УДК 539.171

О ВЛИЯНИИ СВОЙСТВ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР НА ПРОЦЕССЫ СРЫВА И ДИФРАКЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

В. К. Тартаковский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Показано поведение сечений процессов срыва и дифракционного расщепления слабосвязанных двукластерных ядер средних энергий в зависимости от ряда свойств сталкивающихся ядер и установлены причины большой чувствительности сечений к прозрачности и размытию края ядра-мишени, к величине радиуса ядерного взаимодействия между кластерами падающего ядра.

Введение

Из всех процессов дифракционного взаимодействия падающих слабосвязанных двукластерных ядер с атомными ядрами мишени, пожалуй, наиболее чувствительными к ядерной структуре оказываются процессы срыва и дифракционного расщепления [1 - 6].

Ограничимся в работе подробным рассмотрением в основном лишь интегральных сечений срыва каждого из двух кластеров σ_1 и σ_2 и дифракционного расщепления σ_d, хотя основные выводы, как будет видно, окажутся справедливыми и для дифференциальных сечений. В теоретическом плане удобство изучения интегральных сечений $\sigma_{1,2}$ и σ_d связано с тем, что они выражаются только через волновую функцию основного (связанного) состояния $\varphi_0(\vec{r})$ для относительного движения двух кластеров с радиусами-векторами $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ ($\vec{r}=\vec{r}_1-\vec{r}_2$).

Чтобы выявить численную зависимость сечений срыва и дифракционного расщепления от величины радиуса действия ядерных сил между кластерами в падающем ядре, полупрозрачности, диффузности края и кривизны ядра мишени, кулоновского взаимодействия между сталкивающимися ядрами и других характеристик структуры и взаимодействия, часто приходится проводить расчеты, исходя из самых общих выражений для сечений [6, 7]. Однако при этом теряется наглядность и обычно трудно или даже невозможно проследить причины большой чувствительности указанных сечений к перечисленным и другим факторам.

В настоящей работе указываются и обсуждаются причины большого влияния свойств сталкивающихся ядер при средних энергиях на упомянутые процессы, для чего из общих формул для сечений, представляемых в виде многократных интегралов, получены явные выражения для них в ряде обоснованных приближений и выполнены соответствующие расчеты. Сделаны также предсказания о неизученном еще поведении сечений и существовании новых эффектов. Предложены в связи с этим некоторые рекомендации проведения экспериментальных исследований для изучения предсказываемых в работе эффектов.

Реакция срыва

Если в реакции срыва 1-й оторвавшийся кластер падающего ядра, изменив только несколько свой первоначальный импульс, продолжает удаляться от ядра мишени, а 2-й кластер застревает в этом ядре, то интегральное сечение срыва σ_1 будет иметь следующий общий вид

$$\sigma_1=\int d^{(2)}\vec{\rho}\int d\vec{r}\,\varphi_0^2(r)\left\{1-\left|\Omega_2(\rho_2)\right|^2\right\}\left|\Omega_1(\rho_1)\right|^2, \quad (1)$$

а в случае, когда застревает 1-й кластер, а 2-й продолжает двигаться, сечение срыва σ_2 будет иметь вид

$$\sigma_2=\int d^{(2)}\vec{\rho}\int d\vec{r}\,\varphi_0^2(r)\left\{1-\left|\Omega_1(\rho_1)\right|^2\right\}\left|\Omega_2(\rho_2)\right|^2. \quad (2)$$

Здесь $\vec{\rho}$ - двумерная составляющая радиуса-вектора центра тяжести падающего ядра в плоскости, перпендикулярной импульсу его, $\vec{r}_\perp$ - подобная составляющая вектора $\vec{r}$, $\vec{\rho}_1=\vec{\rho}+\alpha_2\vec{r}_\perp$ и $\vec{\rho}_2=\vec{\rho}-\alpha_1\vec{r}_\perp$ - составляющие векторов $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$, $\alpha_j=M_j/(M_1+M_2)$, M_j - масса j-го кластера, $j=1, 2$. Считаем для простоты, что относительное движение кластеров соответствует S-состоянию.

Вместо входящих в выражения (1) и (2) матриц рассеяния $\Omega_j(\rho_j)$ будем вводить профильные функции $\omega_j(\rho_j)=1-\Omega_j(\rho_j)$. Для средних и тяжелых ядер мишени часто используется следующее общепринятое наиболее общее феноменологическое выражение для профильной функции [5 -7]:

$$\omega_j(\rho_j)=\beta_j(1-i\gamma_j)\times$$

$$\times\left\{1+\left[\left(1+\exp\frac{\rho_j-R_j}{\Delta}\right)^{-1}-1\right]e^{2i\eta_j(\rho_j)}\right\}, \quad (3)$$

где $\beta_j \le 1$ и $\gamma_j\,(|\gamma_j|\le 1)$ есть соответственно параметры полупрозрачности (серости) ядра мишени (для абсолютно черного поглощающего ядра $\beta_j = 1$) и преломления волн движущегося в ядерном веществе кластера *j*; $R_j = r_0(A_j^{1/3}+A^{1/3})$ - радиус ядерного взаимодействия *j*-го кластера, состоящего из A_j нуклонов (барионов) с ядром-мишенью с массовым числом *A*; $r_0 = 1{,}3$ Фм; Δ - параметр размытия (диффузности) края ядра-мишени; $\eta_j(\rho_j)$ - кулоновская фаза рассеяния *j*-го кластера. Используются и другие по виду профильные функции $\omega_j(\rho_j)$, но при этом основные качественные результаты нашей работы не изменяются.

На черном ядре ($\beta_j = 1$) процесс срыва может происходить тогда, когда один из двух кластеров падающего ядра попадает в область ядра-мишени, а другой - летит мимо него. Но если ядро-мишень является полупрозрачным ($\beta_j < 1$), то как будет продемонстрировано далее, реакция срыва может произойти и тогда, когда оба кластера попадут в область ядра и только один из них поглотится ядром, а второй вылетит из ядра. Такое явление может заметно увеличить значение сечения срыва на полупрозрачных ядрах. Ранее на такую возможность срыва не обратили должного внимания.

Исходя из общих формул (1) и (2), трудно проследить указанное явление, и оно становится заметным лишь после численных расчетов. Однако это будет ясно видно из некоторых предельных случаев этих сложных формул, что мы сейчас и рассмотрим.

При достаточно больших (но нерелятивистских) энергиях, когда и наблюдается полупрозрачность ядер (это происходит при энергиях нуклонов порядка и более 100 МэВ, когда длина свободного пробега их в ядерном веществе становится сравнимой с размерами ядра-мишени), фазовый множитель с кулоновской фазой рассеяния для заряженного кластера в формуле (3) можно приближенно заменить на единицу. (Для черного ядра, когда $\beta_j = 1$, $\gamma_j = 0$, сечения срыва (1) и (2) вообще не зависят в рамках нашей дифракционной модели от кулоновского взаимодействия.) Считая ядро-мишень достаточно тяжелым ($A \gg 1$), когда его радиус $R \approx R_j$ и значительно превосходит параметр диффузности края ядра Δ и радиус

$$R_0 = \int d\vec{r}\; r\varphi_0^2(r) \quad (4)$$

падающего ядра, и считая для простоты $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, $\gamma_j = 0$, для сечений срыва из формулы (1) и (2) получим в явном виде простые выражения:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \pi R^2\beta(2-\beta)(1-\beta)^2 +$$

$$+\frac{\pi}{2}RR_0\beta^2(2-\beta)^2 + \pi^2 R\Delta\beta(1-\beta)^2 \times$$

$$\times\left(1-\frac{\beta}{2\sqrt{2}}-\frac{2-\beta}{\sqrt{2\pi}}\right), \quad R \gg R_0 \gg \Delta, \quad (5)$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \pi\left(R-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)^2\beta(2-\beta)(1-\beta)^2 +$$

$$+\frac{\pi}{2}\left(R-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)R_0\beta^2(2-\beta)^2 +$$

$$+\pi^2\left(R-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)\Delta\beta\left(1-\frac{5\beta}{2\sqrt{2}}+\frac{2\beta^2}{\sqrt{3}}-\frac{\beta^3}{4}\right),$$

$$R \gg \Delta \gg R_0. \quad (6)$$

Эти сечения получены для простейшей волновой функции $\varphi_0(r)$ гауссовского типа [5]

$$\varphi_0(r) = \left(\frac{2}{\pi R_0}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{2}{\pi}\frac{r^2}{R_0^2}\right) \quad (7)$$

и профильных функций $\omega_1(\bar{\rho}) = \omega_2(\bar{\rho}) = \;= \omega(\bar{\rho})$:

$$\omega(\bar{\rho}) = \begin{cases} \beta, & \bar{\rho} \le R-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta, \\ \beta\exp\left[-\frac{4}{\pi\Delta^2}\left(\bar{\rho}-R+\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)^2\right] & \\ & \bar{\rho} > R-\sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta. \end{cases} \quad (8)$$

Радиус ядра *R* здесь определяется как значение $\bar{\rho}$ при наибольшем спадании функции $\omega(\bar{\rho})$, т.е. из условия равенства нулю ее второй производной.

Обращает внимание появление в правых частях равенств (5) и (6) первых слагаемых, пропорциональных R^2, которых не было в классической формуле Сербера для сечения срыва на тяжелом черном ядре с резким краем [1, 3, 6]:

$$\sigma_s = \sigma_1 = \sigma_2 = \frac{\pi}{2} R R_0, \ \beta = 1, \ \varDelta = 0, \ R >> R_0. \quad (9)$$

При $\beta = 0,4 \div 0,6$ значения сечений (5) и (6) могут быть в полтора-два раза больше, чем при $\beta = 1$. Наличие полупрозрачности ядра-мишени может быть, таким образом, объяснением величины экспериментально наблюдаемого выхода освобождаемых нейтронов при энергии падающих на ядра дейтронов с энергией 190 МэВ [8], превышающего в полтора-два раза значение сечения срыва, вычисленного по формуле Сербера (9).

Учет радиуса действия ядерных сил r_N между кластерами также несколько увеличивает сечение реакции срыва [3], так как оно приобретает множитель $\left(1 + \frac{r_N}{\hbar}\sqrt{\frac{2M_1M_2}{M_1+M_2}\varepsilon}\right)$, где ε - энергия связи падающего ядра относительно развала его на два кластера. Если падает дейтрон на ядро с радиусом $R = 5R_0$ и $\beta = 0,8$, а радиус дейтрона вычислен с учетом конечности (триплетного) радиуса действия ядерных сил между протоном и нейтроном в дейтроне, то сечения (5) и (6) увеличатся почти в два раза по сравнению с сечением (9). Зависимость сечений срыва от размытия края ядра довольно слабая: с ростом Δ сечения весьма медленно увеличиваются.

Для процесса срыва на тяжелом ($R >> R_0$) полупрозрачном ($\beta < 1$) ядре с резким краем ($\Delta \to 0$) распределения освободившихся кластеров *j* по углам вылета θ_j и энергиям E_j будут описываться формулами, также содержащими слагаемые с R^2 (для нулевого радиуса действия сил между кластерами):

$$\frac{d\sigma_j(\xi_j)}{d\xi_j} = \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 \pi R^2 \frac{\xi_j}{(1+\xi_j^2)^{3/2}} +$$

$$+\beta^2(2-\beta)^2 \frac{d\sigma_s(\xi_j)}{d\xi_j}, \quad \xi_j = \theta_j \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}}, \qquad (10)$$

$$\frac{d\sigma_j(\omega_j)}{d\omega_j} = \frac{\beta(2-\beta)(1-\beta)^2 R^2}{1+\omega_j^2} +$$

$$+\beta^2(2-\beta)^2 \frac{d\sigma_s(\omega_j)}{d\omega_j}, \ \omega_j = \frac{E_j - \alpha_j E}{\sqrt{\varepsilon E}}, \qquad (11)$$

где *E* - энергия падающего двукластерного ядра, а $\frac{d\sigma_s(\xi_j)}{d\xi_j}$ и $\frac{d\sigma_s(\omega_j)}{d\omega_j}$ - соответствующие серберовские распределения при срыве на черном ($\beta = 1$) ядре.

Интегрирование формулы (10) по θ_j (или ξ_j) и (11) по E_j (или ω_j) приводит к единому простому выражению для интегрального сечения срыва (здесь учтено, что основной вклад в интегралы дают малые области вблизи максимумов дифференциальных сечений (10) и (11)):

$$\sigma = \sigma_1 = \sigma_2 = \beta(2-\beta)(1-\beta)^2 \pi R^2 +$$

$$+\beta^2(2-\beta)^2 \sigma_s, \quad R >> R_0, \qquad (12)$$

в которое переходят сечения (5) и (6) при $\Delta \to 0$. Видно, что и в дифференциальных сечениях при $\beta < 1$ слагаемые, пропорциональные R^2, могут давать в случае полупрозрачных ядер мишени существенный вклад и несколько изменять серберовские распределения.

В случае легких ядер мишени, когда $R \sim R_0$ и $R \sim \Delta$, не только полупрозрачность, но и размытость края ядер будет весьма существенно влиять на сечение срыва. Его в этом случае можно получить в явном виде, например для падающего дейтрона, если воспользоваться волновой функцией (7) и гауссовскими профильными функциями для нейтрона и протона [9]

$$\omega_1 = \omega_n = a_n e^{-b^2\rho_n^2}, \quad \omega_2 = \omega_p = a_p e^{-b^2\rho_p^2}. \qquad (13)$$

Параметры a_n и a_p меньше единицы и учитывают как поглощение, так и полупрозрачность, а параметр *b* определяет размеры и диффузность края ядра мишени. Для сечения срыва нейтрона будем иметь тогда такую формулу, получаемую из выражения (1):

$$\sigma_n = 2\pi \frac{a_p}{b^2}\left(1 - \frac{1}{4}a_p\right) + \pi \frac{a_n a_p}{b^2} \mu \times$$

$$\times \left[\frac{2(a_n + a_{p)}}{3\mu + 2b^2} - \frac{1}{2\mu + b^2} - \frac{a_n a_p}{4(\mu + b^2)}\right], \qquad (14)$$

где введено обозначение $\mu = 4/(\pi R_0^2)$. Сечение срыва протона σ_p легко получить из формулы (14), заменив в ней индексы *n* на *p* и *p* на *n*. Воспользовавшись численными значениями параметров a_n, a_p, *b*, полученными в [9] из анализа экспериментальных данных по рассеянию нуклонов с энергией 290 МэВ ядрами углерода ^{12}C, для численных значений сечений срыва σ_n и σ_p будем тогда иметь превышение в 2,5 раза по сравнению с интегральными серберовскими сечениями для абсолютно черного ядра с резким краем.

Таким образом, процесс срыва на черном ядре можно назвать “поверхностным” явлением, происходящим только вблизи края ядра-мишени, в то время как на полупрозрачном ядре срыв может оказаться также и “объемным” явлением.

Покажем, что такие же выводы следуют также из общих начальных формул для сечений срыва (1) и (2). Для этого рассмотрим разложения сечений (1) и (2) по R_0 и устремим затем R_0 к нулю. Тогда волновая функция $\varphi_0(r)$ будет иметь дельтаобразный характер (см., например, формулу (7)). Поэтому в подинтегральных выражениях в формулах (1) и (2) можно везде положить $\vec{r}=0$ (но не в $\varphi_0^2(r)$!). Тогда $\Omega_1(\rho_1)$ и $\Omega_2(\rho_2)$ в формулах (1) и (2) превратятся соответственно в $\Omega_1(\rho)$ и $\Omega_2(\rho)$, и выражения $\left\{1-|\Omega_{2,1}(\rho)|^2\right\}|\Omega_{1,2}(\rho)|^2$, а с ними и сечения σ_1 и σ_2 могут обратиться в нуль только в случае черного ($\beta=1$) ядра-мишени с резким краем ($\Delta=0$), но для полупрозрачного ($\beta<1$) ядра они не обратятся в нуль. Это означает, что в разложении сечений σ_1 и σ_2 по R_0 только при $\beta<1$ могут присутствовать члены, содержащие R^2. А при $\beta=1$, т.е. в случае черного ядра мишени, членов с R^2 в сечениях σ_1 и σ_2 не будет, и при $\Delta=0$ возможны лишь слагаемые, содержащие RR_0, R_0^2, $RR_0(R_0/R)^2$ и т.д., обращающиеся в нуль, как и сечения (1) и (2), при $R_0\to 0$. Эти общие выводы подтверждаются и видом формул (5), (6), (9), (12) в частных случаях для тяжелых ($R>>R_0$) ядер мишени.

Процесс дифракционного расщепления

Дифракционное расщепление падающего слабосвязанного двукластерного ядра, когда оба его кластера покидают область взаимодействия с ядром-мишенью, в отличие от реакции срыва можно назвать, как будет видно далее, “поверхностным” явлением, происходящим только вблизи края ядра-мишени. Даже при значительной прозрачности последнего после попадания в него обоих кластеров падающего ядра и его расщепления имеется слишком малая вероятность для вылета из ядра мишени одновременно двух несвязанных кластеров. Эти утверждения следуют непосредственно из общего выражения для интегрального сечения дифракционного расщепления [6, 10]

$$\sigma_d=\int\limits_{q>q_{\min}}\frac{d^{(2)}\vec{q}}{(2\pi)^2}\left\{\int d\vec{r}\varphi_0^2(r)\left|F(\vec{q},\vec{r}_\perp)\right|^2-\right.$$

$$\left.-\left|\int d\vec{r}\varphi_0^2(r)F(\vec{q},\vec{r}_\perp)\right|^2\right\}, \qquad (15)$$

$$F(\vec{q},\vec{r}_\perp)=\int d^{(2)}\vec{\rho}e^{i\vec{q}\vec{\rho}}\times$$

$$\times\left[\omega_1(\rho_1)+\omega_2(\rho_2)-\omega_1(\rho_1)\omega_2(\rho_2)\right], \quad (16)$$

где двумерные интегрирования по $\vec{q}$ (переданный импульс) и $\vec{\rho}$ производятся в плоскости, перпендикулярной импульсу $\vec{k}$ падающего ядра, $q_{\min}=\dfrac{\varepsilon}{\hbar v}\left(1-\dfrac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}\times\max(1,4n)$, $n=\dfrac{zZe^2}{\hbar v}$, v - относительная скорость падающего ядра и ядра-мишени с зарядами *ze* и *Ze* соответственно (е - заряд протона). Заметим, что при больших энергиях кулоновское взаимодействие часто не влияет существенно на процесс (все же при реакции расщепления $q_{\min}$ конечно, но $q_{\min}<<k$).

В отличие от рассмотренных сечений реакции срыва разложение сечения дифракционного расщепления (15), (16) в ряд по радиусу падающего ядра R_0 не будет содержать члена, пропорционального R^2 и для черного ($\beta=1$), и для полупрозрачного ($\beta<1$) ядра-мишени. Т.е. при $R_0\to 0$ для ядра с резким ($\Delta=0$) краем сечение σ_d будет обращаться в нуль, независимо от явного вида профильных функций $\omega_{1,2}(\rho_{1,2})$.

В самом деле, при $R_0\to 0$ волновая функция $\varphi_0(r)$ в формуле (15) будет иметь дельтаобразный по переменной *r* вид и поэтому в $F(\vec{q},\vec{r}_\perp)$, как в гладкой функции, можно положить $\vec{r}_\perp=0$. После этого $F(\vec{q},0)$ и $\left|F(\vec{q},0)\right|^2$ можно вынести из-под знаков интегралов по $\vec{r}$ в фомуле (15). Поскольку $\int d\vec{r}\varphi_0^2(r)=1$, то при этом фигурная скобка в формуле (15), а с ней и все сечение σ_d обратится в нуль, что и доказывает отсутствие в разложении сечения в ряд по R_0 слагаемого, пропорционального R^2, для произвольных профильных функций. Т.е. при попадании обоих кластеров в ядро мишени либо оба они поглотятся, либо поглотится хотя бы один из них и процесса дифракционного расщепления не произойдет. Поэтому в указанном разложении могут содержаться при $\Delta = 0$ только члены, пропорциональные RR_0, R_0^2, R_0^3/R и т.д. Если при этом $\Delta \neq 0$, то слагаемое с R^2 в сечении по-прежнему не появляется, но могут еще возникать члены с параметром Δ: $R\Delta$, $R_0\Delta$, Δ^2 и т.д.

Во всем этом можно еще наглядно убедиться в частном случае тяжелых ядер мишени ($R >> R_0$), когда первые слагаемые упомянутого разложения сечения (15), (16) можно представить в явном виде. Кроме того, при этом будет еще хорошо видна и сильная зависимость сечения σ_d от параметра размытия края ядра мишени Δ. Эта зависимость сечения σ_d от Δ оказывается уникальной для процесса дифракционного расщепления.

Если использовать волновую функцию $\varphi_0(r)$ в виде (7), а профильные функции в виде (8), то из общих формул (15), (16) при $R_0/R << 1$ можно получить следующие асимптотические выражения для интегрального сечения дифракционного расщепления падающего двукластерного ядра:

$$\sigma_d = \frac{\pi}{4}\left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)R_0\beta^2\Big\{2(\sqrt{2}-1)\left[1+(1-\beta)^2\right] -$$

$$-\frac{\Delta}{R_0}\left[\pi\sqrt{8}(\sqrt{2}-1)+\beta(2-\beta)(8-\pi\sqrt{2}(\sqrt{8}-1))\right]+$$

$$+\left(\frac{\Delta}{R_0}\right)^2\Big[4(\sqrt{2}-1)(4-\pi)-(\sqrt{2}+1)(16-\pi\sqrt{8})\beta +$$

$$+(\sqrt{8}-1)(4-\pi)\beta^2\Big]\Big\}, \quad \frac{\Delta}{R_0} << 1 \qquad (17)$$

(или точнее, когда $\Delta\sqrt{6} < R_0$),

$$\sigma_d = \frac{\pi^2}{192\sqrt{6}}\beta^2(9\sqrt{3}-16\sqrt{2}\beta+6\sqrt{6}\beta^2)\times$$

$$\times\left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}}\Delta\right)R_0\left(\frac{R_0}{\Delta}\right)^3, \quad \frac{R_0}{\Delta} << 1 \qquad (18)$$

(или точнее, когда $\sqrt{\sqrt{2}+\frac{1}{2}}R_0 < \Delta < \sqrt{\frac{8}{\pi}}R$).

Как и следовало ожидать, и в формуле (17), и в (18) нет слагаемого с R^2.

Основное (первое) слагаемое в формуле (17), когда $\Delta << R_0$, пропорционально произведению RR_0, в то время как в формуле (18), когда $R_0 << \Delta$, сечение σ_d пропорционально $RR_0(R_0/\Delta)^3$, т.е. оно значительно меньше сечения (17). (Обратим внимание на то, что в формуле (18) отсутствуют члены, пропорциональные R_0, R_0^2 и R_0^3). Отсюда следует, что с увеличением значения параметра Δ, т.е. с увеличением области размытия края ядра-мишени, сечение σ_d быстро уменьшается по величине, что также подтверждается и точными численными расчетами по общим формулам (15), (16) с использованием (3), (8) и других зависимостей для профильных функций.

Замеченное быстрое уменьшение сечения дифракционного расщепления σ_d падающих двукластерных ядер в поле атомных ядер с ростом Δ есть так называемый эффект Немца - Ситенко - Тартаковского, установленный сначала теоретически в [5] и подтвержденный затем экспериментально в [11] (см. также [12 - 14]). Его еще называют коротко просто эффектом Немца.

Если допустить, что $R = 5R_0$, то при расщеплении дейтронов в поле черного ядра ($\beta = 1$) с резким краем (Δ=0) численное значение отношения $\sigma_d/\pi R^2 = 0{,}0414$ (из формулы (17)), а при $\Delta = 1{,}5R_0$ (формула (18)) это отношение равно всего $\sigma_d/\pi R^2 = 0{,}0025$, т.е. в 16,8 раз меньше, чем в первом случае, когда $\Delta = 0$.

Подобное заключение о зависимости от Δ можно сделать и для дифференциального сечения дифракционного расщепления падающего с импульсом $\vec{k}$ двукластерного ядра с массой $M_0 = M_1 + M_2 - \varepsilon$:

$$d^5\sigma_d = \left|\int d\vec{r}\varphi^*_{\vec{f}}(\vec{r})F(\vec{q},\vec{r}_\perp)\varphi_0(\vec{r})\right|^2 \times$$

$$\times\frac{d\vec{f}}{(2\pi)^3}\frac{d^{(2)}\vec{q}}{(2\pi)^2} = \frac{k_1^2k_2^2\sqrt{M_0^2+k^2}}{(2\pi)^5 k}\times$$

$$\left|\int d\vec{r}\varphi^*_{\vec{f}}(\vec{r})\varphi_0(r)F(\vec{q},\vec{r}_\perp)\right|^2 d\Omega_1 d\Omega_2 dT_2, \quad (19)$$

где $\varphi_{\vec{f}}(\vec{r})$ - волновая функция (ортогональная функции $\varphi_0(r)$) для относительного движения кластеров в конечном несвязанном состоянии с относительным импульсом $\vec{f}$, $d\Omega_1$ и $d\Omega_2$ - элементы телесных углов, в которых находятся импульсы обоих кластеров $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$, T_2 - кинетическая энергия улетающего 2-го кластера. (В частности, из формулы (19) также следует, что дифференциальное сечение, как и интегральное, при $R_0 \to 0$ стремится к нулю, т.е. не содержит членов, пропорциональных R^2, независимо от вида $\omega_{1,2}(\rho_{1,2})$.)

При учете конечности радиуса действия ядерных сил r_N между кластерами падающего ядра сечение его дифракционного расщепления σ_d несколько увеличивается, что хорошо видно в случае $R >> R_0$, так как в выражении для сечения появляется кроме слагаемого с произведением RR_0 еще член, пропорциональный произведению R на радиус действия сил r_N со знаком плюс, но с коэффициентом, зависящим от выбора волновой функции $\varphi_0(r)$. Для простейшей волновой функции “дейтронного” типа [3]

$$\begin{cases} \varphi_0(r) = \sqrt{\dfrac{\lambda}{2\pi}}\dfrac{e^{-\lambda r}}{r}N(\lambda),\ N(\lambda) = \dfrac{e^{\lambda r_N}\sin k_0 r_N}{\sqrt{1+\lambda r_N}}, \\ \qquad \lambda = \dfrac{1}{\hbar}\sqrt{\dfrac{2M_1M_2}{M_1+M_2}\varepsilon},\ r \ge r_N, \\ \varphi_0(r) = \sqrt{\dfrac{\lambda}{2\pi(1+\lambda r_N)}}\dfrac{\sin k_0 r}{r}, \\ \qquad k_0 = \dfrac{1}{\hbar}\sqrt{\dfrac{2M_1M_2}{M_1+M_2}(V_0-\varepsilon)},\ r \le r_N, \end{cases} \tag{20}$$

соответствующей ядерному потенциалу взаимодействия между кластерами с глубиной прямоугольной ямы V_0 и шириной r_N, сечение σ_d будет иметь приближенно вид

$$\sigma_d = \frac{\pi R}{3\lambda}\left[\left(\ln 2 - \frac{1}{4}\right) + \lambda r_N\left(2\ln 2 - \frac{5}{4}\right)\right],$$

$$\lambda r_N << 1, \quad R\lambda >> 1. \tag{21}$$

Здесь λr_N имеет, очевидно, смысл отношения радиуса действия сил между кластерами к среднему расстоянию между ними.

В то время как для черного ядра-мишени с резким краем сечение дифракционного расщепления σ_d имеет тот же порядок величины, что и сечения реакции срыва σ_1 и σ_2 (но $\sigma_d < \sigma_1, \sigma_2$ при $R > R_0$), для полупрозрачного ядра с размытым краем сечение σ_d значительно меньше сечений срыва σ_1 и σ_2. Поэтому, например, выход нейтронов и протонов при взаимодействии падающих энергичных дейтронов с ядрами будет обусловлен в основном реакцией срыва, а вклад процесса дифракционного расщепления в этом случае будет сравнительно невелик.

Экспериментальное и теоретическое изучение дифракционного расщепления слабосвязанных ядер в поле различных атомных ядер может служить источником получения информации о распределении нуклонов в ядрах мишени и, прежде всего, в их пограничной области, получения и уточнения значения параметра размытия края различных ядер. Изучение же реакции срыва при различных энергиях падающих кластерных ядер может давать, в частности, новые сведения о прозрачности ядер для различных падающих частиц, об энергетической зависимости параметра прозрачности β.

В соответствии с этим можно предложить продолжить проведение экспериментальных измерений сечений рассеяния различными ядрами нуклонов и сложных частиц, играющих роль кластеров в падающих слабосвязанных ядрах, и сечений срыва и дифракционного расщепления кластерных ядер в поле тех же ядер мишени при разных энергиях на один нуклон, отвечающих условиям применимости дифракционного приближения.

Можно также предложить, для более тщательного изучения зависимости σ_d от Δ, провести соответствующие эксперименты по измерению сечения дифракционного расщепления как для магических (и дважды магических) ядер мишени, где значения Δ должны быть малы, так и для ядер, далеких от магических, где величина Δ может быть значительной. Представляют интерес измерения σ_d при средних и высоких энергиях падающих кластерных ядер на ядерные мишени из разных изотопов одного и того же химического элемента, изотонов, изобар и, возможно, изомеров. Интересны были бы также измерения сечений дифракционного взаимодействия со стабильными ядрами различных экзотических ядер, в том числе перегруженных нейтронами, чтобы исследовать нейтронное гало таких ядер.

Выводы

1. Исходя из общих выражений для сечений срыва и дифракционного расщепления падающих слабосвязанных двукластерных ядер полупрозрачными ядрами с резким краем, показано, что реакция срыва может происходить как вблизи поверхности ядра мишени, так и при попадании обоих кластеров в ядро-мишень, а дифракционное расщепление может происходить только на границе ядра.

2. Из полученных асимптотических формул в явном виде и с помощью проведенных численных расчетов показано, что с увеличением про-

зрачности ядра-мишени сечение реакции срыва одного из кластеров заметно возрастает и выяснены причины такого поведения сечения срыва. Это может быть использовано для установления энергетической зависимости соответствующих параметров прозрачности ядер для различных падающих сильновзаимодействующих частиц. Обнаруженный эффект позволил объяснить численные значения экспериментально наблюдаемого сечения реакции срыва нейтронов при взаимодействии падающих дейтронов средних энергий с ядрами.

3. Из полученных в явном виде предельных формул для сечения дифракционного расщепления двукластерных ядер и соответствующих численных оценок показано, что это сечение быстро убывает с увеличением области размытия края ядра-мишени (эффект Немца - Ситенко - Тартаковского) и обсуждены причины такого явления. Оно может быть использовано для получения дополнительных сведений о распределении плотности нуклонов в ядрах, в частности, в ядрах с заметным нейтронным (а при избытке протонов - и протонным) гало.

4. Поскольку установленные эффекты, связанные с реакциями срыва и дифракционного расщепления, еще недостаточно хорошо исследованы, сделаны определенные предложения о постановке ряда новых соответствующих экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ахієзер О.І., Ситенко О.Г.* // УФЖ. - 1958. - Т. 3, № 1. - С. 16 - 34.
2. *Sitenko A.G., Tartakovsky V.K.* // Nucl. Phys. - 1959. - Vol. 13, № 3. - P. 420 - 434.
3. *Тартаковський В.К.* // УФЖ - 1960. - Т. 5, № 6. - С. 769 - 772.
4. *Тартаковський В.К.* // УФЖ - 1963. - Т. 8, № 1. - С. 142 - 144.
5. *Ситенко О.Г., Тартаковський В.К.* // УФЖ - 1961. - Т. 6, № 1. - С. 12 - 19.
6. *Ситенко А.Г., Тартаковский В.К., Исматов Е.И. и др.* Теория ядра и ядерных реакций (в двух томах). - Актобе (Казахстан): Актюбинский гос. пед. ин-т., 2004. - 738 с.
7. *Давидовский В.В., Евланов М.В., Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 2006. - Т. 69, № 2. - С. 252 - 261.
8. *Schecter L.*, Crandall W., Shelton A. // Phys. Rev. - 1953. - Vol. 90, No. 4. - P. 633 - 643.
9. *Ситенко О.Г., Тартаковський В.К.* // УФЖ. - 1960. - Т. 5, № 5. - С. 581 - 590.
10. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 1997. - Т. 60, № 3. - С. 444 - 457.
11. *Nemets O.F., Sokolov M.V., Struzhko B.G.* // Congr. Internat. Phys. Nucl. - Paris, 1964. - Vol. 2. - P. 961 - 963.
12. *Немец О.Ф.* // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. – К.: Наук. думка, 1987. - С. 224 - 237.
13. *Fink C.L., Cohen B.L., van der Weerd J.C.* // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 185, No. 4. - P. 1568 - 1576.
14. *Евланов М.В., Соколов А.М.* // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. - К: Наук. думка, 1987. - С. 141 - 153.

ПРО ВПЛИВ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЯДЕР, ЩО ЗІШТОВХУЮТЬСЯ, НА ПРОЦЕСИ ЗРИВУ ТА ДИФРАКЦІЙНОГО РОЗЩЕПЛЕННЯ

В. К. Тартаковський

Показано поведінку перерізів зриву та дифракційного розщеплення слабкозв’язаних двокластерних ядер середніх енергій залежно від ряду властивостей ядер, що зіштовхуються, і встановлено причини чутливості до залежностей перерізів від прозорості та розмиття краю ядра-мішені, від величини радіуса ядерної взаємодії між кластерами падаючого ядра.

ON INFLUENCE OF THE COLLIDING NUCLEI PROPERTIES ON THE STRIPPING AND DIFFRACTION DISINTEGRATION PROCESSES

V. K. Tartakovsky

Cross-sections’ behaviour of the stripping and diffraction disintegration processes of two-clusters weakly bond nuclei of medium energies in dependence of the set properties of the colliding nuclei is shown. Reasons of the strong cross-sections’ sensitiveness to the transparency and diffusion of the nucleus-target edge, to the radius size of interaction between clusters of the incoming nucleus are established.

Поступила в редакцию 02.10.06,
после доработки – 17.04.07.