

**РЕАКЦИИ ВЫБИВАНИЯ
НУКЛОНОВ БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ****М.М.МИРАБУТАЛЫБОВ***Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*

На основе квазиклассического подхода, получено компактное выражение для амплитуды квазиупругого выбивания нуклонов из ядер протонами промежуточных энергий с возбуждением ядра остатка. Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ, вычислено при выбивании протонов из уровней $1P_{3/2}, 1P_{1/2}, 1S_{1/2}$ в ядре ^{16}O и из уровней $1P_{3/2}, 1S_{1/2}$ в ядре ^{12}C . Определены энергия выбивания протонов из этих одночастичных уровней и энергия возбуждения дырочных состояний.

Особенности реакции выбивания нуклонов под действием протонов промежуточных энергий заключается в том, что они в основном, дают информацию о механизме реакций, т.е. о двух частичных силах, о свойствах состояний остаточных ядерных систем, а также о волновых функциях выбиваемых частиц. Эти реакции, которые иногда называют квазиупругим рассеянием протонов в области промежуточных начальных энергий, экспериментально подтвердили правильность модели прямого выбивания частицы из ядра и оболочечной структуры ядер.

Несмотря на качественный прогресс в понимании квазиупругих процессов, до сих пор остаются нерешенные проблемы. В первую очередь, отсутствует количественное описание экспериментальных дифференциальных сечений. При этом одним из важных вопросов является правильный учет искажения в волновых функциях частиц участвующих в ядерных реакциях. О важности учета искажений в электронном [1] и протонном [2] рассеянии на ядрах сказано немало. При этом в основном, используются два метода приближения, т.е. квазиклассический [3] и эйкональный [4].

По своему смыслу эйкональное приближение близко к квазиклассическому, условие его применимости совпадает с обычным квазиклассическим условием. Однако в расчетах при использовании эйконального приближения с искаженными волнами, выявляются их отличия. В многочисленных теоретических работах [2,5], где были использованы локальные и нелокальные потенциалы, хорошо себя зарекомендовавшие в расчетах нуклон – нуклонных взаимодействий, появляются некоторые трудности при вычислениях многомерных интегралов. Серьезной проблемой в

этой теории, в основном, является параметризация искаженных волн, осуществляемая, как правило, с использованием оптических потенциалов.

В работе [6] в условиях квазиклассичности, получено явное выражение для амплитуды рассеяния на основе трехмерной формулировки высокоэнергетического приближения. Полученное выражение представляет как теоретический, так и практический интерес. Последнее связано с надеждой, иметь для амплитуды процесса простое выражение и избежать, таким образом, вычисления большого числа фаз рассеяния и суммирования плохо сходящегося ряда парциальных волн.

Многочисленные теоретические расчеты и сравнения зарядовых формфакторов ядер [7,8] показали, что полученное выражение для амплитуды рассеяния на основе трехмерной квазиклассики в высокоэнергетическом приближении всегда работает с большой точностью.

В настоящей работе на основе квазиклассического подхода, развитого в [9] автором поставлена цель, получить компактное выражение для амплитуды квазиупругого выбивания нуклонов из ядер протонами промежуточных энергий с возбуждением ядра остатка.

Дифференциальное сечение реакции $A(p, Np)B$, запишем в следующем виде [10].

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m}{k} d\mathbf{P}_1 d\mathbf{P}_2 \delta(E_p - E_1 - E_2 - E_N - E_R) \frac{1}{2(2j_i + 1)} \sum_{m, \mu_f} |T_{if}|^2 \quad (1)$$

Здесь E_p, E_1, E_2 — кинетические энергии, соответственно падающих, рассеянных и выбиваемых нуклонов, E_N — энергия отделения нуклонов, а

$$E_R = \frac{\mathbf{P}_R^2}{2M_{A-1}}, \quad (2)$$

— энергия отдачи остаточного ядра.

Матричный элемент перехода ядра представляется в виде:

$$T_{if} = \langle f | \int d\mathbf{r} d\mathbf{x} \psi_{k_f}^{(-)*}(\mathbf{r}) \psi_{k_0}^*(\mathbf{x}) \mathcal{Q}(|\mathbf{r} - \mathbf{x}|) \rho(\mathbf{x}) \psi_{k_i}^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_{nejm}(\mathbf{x}) | i \rangle \quad (3)$$

Волновые функции относительного движения перерассеянного протона и выбитого нуклона получается из решения уравнения Шредингера, и имеют следующий вид:

$$\psi^\pm(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \exp\{i[\mathbf{k}\mathbf{r} \mp \Phi^{(\pm)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})]\} \quad (4)$$

Учитывая (4) в (3), после замены переменных $\mathbf{u} = \mathbf{r} - \mathbf{x}$, и используя при этом для искажающего члена $\Phi(\mathbf{r})$ разложение в ряд, имеем

$$T_{if} = -\frac{\hbar^2}{(2\pi)^2 \mu_0} \langle f | \int e^{i(\mathbf{q}_f - \mathbf{q}')\mathbf{u}} \rho(\mathbf{x}) \psi_{k_0}^*(\mathbf{x}) f_{NV}(\mathbf{q}') \psi_{nejm}(\mathbf{x}) d\mathbf{u} d\mathbf{x} d\mathbf{q}' | i \rangle, \quad (5)$$

$$\mathbf{q}_{ef} = \mathbf{q} + \nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x}) \Big|_{r=0} \quad (6)$$

Двухчастичный потенциал $\mathcal{A}(|\mathbf{r} - \mathbf{x}|)$, был заменен его фурье-образом амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, которая имеет параметризованный вид [9]:

$$f_{NN}(\mathbf{q}') = \frac{ik\sigma}{4\pi}(1 - i\varepsilon_0)e^{-\beta^2\mathbf{q}'^2} \quad (7)$$

Интегрируя выражение (5) по $d\mathbf{u}$, а после по $d\mathbf{q}'$ для дифференциального сечения, получаем простое выражение:

$$d\sigma = \hbar^4 \frac{(2\pi)^6}{k} d\mathbf{P}_1 d\mathbf{P}_2 \delta(E_p - E_1 - E_2 - E_N - E_R) |f_{NN}(\mathbf{q})|^2 B(\mathbf{q}_0) \quad (8)$$

где

$$\mathbf{q}_0 = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_0 = \mathbf{q} - \mathbf{k}_0, \quad (9)$$

по величине равен импульсу ядерного нуклона до акта взаимодействия, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ импульс передачи рассеянного протона, \mathbf{k}_0 – импульс выбитого нуклона.

Корреляционная функция $B(\mathbf{q}_0)$ является искаженным импульсным распределением ядерных протонов в одночастичном состоянии и определяется интегралом перекрытия волновых функций протона в начальном состоянии $\psi_{k_i}^{(+)}(\mathbf{x})$ и двух нуклонов в конечном состоянии одночастичной функцией $\psi_{k_f}^{(-)}(\mathbf{x}), \psi_{k_0}^*(\mathbf{x})$ с одночастичной функцией $\psi_{nej,m}(\mathbf{x})$ ядра мишени:

$$B(\mathbf{q}_0) = \sum_{m,\mu_f} \left| \langle f | \int d\mathbf{x} \psi(\mathbf{x}) \rho(\mathbf{x}) \psi_{nej,m}(\mathbf{x}) | i \rangle \right|^2 \quad (10)$$

Здесь, волновая функция имеет следующий вид

$$\psi(\mathbf{x}) = \exp[i\mathbf{q}_0\mathbf{x} + i\gamma\chi_1(\mathbf{x}) + i\gamma^2\chi_2(\mathbf{x})], \quad (11)$$

где, из искажающего члена - $\Phi(\mathbf{x})$, в фазе выделен γ , который является малым параметром. Для упрощения выражения (11), принимается математический метод, развитый в [9], после которого получаем:

$$\psi(\mathbf{x}) = \mathfrak{R}(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{q}_0\mathbf{x}} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}(\mathbf{x}) = & 1 + i\Phi(\mathbf{x}) - 2\beta^2\mathbf{q}_0 \nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})|_{u=0} - \Phi^2(\mathbf{x})/2 - 2i\beta^2\mathbf{q}_0\Phi(\mathbf{x})\nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})|_{u=0} \\ & + (2\beta^4\mathbf{q}_0^2 - \beta^2)(\nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})|_{u=0})^2 \end{aligned} \quad (13)$$

Искажающий член $\Phi(\mathbf{x})$ имеет следующий вид [9]:

$$\Phi(\mathbf{x}) = \frac{mI(0)}{\hbar^2} \left(\frac{(\mathbf{k}_f\mathbf{x})}{|\mathbf{k}_f|} - \frac{(\mathbf{k}_i\mathbf{x})}{|\mathbf{k}_i|} \right) \frac{ma}{6\hbar^2} (3k^2x^2(\mathbf{k}_f\mathbf{x} - \mathbf{k}_i\mathbf{x}) + (\mathbf{k}_f\mathbf{x})^3 - (\mathbf{k}_i\mathbf{x})^3) - \frac{mb}{\hbar^2} ([\mathbf{x}\mathbf{k}_f]^2 + [\mathbf{x}\mathbf{k}_i]^2) \quad (14)$$

В связи с тем, что (13) является многочленом, имеем возможность (10) выразить в следующем виде,

$$B(\mathbf{q}_0) = \sum_{n=0}^6 t_n(q_0 \cdot \beta) B_0^{(n)}(\mathbf{q}_0) , \quad (15)$$

где

$$B_0^{(n)}(\mathbf{q}_0) = \frac{\partial^n B_0(\mathbf{q}_0)}{\partial \mathbf{q}_0^n} \quad (16)$$

Здесь

$$B_0(\mathbf{q}_0) = \sum_{m, \mu_f} \left| \langle f \left| \int d\mathbf{x} \ell^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}} \rho(\mathbf{x}) \psi_{nlj_1 m}(\mathbf{x}) \right| i \rangle \right|^2 \quad (17)$$

Для установления в (17) вида функций $\rho(\mathbf{x})$ – плотности нуклонов, который зависит от особенностей принятой модели ядра, исходим из того предположения, что каждый нуклон рассматривается как точечная частица и вносит независимый вклад в этот оператор плотности:

$$\rho = \rho_0 \sum_{\alpha=1}^{A-1} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_\alpha) , \quad (18)$$

где суммирование α проводится по всем нуклонам ядра – остатка, \mathbf{x}_α – координата нуклона, отсчитываемая от центра тяжести остатка ядра.

После квазиупругого выбивания нуклона из ядра мишени, ядро – остаток будем рассматривать как один нуклон внезаполненных ядерных оболочек и в дальнейшем предположим, что в процессе перехода этого нуклона на внешний возбужденный уровень не изменяются состояния нуклонов, образующих заполненные оболочки. Поэтому ядро – остаток можно рассматривать как систему, состоящую из внешнего нуклона и остова ядра.

Согласно (17) и (18), матричный элемент перехода ядра определяется значением величины

$$B_0(\mathbf{q}_0) = \rho_0^2 \sum_{m, \mu_f} \left| \langle f \left| \sum_{\alpha=1}^{A-1} \psi_{nej_1 m}(\mathbf{x}_\alpha) e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}_\alpha} \right| i \rangle \right|^2 \quad (19)$$

В системе, состоящей из остова ядра и нуклона, можно ввести эффективную массу, учитывающую их относительное движение с помощью следующего рассуждения [11]. Пусть положение нуклона, имеющего массу m , описывается в некоторой системе координат радиусом- вектором \mathbf{r}_1 , а положение остальной части ядра-остатка массы $m_N(A-2)$ радиус-вектором \mathbf{r}_2 , тогда

$$\sum_{\alpha=1}^{A-1} \psi_{nej_1 m}(\mathbf{x}_\alpha) e^{i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{x}_\alpha} = \psi_{nej_1 m}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_0) e^{i\mathbf{q}_0 \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_0)} + (A-2) \psi_{nej_1 m}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_0) e^{i\mathbf{q}_0 \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_0)} \quad (20)$$

Подставляя в правую часть этого равенства явное выражение радиуса-вектора

$$\mathbf{R}_0 = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2(A-2)}{A-1},$$

центра тяжести всего ядра – остатка и, учитывая результат в (19), имеем

$$B_0(\mathbf{q}_0) = \rho_0^2 \sum_{m, \mu_f} \langle f | [\psi_{nejm}(\mathbf{r}m_e) e^{i\mathbf{q}_0 \mathbf{r}m_e} + (A-2) \psi_{nejm}(\mathbf{r}m'_e) e^{i\mathbf{q}_0 \mathbf{r}m'_e}] | i \rangle \rangle^2 \quad (21)$$

где, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ определяет относительное положение нуклона и остова ядра – остатка, а $m_e = (A-2)/(A-1)$ и $m'_e = -1/(A-1)$ множители, учитывающие относительное движение нуклона и остова.

Функция $\psi_{nejm}(r, \theta, \varphi)$ определяется из решения нерелятивистского уравнения Шредингера для сферически – симметричного потенциала с учетом спин – орбитального взаимодействия и представляется в виде

$$\psi_{nejm}(r, \theta, \varphi) = \frac{u_{nej_1}(r)}{r} \Phi_{ej_1m}(\theta, \varphi), \quad (22)$$

как решение уравнение Шредингера :

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)] \right\} u_{nej_1} = 0 \quad (23)$$

Многочисленные эксперименты по рассеянию нуклонов на ядрах указывают на то, что потенциал гармонического осциллятора больше подходит для описания легких ядер, поэтому ядерный потенциал выбирается в виде:

$$U(r) = \frac{m\omega^2}{2} r^2 + V_{ls}(r) \ell s, \quad (24)$$

где m – масса нуклона, ω – частота колебаний классического осциллятора. Собственные значения уравнение (23) имеют вид:

$$E_{nej_1} = E_{ne} + \Delta_{(n)e} \quad (25)$$

$\Delta_{(n)e} = |V_{ls}|(2l+1)/2$ - расстояние между расщепленными уровнями, которое определяется из следующего известного выражения [12].

$$\Delta_{(n)\ell} = -20 \ell s A^{-\frac{2}{3}} \text{МэВ}, \quad (26)$$

при

$$E_{n\ell} = \hbar \omega \left(2n + l + \frac{3}{2} \right), \quad (27)$$

где

$$\hbar \omega = \frac{\hbar^2}{ma^2} \quad (28)$$

Параметр « a » в этих волновых функциях, выражается с помощью (28) и (27) через энергии отделения нуклонов $E_{ne j_i}$:

$$a^2 = \frac{\hbar^2 (2n + \ell + 3/2)}{m(E_{n\ell j_i} - \Delta_{(n)\ell})} \quad (29)$$

Поскольку ядерные состояния характеризуются определенным моментом количества движения и четностью, то удобно произвести разложение плоской волны в (19), по мультиполям. При этом будем предполагать, что волна распространяется вдоль оси Z , т.е. $0z \uparrow \uparrow \mathbf{q}_0$.

$$B(j_i \rightarrow j_f) = 4\pi \rho_0^2 \sum_j (2j_2 + 1) \left| \int \psi_{nljm}(r) j_j(r) Y_{j_2 0}(\mathcal{Q}) + (A-2) \int \psi_{nljm}(r) j_j(r) Y_{j_2 0}(\mathcal{Q}) \right|^2 \quad (30)$$

Итак, остаточное ядро сведено к системе двух тел. Первый член соответствует матричному элементу одночастичного перехода, а второй – матричному элементу перехода остова ядра.

$$B_0(j_i \rightarrow j_f) = B_0^{uacm}(j_i \rightarrow j_f) + B_0^{ocm}(E\lambda) \quad (31)$$

Таким образом, если учесть волновых функций нуклона, также начального и конечного состояний из (22), получим

$$B^{uacm}(j_i \rightarrow j_f) = \rho_0^2 \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1) \left| \int u_f^*(r) j_j(r) u_i(r) u_{nj}(r) r^2 dr \right|^2 S_E(j_i, j, j_f), \quad (32)$$

где

$$S_E(j_i, j, j_f) = 4\pi \sum_{m, \mu_f} \left| \left(\Phi_{j_f \mu_f}, Y_{j_1 m} Y_{j_2 0}, \Phi_{j_i \mu_i} \right) \right|^2 \quad (33)$$

-так называемой статистический множитель, который выражается через коэффициенты векторного сложения.

$$S_E(j_i, j, j_f) = (2j+1)(2l_i+1)(2j_f+1) \left| \langle l_i j_i 00 | l_0 \rangle \right|^2 W^2(l_i j_i l_f j_f; \frac{1}{2} j) \quad (34)$$

Явный вид $W^2(l_i j_i l_f j_f; \frac{1}{2} j)$ приведен в [11].

Таким образом, для дифференциального сечения квазиупругого выбивания нуклонов с одночастичным возбуждением остаточного ядра, получаем

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_2 d\Omega_1 dE_1} = (2\pi)^6 \frac{\hbar^4 m}{k} E_1^{1/2} \cdot E_2^{1/2} |f_{NN}(\mathbf{q})|^2 B(j_i \rightarrow j_f) \quad (35)$$

где, энергия выбиваемого нуклона принимает значение

$$E_2 = E_p - E_1 - E_N - E_R, \quad (36)$$

которая определяется с помощью (2) и закона сохранения импульса

$$\mathbf{P}_R = \hbar \mathbf{k}_i - \hbar \mathbf{k}_f - \hbar \mathbf{k}_0 \quad (37)$$

При квазиупругом выбивании нуклонов, ядро отдачи имеет дырку в оболочке, из которой испускается протон, а энергия отделения равна энергии этого одночастичного состояния. Поскольку в начале ядро A покоилось, импульс ядерного нуклона (\mathbf{q}_0) до акта взаимодействия считается равным по величине, но противоположным по направлению импульсу ядра отдачи в конечном состоянии, так что его величину можно найти из закона сохранения импульса (37), из которого получаем $\mathbf{q}_0 = -\mathbf{P}_R = -\hbar\mathbf{k}_{A-1}$.

Таким образом, зная энергии вылетающих нуклонов и углы их вылета, можно прямо определить энергии и импульсные распределения одночастичных состояний в конкретных оболочках.

Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ, вычислены для ядер ^{16}O и ^{12}C . Анализ, в основном, был сведен к изучению формы корреляционных распределений и относительных выходов протонов с различных ядерных оболочек.

Ядро ^{16}O может испускать протоны с уровнями $1P_{3/2}, 1P_{1/2}, 1S_{1/2}$, а ядро ^{12}C – с уровнями $1P_{3/2}$ и $1S_{1/2}$ поэтому дифференциальное сечение рассчитано для каждого из этих случаев и результаты приведены на рисунках 1 и 2, соответственно. Кроме того, на этих рисунках, для сопоставления приведены теоретические кривые, рассчитанные в [13] с хартри - фоковскими волновыми функциями.

Расчеты, в основном, выполнены для угла вылета медленных протонов $\theta_2 = 61^\circ$ при фиксированном угле рассеяния быстрого протона $\theta_1 = 13.4^\circ$. При этом осцилляторный параметр являлся «свободным», с помощью которого получено заметное сходство теоретического дифференциального сечения с экспериментальными.

Таблица 1

Расчетные и экспериментальные значения энергий одночастичных состояний в ядра

Ядро	Состояние	a Фм	E_{ij} (МэВ)	E_{ij}^{\bullet} (МэВ)	E_{ij} (экс) (МэВ)
^{16}O	$1P_{3/2}$	2.27	18.6	15.98	19.6
	$1P_{1/2}$	2.55	12.8	10.74	13.0
	$1S_{1/2}$	1.28	38.1	33.19	39.2
^{12}C	$1P_{3/2}$	2.43	15.6	12.53	16.0
	$1S_{1/2}$	1.33	35.2	29.09	33.9

В таблице-1 приведены рассчитанные энергии одночастичных уровней в ядрах ^{16}O и ^{12}C при соответствующих значениях осцилляторного параметра и энергия возбужденного дырочного состояния. Кроме того, для сравнения, так же приведены экспериментальные значения энергий одночастичных уровней [14].

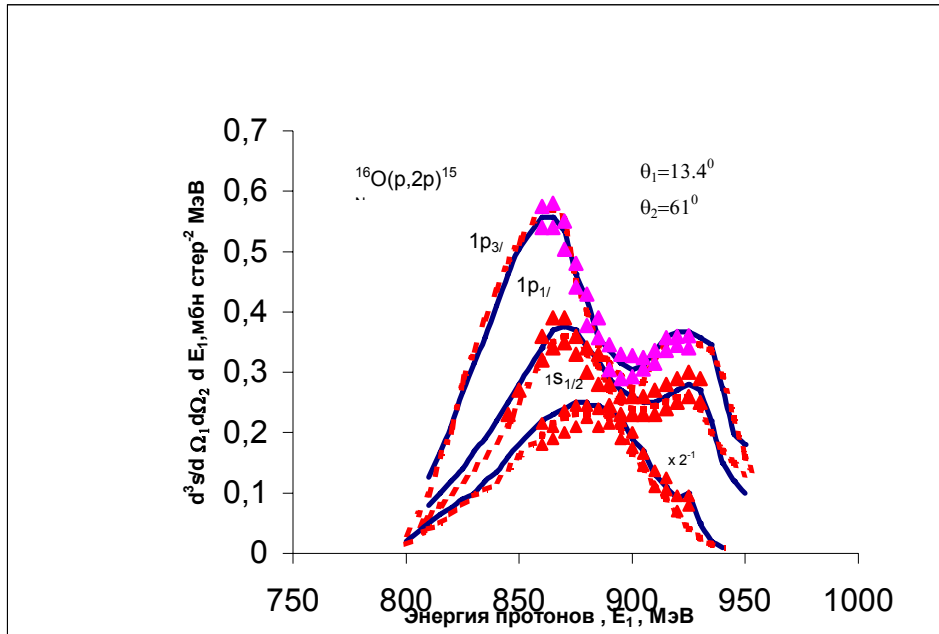


Рис. -1. Дифференциальные сечения реакций квазиупругого выбивания протонов с различных оболочек ядра ^{16}O . \blacktriangle – экспериментальные данные [13], - (сплошная линия) теоретические расчеты, -- (штрих) теоретические результаты с хартри-фокковскими волновыми функциями [13].

Как видно из рис.1, энергетическому распределению протонов для уровней $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$, соответствует два максимума в области энергий 865 МэВ и 925 МэВ, что можно объяснить, исходя из распределения по импульсам протонов, находящихся на соответствующем одночастичном уровне. Первый максимум соответствует заселению основного состояния $(1/2 -)$ и $(3/2 -)$. Второй максимум соответствует возбужденному состоянию в ядре остатка ^{15}N .

На этом рисунке также приведена кривая, описывающая выбивание протона из состояния $S_{1/2}$ с максимумом в области энергий 875 МэВ. Появляющийся здесь второй максимум (925 МэВ), соответствует возбуж-

денному состоянию ядра – остатка ^{15}N , который заметен в эксперименте, в отличие от теоретической работы [13].

В случае ядра ^{12}C (рис.2) теория хорошо воспроизводит относительный ход дифференциальных сечений при переходе от одной ядерной оболочки к другой ($1P_{3/2}$, $1S_{1/2}$). Так как эксперимент для этого ядра выполнен в большом диапазоне кинематически допустимых значений энергий E_1 , появляется возможность более детально проанализировать характер поведения корреляционных распределений вылетающих быстрых и медленных протонов.

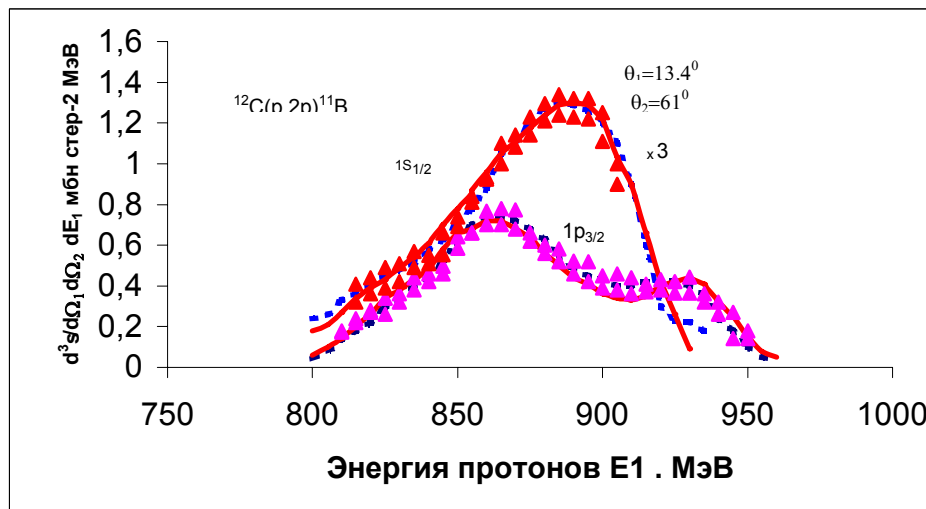


Рис.-2. То же, что и на рис.-1, но для ядра ^{12}C .

Как видно из рис. 2, теоретические значения сечений в максимумах и минимумах хорошо согласуются с экспериментальными сечениями. Эти согласия достигаются также за счет правильного учета искажения в волновых функциях протонов, которые проявляются в сдвиге положения минимумов в область больших значений энергий E_1 .

Необходимо отметить, что полученные значения энергий одночастичных возбуждений остаточных ядер, являются несколько завышенными. Это возможно связано с тем, что в остаточных ядрах не были учтены вклады от коллективных возбуждений.

Таким образом, можно заключить, что удовлетворительное описание формы корреляционных распределений и относительных выходов протонов, с одной стороны, свидетельствует о том, что способ учета искажения волн и математические методы применяемые в расчетах амплитуды процесса, являются достаточно точными. С другой стороны, согласие одно-

частичных энергетических спектров, как с экспериментальными данными, так и с кривыми сечений, рассчитанные с хартри - фоковскими волновыми функциями, позволяют сделать вывод, что этот теоретический механизм хорошо описывает $A(p, Np)B$ - реакции, а также и структуры ядра. Поэтому он может быть применен для количественного анализа дифференциальных сечений квазиупругого взаимодействия нуклонов в ряде ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Überall. Electron Scattering from complex nuclei (Academic Press, N.Y-Lond., 1971)
2. R.J.Glauber. High-energy collision theory. Lectures in Theor. Phys.(N.Y.) 1, 315 (1959)
3. A.A.Cowly, J.J.Lawrie. Phys.RevC.44,329,(1991); T.A.Maris.Nucl.Phys.9.577(1958)
4. J.C.Roynette, M.Arditi, *et.al.*, Nucl.Phys.95,545(1967)
5. R.T.Jevus, J.E.Mc Carthy, Phys.Rev. 10,1041(1970)
6. В.К.Лукьянов. Изв. РАН Сер.физ. 58,8(1994)
7. А.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов, А.Р.Садыхов. Изв.АН СССР сер. физ., 39, 1761(1975)
8. В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль. ЭЧАЯ 5,955(1974)
9. М.М. Мирабуталыбов. Ядерная физика Рос.АН 67,12,2171(2004)
10. М.Гольдбергер, К. Ватсон. Теория столкновении (Мир, М.1967),с.417.
11. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра (Физматгиз,М.1958),с.315.
12. В.Г.Соловьев. Теория атомного ядра (Эн-изд.М.1981),с.65.
13. А.А.Воробьев, Ю.В.Доценко и др. ЛИЯФ, Препринт 1076,38(1985)
14. С.Л.Белостоцкий и др. ЛИЯФ, Препринт 867,58(1983)

ORTA SÜRƏTLİ PROTONLARIN TƏSİRİLƏ NUKLONLARIN NÜVƏDƏN QOPARILMASI

M.M.MİRABUTALIBOV

ANNOTASIYA

Kvaziklassik nəzəriyyəyə əsasən, protonların nüvədən kvazielastiki səpilməsi prosesində nüvədən nuklon qoparılarəkən onun həyəjanlaşması zamanı, səpilmə amplitudasının ifadəsi analitik şəkildə tapılmışdır. ¹⁶O nüvəsinin $1P_{3/2}$, $1P_{1/2}$, $1S_{1/2}$ enerjisi səviyyələrindən və ¹²C nüvəsinin isə $1P_{3/2}$, $1S_{1/2}$ səviyyələrindən protonların qoparılması prosesi üçün diferensial effektiv kəsik hesablanmış, həmin səviyyələrdən protonun qoparıma enerjisi və nüvənin bir zərrəçikli həyəjanlaşma enerjisi tapılmışdır.

**KNOCKOUT OF NUCLEONS BY PROTONS
AT AN INTERMEDIATE INCIDENT ENERGIES**

M.M.MIRABUTALIBOV

ABSTRACT

The expression for the amplitude of quasielastic knockout of nucleus from the nuclei by protons of intermediate energies under the activation of final nucleus to receive. The differential cross-section for the quasi-elastic scattering of protons of 1GeV has been determined for approach protons knockout from $1P_{3/2}, 1P_{1/2}, 1S_{1/2}$ levels in ^{16}O and in ^{12}C from levels $1P_{3/2}, 1S_{1/2}$ nucleus. The energies of protons knockout from these levels and the energy of excited hole states have been determined.