of the vertex constants by several times for light nuclei and by an order of one or two for intermediate nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы реализуем следующую идею: используя модельно-независимый анализ (МНА) упругих формфакторов ядер, находим "экспериментальные" распределения плотности заряда (РПЗ) и затем, сравнивая их асимптотическое поведение с известным поведением квадрата ядерной волновой функции в канале отделения протона, извлекаем нормировочные множители. Они пропорциональны так называемым ядерным вершинным константам (ЯВК), которые характеризуют абсолютную величину соответствующей компоненты точной ядерной функции, — объект исследования различных ядерных моделей. В последнее время интенсивно развиваются как методы вычисления ЯВК (главным образом для легчайших ядер), так и методы их извлечения из экспериментальных данных по ядерным реакциям и рассеянию (см., например, обзорную статью^{/1/}). Однако только в работах^{/2,3/} делалась попытка извлечения ЯВК из экспериментальных данных по рассеянию электронов. Ясно, что такие данные несут важную информацию как об области границы ядра, так и об области далекой периферии. Так, в работе^{/2/} этот вопрос обсуждался в связи с определением ЯВК для ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ канала и были получены формулы, позволяющие выразить ее через известные среднеквадратичные радиусы ядер ${}^2\text{D}$ и ${}^4\text{He}$. Отметим, что в этой работе учет кулоновских эффектов не проводился. В другой работе^{/3/} было получено хорошее согласие между ЯВК для ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$ канала, извлеченной из данных по

упругому p - ${}^4\text{He}$ рассеянию на основе метода дисперсионных соотношений с учётом кулоновских эффектов, и ЯВК, полученной при исследовании e - ${}^4\text{He}$ рассеяния.

В настоящей работе для решения этой задачи мы привлекаем не только данные по среднеквадратичным радиусам, как это уже делалось для ядра ${}^4\text{He}^{1/2}$, но и по РПЗ в целом. С этой целью специально исследовался вопрос о влиянии кулоновских эффектов на величину ЯВК, решение которого в рамках аналитических моделей является достаточно сложным. Все это позволило не только получить из данных по упругому рассеянию электронов ЯВК для легких ядер и сравнить их с уже известными, но и найти ЯВК для более тяжелых ядер p - и sd -оболочки.

МЕТОД

В дальнейшем мы будем использовать асимптотическое поведение волновой функции в одночастичном канале, рассчитываемой с помощью обычного потенциального подхода. В этом случае, как и в большинстве ядерных моделей, не учитываются конечные размеры нуклонов и движение центра масс ядра. Поэтому из соответствующего зарядового формфактора надо прежде всего выделить формфактор протона ^{4.5/}:

$$F_p(q) = (1 + q^2/M^2)^{-2}; \quad M^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2, \quad (1)$$

Для выделения формфактора движения центра масс учтём, что волновые функции в обычных многочастичных моделях типа оболочечной являются функциями 3А координат нуклонов. В реальном же ядре три координаты дают положение центра масс, так что внутреннее движение нуклонов описывается 3А-3 независимыми переменными. Строго выделить ту часть многочастичной ядерной функции, которая зависит от координат центра масс, можно только в модели с осцилляторным потенциалом в предположении, что все нуклоны находятся в s -состоянии. Тогда ^{6/}

$$\begin{aligned} \Psi_{SM}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) &= c \prod_{i=1}^A \exp(-r_i/2b^2) = \\ &= \exp(-AR^2/2b^2) \Psi(\vec{r}'_1, \dots, \vec{r}'_A), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\vec{r}'_i = \vec{r}_i - \vec{R}, \quad (3)$$

$$A\vec{R} = \sum_{i=1}^A \vec{r}_i. \quad (4)$$

Волновая функция $\Psi(\vec{r}'_1, \dots, \vec{r}'_A)$ является функцией 3А-3 независимых внутренних переменных. Отсюда получается связь между формфактором $F_{SM}(q)$, соответствующим обычным моделям типа оболочечной, и формфактором внутреннего движения

$$F_{SM}(q) = \frac{1}{Z} \langle \Psi_{SM} | \sum_{j=1}^A \exp(i\vec{q}\vec{r}'_j) | \Psi_{SM} \rangle = F_{cm}^{-1}(q) F(q), \quad (5)$$

где

$$F_{cm}(q) = \exp(q^2 \bar{R}^2 / 6A), \quad (6)$$

\bar{R} - среднеквадратичный радиус ядра. Для потенциалов, отличных от осцилляторного, соотношение (5) является уже приближенным.

Итак, представляя экспериментальный формфактор в виде

$$F_{exp}(q) = F_p(q) F_{cm}(q) F_{SM}(q), \quad (7)$$

получаем возможность из его части $F_{SM}(q)$ извлечь так называемую плотность распределения центров протонов $\rho^I(\vec{r})$, где \vec{r} - координата центра протона, отсчитываемая от центра потенциала. Эта плотность, по крайней мере в асимптотической области, может быть записана как

$$\rho^I(r) = \frac{1}{Z} \sum_{nl} |\Psi_{nl}(r)|^2, \quad (8)$$

где Ψ_{nl} - решение радиального уравнения Шредингера с центральным потенциалом. В нашем случае (чисто кулоновское взаимодействие на больших расстояниях) r есть расстояние от протона до ядра остатка (A-1).

Другой, более традиционный путь состоит в анализе экспериментальных формфакторов, записанных в виде^{4/}

$$F_{\text{exp}}(q) = F_p(q) F'(q). \quad (9)$$

В этом случае фактор движения центра масс ядра явно не выделяется, однако, сравнивая выражения (7) и (9), можно показать, что соответствующая формфактору $F'(q)$ плотность распределения центров протонов $\rho^{II}(r^*)$ имеет в качестве координаты r^* расстояние от протона до центра масс всего ядра A. Тогда из связи $r^* = rA/(A-1)$ находим

$$\rho^{II}(r^*) = \frac{1}{Z} C_1 \sum_{nl} |\Psi_{nl}(Ar^*/(A-1))|^2, \quad (10)$$

где $C_1 = [A/(A-1)]^3$ определяется из условия нормировки.

В дальнейшем будем анализировать экспериментальные данные обоими методами. Это позволит, с одной стороны, проверить надежность традиционного метода (9) и, с другой стороны, даст оценку теоретической точности получаемых ЯВК.

Теперь несколько слов о методе извлечения плотностей распределения заряда $\rho(r)$ из "экспериментальных" формфакторов $F_{SM}(q)$ и $F'(q)$, выделенных с помощью соотношений (7) и (9) из непосредственно измеряемых на эксперименте $F_{\text{exp}}(q)$. Для этого используется метод МНА, который состоит в отборе таких распределений плотности заряда ("экспериментальных" РПЗ), которые дают теоретические формфакторы, совпадающие в пределах ошибок $\pm \Delta F_{\text{exp}}(q)$ с экспериментальными. Ясно, что решение соответствующего интегрального уравнения оказывается неоднозначным. Эта неоднозначность связана как с тем, что экспериментальные формфакторы

$F_{\text{exp}}(q)$ известны в ограниченной области переданных импульсов с погрешностью $\pm \Delta F_{\text{exp}}(q)$, так и с тем, какого вида пробные функции выбраны в качестве иско-
мых решений (более подробно об этом см. в обзор-
рах^{/8-11/}).

Мы будем использовать метод МНА^{/12/}, в котором пробные функции выбираются в виде

$$\rho(r) = \rho_0 \sum_{n=0}^N a_n \rho^{(n)}(r, R, b), \quad (11)$$

где

$$\rho^{(n)}(r, R, b) = b^n \frac{d^n}{dR^n} \phi(r, R, b);$$

$$\phi(r, R, b) = (\text{sh} R/b) / (\text{ch} R/b + \text{ch} r/b). \quad (12)$$

Для случая $N=0$ имеем симметризованную ферми-функцию

$$\rho(r) \equiv \rho_{\text{SF}}(r) = \rho_0^{\circ} (\text{sh} R/b) / (\text{ch} R/b + \text{ch} r/b), \quad (13)$$

где

$$\rho_0^{\circ} = 3/4 \pi R^3 [1 + (\pi b/R)^2]^{-1} \quad (14)$$

R , b , a_n являются подгоночными параметрами. Функции (11)–(13) имеют следующие достоинства. Во-первых, они имеют правильное экспоненциальное асимптотическое поведение. Далее, уже первое слагаемое в (11), а именно, симметризованная ферми-функция (13), дает хорошее согласие теоретических формфакторов с экспериментальными для большой группы ядер вплоть до характерного переданного импульса $q < q_0 \approx 7.7 A^{-1/3}$. Поэтому она может рассматриваться как хорошая, гладкая функция РПЗ. И, наконец, третье полезное свойство – это то, что при использовании так называемого высокоэнергетического (эйконального) приближения (ВЭП)^{/13/} соответствующие формфакторы можно вы-

числить с этими пробными функциями в явной аналитической форме ^{/14/}, что значительно облегчает их расчёт и сокращает время процедуры подгонки под эксперимент:

$$F(q) = \rho_0 \sum_{n=0}^N a_n F_{SF}^{(n)}(q), \quad (15)$$

где

$$F_{SF}^{(n)}(q) = b^n \frac{d^n}{dR^n} F_{SF}(q), \quad (16)$$

$$F_{SF}(q) = -\frac{4\pi^2 R b}{q \operatorname{sh} \pi b q} D [\cos(qR + \Phi) - \frac{\pi b}{R} \sin(qR + \Phi) \operatorname{cth} \pi b q]. \quad (17)$$

Здесь D и Φ являются известными функциями переданного импульса (см. ^{/8/}). Отметим еще, что, как показали многочисленные расчёты, метод ВЭП по точности не уступает методу фазового анализа (численному решению уравнения Дирака с последующим вычислением амплитуд рассеяния). Используя этот метод, мы проанализировали выделенные с помощью (7) и (9) из эксперимента формфакторы $F_{SM}(q)$ и $F'(q)$ для ядер ${}^4\text{He}/{}^{15}\text{O}/{}^6\text{Li}/{}^{16}\text{O}/{}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O}/{}^{24}\text{Mg}/{}^{28}\text{Si}/{}^{32}\text{S}/{}^{18}\text{O}/{}^{40}\text{Ca}/{}^{19}\text{F}$ и получили соответствующие им распределения плотности центров протонов $\rho^I(r)$ и $\rho^{II}(r)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

На рис. 1а,2а показано сравнение вычисленных (пунктирные кривые— $N=0$, сплошные— $N \neq 0$) и экспериментальных формфакторов. На рис. 1в,2в приведены полученные в результате МНА экспериментальные РПЗ $\rho^{I, II}(r)$, представленные в виде

$$\Delta \rho^{I, II}(r) = r^2 (\rho^{I, II}(r) - \rho_{SF}^{I, II}(r)). \quad (18)$$

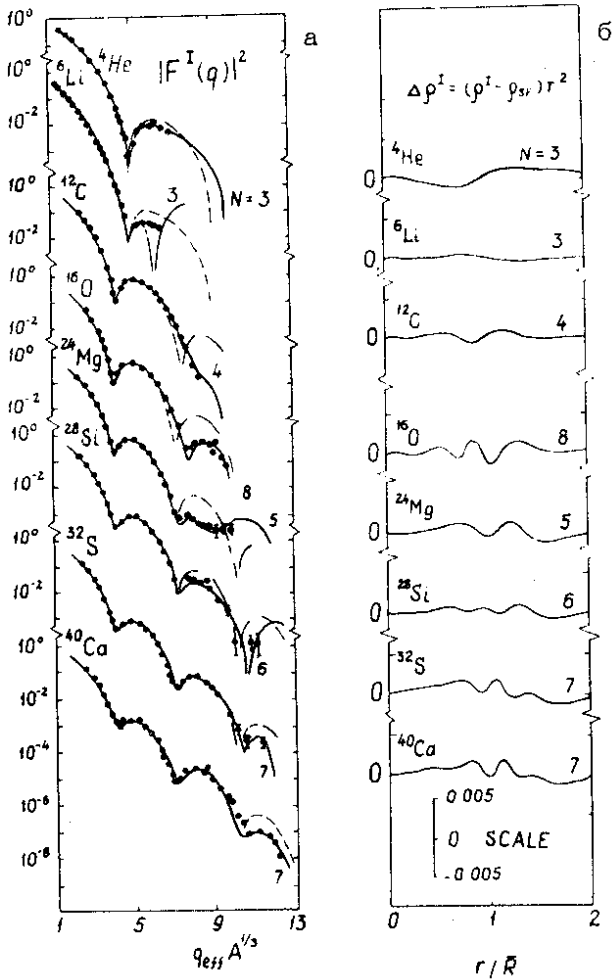


Рис.1. а) Сравнение с экспериментом формфакторов, рассчитанных с симметризованной ферми-плотностью ρ_{SF}^I (пунктир) и "экспериментальной" плотностью ρ^I (сплошная) с учётом движения центра масс; б) отклонения "экспериментальной" плотности от соответствующей ρ_{SF}^I в виде $\Delta\rho^I = r^2(\rho^I - \rho_{SF}^I)$.

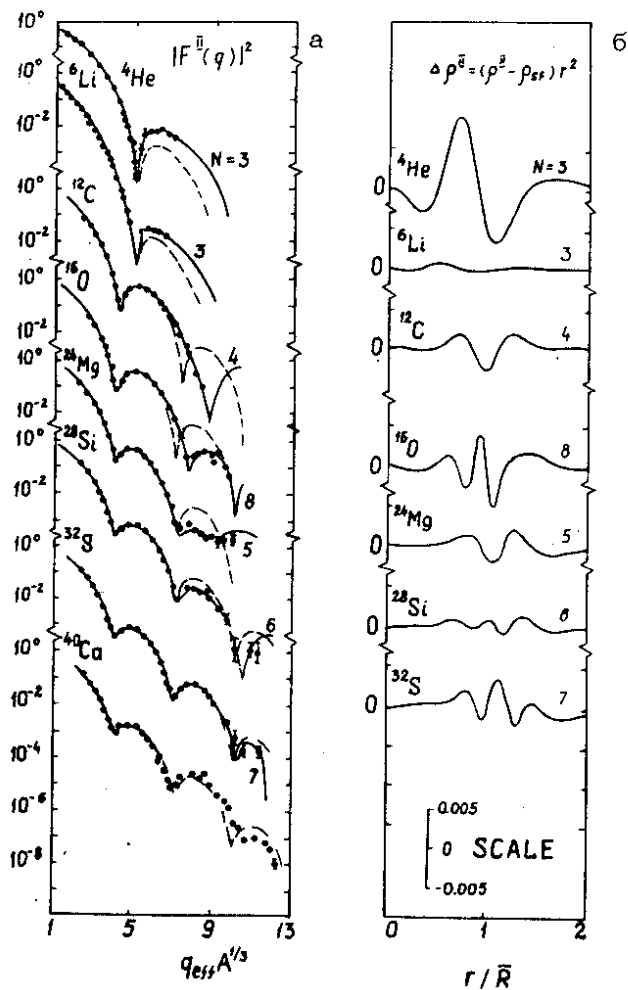


Рис. 2. а) Сравнение с экспериментом формфакторов, рассчитанных с симметризованной ферми-плотностью $\rho_{\text{SF}}^{\text{II}}$ (пунктир) и "экспериментальной" плотностью ρ^{II} (сплошная) без учёта движения центра масс; б) отклонения "экспериментальной" плотности от соответствующей $\rho_{\text{SF}}^{\text{II}}$ в виде $\Delta\rho^{\text{II}} = r^2 (\rho^{\text{II}} - \rho_{\text{SF}}^{\text{II}})$.

Для величины N брались минимально возможные значения, достаточные для получения согласия с экспериментом во всей области измеренных q (дальнейшее увеличение N приводило к другим плотностям, которые располагались, однако, внутри коридора теоретических ошибок, соответствующего данному базису выбираемых пробных функций). В табл. 1 приведены параметры $\rho^I(r)$ и $\rho^{II}(r)$, а именно: R , b , a_i ($i=1, \dots, N$), среднеквадратичные радиусы \bar{R} и значения соответствующих отклонений:

$$\chi_M^2 = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \left[\frac{|F_{\text{exp}}(q_i)|^2 - |F_{\text{th}}(q_i)|^2}{\Delta |F_{\text{exp}}(q_i)|^2} \right]^2, \quad (19)$$

где M - количество экспериментальных точек, по которым проводилось фитирование. Из рис. 1,2 и табл. 1 видно, что при данных $\rho^I(r)$ и $\rho^{II}(r)$ получается хорошее согласие теоретических и экспериментальных формфакторов. Следует отметить, что здесь получаются сравнительно большие отклонения $\chi_M^2 \sim 5$. Это связано в основном с тем, что, стремясь повысить точность определения $\rho^{I,II}(r)$, мы использовали для каждого ядра все доступные экспериментальные данные при самых различных энергиях налетающего электрона. При этом все они приводились к "единому" экспериментальному формфактору $F_{\text{exp}}^{\text{eff}}$ с помощью введения эффективного переданного импульса:

$$q_{\text{eff}} = q (1 + V(0)/E),$$

где $V(0)$ - кулоновский потенциал в центре ядра. Такая процедура в какой-то мере уменьшает зависимость формфакторов от энергии, но полностью ее не устраняет. В результате в $F_{\text{exp}}^{\text{eff}}$ возникают флуктуации, которые и приводят к повышению χ_M^2 -значений. Если же в МНА используется базис экспериментальных точек при одной энергии, то удастся достичь точности порядка $\chi_M^2 \sim 1$. Из рис. 1,2 видно, что все радиальные вариации $\Delta \rho^{I,II}(r)$, получаемые при таком МНА, удовлетворяют физическому требованию, чтобы их минимальный размер

Таблица I

		R	b	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	\bar{R}	J_M^2
^4He	I	1,231	0,406	0,031	0,014	0,048						1,806	2
	II	1,251	0,300	3,104	-3,953	2,099						1,482	I
^6Li	I	1,348	0,690	-0,500	0,382	-0,151						2,748	5
	II	1,342	0,566	0,848	-0,734	0,276						2,353	I
^{12}C	I	2,220	0,478	0,220	-0,379	0,315	-0,183					2,462	2
	II	2,275	0,393	0,435	-0,782	0,787	-0,406					2,294	3
^{16}O	I	2,575	0,476	1,154	-2,455	3,073	-2,616	1,378	-0,601	0,133	-0,020	2,658	6
	II	2,624	0,404	1,478	-3,456	4,994	-4,630	2,856	-1,432	0,375	-0,079	2,541	7
^{24}Mg	I	2,950	0,541	-0,094	0,000	-0,177	-0,049	-0,128				2,964	4
	II	2,984	0,484	-0,017	-0,086	-0,112	-0,088	-0,199				2,870	4
^{28}Si	I	3,105	0,528	0,114	-0,385	0,385	-0,472	0,096	-0,088			3,053	6
	II	3,134	0,477	0,195	-0,531	0,585	-0,691	0,182	-0,153			2,971	3
^{32}S	I	3,271	0,568	-0,424	0,565	-0,929	0,494	-0,505	0,109	-0,068		3,167	4
	II	3,291	0,520	-0,451	0,772	-1,325	0,890	-0,881	0,230	-0,143		3,093	4
^{40}Ca	I	3,573	0,537	-0,472	0,709	-1,193	0,671	-0,627	0,150	-0,076		3,287	9
	II	3,593	0,493									3,191	II

не превышал размеров нуклона ($\Delta r > 1$ ферми). По абсолютной величине эти вариации составляют несколько процентов от гладкого распределения $\rho_{SF}^{I,II}(r)$. Сами плотности $\rho^I(r)$ и $\rho^{II}(r)$ (сплошные кривые, $N \neq 0$), а также $\rho_{SF}^I(r)$ и $\rho_{SF}^{II}(r)$ (пунктирные кривые, $N=0$) представлены на рис. 3 и 4 соответственно. Там же изображены соответствующие кривые квадратов волновых функций, взятые в известном асимптотическом виде (штрих-пунктир):

$$\rho^I(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} \frac{1}{Z} C_\ell^I{}^2 |W_{-\eta, \ell+1/2}(2k^I r)|^2 / r^2, \quad (20)$$

$$\rho^{II}(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} \frac{1}{Z} C_\ell^{II}{}^2 \frac{A}{A-1} |W_{-\eta, \ell+1/2}(2k^{II} r)|^2 / r^2, \quad (21)$$

$$\int \rho^{I,II}(r) dr^3 = 1, \quad (22)$$

где W - функция Уиттекера, ℓ - орбитальный момент связанного валентного протона на оболочке, η - кулоновский параметр:

$$\eta = \frac{(Z-1)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E_\ell}}, \quad (23)$$

E_ℓ - энергия отделения протона, k^I - его волновой вектор:

$$k^I = \sqrt{2\mu E_\ell} / \hbar, \quad (24)$$

μ - приведенная масса канала:

$$\mu = m_p (A-1)/A; \quad m_p = 938 \text{ МэВ} \quad (25)$$

а k^{II} связан с k^I соотношением

$$k^{II} = k^I A / (A-1). \quad (26)$$

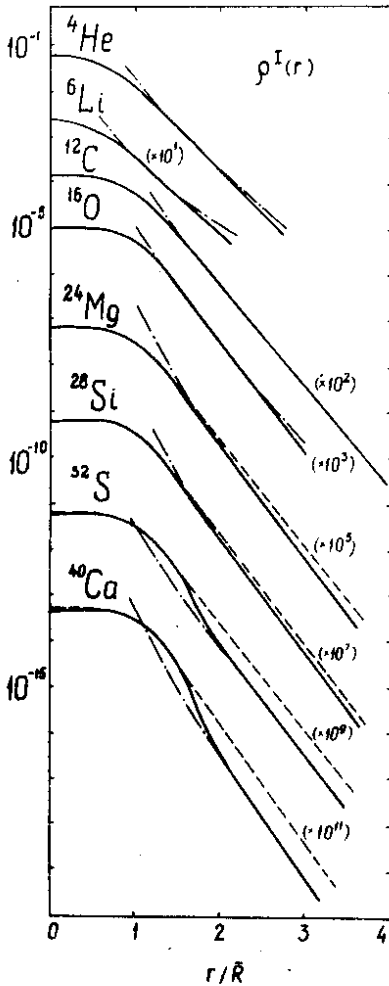


Рис. 3. Сравнение асимптотического поведения симметризованной ферми-плотности ρ_{SF}^I (пунктир) и "экспериментальной" ρ^I (сплошные) с квадратом волновой функции (штрих-пунктир).

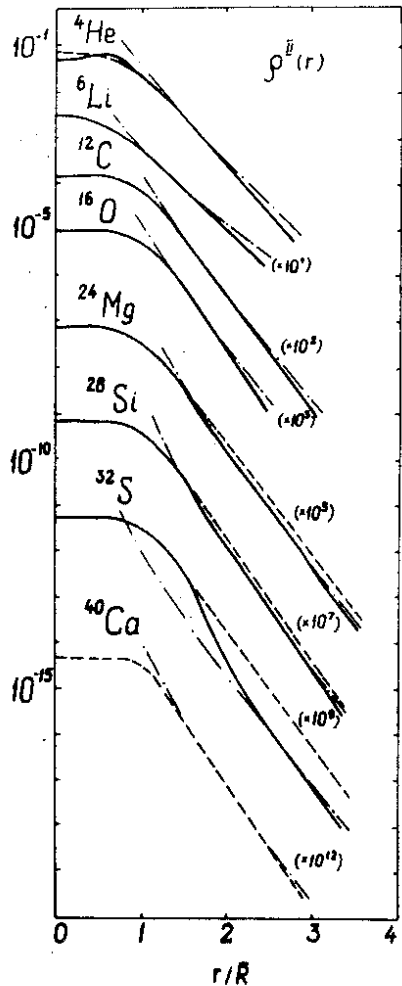


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для ρ_{SF}^{II} и ρ^{II} .

C_{ℓ}^{I,II^2} - нормировочные множители, которые определяются из условия сшивания (20) и (21) с экспериментальными плотностями $\rho^{I,II}(\gamma)$. Из рисунков видно, что важную роль в определении C_{ℓ}^{I,II^2} играют радиальные вариации $\Delta\rho^{I,II}(\gamma)$. Так, например, для ядра ^{40}Ca учёт $\Delta\rho^I(\gamma)$ уменьшает $C_{\ell}^{I^2}$ на порядок. Отметим, что МНА по формуле (9) для ядра ^{40}Ca не проводился и поэтому $C_{\ell}^{II^2}$ определено из условия сшивания с гладкой плотностью $\rho_{SF}^{II}(\gamma)$. С учётом вышесказанного можно предположить, что значение $C_{\ell}^{II^2}$ в этом случае завышено по крайней мере на порядок.

Нормировочные множители C_{ℓ}^{I,II^2} характеризуют величину одночастичной (протонной) компоненты в полной ядерной волновой функции, которую можно связать с ядерной вершинной константой 1 .

$$|G_{\ell}^{I,II}|^2 = \pi \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^2 C_{\ell}^{I,II^2} \quad (27)$$

Основные результаты нашей работы представлены в табл. 2, где даны значения $|G_{\ell}^{I,II}|^2$, полученные на основе изложенного выше метода анализа зарядовых формфакторов. Сравнивая значения ЯВК $|G_{\ell}^I|^2$ и $|G_{\ell}^{II}|^2$,

Таблица 2

	^4He	^6Li	^{12}C	^{16}O	^{24}Mg	^{28}Si	^{32}S	^{40}Ca
ℓ	0	0	1	1	2	2	0	2
$ G_{\ell}^I ^2$	8,2	0,7	88	90	333	723	1058	680
$ G_{\ell}^{II^2}$	11,9	1,1	74	92	203	426	400	18400 [*])
γ	0,95	0,5	0,4	0,3	0,1	0,05	0,02	0,009

* Эта константа получена, в отличие от остальных, из условия сшивания с симметризованной ферми-плотностью (13) (см. текст).

полученные разными методами (2-я и 3-я строки табл. 2), можно заключить, что ЯВК определяется с точностью до множителя 1,5÷2,5. Это и есть теоретическая точность нашего метода. Из общих соображений ясно, что ЯВК из данных по упругому рассеянию электронов должны извлекаться с лучшей точностью, чем в других подходах. Действительно, например для ядра ${}^4\text{He}$, мы получаем $|G_{l=0}^{I,II}|^2 = 8,2 \pm 11,9$ ферми, в то время как другими методами эта константа определяется в пределах точности равной от 6,7 до 17,9 ферми^{1/}. Этот метод позволяет так же просто найти ЯВК не только для ядер s-оболочки, но и для ядер p- и sd-оболочек. Для этих последних интересно было определить ЯВК хотя бы по порядку величины, поскольку другие методы испытывают здесь ряд теоретических и технических трудностей.

Далее заметим, что, как видно из рис. 3, 4, асимптотическое поведение плотности начинается примерно с точки $R_s \approx (1 \div 2)\bar{R}$, где плотность падает на величину порядка

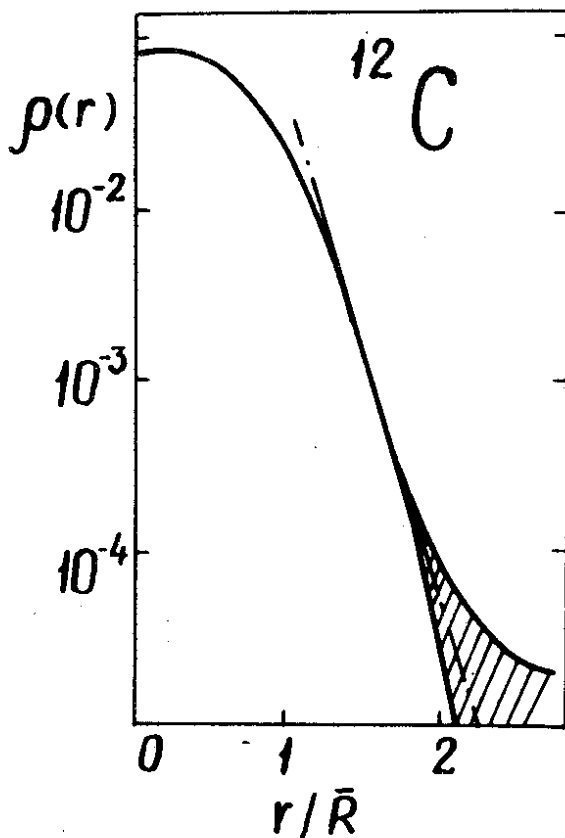
$$\rho(R_s)/\rho(0) \sim A^{-2} \quad (28)$$

по сравнению с ее значением в центре ядра. В области $r > R_s$ РПЗ и квадрат волновой функции совпадают в пределах значений r вплоть до $R_s + \Delta$, где

$$\Delta \approx (1 \div 2)\bar{R} \quad (29)$$

При $r > R_s + \Delta$ "экспериментальная" плотность отклоняется от предписываемого асимптотикой поведения. Причина этого в том, что в области $r \approx 1,3R_s$ начинается коридор теоретических ошибок определения модельно-независимых РПЗ, который увеличивается с ростом r . Типичный коридор таких ошибок, полученный в работе /8/, показан на рис. 5 для РПЗ ядра ${}^{12}\text{C}$. Таким образом, указанные отклонения $\rho^{I,II}(r)$ от асимптотического поведения всегда лежат в пределах таких ошибок и этот факт, как оказывается, слабо влияет на точность определения ЯВК. На самом деле главную роль в процедуре сшивания "экспериментальных" РПЗ с асимпто-

Рис. 5. Коридор теоретических ошибок для "экспериментальной" плотности распределения заряда ядра ^{12}C (заштрихованная область) и квадрат соответствующей волновой функции (штрих-пунктир). Рисунок взят из работы /8/.



тической кулоновской функцией в (20), (21) играет энергия отделения E_ℓ в соответствующем канале, которая фиксируется на основании данных других экспериментов /20/. От этой энергии сильно зависит наклон асимптотических кривых, поэтому даже качественное сравнение наклонов РПЗ при больших γ с наклонами асимптотических кривых в различных каналах позволяет сразу выбрать правильный канал виртуального распада ядра в соответствующей вершине однофотонной диаграммы, описывающей eA -рассеяние.

Остановимся теперь отдельно на определении ЯВК для ^6Li . Действительно, вместо канала $^6\text{Li} \rightarrow ^5\text{He} + p$ ($E_{\ell=1} = 4,584$ МэВ) естественно рассмотреть канал $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$, имеющий меньшую энергию отделения:

$E_{\ell=0} = 1,47$ МэВ. Для этого канала в соотношения (7) и (9) вместо формфактора протона следовало бы подставлять формфактор дейтрона F_d . (заметим, что $F_{cm}(q)$ в (7) от массы отделяемой частицы не зависит). Однако есть все основания считать, что размер связанного в ядре дейтрона $\langle d \rangle$ много меньше размера свободного d , поэтому для оценок можно положить соответствующий формфактор равным протонному:

$$F_{\langle d \rangle} \approx F_p \quad (30)$$

Расчёт таким образом ЯВК для канала ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ дает $|G_{\ell=0}^{I,II}|^2 = 0,7 \div 1,1$ ферми, что согласуется со значениями ЯВК, полученными другими методами^{1/} ($|G_{\ell=0}|^2 = 0,2 \div 2,4$ ферми).

Табл. 2 иллюстрирует также роль кулоновских эффектов в определении ЯВК. С этой целью в ней приведены отношения $\gamma = |G_{\ell}^{(0)}|^2 / |G_{\ell}^I|^2$, где $|G_{\ell}^{(0)}|^2$ - ЯВК, вычисленная без учёта кулоновских эффектов. (Для этого в (20) полагается $\eta = 0$, что, вообще говоря, почти не влияет на наклон асимптотических кривых, но приводит к изменению абсолютных значений ЯВК). Можно также, полагая, что

$$W_{-\eta, \ell+1/2}(2k^I r) \approx (2k^I r)^{-\eta} W_{0, \ell+1/2}(2k^I r) \quad (31)$$

и проводя сшивание в (20) в точке $r = 2\bar{R}$,

$$\begin{aligned} \rho^I(r)_{r \rightarrow \infty} &= \frac{1}{Z} C_{\ell}^{I^2} (4k^I R)^{-2\eta} |W_{0, \ell+1/2}(4k^I \bar{R})|^2 / 4\bar{R}^2 = \\ &= \frac{1}{Z} C_{\ell}^{(0)^2} |W_{0, \ell+1/2}(4k^I \bar{R})|^2 / 4\bar{R}^2, \end{aligned} \quad (32)$$

оценить величину $\gamma = C_{\ell}^{(0)^2} / C_{\ell}^{I^2} = |G_{\ell}^{(0)}|^2 / |G_{\ell}^I|^2$:

$$\gamma \approx (4k^I \bar{R})^{-2\eta} \quad (33)$$

Из таблицы и последней формулы видно, что учёт кулоновских эффектов особенно важен для ядер p - и sd -

оболочки и может изменить значение ЯВК на порядок величины и более. В связи с этим сделаем еще одно замечание. Так, в работе^{21/} для $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ канала получено, без учета кулоновских эффектов, значение ЯВК $|G_{\ell=2}^{(0)}|^2 \sim 10$ ферми, которое согласуется в пределах теоретической точности с нашими оценками для $|G_{\ell=2}^{(0)}|^2 = \gamma |G_{\ell=2}^I|^2 \sim 36$ ферми.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Значения $|G_{\ell}^I|^2$ и $|G_{\ell}^{II}|^2$, полученные из данных по упругому eA -рассеянию двумя способами, (8) и (10), согласуются с точностью до множителя 1,5-2,5. Это составляет тот порядок теоретической точности ЯВК, которая достигнута к настоящему времени.

2. Учёт кулоновских эффектов увеличивает значения ЯВК в несколько раз для ядер p -оболочки и на один-два порядка для ядер sd -оболочки.

3. Распределение плотности заряда в ядре есть не только его важная характеристика, дающая представление о его форме и размерах. Она также позволяет получить информацию о структуре ядра, в частности о типе его виртуального распада и соответствующей этому каналу ЯВК.

Авторы благодарят Л.Д.Блохинцева и Э.И.Долинского за полезные обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блохинцев Л.Д., Долинский Э.И. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с. 2092.
2. Блохинцев Л.Д. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с. 703.
3. Violler R.D. e.a. Nucl.Phys., A, 1973, 206, p. 498, p. 513.
4. Hofstadter R. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1957, 7, p. 231.

5. Uberall H. Electron Scattering from Complex Nuclei, Academic Press, New York and London, 1971.
6. De Forest F., Walecka J.D. Adv. in Phys., 1966, 15, p. 1.
7. Алхазов Г.Д. ЛИЯФ, 115, Ленинград, 1974.
8. Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 955.
9. Sick I. Nucl.Phys., A, 1974, 218, p. 509.
10. Friedrich J., Lenz F. Nucl.Phys. A, 1972, 183, p. 523.
11. Friar J.L., Negele J.W. Nucl.Phys. A, 1973, 212, p. 93.
12. Буров В.В., Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ОИЯИ, Р4-9556, Дубна, 1976.
13. Pol Yu.S., Lukyanov V.K., Petkov I.Z. Acta Phys. Polonica, 1968, 34, p. 49.
14. Петков И.Ж., Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЯФ, 1966, 4, с. 57;
Лукьянов В.К., Петков И.Ж., Поль Ю.С. ЯФ, 1969, 9, с. 349.
15. Frosch R.F. e.a. Phys.Rev., 1967, 160, p. 874.
16. Li G.C. e.a. Nucl.Phys., A, 1971, 162, p. 583.
17. Sick I., McCarthy J.S. Nucl.Phys., A, 1970, 150, p. 631.
18. Li G.C., Sick I., Yearian M.R. Phys.Rev., C, 1974, 9, p. 1861.
19. Frosch R.F. e.a. Phys.Rev., 1968, 174, p. 1380.
20. Wapstra A., Gove N. Nuclear Data Tables A, 1971, 9, p. 265;
Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
21. Туровцев В.В., Ярмухамедов Р. ЯФ, 1973, 17, с. 62.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 1977 года.