Физика элементарных частиц и теория поля

УДК 539.17 DOI: 10.17223/00213411/65/12/39

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ СРЫВА ПРОТОНА ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N В РЕЗОНАНСНОЕ СОСТОЯНИЕ

С.А. Туракулов[1,2], С.В. Артемов[1], Р. Ярмухамедов[1]

[1]*Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан*
[2]*Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, г. Ташкент, Узбекистан*

В рамках обобщенной периферийной модели рассмотрен процесс срыва протона в реакции ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N в первое возбужденное резонансное состояние (E^* = 2.365 МэВ; $J^{\pi} = 1/2^+$) ядра ^{13}N при энергиях $E_{^3\mathrm{He}}$ = 16, 17, 18, 34 и 81.4 МэВ. Определено значение его протонной ширины Γ_p. Показано, что учет трехчастичных кулоновских эффектов в реакции передачи протона существенно изменяет абсолютную величину рассчитываемого дифференциального сечения, что приводит к уменьшению извлекаемой величины Γ_p. Полученное значение протонной ширины Γ_p = (30.1±0.8) кэВ для ядра ^{13}N (E^* = 2.365 МэВ) хорошо согласуется с экспериментальным значением (31.7±0.8) кэВ.

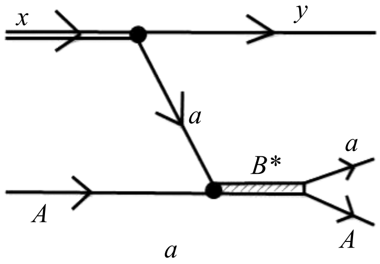
Ключевые слова: *ядерная физика, реакция срыва заряженной частицы, резонансное состояние, механизм передачи частиц, периферийная модель, дифференциальное сечение, трехчастичная кулоновская динамика, резонансная ширина, ядерная вершинная константа, асимптотический нормировочный коэффициент.*

Введение

Изучению реакций, приводящих к образованию резонансных состояний (РС) конечных ядер и, в частности, реакции срыва протона в РС посвящено большое количество работ (см., например, работы [1–6] и приведенные в них ссылки). Большой интерес к этим реакциям связан с тем фактом, что они позволяют получить надежную информацию о механизмах ядерных реакций и свойствах РС ядер путем комбинирования анализа данных по реакциям срыва протона в РС [2, 6].

Как правило, для расчета реакций срыва протона в РС используется метод искаженных волн (МИВ) [2] и полюсная периферийная модель [3–6]. В МИВ в выражении для амплитуды вместо волновой функции связанного состояния захватываемого протона в конечном ядре берется волновая функция непрерывного спектра, описывающая резонансное состояние протона в ядре и являющаяся решением уравнения Шредингера с одночастичным потенциалом – волновой функцией Гамова с расходящейся асимптотикой на бесконечности. Параметры этого потенциала подгоняются так, чтобы получить РС с требуемыми характеристиками. В этом случае для расчета радиальных интегралов используется, как правило, метод Абеля – Зельдовича путем введения регуляризационного фактора $\exp(-\varepsilon r^2)$. Полученный интеграл вычисляется при $\varepsilon > 0$ и затем численно экстраполируется к пределу $\varepsilon \to 0$. Хотя этот метод позволяет преодолеть формальные трудности, возникающие при расчете радиальных интегралов в МИВ, тем не менее численные расчеты амплитуды реакции срыва в РС в рамках МИВ довольно сложны.

В работах [3–6] была развита полюсная периферийная модель реакции срыва ($A(x,y)B^*$ заряженной частицы a в РС , где $x = y + a$ и $B^* = A + a$), отвечающая механизмам, описываемым диаграммами рис. 1. Согласно работе [6], реакция $A(x,y)B^*$ последовательно протекает в два этапа: сначала происходит срыв заряженной частицы в РС ядра B^*, а затем распад РС на две частицы a и A (рис. 1, a). Если рассматриваются узкие изолированные состояния, распад которых происходит



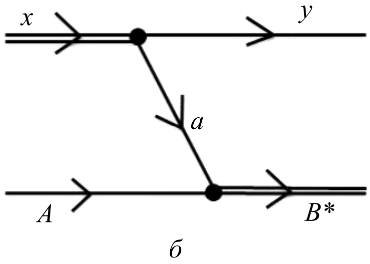


Рис. 1. Полюсные диаграммы для реакции срыва заряженной частицы a в резонансное состояние

только по упругому каналу ($B^*\to A+a$), то дифференциальное сечение (ДС) реакции, проинтегрированное по всем кинематическим переменным (кроме угла вылета частицы y), совпадает с ДС бинарной реакции $A(x,y)B^*$, описываемой механизмом рис. 1, *б*.

Поэтому можно сразу рассмотреть амплитуду этой реакции. Достоинством этой модели является ее простота. Кроме того, в дисперсионном подходе ДС параметризуется непосредственно через ширину резонанса Г, являющуюся экспериментально измеряемой величиной. Кроме того, при известной из эксперимента величине Г путем сравнения рассчитанных ДС с экспериментальными можно получить спектроскопическую информацию о РС – его орбитальном моменте, спине и четности. Но в работе [6] учет вершинных кулоновских эффектов в вершинах полюсной диаграммы осуществлялся лишь в вершине $A+a\to B$ и без учета трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи. В рамках данной работы предусмотрено обобщение результатов работы [6] с учетом вершинных кулоновских эффектов в обеих трехлучевых вершинах полюсной диаграммы (рис. 1, *б*) и трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи [7].

В настоящей работе мы представляем результаты сравнения ДС, рассчитанного в рамках обобщенной периферийной модели, с экспериментальными данными реакции ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N при различных энергиях падающих ионов ^{3}He и оцениваем влияние трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи протона на извлекаемое значение ширины РС уровня 2.365 МэВ ядра ^{13}N. Всюду ниже используется система единиц $\hbar = c = 1$.

Дифференциальное сечение реакций срыва заряженных частиц в резонансное состояние

В работах [3–6] развита периферийная полюсная модель и приведен математический формализм для реакции срыва в РС. В этом разделе для ясности изложения кратко приведем основные выражения для ДС реакций срыва заряженной частицы $A(x,y)B^*$ в резонансное состояние B^*. В рамках этой модели дифференциальное сечение можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |R_a|^2\left(2J_{B^*}+1\right)G_{ay}^2\Gamma_a\tilde{\sigma}_{L_iL_f}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta), \tag{1}$$

где G_{ay}^2 – ядерная вершинная константа (ЯВК) для $y+a\to x$, пропорциональная соответствующему асимптотическому нормировочному коэффициенту [8]; Γ_a – ширина РС ядра B^* в ($A+a$)-канале, где a в нашем случае есть протон; $|R_a|^2$ – перенормировочный фактор, который появляется при учете трехчастичных кулоновских эффектов. При этом R_a появляется в виде множителя в периферийных парциальных амплитудах, как показано в работах [7, 9]. В (1) $\tilde{\sigma}_{L_iL_f}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta)$ – известная функция [4, 5], зависящая от свободных подгоночных параметров обрезания L_i и L_f угловых моментов во входном и выходном каналах реакции и определяющая форму углового распределения рассчитываемых ДС в области главного максимума углового распределения. Оптимальные значения параметров $L_i = L_i^{\text{opt}}$ и $L_f = L_f^{\text{opt}}$ определяются путем наилучшего описания рассчитываемой функцией $\tilde{\sigma}_{L_iL_f}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta)$ формы углового распределения экспериментального ДС. В этом случае, если в правой части выражения (1) известны спин РС J_{B^*} и значение ЯВК G_{ay}^2, то соотношение (1) позволяет определить величину ширины Γ_a путем нормировки рассчитанной функции $\tilde{\sigma}_{L_i^{\text{opt}}L_f^{\text{opt}}}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta)$ к экспериментальному сечению в области главного максимума углового распределения.

Функция $\tilde{\sigma}_{L_i^{\text{opt}}L_f^{\text{opt}}}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{L_i^{\text{opt}}L_f^{\text{opt}}}^{(\text{ПМ})}(E_i,\theta) = \pi^2\frac{m_a^2}{E_iE_f}\frac{1}{\mu_{ay}^2\mu_{Aa}q_o}\frac{k_f}{k_i}\sum_{j_xj_BJM}\Big|\sum_{l_xl_b}\exp\left\{i\frac{\pi}{2}(l_x+l_B+\eta_x+i\eta_o)\right\}\times \\ \times W(l_xj_xl_Bj_B;J_aJ)T_{L_iL_f}\left(l_xl_BJM;\mathbf{k}_f,\mathbf{k}_i\right)\Big|^2,\end{aligned} \tag{2}$$

где $E_i = k_i^2 / 2\mu_{xA}$, $E_f = k_f^2 / 2\mu_{yB^*}$; k_i и E_i (k_f и E_f) – импульс и кинетическая энергия относительного движения частиц x и A (y и B); l_x и j_x (l_B и j_B) – орбитальный и полный угловые моменты передаваемой частицы a в ядре x (B*) соответственно; $J_j(M_j)$ – спин (его проекция) частицы j; $\eta_x = Z_y Z_a e^2 \mu_{ya} / \kappa_{ya}$ и $\eta_o = Z_A Z_a e^2 \mu_{Aa} / q_o$ – кулоновские параметры связанного (ya) и резонансного (Aa)* состояний соответственно. Согласно [4–6], в окрестности узкого изолированного РС ($\Gamma/2E_o$<<1) для волнового числа q_o и кулоновского параметра η_o можно использовать приближения $q_o = i\kappa_{Aa}$ (где $\kappa_{Aa} = \sqrt{2\mu\varepsilon_{Aa}}$) и $\eta_o = -i\eta_B$ (где $\eta_B = Z_A Z_a e^2 \mu_{Aa} / \kappa_{Aa}$) для резонансного состояния остаточного ядра B*[(A+a)], где $q_o = \sqrt{2\mu E_o}$, E_o и Γ – резонансная энергия и полная ширина резонансного состояния B*.

Формула (2) является обобщением соответсвующих формул работ [5, 6], которые были получены в полюсной периферийной модели при $l_x = 0$, $\eta_x = 0$ без учета трехчастичной кулоновской динамики в механизме срыва. В (2) учитывается вклад трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи и полагается, что $l_x \neq 0$ и $\eta_x \neq 0$.

Величина $T_{L_i L_f}\left(l_x l_B JM; \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i\right)$ имеет вид

$$T_{L_i L_f}\left(l_x l_B JM; \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i\right) = -(-1)^{l_x + l_B} R_a \sum_{l_i = L_i}^{\infty} \sum_{l_f = L_f}^{\infty} S_{l_i, l_f}^{(i,f)} \sum_{l_i l_f \nu} (-1)^{\nu} \hat{\nu} \sqrt{\hat{l}_i \hat{l}_f} \times$$

$$\times C_{\lambda_a 0 \nu 0}^{l_i 0} C_{\lambda_b 0 \nu 0}^{l_f 0} W\left(\lambda_a \lambda_b l_i l_f; J\nu\right) A\left(l_x l_B l_i l_f; E_i\right) B_{\nu; l_x, l_B}\left(E_i; \xi, \Delta_x, \Delta_o, \eta_x, \eta_o\right) Y_{l_i l_f JM}\left(\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_f\right), \quad (3)$$

где $W\left(\lambda_a \lambda_b l_i l_f; J\nu\right)$ – коэффициент Рака; $\mathbf{n}_{i,f} = \mathbf{k}_{i,f} / k_{i,f}$ и $S_{l_i, l_f}^{(i,f)} = e^{i\left(\delta_{l_i}^{(i)} + \delta_{l_f}^{(f)}\right)}$, $\delta_{l_i}^{(i)}$ и $\delta_{l_f}^{(f)}$ – комплексные ядерные фазы упругого рассеяния во входном и выходном каналах, рассчитываемые в оптической модели ядра; $R_a = N_r\left(\eta_i, \eta_f, \eta_x, \eta_o\right) / N_{DWBA}\left(\eta_i, \eta_f, \eta_x, \eta_o\right)$ – фактор, возникающий из-за учета трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи заряженных частиц, где

$$N_r\left(\eta_i, \eta_f, \eta_x, \eta_o\right) = \frac{\Gamma(1 - \eta_x - i\eta_o)}{\Gamma(1 - i\eta_o)\Gamma(1 - \eta_x)} \Delta_{yA}\left(k_f, k_i\right) \exp\left\{-\frac{\pi}{2}\left(\eta_i + \eta_f\right)\right\} \times$$

$$\times \left[(m_y k_i / m_x)^2 - (k_f + i\kappa_x)^2\right]^{i\eta_f} \left[(m_A k_f / m_B)^2 - (k_i - \kappa_B)^2\right]^{i\eta_i}. \quad (4)$$

Здесь η_i (η_f) – кулоновский параметр в начальном (конечном) состоянии рассматриваемой реакции, а фактор Δ_{yA}, возникающий в результате кулоновского взаимодействия «остовов» A и y, для передачи частицы a ядру B* в РС определяется выражением [10]

$$\Delta_{yA}\left(k_f, k_i\right) = \left(\frac{(m_x m_A \varepsilon_{ay})^{1/2} + (m_y m_B E_o)^{1/2} + i(m_a m_{Ay} E_{Ay})^{1/2}}{(m_x m_A \varepsilon_{ay})^{1/2} + (m_y m_B E_o)^{1/2} - i(m_a m_{Ay} E_{Ay})^{1/2}}\right)^{i\eta_{yA}}, \quad (5)$$

$E_{Ay} = \left[m_{xA} E_i - m_B E_o + m_x \varepsilon_{ay}\right] / m_{Ay}$, где $m_{Ay} = m_A + m_y$ и $m_{xA} = m_x + m_A$. А $N_{DWBA}\left(\eta_i, \eta_f, \eta_x, \eta_o\right)$ – кулоновский перенормировочный фактор для периферийных парциальных амплитуд МИВ, и его явный вид можно получить, используя результаты работ [8, 11].

$$\xi\left(k_f, k_i\right) = \frac{k_i^2 + \left(\frac{m_A}{m_{Aa}} k_f\right)^2 + q_o^2}{2k_i \frac{m_A}{m_{Aa}} k_f} = \frac{k_f^2 + \left(\frac{m_y}{m_{ya}} k_i\right)^2 + \kappa_{ya}^2}{2\frac{m_y}{m_{ya}} k_i k_f} \quad (6)$$

– положение полюсной особенности амплитуды реакции $z = \mathbf{k}_i \mathbf{k}_f = \cos\theta$ (θ – угол между направлениями импульсов $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_f$) [6].

$$A\left(l_x l_B l_i l_f ;E_i\right) = (i\kappa_{ay})^{-l_x} q_o^{-l_B} (2l_x+1)(2l_B+1)\sum_{\lambda_a\lambda_b}(-m_y k_i/m_x)^{\lambda_a} k_f^{l_x-\lambda_a} \times$$
$$\times(-k_i)^{\lambda_b}(m_A k_f/m_B)^{\lambda_B}\left(\frac{(2l_x)!}{(2\lambda_a)!(2l_x-2\lambda_a)!}\right)^{1/2}\left(\frac{(2l_b)!}{(2\lambda_b)!(2l_B-2\lambda_b)!}\right)^{1/2}\times$$
$$\times C^{l_i\,0}_{\lambda_a 0 \lambda_b 0} C^{l_f\,0}_{l_x-\lambda_a\,0\, l_B-\lambda_b\,0} X\left(\lambda_a l_x-\lambda_a l_x;\lambda_b l_b-\lambda_b l_B; l_i l_f J\right), \tag{7}$$

где $\begin{pmatrix} n \\ m \end{pmatrix}$ – биномиальный коэффициент; X – коэффициент Фано.

Парциальные амплитуды $B_{\nu;l_x,l_B}(E_i;\xi,\Delta_x,\Delta_o,\eta_x,\eta_o)$ полюсной диаграммы (см. рис. 1, *б*) имеют следующий вид:

$$B_{\nu;l_x,l_B}(E_i;\xi,\Delta_x,\Delta_o,\eta_x,\eta_o) = -\left(\frac{m_a}{k_i k_f}\right)\frac{1}{2\nu+1}\sum_{\nu_1\nu_2}(2\nu_1+1)(2\nu_2+1)[\xi\left(C^{\nu 0}_{\nu_1 0\nu_2 0}\right)^2 -$$
$$-\frac{\nu+1}{2\nu+3}\left(C^{\nu+10}_{\nu_1 0\nu_2 0}\right)^2 - \frac{\nu}{2\nu-1}\left(C^{\nu-10}_{\nu_1 0\nu_2 0}\right)^2] q^{l_x}_{\nu_1}(\xi,\Delta_x,\eta_x) q^{l_B}_{\nu_2}(\xi,\Delta_o,\eta_o), \tag{8}$$

где $\Delta_x = \kappa_x^2/2\dfrac{m_y}{m_x}k_i k_f$, $\Delta_o = q_o^2/2k_i\dfrac{m_A}{m_B}k_f$ и $C^{\nu 0}_{\nu_1 0\nu_2 0}$ – коэффициент Клебша – Гордана. Отметим, что в выражении (8) для $B_{\nu;l_x,l_B}(E_i;\xi,\Delta_x,\Delta_o,\eta_x,\eta_o)$ кулоновские части вершинных формфакторов для РС ядра B и связанного состояния x учтены явно и имеют вид

$$q^{l_x}_{\nu_1}(\xi,\Delta_x,\eta_x) = \frac{e^{-i\pi\eta_x/2}(-1)^{l_x+1}}{\Gamma(l_x+1+\eta_x)}\int_\xi^\infty d\alpha\left(\frac{\sqrt{\alpha-\xi+\Delta_x}-\sqrt{\Delta_x}}{\sqrt{\alpha-\xi+\Delta_x}+\sqrt{\Delta_x}}\right)^{\eta_x}\times$$
$$\times(\alpha-\xi)^{l_x}(\alpha^2-1)^{-(l_x+1)/2}Q^{l_x+1}_{\nu_1}(\alpha), \tag{9}$$

$$q^{l_B}_{\nu_2}(\xi,\Delta_o,\eta_o) = \frac{e^{\pi\eta_o/2}(-1)^{l_B+1}}{\Gamma(l_B+1+i\eta_o)}\int_\xi^\infty d\alpha\left(\frac{\sqrt{\alpha-\xi-\Delta_o}+i\sqrt{\Delta_o}}{\sqrt{\alpha-\xi-\Delta_o}-i\sqrt{\Delta_o}}\right)^{i\eta_o}\times$$
$$\times(\alpha-\xi)^{l_B}(\alpha^2-1)^{-(l_B+1)/2}Q^{l_B+1}_{\nu_2}(\alpha), \tag{10}$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция; $Q^{l+1}_\nu(\alpha)$ – присоединенная функция Лежандра второго рода.

Анализ реакции срыва протона $^{12}C(^3He,d)^{13}N$ в первое резонансное состояние ядра ^{13}N

Основная идея развиваемой в данной работе обобщенной периферийной модели (ОПМ) для реакции срыва заряженной частицы в РС $A(x,y)B^*$, где $x = y+a$ и $B^* = A+a$, с учетом трехчастичных кулоновских эффектов в начальном, промежуточном (в механизме передачи) и конечном состояниях. Выражение для ДС реакции $^{12}C(^3He,d)^{13}N^*$ дано в предыдущем разделе. Здесь мы представим результаты анализа реакции $^{12}C(^3He,d)^{13}N^*$ с образованием конечного ядра в первом возбужденном резонансном состоянии ядра ^{13}N ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^\pi = 1/2^+$), полученные в рамках этой модели. Анализируемые экспериментальные данные были получены в [12] при энергиях $E_{^3He} = 16$, 17, 18 МэВ и в [13] при $E_{^3He} = 81.4$ МэВ. Экспериментальные данные при $E_{^3He} = 34$ МэВ были извлечены из результатов экспериментов, выполненных в [14].

Значение квадрата ЯВК для $^3He \to d+p$ бралось равным $G^2_{^3He} = 1.34$ Фм [15]. Параметры оптических потенциалов взяты из обзора [16], спин-орбитальные члены не учитывались. Отметим, что использование различных оптических потенциалов, одинаково хорошо описывающих упругое рассеяние в начальном (конечном) состоянии, но дающих различные наборы фаз рассеяния, дает практически одинаковые угловые распределения.

Из формулы (1) следует, что дифференциальное сечение пропорционально величине $(2J_{B*}+1)\Gamma_p$, которая может быть определена путем сравнения рассчитанных и экспериментальных ДС. В этих расчетах значения фактора $(2J_{B*}+1)\Gamma_p$ и параметров обрезания $L_{i,f}^{(\mathrm{opt})}$ по орбитальным моментам во входном и выходном каналах соответственно подбирались так, чтобы обеспечить наилучшую подгонку рассчитанных ДС к экспериментальным в области главного максимума углового распределения.

Вычисленные угловые распределения вместе с экспериментальными данными приведены на рис. 2, 3 и 4. Видно, что теоретические угловые распределения хорошо воспроизводят экспериментальные в области главного максимума и хуже – вне его. В связи с этим следует отметить, что в наших расчетах учтен вклад в периферийные парциальные амплитуды только механизма, имеющего ближайшую к физической ($-1 \le \cos\theta \le 1$) области по $\cos\theta$ особенность, расположенную в точке $\cos\theta = \xi$ (диаграмма рис. 1, *б*), и дающего основной вклад в амплитуду реакции только в области главного максимума углового распределения. В области же минимумов и последующих максимумов существенный вклад дают более сложные механизмы, имеющие более далекие особенности по $\cos\theta$, которые здесь не учитывались. Поэтому наилучшее описание экспериментальных данных именно в области главного максимума дает требуемую спектроскопическую информацию о РС.

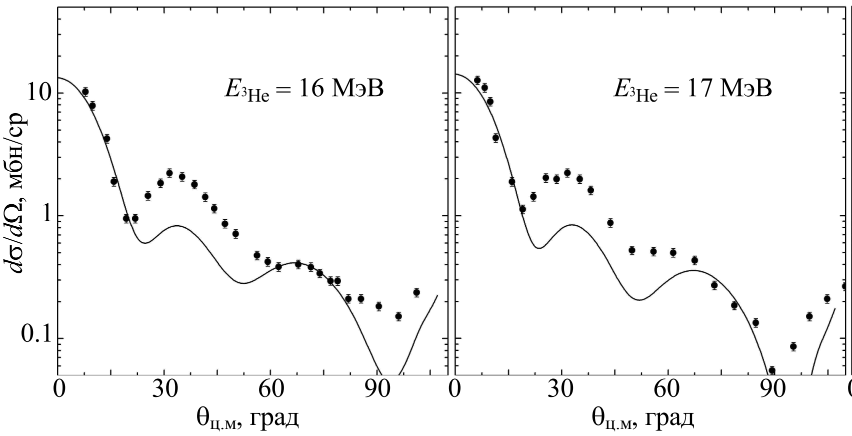


Рис. 2. Угловое распределение ДС реакции $^{12}C(^{3}He,d)^{13}N$ с возбуждением резонансного состояния ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^{\pi} = 1/2^{+}$) при энергиях $E_{^3\mathrm{He}} = 16$, 17 и 18 МэВ. Кривые – результаты расчета по ОПМ, полученные при $L_i^{\mathrm{opt}} = 3$ и $L_f^{\mathrm{opt}} = 2$. Точки – экспериментальные данные из [12]

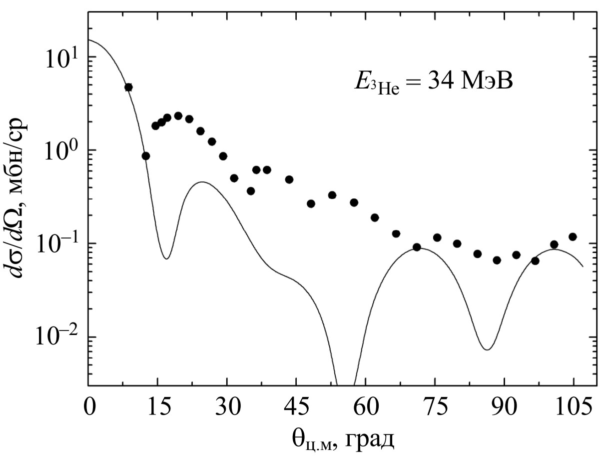


Рис. 3. То же, что на рис. 2 при энергии $E_{^3\mathrm{He}} = 34$ МэВ. Кривая – результаты расчета по ОПМ, полученные при $L_i^{\mathrm{opt}} = 4$ и $L_f^{\mathrm{opt}} = 5$. Точки – экспериментальные данные из [14]

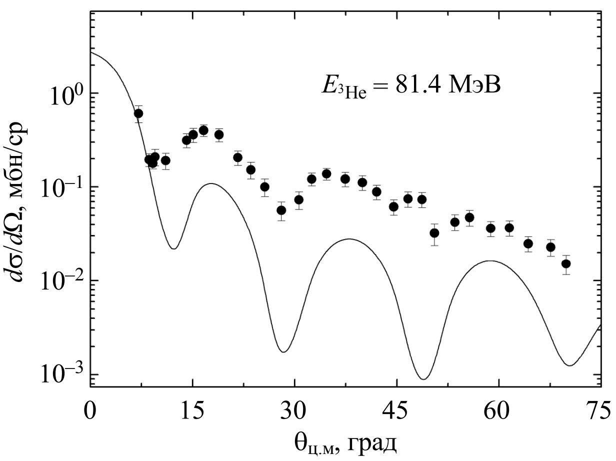


Рис. 4. То же, что на рис. 2 при энергии $E_{^3\mathrm{He}} = 81.4$ МэВ. Кривая – результаты расчета по ОПМ, полученные при $L_i^{\mathrm{opt}} = 5$ и $L_f^{\mathrm{opt}} = 6$. Точки – экспериментальные данные из [13]

В таблице приведены найденные значения ширины РС Γ_p ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^\pi = 1/2^+$) ядра ^{13}N, полученные в рамках ОПМ из анализа рассмотренных реакций, используя известные из независимых экспериментов значения орбитального момента ядра ^{13}N $l_B = 1$, спин и четность РС ($J^\pi = 1/2^+$). Также приведена оценка влияния трехчастичной кулоновской динамики в механизме передачи протона, даваемого фактором $|R_p|^2$, на извлекаемую величину ширины Γ_p. Усредненное значение Γ_p по результатам анализа при разных энергиях с его среднеквадратичной погрешностью равно (30.1±0.8) кэВ. Эта величина значительно лучше согласуется с новым экспериментальным значением (31.7±0.8) кэВ [17], чем с ранее полученным в [18] значением (35±1) кэВ. Проведенный нами анализ показывает, что учет трехчастичных кулоновских эффектов, определяемый величиной $|R_p|^2$, существенно изменяет абсолютную величину расчетного ДС и приводит к уменьшению извлекаемой величины Γ_p. Из таблицы видно, что учет трехчастичных кулоновских эффектов изменяет значения рассчитанных ДС в 1.15–1.25 раза в зависимости от энергии падающих ионов ^{3}He.

Извлекаемые резонансные ширины Γ_p для ядра ^{13}N ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^\pi = 1/2^+$)

$E_{^3\mathrm{He}}$, МэВ	ξ	$\vert R_p\vert^2$	Γ_p, кэВ	Γ_p, кэВ	
				Наш результат	Эксперимент
16 [11]	1.1457	1.2472	30.37	30.1±0.8	31.7±0.8 [17] 35±1 [18]
17 [11]	1.1326	1.2441	31.82		
18 [11]	1.1221	1.2412	29.04		
34 [13]	1.0632	1.2052	31.80		
81.4 [12]	1.0408	1.1540	27.42		

Таким образом, согласие рассчитанных угловых распределений с экспериментальными в области главного максимума углового распределения и извлекаемой из анализа экспериментальной ширины Γ_p для РС ядра ^{13}N ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^\pi = 1/2^+$) свидетельствует о возможности использования развитого здесь ОПМ с учетом трехчастичных кулоновских эффектов для изучения резонансных состояний на основе информации о резонансных ширинах.

Заключение

Выполнен анализ ДС периферийной реакции передачи протона ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N в первое резонансное состояние ($E^* = 2.365$ МэВ; $J^\pi = 1/2^+$) конечного ядра ^{13}N при различных энергиях падающих ^{3}He-ионов и получено значение протонной ширины РС ядра ^{13}N, которое хорошо согласуется с экспериментальным значением. Получена оценка влияния трехчастичной кулоновской динамики на извлекаемое значение ширины, которое уменьшает его величину более чем на 20%.

Развитая в рамках данной работы ОПМ реакций срыва заряженной частицы в РС может рассматриваться как альтернативный подход обычно используемому МИВ. Расчеты показывают, что оба метода дают близкие угловые распределения, но различаются способами параметризации амплитуд реакции. В ОПМ амплитуда реакции зависит только от экспериментально наблюдаемых свойств резонанса: его энергии, спина, орбитального момента, полной и парциальных ширин. При этом не делается каких-либо предположений о физической природе анализируемого резонанса. В терминах модельного описания резонанс может соответствовать как простому одночастичному возбуждению, так и сложному многочастичному возбуждению системы. Дифференциальное сечение в ОПМ пропорционально ширине Γ_p (формула (1)), в то время как в МИВ дифференциальное сечение реакции срыва частицы a в РС B^* параметризуется через спектроскопический фактор конфигурации A+a в B^*, который экспериментально не измеряется. Рассчитываемое при этом так называемое приведенное ДС в МИВ зависит от модельной одночастичной ширины резонанса. В ОПМ дифференциальное сечение зависит от небольшого числа подгоночных параметров – параметров обрезания по орбитальным моментам во входном и выходном каналах (L_i и L_f) и фактора $(2J_{B^*}+1)\Gamma_p$, определяющего абсолютную нормировку сечения.

Авторы выражают благодарность проф. Л.Д. Блохинцеву за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТРЫ

1. Fortune H.T. // Phys. Rev. – 2020. – V. C104. – P. 024333 (3 p).
2. Bunakov V.E. // Nucl. Phys. – 1970. – V. A140. – P. 241–256.
3. Джамалов П.О., Долинский Э.И. // ЯФ. – 1971. – Т. 5. – С. 753–763.
4. Джамалов П.О., Долинский Э.И., Мухамеджанов А.М. // ЯФ. – 1972. – Т. 15. – С. 258–271.
5. Dolinsky E.I., Dzhamalov P.O., Mukhamedzhanov A.M. // Nucl. Phys. – 1973. – V. A202. – P. 97–122.
6. Мухамеджанов А.М., Ярмухамедов Р., Джамалов П.О. // ЯФ. – 1983. – Т. 37. – С. 1405–1416.
7. Kajumov Sh.S., Mukhamedzhanov A.M., Yarmukhamedov R., Borbely I. // Z. Phys. – 1990. – V. A336. – P. 297–302.
8. Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Э.И. // ЭЧАЯ. – 1977. – Т. 8. – С. 1189–1245.
9. Аваков Г.В., Блохинцев Л.Д., Мухамеджанов А.М., Ярмухамедов Р. // ЯФ. – 1986. – Т. 43. – С. 824–833.
10. Kajumov Sh.S., Mukhamedzhanov A.M., Yarmukhamedov R. // Z. Phys. – 1988. – V. A331. – P. 315–322.
11. Igamov S.B., Nadirbekov M.C., Yarmukhamedov R. // Phys. Atom. Nucl. – 2007. – V. 70. – P. 1694–1705.
12. Fortune H.T., Gray T.J., Trost W., Fletcher N.R. // Nucl. Phys. – 1969. – V. 179. – P. 1033–1046.
13. Koyama K. // J. Phys. Soc. Jpn. – 1976. – V. 41. – P. 1445–1452.
14. Артемов С.В., Гулямов И.Р., Запаров Э.А. и др. // ЯФ. – 1996. – Т. 59. – С. 454–465.
15. Artemov S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. – 2008. – V. 71. – P. 998–1011.
16. Perey C.M., Perey F.G. // Atom. Data Nucl. Data Tables. – 1976. – V. 17. – P. 1–101.
17. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. – 1991. – V. A523. – P. 1–196.
18. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. –1970. – V. 152. – P. 1–221.

Поступила в редакцию 24.06.2022,
принята в печать 06.10.2022.

Туракулов Собир Абдумуминович, докт. филос. по физ.-мат. наукам (Ph.D.), ст. науч. сотр. ИЯФ АН РУз, доцент НУУз, e-mail: turakulov1983@gmail.com;
Артемов Сергей Викторович, д.ф.-м.н. (Dr.Sc.), профессор, гл. науч. сотр. ИЯФ АН РУз, e-mail: artemov@inp.uz;
Ярмухамедов Рахим, д.ф.-м.н. (Dr.Sc.), профессор, гл. науч. сотр. ИЯФ АН РУз.