# КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ С ВЫБИВАНИЕМ НУКЛОНОВ И СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ. 1

### В. В. БАЛАШОВ, Д. В. МЕБОНИЯ

В связи с постановкой первых экспериментов по квазиупругому рассеянию электронов высокой энергии на ядрах дается анализ возможностей таких реакций для изучения структуры легких ядер. Особо исследованы преимущества реакций квазиупругого рассеяния электронов по сравнению с хорошо известными реакциями (р, 2р).

## Введение

Реакции квазиупругого рассеяния быстрых протонов на ядрах, широкое изучение которых было начато в 1956 г. группой Тирена [1]. стали к настоящему времени распространенным средством исследования структуры ядер. С помощью методики совпадений исследованы реакции (p, 2p), (p, pd), (p, pz) на различных ядрах от He<sup>4</sup> до C<sub>0</sub><sup>59</sup> в интервале энергий протонов 150-450 Мэв. Простота механизма квазиупругого рассеяния позволяет связать наблюдаемые характеристики этих процессов с распределением нуклонов по оболочкам, импульсным распределением нуклонов в ядрах, спектром генеалогической связи ядерных состояний [2, 3]. Реакции (p, pd), (p, pz), а также (a, 2a) дают ценную информацию о характере ассоциирования нуклонов в ядрах [4, 5]. Во многих отношениях сведения, даваемые описываемыми экспериментами, до сих пор остаются уникальными, недоступными другим известным средствам исследования. Таковы, в первую очередь, данные о глубоких дырочных возбуждениях ядер-об энергии связи нуклонов. находящихся на глубоких занятых оболочках, и характере распада (затухания) таких возбуждений.

В последнее время были начаты эксперименты по изучению квазиупругого выбивания протонов из ядер под действием электронов [6]. При достаточно высокой энергии падающих электронов эти реакции могут дать, в принципе, все те сведения о ядрах, о которых говорилось выше. При этом, хотя сечения этих реакций значительно меньше, чем сечения соответствующих реакций под действием тяжелых частиц, они обладают рядом особых достоинств [7].

Главное достоинство реакции с электронами связано с легкостью проникновения электрона во внутреннюю область ядра. В случае легких ядер это позволяет пренебречь искажением электронных волн в начальном и конечном состояниях и, следовательно, более надежно, чем в случае реакции (р, 2р), связать функцию угловой корреляции в реакции (е, e'p) с импульсным распределением протона в ядре. Сопоставление реакций (р, 2р) и (е, e'p) позволяет оценить вклад побочных неупругих процессов, связанных с многократным рассеянием протонов в ядерном веществе. Тем самым можно на более надежной основе подойти к вопросу о природе "затухания" глубоких дырочных возбуждений.

В теоретическом отношении реакции под действием электронов также имеют ряд преимуществ. Взаимодействие электронов с нуклонами ядра известно, к тому же в большинстве случаев оно может быть описано в рамках теории возмущений. Поэтому вопросы применимости импульсного приближения и построения амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, столь важные в теории реакций (р, 2р), здесь отходят на задний план. Последнее обстоятельство особенно важно для построения теории квазиупругого выбивания сложных частиц.

Экспериментальное изучение реакций квазиупругого выбивания электронов только начато. Важно заранее оценить их возможности. Ранее отдельные вопросы реакции (e, e' p) рассматривались в работах [7, 8]. В данной работе мы стремились подвергнуть теоретическому анализу различные стороны реакции (e, e' p), а также провели предварительное качественное рассмотрение реакции (e, e'd). Частично данная работа обобщает результаты исследований, проведенных ранее в работах [9, 10].

#### II. Кинематика

На рис. 1 изображена принципиальная схема эксперимента по изучению реакции A (e, e' x) В методом совпадений. Импульс  $\vec{k}_x$  частицы x, выбитой из ядра, лежит в плоскости рассеяния электрона—

компланарное рассеяние. Этот случай представляет собой интерес для экспериментаторов; общий случай некомпланарного рассеяния будет кратко рассмотрен ниже.

Энергии и импульсы участвующих в реакции частиц связаны законами сохранения (e, e'x) В.

$$E_e + E_A = E_{e'} + E_x + E_B, \tag{1.1}$$

$$k_e = k_{e'} + k_x + k_B. \tag{1.2}$$

Будем рассматривать движение частиц x в релятивистском, ядра-остатка B—в нерелятивистском, а электрона—в ультрарелятивистском приближении (здесь и далее  $\hbar = c = 1$ ):

$$E_{e} = k_{e}; E_{e'} = k_{e'};$$

$$E_{A} = m_{A}; E_{B} = m_{B} + E^{*} + \frac{k_{B}^{2}}{2m_{B}};$$
(1.3)

(E<sup>\*</sup> — энергия возбуждения ядра В); 4 Известия АН АрмССР, Физика, № 2



$$E_x = \sqrt{m_x^2 + k_x^2} = m_x + T_x.$$

Определяя энергию отделения частицы х от ядра A (ядро B в основном состоянии)

$$m_A = m_B + m_x - \varepsilon_x \tag{1.4}$$

и введя импульс 9 частицы х в ядре в момент ее взаимодействия с электроном

$$\vec{q} = -\vec{k}_B,$$

перепишем (1.1) и (1.2) в новых обозначениях

$$E_e = E_{e'} + T_x + \varepsilon_x + E^* + q^2/2m_B, \tag{1.5}$$

$$\vec{k}_e = \vec{k}_{e'} + \vec{k}_x + (-\vec{q}).$$
 (1.6)

В дальнейшем будет удобно пользоваться для рассмотрения кинематических соотношений в реакциях квазиупругого рассеяния простой графической техникой [11].

На рис. 2 показано соотношение импульсов  $k_e$ ,  $k'_e$ ,  $k'_x$  и q, определяемое соотношением (1.6). Здесь  $\vec{p} = \vec{k}_e - (\vec{k}'_e - \mathbf{u} \mathbf{M} \mathbf{n} \mathbf{y}_{Abc},$  теряемый электроном;  $\theta^0_x - \mathbf{y}$ гол вылета частицы x при условии нулевой отдачи — столкновение электрона с покоящейся частицей x.

В компланарном случае при определенных  $E_e$  и  $\tilde{E} = \varepsilon_x + E^*$  законы сохранения оставляют из шести кинематических переменных



Рис. 2. Кинематика реакции A (e, e'x) B компланарном случае.



Рис. За—Зd. Зависимость углов  $\theta_e^\circ$  и  $\theta_p^\circ$  от кинетической энергии протова  $T_p$  для разных кинематических условий реакции A (e, e'p) B (энергия отдачи пренебрегает ся):  $1-\widetilde{E}=10 Mss; 2-\widetilde{E}=50 Mse; 3-\widetilde{E}=$  $=100_i Mse.$ 

реакции  $k_e$ ,  $k_x$ , q,  $\theta_l$ ,  $\theta_x$ ,  $\theta_q^-$  три независимые переменные. Для того, чтобы отнести каждый акт совпадения к определенному значению

125

E, необходимо измерение еще одной, четвертой, независимой переменной. Наиболее естественный выбор таких переменных:  $k_i$ ,  $k_x$ ,  $\theta_i$ ,  $\theta_x$ .

На рис. За-d и 4а-d показано изменение углов ве и в с энергией Т. при условии 9=0 для разных значений Е, и Е в реакциях (е, е'р) и (e, e'd). При варьировании углов 9. или 9, вблизи 9° и 9° значение 9 невелико, и в общем балансе энергии можно пренебречь потерями на отдачу 9<sup>2</sup>/2m<sub>B</sub>\*. Примеры изменения  $q \, c \, \theta_p$  в реакции (e, e'p)при фиксированных значениях переменных ве и Т. показаны на рис. 5a, b (естественный масштаб измерения 9 — величины порядка 0.75 f-1 =150 Мэв/с, что соответствует средней кинетической энергии протона в ядре порядка 12 Мэв).

На рис. б приведены аналогичные кривые для реакции (p, 2p). Бросается в глаза существенная разница этих двух реакций: в случае реакции (e, e'p) кривые, соот-



Рис. 4а—4d. Зависимость углов  $\theta_e^{\circ}$  и  $\theta_d^{\circ}$  от кинетической энергии дейтрона  $T_p$  для разных кинематических условий реакции A (e, e'd) B (энергией отдачи пренебрегается):  $1 - \tilde{E} = 10$  Mss;  $2 - \tilde{E} = 50$  Mss;  $3 - \tilde{E} = 100$  Mss.

ветствующие различным значениям *E*, проходят гораздо ближе друг к другу. Опасность наложения эффектов, соответствующих различным уровням ядра-отдачи за счет импульсного распределения нуклонов в ядре здесь, следовательно, больше. Отсюда здесь возникают особенно жесткие требования к энергетическому разрешению регистрирующих устройств при измерении функций корреляции.

Особый интерес представляет рассмотрение рассеяния электрона в условиях "периферического" соударения с ядром—малые углы рассеяния, малые значения передаваемого импульса. Уже простой кинематический анализ показывает, что это условие неблагоприятно для наблюдения процессов квазиупругого рассеяния. Ряд примеров реакции (e, e'p) приведен на рис. 7а-с и 8а-с. (Кривые рассчитаны с учетом энергии отдачи). При достаточно больших значениях  $T_x$  процесс квазиупругого рассеяния идет лишь за счет дальнего "хвоста"

\* Для ориентации: при A = 40 значение  $q = 1f^{-1}$  (198 *Мэв/с*) соответствует  $E = 0.5 M_{SB}$ 



Рис. 5а—5b. Зависимость q от угла  $\theta_p$  для разных кинематических условий реакции A (e, e'p) B (энергия отдачи пренебрегается):  $1-\widetilde{E}=10$  Mss;  $2-\widetilde{E}=50$  Mss;  $3-\widetilde{E}=$ =100 Mss.

Рис. 6. Зависимость q от угла 0, для разных кинематических условий реакции A(p, 2p) B (энергия отдачи пренебрегается):  $1 - \tilde{E} = 10$  Мэв;  $2 - \tilde{E} = 50$  Мэв;  $3 - \tilde{E} = 100$  Мэв.

импульсного распределения протонов в ядре — сечение реакции резко падает, причем особенно сильно для протонов, находящихся на поверхности ядра. Переход к меньшим энергиям выбиваемых частиц заставит учитывать связь различных каналов при взаимодействии этих частиц с ядром отдачи. Скорее всего, здесь механизм прямого квазиупругого выбивания протона уступает место другому двухступенчатому механизму реакции: сначала происходит неупругое рассеяние электронов с возбуждением ядра на квазистационарный уровень, а затем распад этого уровня с испусканием протона.

В заключение данного раздела отличим кратко кинематические особенности некомпланарного рассеяния. Этот случай был подробно рассмотрен Якобом и Марисом [7].

Соотношение импульсов электронов и выбиваемого протона показано на рис. 9. В качестве плоскости рассеяния выбрана плоскость Y = 0. Вектор  $\vec{p}$ , расположенный в плоскости рассеяния, соответствует импульсу вылетающего протона при столкновении падающего электрона с покоящимся протоном в ядре. При малых значениях  $\varphi_p$  импульс отдачи мал, следовательно,  $|\vec{k}_p| \approx |\vec{p}|$  и получение импульсных прото. нов в ядре сводится просто к изменению угла  $\varphi_p$  при неизменных значениях других переменных. При этом сечение "элементарного акта" рассеяния электрона на протоне — практически не меняется с изменением  $\varphi_p$ : оно зависит, в основном, от разности импульсов падающего и

рассеянного электрона  $P = k_e - k_e$  (см. разд. III). В этом заключается достоинство некомпланарной кинематики.



Рис. 7а—7с. Зависимость q от энергии  $E_e$  и угла  $\theta_p$  для разных кинематических условий "периферического" соударения в реадкии  $C^{13}(e, e'p)$   $B^{11}$ : 1—  $-\widetilde{E}$ =15 *Мав*: 2— $\widetilde{E}$ =35 *Мав*.



Рис. 8а—8с. Эависимость q от энергии  $E_e$  и угла  $\theta_p$  для разных кинематических условий "периферического" соударения в реакции Са <sup>40</sup> (e, e'p) K<sup>39</sup>: 1— $\widetilde{E}$ =10 *Мзв*; 2— $\widetilde{E}$ =55 *Мэв*; 3— $\widetilde{E}$ =90 *Мэв*.

## III. Экспериментальные данные

В настоящее время работы по исследованию квазиупругого рассеяния электронов проводятся лишь в одной лаборатории<sup>\*</sup> — во Фраскати — с помощью спектротрона с максимальной энергией в пучке I Гэв [6]. Уже выполнены эксперименты по определению спектров возбуждения остаточного ядра в реакциях C<sup>12</sup> (e, e'p), Al<sup>27</sup> (e, e'p) и S<sup>32</sup> (e, e' p) в интервале энергий налетающего электрона 500—600 Мэв. Измерения функций угловых корреляций не производились.

На рис. 10—12 показаны результаты этих исследований. Спектры возбуждения снимались при фиксированных значениях углов вылета

Наряду с работами, о которых пойдет речь, существует несколько работ по реакциям (е, е' р) на малонуклонных системах [12]. Их мы не будем обсуждать.

электрона и протона, а также энергий  $E'_l$  и  $T_p$  той и другой частицы, путем изменения энергии  $E_e$  падающего электрона. Такой метод исследования эквивалентен, в принципе, измерению спектра суммарной энергии вылетающих частиц при фиксированной энергии падающей частицы, это характерно для экспериментов по реакции (p, 2p).





Рис. 9. Схема некомпланарной кинематики реакции A (e, e'x) B.

Рис. 10. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции С<sup>12</sup> (е, е'р) В<sup>11</sup> [6].

Кинематика реакции С<sup>12</sup> (е, е'р) В<sup>11</sup>, соответствующая условиям работы [6], показана на рис. 13. На графике хорошо видны пределы изменения импульса q за счет изменения энергии падающего электро-



Рис, 11. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции Al<sup>27</sup> (е, е'р) Мд<sup>26</sup> [6].



Рис. 12. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции S<sup>32</sup> (е, е'р) Р<sup>31</sup> [6].

на в условиях идеальной геометрии. В действительности телесный угол, в пределах которого регистрировались частицы, велик:  $\Delta \Omega_p = -0.30$  st. В результате при изменении энергетического спектра перекрывается довольно широкая область импульсных распределений протонов в ядре (см. рис. 14a, b).

С другой стороны, дифференциальное сечение в приближении плоских волн пропорционально импульсному распределению нуклона  $\rho_e(q)$ . Поэтому регистрация протонов в интервале телесного угла  $\Delta \Omega_p$  означает, что наблюдаемое сечение пропорционально

 $\int \rho_e(q) \, d\Omega = 2\pi \int \rho_l(q) \sin\left(\theta_p - \theta_p^0\right) d\left(\theta_p - \theta_p^0\right).$ 

Квазиупругое рассеяние электронов

Кинематические условия эксперимента таковы, что

$$q=2k_p\sin\frac{\theta_p-\theta_p^0}{2},$$

тогда

$$\sin \left(\theta_p - \theta_p^0\right) d \left(\theta_p - \theta_p^0\right) = \frac{1}{k_p^2} q dq.$$

Следовательно,

$$\int_{\Omega_p} \rho_l(q) d\Omega \sim \int_{\Delta q} \rho_l(q) q dq.$$



Рис. 13. Кинематика реакции С<sup>12</sup> (е, е'р) В<sup>11</sup> при снятии энергетического спектра в экспериментальных условиях работы [6].



Рис. 14а-d. Область импульсных распределений, в пределах которой снимался энергетический спектр в реакции C<sup>13</sup> (e, e' p) B<sup>11</sup>, (a, b) и величины  $n_l \int \rho_l$  (q) qdq (c, d), соответствующие угловой разрешимости  $\Delta \Omega_p = 0.3$  st.

На рис. 14 с, d показаны площади  $n_l \int_{\Delta q} \rho_l(q) q dq$  для реакции

С<sup>12</sup> (e, e'p) В<sup>11</sup> с выбиванием (1s) и (1p) протонов (*n*<sub>l</sub> — число протонов на данной оболочке). Площадь штрихованной области пропорцианальна наблюдаемому дифференциальному сечению.

Энергетическое разрешение в работах [6] также не очень высоко:  $E = \pm 5$  Мэв. Оно, однако, было бы достаточным для того, чтобы выделить в спектре возбуждения ядра-остатка пики, связанные с выбиванием протона из разных оболочек: в случае  $C^{12}$ —оболочек 1р и 1s, в случае  $Al^{27}$  и  $S^{32}$ — внешней оболочки (2s, 1d) и внутренних 1р и 1s. В действительности во всех трех случаях спектр возбуждения описывается плавной кривой, довольно монотонно спадающей от основного максимума, соответствующего выбиванию "внешних" нуклонов, в сторону больших энергий возбуждения. В работе [6] была предпринята попытка расшифровать полученные спектры возбуждения с помощью метода наименьших квадратов, выделив при этом фон и вклад отдельных оболочек и определив среднее положение и ширину каждого из соответствующих пиков. Результаты такого анализа показаны на рис. 10—12 пунктиром. В табл. 1 приведены сводные данные относительно положения и ширины дырочных возбуждений в ядрах C<sup>12</sup>, Al<sup>27</sup> и S<sup>32</sup>, полученные из реакций (e, e'p).

Таблица 1

	s <sub>1s</sub> Mev	s <sub>1p</sub> Mev	$\left  \begin{array}{c} \varepsilon_{2s, \ 1d} Mev \end{array} \right $	Γ <sub>1s</sub> Mev	Γ <sub>1ρ</sub> Μευ	Γ <sub>2s, 1d</sub> Mev
C12	33	16	-	24	2	-
A137	56,5	32	15,5	37	16	10
S32	80	43	15	43	28	26

Результаты, относящиеся к углероду, а также к 1р и (2s, 1d) нуклонам в ядрах Al<sup>27</sup> и S<sup>32</sup>, совпадают с данными из реакций (р, 2p) [14]. Особый интерес представляют данные о положении и ширине 1s-пика в ядрах Al<sup>27</sup> и S<sup>32</sup>. Уже в сере энергия связи 1s протона составляет 80 *Мэв*, причем видна тенденция дальнейшего увеличения этой величины при переходе к более тяжелым ядрам<sup>\*</sup>. Не вдаваясь сейчас в обсуждение природы эффекта, отметим, что полученные на опыте значения энергии связи существенно превышают значения глубины потенциальной ямы, используемые обычно в расчетах по одночастичной модели. Природа ширины (затухание) дырочных возбуждений также будет обсуждаться позднее. Ясно, однако, что в случае существенного перекрывания пиков, соответствующих разным внутренним оболочкам (такая тенденция намечается уже на основании имеющихся данных), одночастичная трактовка внутренних нуклонов в более тяжелых ядрах потеряет смысл.

## IV. Реакции (e, e'p)

### § 1. Общие положения, схематический случай

Основой теории ядерных реакций при высоких энергиях является импульсное приближение [15]. Рассмотрим, в рамках этого приближения, расчет сечения реакции (е, е'р) для схематического одночастичного случая—протон в потенциальной яме. Будем также для простоты пренебрегать положением спина (и магнитного момента) у протона.

$$\varepsilon_{1d \ s_{1s}'_{2}2s_{1s_{2}}} = (7.7 \pm 2.6) M_{98}; \ \varepsilon_{1ds_{1s}} = (14 \pm 1) M_{98}; \ \varepsilon_{1p} = (32 \pm 4) M_{98};$$
  
 $\varepsilon_{1s} = (77 \pm 14) M_{98}$ 

<sup>\*</sup> Недавно появилась экспериментальная работа по реакции Са<sup>40</sup> (e, e'p) K<sup>39</sup> [28], где снимался энергетический спектр возбуждения остаточного ядра. Рассуждая аналогично работе [6], явторы получили следующие значения для энергии связи нуклонов:

Матрица реакции  $\hat{T}$  в лабораторной системе отсчета определяет-**В:**я выражением

$$<\vec{k}_{e}, \ \vec{k}_{p} |T| \ \vec{k}_{e}, \ 0> =$$

$$-i \int d\vec{r}_{e} \ d\vec{r}_{p} \ \varphi_{hp}^{(-)^{*}}(\vec{r}_{p}) \ e^{-i \ \vec{k}_{e}^{1} \vec{r}_{e}} V(|\vec{r}_{e} - \vec{r}_{p}|) \ \psi(\vec{r}_{e}, \vec{r}_{p}), \qquad (4.1)$$

(-) -  $\varphi_{kp}$  ( $r_p$ ) — волновая функция протона в конечном состоянии, учитде тывающая его взаимодействие с ядром ("искаженная волна"); 🤃 (re, rp) точная волновая функция системы в начальном состоянии. В импульсном приближении / (re, rp) заменяется выражением

$$\psi_0(\vec{r}_e, \vec{v}_p) = \int d\vec{k}_p g_0(\vec{k}_p) \psi_{k_e k_{p'}}(\vec{r}_e, \vec{r}_p),$$
 (4.2)

где  $\psi_{k_e, k_p}$   $(\vec{r}_e, \vec{r}_p)$ —волновая функция, описывающая рассеяние элек-

трона с импульсом  $\vec{k}_e$  на свободном протоне с импульсом  $\vec{k}_p; q_0(\vec{r}_p)$  — Фурье-сбраз волновой функции связанного состояния протона в начальном ядре 7.1т (гр):

$$q_0(\vec{k}_p) = (2\pi)^{-3/2} \int d\vec{r} \, e^{i\vec{k}_p'\vec{r}} \lambda_{im}(\vec{r}). \qquad (4.3)$$

Разложим искаженную волну  $\varphi_{r_n}$  ( $r_n$ ) по функциям свободного движе-

$$\varphi_{\vec{k}_{p}}^{(-)}(\vec{r}) = (2\pi)^{-a_{l_{2}}} \int g_{\vec{k}_{p}}(\vec{k}_{p}) e^{i \cdot k_{p} r_{p}} d\vec{k}_{p}, \qquad (4.4)$$

и подставим (4.2) и (4.4) в (4.1):

$$\langle \vec{k}_{e'}, \vec{k}_{p} | T | \vec{k}_{e}, 0 \rangle =$$

$$= \int \int d\vec{k}_{p} d\vec{k}_{p} g_{\vec{k}_{p}} (\vec{k}_{p}) g_{0} (\vec{k}_{p}) \langle \vec{k}_{e'} | \vec{k}_{p} | T_{ep} | \vec{k}_{e}, \vec{k}_{p} \rangle.$$
(4.5)

Матрица

$$\langle \vec{k}_{e'}, \vec{k}_{p} | T_{ep} | \vec{k}_{e}, \vec{k}_{p} \rangle =$$

$$= -i(2\pi)^{-s_{l_s}} \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p e^{-i\left(\vec{k}_e, \vec{r}_e + \vec{k}_p \vec{r}_p\right)} V(|\vec{r}_e - \vec{r}_p|) \psi_{\vec{k}_e \vec{k}_p}(\vec{r}_e, \vec{r}_p)$$
(4.6)

соответствует рассеянию электрона на свободном движущемся протоне с импульсом kn.

Введем координаты относительного движения и центра масс (е, р)-системы

$$\vec{r} = \vec{r_e} - \vec{r_p}$$

$$\vec{R} = \frac{\vec{E_e} + \vec{F_p r_p}}{\vec{E_e + E_p}},$$
(4.7)

и соответствующие им импульсы

$$\vec{k} = \frac{E'_p}{E_e + E'_p} \vec{k}_e - \frac{E}{E_e + E'_p} \vec{k}'_p$$

$$\vec{K} = \vec{k}_e + \vec{k}'_p$$
(4.8)

в начальном и

$$\vec{k}' = \frac{E'_{\rho}}{E_e + E'_{\rho}} \vec{k}_e - \frac{E_e}{E_e + E'_{\rho}} \vec{k}_{\rho}$$

$$\vec{K}' = \vec{k}'_e + \vec{k}'_{\rho}$$
(4.9)

в конечном состоянии.

Записывая начальную волновую функцию (e, p)-системы  $\psi_{\vec{k}_e, \vec{k}_p}$  в

виде

$$\psi_{\vec{k}_{e},\vec{k}_{p}}(\vec{r}_{e},\vec{r}_{p}) = (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{K}\cdot\vec{R}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$$
(4.10)

и переходя к новым переменным в интеграле (4.6), получаем

$$\langle \vec{k}_{e'}, \vec{k}_{p}' | \vec{T}_{ep} | \vec{k}_{e}, \vec{k}_{p} \rangle = \delta (\vec{K} - \vec{K}') \langle \vec{k}' | \vec{t} | \vec{k} \rangle.$$
(4.11)

Здесь величина

$$\langle \vec{k}' | \vec{t} | \vec{k} \rangle = -i \int d\vec{r} \, e^{-i \, k' \, r} V(\vec{r}) \, \psi_{\vec{k}}(r)$$
 (4.12)

является обобщением точного выражения амплитуды свободного (e, p)рассеяния на область переменных вне массовой поверхности:

 $|\vec{k}'| \neq |\vec{k}|.$ 

Подставляя (4.11) в (4.5), окончательно получаем

$$\langle \vec{k}_{e'}\vec{k}_{p}|\hat{T}|\vec{k}_{e},0\rangle = \int d\vec{k}_{p}g_{\vec{k}_{p}}(\vec{k}_{p})g_{0}(\vec{k}_{p})\langle \vec{k}'|\hat{t}|\hat{k}\rangle,$$
 (4.13)

где

$$\vec{k}_{p} = \vec{k}_{e'} + \vec{k}_{p} - \vec{k}_{e}.$$
 (4.14)

Условия факторизации матрицы реакции (4.13) на амплитуду свободного рассеяния и ядерный "формфактор" можно исследовать, следуя общим рецептам Чу [15].

Достаточные условия факторизации:

а) Фурье-образ протонной функции в конечном состоянии  $g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)$  есть сингулярная функция при  $\vec{k}_p = \vec{k}_p$ ;

б) амплитуда  $\langle \vec{k'} | \vec{t} | \vec{k} \rangle$  не зависит от  $\vec{k_p}$ . Условие (a) выполняется в приближении плоских волн:

$$g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p) = \delta(\vec{k}_p - \vec{k}_p).$$

В этом частном случае матрица реакции

$$\langle \vec{k}_{e}, \vec{k}_{p} | \hat{\vec{1}} | \vec{k}_{e}, 0 \rangle = g_{0}(\vec{k}_{e} + \vec{k}_{p} - \vec{k}_{e}) \langle \vec{k}_{0} | t | \vec{k}_{0} \rangle$$
 (4.15)

пропорциональна амплитуде  $g_0(\vec{k_p})$  импульсного распределения протонов в начальном ядре при соответствующем значении импульса, а векторы  $\vec{k_0}$  и  $\vec{k_0}$  определяются из (4.8), (4.9) при  $\vec{k_p} = \vec{k_p}$ . В приближении искаженных волн скорость затухания функции

 $\vec{k_p}$  с увеличением разности  $|\vec{k_p} = \vec{k_p}|$  сильно зависит от энергии





Рис. 16а—16d. Зависимость функции  $|g_{+}(\vec{k}_{p})|^{2}$  от угла  $\theta_{+} + f_{p}$  при разных  $k_{p}$  фиксированных параметрах (параметры искажающего потенциала;  $v_{0}=$ =20 *Мяв*;  $w_{0}=$ 15 *Мяв*; R=4,4*f*; a==0,55*f*).

протона и свойств искажающего потенциала. Общий характер зависимости  $g_{\vec{k}_p}(\vec{K_p})$  при  $T_p = 50$  Мэв и 100 Мэв виден из рис. 15 и 16, где приведен результат численного расчета для потенциала Вудса-Саксона с характерными для ядер в районе A=40 значениями параметров ( $v_0=20~Mss;~w_0=15~Mss;~R=4.4f;~a=0.55$ ). Как видно из этих рисунков, главный максимум функции  $g_{\star p}$  ( $\vec{k}_p$ ) размыт по доволь-

но широкой области в пространстве kp.

Обратимся к условию (б). Оно выполняется в важном частном случае, когда  $\hat{t}$  — оператор в *x*-представлении локален:

$$\hat{t} = \hat{t}(r).$$

Тогда амплитуда  $\langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle = -i \int d\vec{r} \ e^{-i \vec{k'r}} \ \hat{t} \ (\vec{r}) \ e^{i \vec{k} \vec{r}}$  зависит лишь

от разности векторо в  $\vec{k}$  и  $\vec{k'}$ и, согласно (4.8) и (4.9), не зависит от  $\vec{k_p}$ . Вынося в (4.13) амплитуду  $<\vec{k_1} |\vec{t}| \vec{k} >$ из-под интеграла, получаем

$$\langle \vec{k}_{e}, \vec{k}_{p} | 7 | \vec{k}_{e}, 0 \rangle = (2\pi)^{a_{l_{2}}} g'_{lm} (\vec{k}_{p}; \vec{k}_{e} - \vec{k}_{e}) \langle \vec{k}_{0} | \vec{t} | \vec{k}_{0} \rangle,$$
 (4.16)

где

$$g_{lm}(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e) = (2\pi)^{-a_{l2}} \int \varphi_{\vec{k}_p}^{(-)}(\vec{r}) e^{l (\vec{k}_e - \vec{k}_e) \vec{r}} \chi_{lm}(\vec{r}) d\vec{r}.$$
(4.17)

Назовем  $g'_{lm}$   $(k_p; k_e - k_{e'})$ , по аналогии с  $g_0(k_p)$ , "амплитудой искаженного импульсного распределения" протона в ядре.

В реакциях квазиупругого рассеяния электронов факторизация полной амплитуды реакции обеспечивается условием (б): t -оператор с высокой степени точности сводится к *е-р* потенциалу

$$\dot{t} = V(\vec{r}) \tag{4.18}$$

и, следовательно, локален.

В итоге, переходя от амплитуды реакции к сечению и усредняя по проекциям орбитального момента протона, получаем

$$\frac{d^{5}}{d\vec{k_{e}} \ d\vec{k_{p}}} = \frac{2\pi}{\hbar v_{0}} |\langle \vec{k_{0}} \ |\hat{t}|\vec{k_{0}} \rangle|^{2} |g_{l} \ (\vec{k_{p}};\vec{k_{e}}-\vec{k_{e'}})|^{2} \times \langle \hat{c} \ (E_{e}-E_{e'}-T_{p}-\varepsilon_{p}),$$
(4.19)

где

$$|g'_{l}(\vec{k}_{p};\vec{k}_{e}-\vec{k}_{e'})|^{2} = \frac{1}{2l+1} \sum_{m} |g'_{lm}(\vec{k}_{p};\vec{k}_{e}-\vec{k}_{e'})|^{2}$$
(4.20)

-плотность искаженного импульсного распределения протона в ядре.

Рассматривая случай компланарного рассеяния в реакции (e, e'p), Поттер [8] свел выражение (4.19) к форме, явно содержащей сечение свободного рассеяния электрона на движущемся свободном протонеПри этом приходится пренебрегать эффектом ухода к массовой поверхности в амплитуде  $\langle \vec{k}_0 | t | \vec{k}_0 \rangle$ . Нам представляется более целесообразным, оставаясь в рамках теории возмущений (t=V), непосредственно рассчитывать амплитуду вне массовой поверхности с помощью потенциала е-р взаимодействия. При этом мы учитываем то обстоятельство, что предварительным условием введения сечения свободного е-р-рассеяния является факторизация амплитуды реакции, что, в свою очередь, в приближении искаженных волн оправдывается условием  $t \approx V$ .

## § 2. Сечение реакции (е, е'р) в общем случае

В общем случае каждому парциальному переходу  $A \rightarrow B + p$ может отвечать несколько значений орбитального момента протсна. Вводя генеалогические коэффициенты  $C(0JT/E_1 J_1 T_1, I_p)$  разложения волновой функции основного состояния ядра-мишени по состояниям ядра B, получим по аналогии с соответствующей формулой [17] для реакции (p, 2p)

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}_{l'}d\vec{k}_{p}}\Big|_{0JT \to E, J, T} \frac{2\pi}{\hbar v_{0}}\Big| < \vec{k}_{0} |\hat{t}|\vec{k}_{0} > |^{2}. \delta (E_{l} - E_{l} - T_{p} - \varepsilon_{p}) \times \\ \times \sum_{i} n_{p_{l}} |C (0JT |E_{1}J_{1}T_{1}, l_{p_{l}})|^{2} |g_{lp_{l}}(\vec{k}_{p}; \vec{p})|^{2}.$$
(4.21)

Здесь np, — число протонов в соответствующей оболочке i.

## § 3. Расчеты импульсных распределений протонов в ядре. "Факторы подавления"

Форма импульсного распределения протонов в ядре определяет функцию угловой корреляции разлетающегося электрона и протона. Первые расчеты функции корреляции (для случая некомпланарного рассеяния) были проведены в квазиклассическом приближении Якобом и Марисом [7]. Они показали, что форма плотности искаженного импульсного распределения мало отличается от того, что дает расчет с плоскими волнами. Главный эффект искажений заключается в подавлении выхода реакции по сравнению со случаем плоских волн. Детальный анализ эффектов искажения в реакциях (e, e'p) для компланарного случая был проделан в работах [9, 10]. Он преследовал следующие цели;

 путем сравнения с расчетом по методу парциальных волн оценить точность квазиклассического метода учета искажений, весьма распространенного в теории реакций (р, 2р);

2) исследовать зависимость формы импульсного распределения протонов и "факторов подавления" от вида протонных волновых функций в начальном состоянии и параметров искажающего потенциала.

Из соотношений (4.20), (4.17) видно, что в приближении искаженных воли форма импульсного распределения протонов, в отличие от случая плоских волн, уже не сводится к функции одного аргумента  $\vec{q} = \vec{k}_e + \vec{k}_p - \vec{k}_e$ , а определяется двумя независимыми переменными  $\vec{k}_p$  и  $\vec{p} = \vec{k}_e - \vec{k}_e$ . Тем не менее, имея в виду такую постановку опыта, когда при фиксированных значениях  $E_e$ ,  $E'_e$  и  $T_p$  изменяется угол  $\theta_p$ , удобно по-прежнему выражать функции корреляций через  $\vec{q}$ :

$$\dot{q_{i}}(\vec{q}) = \overline{|g_{i}(\vec{k}_{e}; \vec{p})|^{2}}$$
 (4.22)

Пусть  $p_l(q)$  — плотность импульсного распределения, соответствующая расчету с плоскими волнами. При l=0 функции  $p_l(q)$  и  $p_l(q)$  имеют максимум в одной и той же точке  $\vec{q}=0$ ; в случае, когда  $l\neq 0$ , эти максимумы сдвинуты друг относительно друга, хотя, как показывает расчет, очень незначительно.

Определим "фактор подавления" отношением  $p_i(q)$  и  $p_i(q)$  в точке  $\vec{q}$ , соответствующий их максимуму:

$$R_{l} = (\rho_{l})_{\max}/(\rho_{l})_{\max}.$$
 (4.23)

В квазиклассическом приближении точная "искаженная волна" протона  $\phi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p)$  заменяется выражением

$$\varphi_{\overrightarrow{k_p}}(\overrightarrow{r_p}) \rightarrow e^{i k_p r_p} D_{\overrightarrow{k_p}}(\overrightarrow{r_p}), \qquad (4.24)$$

где

$$D_{\overrightarrow{k_p}}(\overrightarrow{r_p}) = \exp\left[-\frac{iE_p}{k_p^2}\int\limits_{\overrightarrow{r_p}}^{\infty} u(s) ds\right]$$
(4.25)

— искажающий фактор, который выражается через интеграл по траектории выбиваемого протона от потенциала его взаимодействия с ядром отдачи (рис. 17). В качестве u (r) выбирается потенциал оптической модели

$$u(r) = v(r) + iw(r).$$
 (4.26)

Мнимая часть оптического потенциала w(r) является главным источником подавления рассчитываемого выхода реакции по сравнению со случаем плоских волн.

Конкретные расчеты были проведены в работе [19] для компланарного квазиупругого рассеяния на ядре Са<sup>40</sup> с выбиванием протона из оболочек 1s, 1p, 2s и 1d. В качестве одночастичных волновых функций  $\chi_{lm}(r_p)$  использовались функции гармонического осциллятора  $\left(r_0 = \sqrt{\frac{h}{m\omega}} = 2.04 f\right)$ . Для кинематических параметров были выбраны значения, приблизительно соответствующие условиям первых экспеприментальных работ по реакции (e, e'p) (см. II и III):

$$E_e = 520 - 600 M_{9B}; T_p = 110 M_{9B}; \theta_1 = 51^\circ; E_1 = 400 M_{9B}$$
 (4.27)

Взаимодействие протона с ядром отдачи описывалось потенциалом Гаусса

$$u(r) = -(v_0 + iw_0)e^{-(r/b)^2}$$

На рис. 18 приведены типичные кривы: искаженного импульсного распределения для протонов 1s и 1p — оболочки (кривые для 1d и 2s-оболочек аналогичны),

соответствующие известным значениям параметров оптического потенциала [18]:

$$v_0 = 0; w_0 = 28 M_{98}; b = 3.25 f.$$
 (4.28)

Квазиклассическому методу учета искажений сопутствует ряд недостатков расчета, не связанных непосредственно с физикой квази-



Рис. 18. Импульсные распределения (пунктирные кривые) и искаженные импульсные распределения (сплошные кривые) протонов в 1s (1,2) и 1p (3,4) оболочках из реакции Са40 (е, е'р) К<sup>39</sup> [9]

классического приближения, а обусловленных процедурой вычислений. Его использование накладывает ограничения на выбор формы искажающего потенциала: всякий отход от потенциала Гаусса связан с резким усложнением расчетов. Кроме того, в рамках квазиклассического метода трудно учесть искажение, обусловленное кулоновским взаимодействием протона с ядром. Однако самое важное обстоятельство заключается в том, что при расчете реакций (е, е'р), в отличие от случая (р, 2р), квазиклассический метод вовсе не оказывается более простым, эффективным (в конечном счете, в смысле количества машинного времени), чем прямой расчет по методу

искаженных волн\*.

	R <sub>ls</sub>	R <sub>1p</sub>	R <sub>2s</sub>	R <sub>1d</sub>
Квазиклассический метод [9]	0,44	0,56	0.69	0,66
Метод искаженных волн [10] без учета кулона)	0,45	0,54	0,70	0,64
Метод иск. волн [10] (с учетом ку-	0,42	0,52	0,63	0,58

\* При расчете реакций (р, 2р) в интеграл типа (4.17) входят уже три ,искажен-ных волны", вместо одной.



Рис. 17. Схематическая картина

"квазиклассического искажения".

В работе [10] был проведен расчет искаженных импульсных распределений протонов в ядре Са<sup>40</sup> путем прямого разложения функции  $\varphi_{kp}^{(-)}(\vec{r}_p)$  по парциальным волнам<sup>\*</sup> ( $l_{max} = 16$ ). В табл. 2 приведены полученные в [10] значения факторов подавления, соответствующие условиям (4.27) и потенциалу Гаусса с параметрами (4.28). Данные табл. свидетельствуют о вполне высокой точности квазиклассического метода. Отметим также, что уменьшение факторов подавления при учете кулоновского искажения имеет систематический характер и не зависит от набора оптических параметров.

Дальнейшие расчеты проводились уже по прямому методу искаженных волн с использованием оптического потенциала Вудса-Саксона [10]. Они подтвердили вывод о том, что форма импульсного распределения очень слабо меняется при включении искажающего потенциала. В табл. З приведены значения факторов подавления, рассчитан-

		-			
					-
	u	,,	uu	u	
100		200		-	-

υ Мэв	и Мэв	$R_0 f$	a f	R <sub>1s</sub>	R <sub>2s</sub>
20	15	1,3	0,55	0,398	0,585
10	15	1,3	0,55	0,430	0,615
30	15	1.3	0.55	0,367	0,604
40	15	1,3	0,55	0,330	0,510
20	0	1,3	0,55	0,895	0,966
20	10	1,3	0,55	0,535	0,658
20	30	1,3	0,55	0,304	0,531
20	15	1.1	0'55	0,490	0,455
20	15	1,2	0'55	0,445	0,637
20	15	1,4.	0'55	0,358	0,530
20	15	1,5	0'55	0,315	0,476
20	15	1,3	0'45	0,400	0,595
20	15	1.3	0.65	0.395	0,573
20	15	1,3	0,75	0,392	0,569

ные для различных наборов параметров оптического потенциала. Влияние искажающего потенциала определяется, в основном, глубиной е го мнимой части и слабо зависит от других параметров, в частнасти, глубины реальной части потенциала.

## § 4. О соотношении механизмов объемного и поверхностного выбивания

В описанных выше расчетах в качестве одночастичных волновых функций протонов в ядре использовались функции гармонического осциллятора. Они имеют неправильную асимптотику при больших r. С этой точки зрения было бы логично провести расчеты с волновыми функциями конечной ямы, имеющими асимптотику, определяющую энергии связи протона в соответствующем канале. Здесь, однако, возни-

\*)  $(\cos \delta_{e_{max}}) > 0.99.$ 

#### Квазиупругое рассеяние электронов

кают трудности принципиального характера: как показывает эксперимент (см. гл. II), в ядрах тяжелого кислорода энергия связи 1s и даже 1р-нуклона превышает величину 40—50 Мэв, характерную для потенциала в одночастичной модели. Ясно, что физической причиной увеличения энергии связи по сравнению с предсказанием такой модели является парное взаимодействие, приводящее к сдвигу уровней и смешиванию различных оболочечных конфигураций. В диагональном по конфигурации приближении расчет энергии связи для ядер (2s, 1d)оболочки с учетом остаточного взаимодействия были проведены Бракнером и др. [19] и Бринком и Шерманом [20] (табл. 4). Однако согласованное рассмотрение смешивания конфигураций и асимптотического поведения функций в соответствующих каналах остается нерешенной проблемой.

До сих пор не ясно, в какой мере проблема асимптотики является важной для описания процессов квазиупругого рассеяния. Очевидно, если в таких процессах определяющую роль играет объемный механизм выбивания частиц, учет асимптотики носил бы характер поправок и можно было бы в основном полагаться на расчеты с функциями бесконечной ямы. В свою очередь, соотношение механизмов объемного

Таблица 4

	E1s Mev [30]	E1s Mev (29)	(exp) Els Mev	E1p Mev [30]	E1p Mev [29]	(exp) E1p Mev
016	47	39,6	34	21.	13	18
A127	65	The line of	56	37	- ANALAS	32
S32	73		80	44	A COLOR	43
Ca <sup>40</sup>	86	72,1		55	32	

и поверхностного выбивания зависит не только от пространственного распределения нуклонов в ядре, но также от энергии выбитой частицы и от свойств оптического потенциала, описывающего взаимодействие этой частицы с ядром отдачи.

В связи со сказанным, полезно провести предварительное качественное рассмотрение вопроса в рамках простой модели, где обычные осцилляторные волновые функции нуклонов, описывающие их движение во внутренней области ядра, сшиваются при больших r с соответствующими функциями Ханкеля. Такой расчет проведен для Ca<sup>40</sup>. Процедура сшивания внутренней и внешней волновых функций протона проводится таким образом, что при фиксированном значении осцилляторного параметра  $\sigma = \sqrt{\frac{\hbar}{M_{BB}}}$  (мы полагали  $r_0 = 2.04f$  для всех оболочек 1s, 1p, 2s и 1d) определяется, в зависимости от энергии связи протона, радиус сшивания  $r_c$ . Значения  $r_l$  приведены в табл. 5. Величина энергии связи 1s- и 1p-протона для ядра Ca<sup>40</sup> выбрана на осковании экстраполяции экспериментальных данных для более легких ядер. В табл. 6 приведены также параметры: w—доля внешней функции 5 Известия АН АрмССР, Физика, № 2

- Pushat	and the second	12324		1 De La	and a state	Ser Cont	-	авлица З
nl	Eni Mev	r <sub>c</sub> f	w	º/o	x	ŧ	R	R'
1s	90	9,11	0		1	0,058	0,40	0,58
1p	55	7,59	0,	,1	1	0,144	0,46	0,55
2s	10	5,53	1 8,	,4	0,99	0,59	0,59	0,52
1d	10	5,58	4,	,5	0,99	0,127	0,51	0,49
AND AND			and the			1200	T	аблица б
E* Mev	6,0	9,3	12,1	13,9	16,2	17,9	19,4	21,9
a2 0/0	1,1	0,1	0,7	0,1			- 2	0,1
E* Mev	22,8	24,0	26,3	27,8	30,3	31,5	34,9	36,0
a <sup>2 0</sup> /0	0,6	0,7	5,0	1,4	0,6	0,6	59,7	9,4
				a company of the second s		and the second sec		

(интеграл от  $r_c$  до  $\infty$ ) в полном нормировочном интеграле;  $\xi$ —отношение сечений поверхностного и объемного выбивания: x — уменьшение амплиды внутренней (осцилляторной) волновой функции за счет сшивания с



Рис. 19. Волновые функции протона в ядре Са<sup>40</sup>, построенные с помощью процедуры сшивания; пунктир — осцилляторная функция. функцией Ханкеля. Характер изменения вида функции в результате сшивания можно видеть из рис. 19.

На рис. 20а и 21а приведены кривые импульсных распределений протонов в ядре Са<sup>40</sup>, которые рассчитаны с использованием волновых функций, полученных путем сшивания. Все параметры искажающего потенциала и кинематические условия оставлены теми же, что в расчете с простыми осцилляторными функциями (см. § 3). На рис. 20в и 21в приведены результаты расчета

импульсных распределений с учетом только тех нуклонов, что находятся на "поверхности" ядра: интегралы (4.13, 4.17) вычисляются по  $r_p$  от радиуса ядра ( $R = 1.3 \ A^{1/a} = 4,4 \ f$ ) до  $\infty$ . Сравнение рис. 20, 21а и 20, 216 между собой, а также с результатами прежнего (осцилляторного) расчета (рис. 22) позволяет сделать следующие выводы (см. также табл. 5):

1) при выбивании протонов из глубоких заполненных оболочек учет правильной асимптотики практически не влияет ни на характер импульсного распределения, ни на абсолютную величину сечения; в случае выбивания относительно слабо связанных протонов из внешней оболочки учет асимптотики сказывается. прежде всего, на величине сечения и значительно слабее на форме импульсного распределения; если в первом случае нуклоны, находящиеся на "поверхности" ядра (r > 4.4 f), практически не дают вклада в сечение, то во втором весь

#### Квазиупругое рассеяние электронов



Рис. 20а, b. Импульсные распределения (1) и вскаженные импульсные распределения (2) 1s — протонов из реакции Ca<sup>40</sup> (e, e'p) K<sup>39</sup> для объемного (a) и поверхностного (b) выбивания. (Параметры искажающего потенциала:  $V_0 = 20$  Мэв;  $W_0 = 15$  Мэв; R = 4,4f; a = 0,55f).

Рис. 21а, b. Импульсные распределения (1) и искаженные импульсные распределения (2) 2 — протонов из реакции Ca<sup>40</sup> (e, e'p) K<sup>39</sup> для обменного (8) и поверхностного (b) выбивания. (Параметры искажающего потенциала: V<sub>0</sub> = 20 Мэв; W<sub>0</sub> = 15 Мэв; R = 4,4f; a = 0,55f).

эффект примерно наполовину обусловлен выбиванием нуклонов с поверхности ядра;

2) учет поглощения протонов в ядерном веществе (введение мнимой части оптического потенциала) приводит, ествественно, к подавлению вклада внутренней области ядра по сравнению с поверхностью, однако, в рассмотренной области ядер и энергий это подавление не является особенно сильным и мы не можем, поступая в духе известных вариантов теории прямых реакций, свести эффект искажений к замене метода искаженных волн методом "плоских" волн с поверхностным обрезанием интегралов.

Вопросы соотношения объемного и поверхностного механизма выбивания и примыкающая к ним проблема сшивания внутренней и внешней волновой функции ядра в многочастичной модели станут более острыми в случаях, когда выбивается очень слабо связанная частица, когда мала энергия этой частицы, когда велико поглощение в ядерном веществе.

## § 5. Затухание дырочных возбуждений в ядрах

Развивая идеи, высказанные Брауном и др., [12] Марис предложил рассматривать затухание дырочных возбуждений ядер как результат распада таких состояний с испусканием нуклонов высокой энергии. Рассуждая на примере ядер 1р-оболочки [22], он связал распад высоко возбужденного состояния ядра, образующегося при выбивании протона из 1s-оболочки, с возможностью столкновения двух нуклонов во внешней оболочке. При столкновении один из них (протон) заполняет



Рас. 22. Импульсные распределения (пунктирные кривые) и искаженные импульсные распределения (сплошные кривые) для протонов 1s — (1,4) и 2s — (3,2) оболочек с осцилляторными волновыми функциями из реакции Ca<sup>40</sup> (e, e'p) K<sup>39</sup> [10]. 1s-дырку, а другой переходит в состояние непрерывного спектра и покидает ядро. Вероятность такого процесса (который можно было бы назвать аналогом эффекта Оже в атомах) пропорциональна числу протон-нуклонных пар во внешней оболочке; кроме того, согласно Ма-





рису, она обратно пропорциональна объему ядра. Отождествляя ширину s-пика с шириной такого распада  $\Gamma_s = \hbar \omega$ , легко получить общую картину изменения ширины вдоль ряда ядер 1р-оболочки. Абсолютное значение ширины, соответствующее распаду, остается неизвестным, но если отнормировать всю кривую  $\Gamma_s(A, Z)$  по какому-нибудь одному ядру, то она меплохо соответствует экспериментальным данным (см. рис. 23).

Помимо вопроса, связанного с расчетом абсолютной величины ширины распада, здесь остаются и другие вопросы. На наш взгляд, наиболее важный из них заключается в том, насколько велико "размывание", разброс дырочного возбуждения по состояниям более сложной природы. В силу невысокого энергетического разрешения в опытах по квазиупругому рассеянию затухание дырочного возбуждения за счет такого механизма трудно или вообще невозможно отличить от затухания, обусловленного распадом изолированного уровня. Оба указанных механизма имеют общий источник-корреляции между нуклонами.

### Квазиупругое рассеяние электронов

Поэтому разумно говорить просто о двух сторонах одного и того же процесса; эти механизмы не конкурируют между собой, а дополняют друг друга.

Вопрос о затухании различного типа возбуждений в ядрах за счет передачи возбуждения каким-то более сложным степеням свободы разработан наиболее детально применительно к проблеме ширин дипольного гигантского резонанса [23—25]. В результате парного взаимодействия нуклонов в ядре дипольное возбуждение передается с состояний типа "частица-дырка" на состояния "две частицы—две дырки" ("частица-дырка" плюс фонон). Интегральный эффект такого взаимодействия легко рассчитать в рамках простой процедуры [23], приводящий прямо к дисперсии кривой дипольного возбуждения ядра. Знание плотности уровней типа "две частицы—две дырки" в районе, где сосредоточен максимум дипольного возбуждения, позволяет (в случае, если эта плотность велика) дать оценку ширине главного максимума [24—25].

Аналогом этой картины в нашем случае является разброс дырочного взаимодействия ядра по уровням типа "две дырки—одна частица". К сожалению, оба отмеченных выше способа учета разброса не эффективны в случае малой плотности уровней. Поэтому мы сочли целесообразным провести прямое смешивание дырочных уровней с наиболее важными состояниями типа "две дырки—одна частица" в рамках процедуры диагонализации. На рис. 24 показан спектр переходов

с выбиванием 1s-протона из ядра Са<sup>40</sup>, полученный\* с учетом связи состояния (1s)<sup>-1</sup> с состояниями (1p)<sup>-1</sup> (2s, 1d)<sup>-1</sup> (2p, 1f), энергия возбуждения которых в нулевом приближении примерно на 30 Мэв меньше, чем энергия дырочного уровня. Отчетливо видна структура спектра возбуждения. Наиболее сильно смешивается с состоянием  $(1s)^{-1}$ coстояние, которое характеризуется схемой Юнга  $[f] = [4 \cdots 43]$  и которое за счет сил Майорана заметно



Рис. 24. Разброс "дырочного" возбуждения (1s)<sup>-1</sup> в ядре Са<sup>40</sup> по состояниям со структурой "две дырки-одна частица".

смещается вниз по сравнению с состоянием схемы Юнга  $[f] = [4 \cdots 421]$ . Отметим особо, что побочный пик, связанный с выбиванием 1s-протона, попадает в район, где располагается пик, соответствующий выбиванию протона из 1р-оболочки.

Описанный расчет является очень грубым. Совсем недавно Жусупов и Эрамжян [27] провели более аккуратное рассмотрение вопроса. Их рассчет относится к s-пику при квазиупругом выбивании про-

<sup>\*</sup> Численный расчет проведен В. В. Клочковым [26].

тона из ядер О<sup>16</sup>. Смешивание дырочного возбуждения с состояниями типа "две дырки—одна частица" проведено с выделением ложных состояний ядра; одновременно рассмотрен ряд каналов распада возбужденных состояний, тем самым получен низший предел распадной ширины уровней. Результаты расчета приведены в табл. б.

Московский государственный университет, Тбилисский государственный университет

Поступила 6 июня 1967.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. H. Thyren, P. Hillman, Th. A. J. Maris, Nucl. Phys., 7, 10 (1958).

- H. Thyren, P. Isacsson, Proc. Intern. Conf. Nucl. Str. Kingston, 1960, p. 429;
   T. J. Gooding, H. G. Pugh, Nucl. Phys. 18, 46 (1960); J. P. Garron et. al., Nucl. Phys. 37, 126 (1963); P. Hilmann, H. Thyren et. al., Phys. Rev. Lett., 5, 107 (1960); G. Tibell, et. al., Phys. Lett. 1, 172 (1962); H. Thyren et. al., Nucl. Phys. 79, 321 (1966).
- T. Bergren, G. Jacob, Nucl. Phys. 47, 481 (1963); T. Bergren, G. Jacob, Phys. Lett., 1, 258 (1962);<sup>3</sup>V. V. Balashov, G. N. Boyarkina, Nucl. Phys., 38, 629 (1962);
   V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, J. Rotter. Nucl. Phys., 59, 417 (1966); K. Dietrich, Z. Phys, 167, 563 (1962); D. F. Jackson, Proc. Phys. Soc., 76, 949 (1960);
   A. Johanson, J. Sakamoto, Nucl. Phys., 42, 625 (1963); K. Lim, J. McCarthy. Phys., Rev. 133 B, 1006 (1964).
- C. Ruhla et, al., Phys. Lett. 2, 44 (1962); 6, 282 (1963); A. N. Jances, H. G. Pugh, Nucl. Phys., 42, 441 (1963); G. Igo, et. al., Phys. Rev. 131, 337 (1963); F. G. Gooding, G. Igo, Phys. Rev. Lett. 8, 628 (1961).
- V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, I. Rotter, Nucl. Phys., 59, 414 (1964);
   B. Балашов, A. Н. Бояркина, Изв. АН СССР, 28, 359 (1964); J. Sakamoto,
   Nuovo Cimento, 30, 1073 (1963); J. Sakamoto, Nuovo Cimento, 28, 206 (1963);
   P. Beregi, N. S. Zelenskaya, V. G. Neudatchin, J. F. Smirnov, Nucl. Phys. 66, 513 (1965).
- 6. U. Amaldi et. al. Phys. Rev. Lett., 13, 341 (1964).
- 7. G. Jacob, Th. Maris, Nucl. Phys., 31, 139 (1962).
- 8. J. Potter, Nucl. Phys., 45, 33 (1963).
- 9. Д. В. Мебония, К. А. Чиофи, ЯФ, 6, 1207 (1966).
- 10. Д. В. Мебония, Вестник МГУ, сер. 3, № 2, 112 (1967).
- 11. А. Н. Бояркина, Диссертация, МГУ, 1965.
- 12. P. Bounin, M. Groisseaux, Nucl. Phys., 70, 401 (1965); P. Bounin, Ann. Phys., 10 (1965).
- 13. A. Johansson, Phys. Rev., 136, B 1030 (1964).
- 14. G. Jacob, Th. Maris, Rev. Mod. Phys., 38, 121 (1966).
- 15. G. F. Chew, Phys. Rev., 80, 196 (1950).
- 16. G. F. Chew, M. L. Goldberger. Phys. Rev., 87, 778 (1952).
- 17. V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, J. Rotter. Nucl. Phys., 59, 414 (1964).
- 18. P. E. Hodgson, The opt. mod. elastic stcatt. "Oxford", 1963.
- 19. K. A. Brueckner et. al., Phys. Rev., 121, 255 (1961).
- 20. D. M. Brink, N. Sheman, Phys. Rev. Lett., 14, 393 (1965).
- 21. G. E. Broun, Nucl. Phys., 18 (1960).
- 22. Т. Марис, "Прямые процессы в ядерных реакциях", стр. 26, Атомизд. М. (1965).
- 23. В. В. Балашов, ЖЭТФ, 42, 275 (1962).
- 24. M. Danos, W. Greiner, Phys. Rev. 138, 876 (1965).
- 25. Ф. А. Живописцев, В. М. Московкин, Н. П. Юдин, Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 306 (1966).
- 26. В. В. Клочков, Дипломная работа, МГУ, 1966.

#### Квазиупругое рассеяние электронов

27. М. А. Жусупов, Р. А. Эрамжян (в печатя). 28. U. Amaldi, et. al. Phys. Lett., 22, 593 (1966). 29. A. K. Kerman et. al. Ann. Phys., 8, 551 (1959). 30. L. R. B. Elton, Nuclear Sizes, Oxford, 1961.

### ԹԵԹԵՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿՎԱՉԻԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՑՐՈՒՄԸ, ՈՐԸ ՈՒՂԵԿՑՎՈՒՄ Է ՆՈՒԿԼՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԲԱՐԴ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐՁԱԳՈՒՄՈՎ

#### Վ. Վ. ԲԱԼԱՇՈՎ, Դ. Վ. ՄԵԲՈՆԻԱ

PbBL միջուկների վրա բարձր Լներդիաների էլեկտրոնների կվադիառաձգական ցրման առաջիս փորձերի իրագործման կապակցությամբ ուսումնասիրվում է այդպիսի ռեակցիաների հնաբավորությունները թեթև միջուկների կառուցվածքի ուսումնասիրման համար։ Հետաղոտված են կվադիառաձդական ցրման ռեակցիաների առավելությունները հայտնի ռեակցիաների (p. 2p) նկատմամբ։

# QUASIELASTIC ELECTRON SCATTERING ON LIGHT NUCLEI WITH KNOCK-OUT OF NUCLEONS AND COMPLEX PARTICLES. 1

#### V. V. BALASHOV, D. V. MEBONIYA

In connection with the first experiments on quasielastic scattering of high-energy electrons on nuclei the possibilities of such reactions for studying the light nucleus structures is analyzed. In particular, the advantages of the reactions of quasielastic electron scattering have been studied in comparison with the well known reactions (p. 2p).