

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕГКИХ ГИПЕРЯДЕР С ЯДРАМИ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Рассчитаны и исследованы интегральные сечения ядерного и кулоновского взаимодействий гиперядер  ${}_{\Lambda}^3H$  и  ${}_{\Lambda}^6He$  с различными атомными ядрами в двухкластерной ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + {}^2H$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + {}^5He$ ) и трехкластерной ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + n + p$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + \Lambda + {}^4He$ ) моделях в зависимости от структуры гиперядер, размытия края ядра-мишени и многократного рассеяния.

После того, как в 1953 г. польские физики Мариан Даныш и Ежи Пневский открыли первое гиперядро в ядерно-эмульсионной фотографии [1], техника эксперимента по созданию пучков гиперядер и изучению их взаимодействия с атомными ядрами существенно усовершенствовалась. В частности, в ОИЯИ в Дубне уже вступает в строй ускорительный комплекс синхрофазотрон-нуклотрон, где планируется проведение работ по созданию пучков релятивистских гиперядер, содержащих  $\Lambda$ -гипероны, таких как  ${}_{\Lambda}^3H$ ,  ${}_{\Lambda}^4H$ ,  ${}_{\Lambda}^6He$  и других, а также по исследованию взаимодействия этих гиперядер с различными ядрами мишени [2 - 6]. Подобные исследования, развернувшиеся и в других научных центрах, дают возможность изучать структуру гиперядер, силы взаимодействия  $\Lambda$ -гиперонов с нуклонами и ядрами и вообще углублять наши познания о сильных взаимодействиях. Сейчас уже можно определенно утверждать о создании и быстром развитии новой отрасли знаний - гиперядерной физики.

В настоящей статье дается обзор некоторых результатов, полученных авторами в последние годы по теоретическому изучению интегральных сечений взаимодействия высокоэнергетических гиперядер  ${}_{\Lambda}^3H$  и  ${}_{\Lambda}^6He$  с поглощающими сферическими атомными ядрами [7 - 10]. Исследования проводились в рамках существующей гиперядерной научной программы для нового ускорителя нуклотрон в Дубне [2 - 4]. Гипертритон  ${}_{\Lambda}^3H$  представляет собой довольно рыхлое гиперядро с очень малой энергией связи  $\varepsilon_{\Lambda} = 0,13 \pm 0,05$  МэВ [11] относительно диссоциации ядра  ${}_{\Lambda}^3H$  на  $\Lambda$ -гиперон и дейтрон. Как и гипертритон  ${}_{\Lambda}^3H$ , гиперядро  ${}_{\Lambda}^6He$  также является весьма слабосвязанной системой, причем энергия отделения периферийного наиболее слабосвязанного нейтрона  $\varepsilon_n$  от ядра  ${}_{\Lambda}^6He$  равна всего  $\varepsilon_n = 0,17 \pm 0,10$  МэВ [12] ( $\varepsilon_{\Lambda}$  и  $\varepsilon_n$  часто называют энергиями связи  ${}_{\Lambda}^3H$  и  ${}_{\Lambda}^6He$  соответственно), так что  ${}_{\Lambda}^6He$  можно рассматривать, прежде всего, по двухкластерной модели ( ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + {}^5He$ ) подобно гипертритону ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + {}^2H$ ) [7 - 10]. Но в конце работы уточним рассмотрение, учтя то, что гиперядро  ${}_{\Lambda}^6He$ , входящее в состав гиперядра  ${}_{\Lambda}^6He$ , в свою очередь можно считать состоящим также из двух кластеров ( ${}^5He \rightarrow \Lambda + {}^4He$ ) с энергией отделения  $\Lambda$ -гиперона  $\varepsilon_{\Lambda} = 3,12 \pm 0,02$  МэВ [11, 12]), т. е. в этом случае  ${}_{\Lambda}^6He$  будет представляться по трехкластерной модели ( ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + \Lambda + {}^4He$ ), как и гипертритон ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + n + p$ ) [8 - 10]. Несмотря на некоторое общее сходство с гипертритоном,



гиперядро  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$ , как будет видно и в этой работе, обладает и своими интересными специфическими свойствами.

Ряд формул, полученный авторами в теории взаимодействия гипертрионов с ядрами, используется и при рассмотрении столкновений гиперядер  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$  с ядрами, однако в последнем случае обобщены формулы для сечений, учтя различия в величине радиусов взаимодействия  $R_j$  разных кластеров (индекс  $j$  нумерует их) падающего ядра с ядром-мишенью, состоящем из  $A$  нуклонов:

$$R_j = r_0(A^{1/3} + A_j^{1/3}), \quad r_0 \cong 1,2 \text{ Фм}, \quad (1)$$

где  $A_j$  – число барионов в  $j$ -м кластере [13, 14].

Для описания различных процессов взаимодействия гиперядер  ${}_{\Lambda}^3\text{H}$  и  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$  с ядрами при большой энергии воспользовались, как и в [7 - 10], дифракционным приближением, условия которого хорошо выполняются, в частности для планируемых на новом дубненском ускорителе энергиях падающих гиперядер  ${}_{\Lambda}^3\text{H}$  и  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$   $E = 27$  и  $36$  ГэВ соответственно, для которых и проводятся здесь расчеты всех сечений. Сначала в двухкластерной модели для  ${}_{\Lambda}^3\text{H}$  и  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$  были рассчитаны как функции энергии связи  $\varepsilon_{\Lambda}$  и  $\varepsilon_n$  следующие интегральные сечения ядерной дифракции: полные сечения  $\sigma_{tot}^0$  дифракционного взаимодействия, сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}$ , срыва  $\sigma_s^{(j)}$   $j$ -го кластера, дифракционного расщепления  $\sigma_d^N$  и полного поглощения  $\sigma_a$ . На рис. 1 в качестве примера представлены соответствующие зависимости этих сечений (в барнах) в случае гиперядра  ${}_{\Lambda}^6\text{He}$  от  $\varepsilon_n$  для ядра-мишени  ${}^{238}\text{U}$ , рассчитанные с использованием хюльтеновской волновой функции относительного движения обоих кластеров ( $n$  и  ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ ) с массами  $M_1$  и  $M_2$ :

$$\varphi(r) = \sqrt{\frac{\alpha_n \beta_n (\alpha_n + \beta_n)}{2\pi(\beta_n - \alpha_n)^2}} \cdot \frac{\exp(-\alpha_n r) - \exp(-\beta_n r)}{r}, \quad (2)$$

$$\alpha_n = \sqrt{\frac{2M_n \cdot M({}_{\Lambda}^5\text{He}) \cdot \varepsilon_n}{\hbar^2 (M_n + M({}_{\Lambda}^5\text{He}))}}, \quad M_1 = M_n, \quad M_2 = M({}_{\Lambda}^5\text{He}), \quad \beta_n = \frac{N}{r_n}, \quad (3)$$

где  $M_n$  и  $M({}_{\Lambda}^5\text{He})$  – массы нейтрона и гиперядра  ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ ;  $r_n$  – радиус действия ядерных сил между ними;  $N$  – безразмерный множитель порядка единицы. Расчеты проведены для наиболее вероятного на данный момент значения параметра  $\beta_n = 1,45 \text{ фм}^{-1}$ .

Согласно рис. 1, сечения  $\sigma_{tot}^0, \sigma_d^N, \sigma_s^{(1)} (\approx \sigma_d^N)$  и  $\sigma_s^{(2)}$  плавно уменьшаются, а сечения  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_a$  увеличиваются с ростом  $\varepsilon_n$ . При изменении энергии связи  $\varepsilon_n$  в пределах ее неопределенности ( $0,07 \text{ МэВ} \leq \varepsilon_n \leq 0,27 \text{ МэВ}$ ) весьма заметно меняются сечения дифракционного расщепления  $\sigma_d^N$  (почти в 2 раза) и срыва  $\sigma_s^{(1)}$  и  $\sigma_s^{(2)}$  (в 1,5 - 2 раза), при этом  $\sigma_a$  меняется на 30 - 40 %. Это более значительные изменения, чем в случае падающих гиперядер  ${}_{\Lambda}^3\text{H}$  [7 - 10]. Зависимости сечений  $\sigma_{tot}^0$  и  $\sigma_{el}$  от  $\varepsilon_n$  на рис. 1 более слабые (они меняются в пределах 10 %). С уменьшением радиуса действия ядерных сил  $r_n$  (вплоть до



$r_n = 0$ , т. е. до  $\beta_n \rightarrow \infty$ ) и массового числа  $A$  значения всех указанных сечений монотонно изменяются.

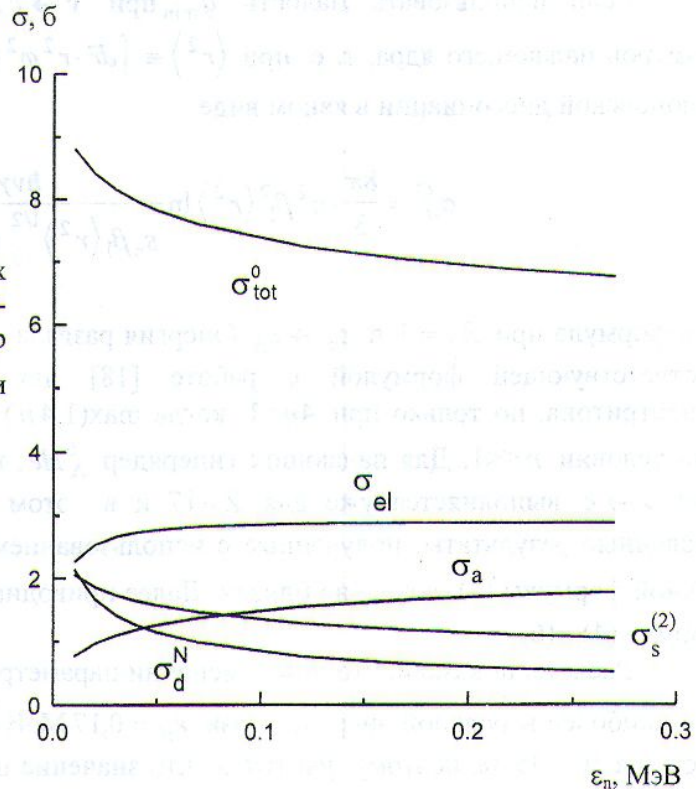


Рис. 1. Зависимости интегральных сечений различных процессов дифракционного взаимодействия гиперядер  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  с ядрами  ${}^{238}\text{U}$  от энергии связи  $\epsilon_n$ .

Остановимся теперь подробнее на рассмотрении интегрального сечения  $\sigma_d^C$  расщепления гиперядра  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  на нейтрон и гиперядро  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  в кулоновском поле ядра-мишени. Когда 1-й кластер не заряжен, т. е.  $Z_1 = 0$  (нейтрон), а заряжен лишь 2-й кластер с радиусом  $R_2$  (ядро  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ), это сечение будет иметь вид [7 - 10, 13,14]

$$\sigma_d^C = 8\pi n^2 R_2^2 \cdot \int_{q_{\min}}^{\infty} \frac{dq}{q} [1 - \Phi^2(\beta_1 q)] \cdot \left| \int_1^{\infty} d\zeta \cdot J_1(q R_2 \zeta) \cdot \zeta^{2in} \right|^2, \quad (4)$$

$$\Phi(q) = \int d\vec{r} \cdot \exp(-i\vec{q}\vec{r}) \cdot \varphi^2(r), \quad (5)$$

$$q_{\min} = \frac{\epsilon_n \cdot \max(1, 4n)}{\hbar v \gamma}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где  $\beta_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_2}$ ,  $n = \frac{Z_2 Z e^2}{\hbar v}$ ,  $v$  – относительная скорость падающего ядра с зарядом  $Z_2 e$  ( $e$  – заряд протона), совпадающем с зарядом 2-го кластера, и ядра-мишени с зарядом  $Z e$ . При нахождении  $q_{\min}$  необходимо учитывать как перпендикулярную, так и парал-



тельную составляющую (относительно направления движения падающего ядра) переданного импульса  $\vec{q}$  [15 - 17].

Если использовать малость  $q_{\min}$  при  $v \rightarrow c$ , то в предельном случае больших размеров падающего ядра, т. е. при  $\langle r^2 \rangle \equiv \int d\vec{r} \cdot r^2 \varphi^2(r) \gg R_2^2$ , можно найти из (4) сечение кулоновской диссоциации в явном виде

$$\sigma_d^C = \frac{8\pi}{3} \cdot n^2 \beta_1^2 \langle r^2 \rangle \ln \frac{\hbar v \gamma}{\varepsilon_n \beta_1 \langle r^2 \rangle^{1/2} \max(1, 4n)}. \quad (7)$$

Эта формула при  $Z_2 = 1$  и  $\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon_\Lambda$  (энергия развала  ${}^3_\Lambda H \rightarrow \Lambda + d$ ) практически совпадает с соответствующей формулой в работе [18] для сечения кулоновской диссоциации гипертритона, но только при  $4n < 1$ , когда  $\max(1, 4n) = 1$ , так как формула в [18] получена при условии  $n \ll 1$ . Для падающих гиперядер  ${}^6_\Lambda He$ , когда  $Z_2 = 2$  ( $Z_1 = 0$ ), условие  $4n > 1$  при  $v \rightarrow c$  выполняется уже для  $Z > 17$  и в этом случае  $\max(1, 4n) = 4n$ . Заметим, что численные результаты, полученные с использованием приближенной формулы (7) и более точной формулы (4), довольно близки. Далее приводим сечения  $\sigma_d^C$ , полученные с помощью формул (4) - (6).

Расчеты показали, что при изменении параметра  $\beta_n$  в широких пределах  $0,45 \leq \beta_n < \infty$  для наиболее вероятной энергии связи  $\varepsilon_n = 0,17$  МэВ и  $E = 36$  ГэВ сечение  $\sigma_d^C$  изменяется всего на 30 ÷ 35 %, поэтому, учитывая, что значение параметра  $\beta_n$  еще хорошо не известно, приводим далее данные для  $\sigma_d^C$  только при использовании функции (2) для  $\beta_n \rightarrow \infty$ .

В табл. 1 представлены интегральные сечения  $\sigma_d^C$  и для сравнения - сечения  $\sigma_d^N$  (в барнах), рассчитанные при  $\beta_n \rightarrow \infty$  для различных ядер мишени в зависимости от энергии отделения нейтрона  $\varepsilon_n$  от гиперядра  ${}^6_\Lambda He$  при  $E = 36$  ГэВ. Как и ожидалось, для тяжелых ядер мишени  $\sigma_d^C > \sigma_d^N$ , а для легких -  $\sigma_d^N > \sigma_d^C$ . Видно, что сечение  $\sigma_d^C$  изменяется в зависимости от  $\varepsilon_n$  в пределах неопределенности  $\varepsilon_n$  ( $0,07 \leq \varepsilon_n \leq 0,27$  МэВ) почти в 5 раз для всех рассматриваемых ядер мишени, что гораздо больше соответствующих изменений сечения  $\sigma_d^N$ . Аналогичные результаты получены нами и при изучении различных интегральных сечений в случае взаимодействия гипертритонов с атомными ядрами при высоких энергиях [7 - 10]. Это открывает уникальную возможность для более точного определения при измерениях  $\sigma_d^C$  значений важнейших параметров структуры гиперядер  ${}^3_\Lambda H$  и  ${}^6_\Lambda He$  - их энергий связи  $\varepsilon_\Lambda$  и  $\varepsilon_n$  (относительно развала  ${}^3_\Lambda H \rightarrow \Lambda + {}^2H$  и  ${}^6_\Lambda He \rightarrow n + {}^5_\Lambda He$  соответственно).

В отличие от интегральных сечений ядерной дифракции сечение кулоновского расщепления  $\sigma_d^C$  сильно зависит от энергии падающих ядер  $E$ . Это демонстрируется на рис. 2, где приведены рассчитанные зависимости  $\sigma_d^C$  от  $E$  для случая столкновения гиперядер  ${}^6_\Lambda He$  с ядрами мишени  ${}^{238}U$  при оптимальном значении  $\varepsilon_n = 0,17$  МэВ при  $\beta_n = 1,5$  фм<sup>-1</sup> (сплошная кривая) и  $\beta_n = \infty$  (штриховая кривая).

Рассчитывалась также добавка  $\sigma_{\text{int}}$  к полному сечению  $\sigma_d^Z = \sigma_d^N + \sigma_d^C + \sigma_{\text{int}}$  двух-частичного расщепления гиперядер  ${}^3_\Lambda H$  и  ${}^6_\Lambda He$  [7 - 10], которая связана с интерференцией



между кулоновским и ядерным (дифракционным) взаимодействиями и которая оказалась сравнительно небольшой по величине ( $\leq 10\%$  от  $\sigma_d^Z$ ).

Таблица 1. Интегральные сечения  $\sigma_d^C$  и  $\sigma_d^N$ , рассчитанные с волновой функцией (8), для различных ядер-мишеней и энергий отделения нейтрона  $\varepsilon_n$  от  ${}^6_\Lambda\text{He}$  (при энергии падающего гиперядра  ${}^6_\Lambda\text{He}$   $E = 36$  ГэВ)

Ядро	Сечение, б	Энергия отделения нейтрона $\varepsilon_n$ , МэВ				
		0,07	0,12	0,17	0,22	0,27
${}^{238}_{92}\text{U}$	$\sigma_d^C$	4,961	2,682	1,795	1,330	1,047
	$\sigma_d^N$	0,907	0,691	0,576	0,504	0,453
${}^{181}_{73}\text{Ta}$	$\sigma_d^C$	3,174	1,717	1,150	0,853	0,671
	$\sigma_d^N$	0,837	0,640	0,535	0,468	0,421
${}^{64}_{29}\text{Cu}$	$\sigma_d^C$	0,547	0,298	0,20	0,149	0,118
	$\sigma_d^N$	0,618	0,482	0,407	0,358	0,324
${}^{27}_{13}\text{Al}$	$\sigma_d^C$	0,118	0,065	0,044	0,033	0,026
	$\sigma_d^N$	0,481	0,381	0,324	0,287	0,261

Полные сечения  $\sigma_{tot}^0$  и  $\sigma_{tot}$  взаимодействия гиперядер  ${}^3_\Lambda\text{H}$  и  ${}^6_\Lambda\text{He}$  [13 - 14] с ядрами  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{181}\text{Ta}$ ,  ${}^{64}\text{Cu}$ , и  ${}^{27}\text{Al}$  соответственно в дву- ( $\sigma_{tot}^0$ ) и трехкластерной ( $\sigma_{tot}$ ) моделях рассчитаны с использованием фермиевской зависимости профилирующей функции для дифракционного взаимодействия  $j$ -го кластера гиперядра с ядром мишени. Результаты расчетов интегральных сечений  $\sigma_{tot}^0$  (двухкластерная модель) и  $\sigma_{tot}$  (трехкластерная модель) для различных ядер мишени представлены в табл. 2 в случае падающих гиперядер  ${}^3_\Lambda\text{H}$  и табл. 3 для падающих гиперядер  ${}^6_\Lambda\text{He}$ . Все сечения и отдельные вклады в них даны в барнах. Для каждого приводимого значения параметра размытия края ядра  $\Delta$  ( $0 \leq \Delta \leq 1$  Фм) даются результаты расчетов полных сечений  $\sigma_{tot}^0$  и  $\sigma_{tot}$ , а также отдельных вкладов в сечение  $\sigma_{tot}$  как для хьюлтеновских волновых функций (нижняя строчка), так и для волновых функций с нулевым радиусом действия ядерных сил между кластерами, когда  $\beta \rightarrow \infty$  (верхняя строчка).

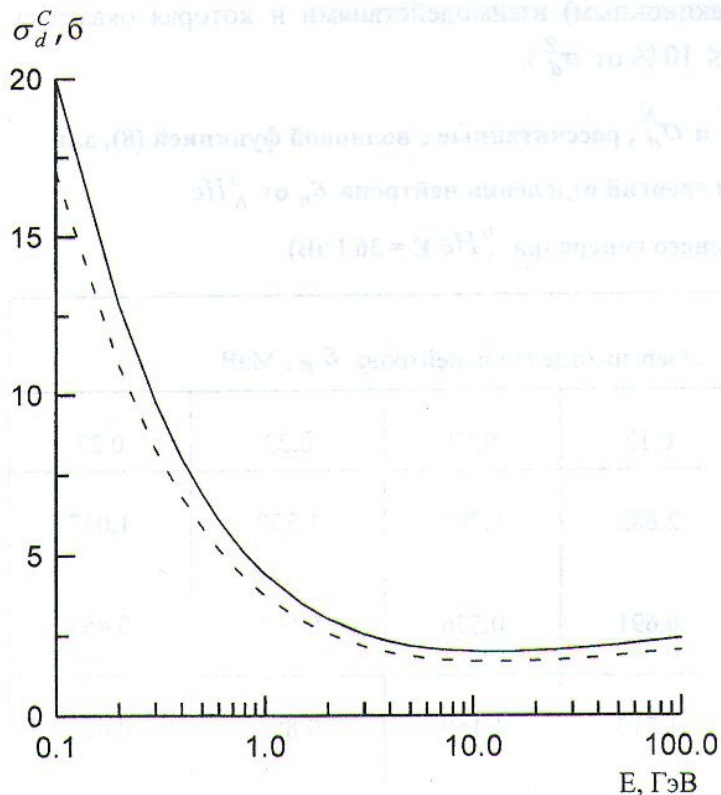


Рис. 2. Зависимость сечения кулоновского расщепления  $\sigma_d^C$  от кинетической энергии гиперядер  ${}^6_\Lambda\text{He}$  в случае ядра-мишени  ${}^{238}\text{U}$  для хьюлтеновской волновой функции (сплошная кривая) и волновой функции, отвечающей нулевому радиусу действия ядерных сил (штриховая кривая).

Таблица 2. Учет размытия границы ядра  $\Delta$  для гиперядра  ${}^3_\Lambda\text{H}$  при  $\varepsilon_\Lambda = 0,13$  МэВ,  
 $\varepsilon_d = 2,226$  МэВ,  $R_j = r_0(A_j^{1/3} + A^{1/3})$ ,  $r_0 = 1,2$  Фм

Ядро-мишень	$\Delta$ , Фм	$\sigma_{tot}^0$	$\sigma_{tot}$	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	$\sigma^{(3)}$
${}^{238}_{92}\text{U}$	0,0	6,6 6,8	6,8 7,2	14,1 14,1	-10,0 -9,2	2,7 2,4
	0,5	6,8 7,0	7,2 7,5	14,2 14,2	-9,6 -9,0	2,5 2,3
	1,0	7,3 7,4	7,9 8,2	14,7 14,7	-9,1 -8,6	2,3 2,0
${}^{181}_{73}\text{Ta}$	0,0	5,8 6,0	5,9 6,3	12,0 12,0	-8,3 -7,6	2,2 1,9
	0,5	5,9 6,1	6,3 6,6	12,2 12,2	-8,0 -7,4	2,1 1,8
	1,0	6,4 6,5	7,0 7,2	12,6 12,6	-7,5 -7,1	1,8 1,6
${}^{64}_{29}\text{Cu}$	0,0	3,5 3,6	3,6 3,9	6,8 6,8	-4,2 -3,7	1,0 0,8
	0,5	3,6 3,7	3,9 4,1	6,9 6,9	-4,0 -3,6	0,9 0,8
	1,0	4,0 4,1	4,5 4,6	7,4 7,4	-3,7 -3,5	0,8 0,7



Продолжение табл. 2

Ядро-мишень	$\Delta$ , Фм	$\sigma_{tot}^0$	$\sigma_{tot}$	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	$\sigma^{(3)}$
$^{27}_{13}\text{Al}$	0,0	2,3	2,5	4,3	-2,5	0,6
		2,4	2,7	4,3	-2,1	0,4
	0,5	2,5	2,7	4,5	-2,3	0,5
		2,6	2,9	4,5	-2,0	0,4
	1,0	2,8	3,2	5,0	-2,2	0,4
		2,9	3,3	5,0	-2,0	0,3

Примечание. Расчеты проведены для  $\delta$ -потенциала (верхний ряд в строке) и потенциала Хюльтена (нижний ряд в строке), ( $\beta_\Lambda = 1,45 \text{ Фм}^{-1}$ ;  $\beta_d = 1,2 \text{ Фм}^{-1}$ ). Все сечения даны в барнах.

 Таблица 3. Учет размытия границы ядра  $\Delta$  для гиперядра  $^6_\Lambda\text{He}$  при  $\varepsilon_n = 0,17 \text{ МэВ}$ ,

$$\varepsilon_\Lambda = 3,12 \text{ МэВ}, R_j = r_0(A_j^{1/3} + A^{1/3}), r_0 = 1,2 \text{ Фм}$$

Ядро-мишень	$\Delta$ , Фм	$\sigma_{tot}^0$	$\sigma_{tot}$	$\sigma^{(1)}$	$\sigma^{(2)}$	$\sigma^{(3)}$
$^{238}_{92}\text{U}$	0,0	6,8	6,9	15,1	-11,3	3,1
		7,0	7,3	15,1	-10,6	2,8
	0,5	7,0	7,3	15,2	-11,0	3,0
		7,2	7,6	15,2	-10,3	2,7
	1,0	7,5	8,0	15,7	-10,3	2,7
		7,6	8,3	15,7	-9,9	2,5
$^{181}_{73}\text{Ta}$	0,0	6,0	6,1	13,0	-9,5	2,6
		6,2	6,4	13,0	-8,9	2,3
	0,5	6,1	6,4	13,1	-9,2	2,5
		6,3	6,7	13,1	-8,6	2,2
	1,0	6,6	7,1	13,6	-8,7	2,2
		6,7	7,4	13,6	-8,2	2,0
$^{64}_{29}\text{Cu}$	0,0	3,7	3,8	7,5	-5,0	1,3
		3,8	4,0	7,5	-4,6	1,1
	0,5	3,8	4,0	7,7	-4,8	1,2
		4,0	4,3	7,7	-4,4	1,0
	1,0	4,2	4,6	8,1	-4,5	1,0
		4,3	4,8	8,1	-4,2	0,9
$^{27}_{13}\text{Al}$	0,0	2,6	2,6	4,9	-3,1	0,7
		2,7	2,8	4,9	-2,7	0,6
	0,5	2,7	2,8	5,1	-2,9	0,7
		2,8	3,0	5,1	-2,6	0,5
	1,0	3,0	3,4	5,6	-2,7	0,6
		3,1	3,5	5,6	-2,5	0,5

Примечание. Расчеты проведены для  $\delta$ -потенциала (верхний ряд в строке) и потенциала Хюльтена (нижний ряд в строке), ( $\beta_n = 1,45 \text{ Фм}^{-1}$ ;  $\beta_\Lambda = 1,15 \text{ Фм}^{-1}$ ). Все сечения даны в барнах.



Для гипертритона использовались следующие численные значения параметров в (4) и (5) [10]:

$$\varepsilon_{\Lambda} = 0,13 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_d = 2,226 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

$$\beta_{\Lambda} = 1,45 \text{ Фм}^{-1}, \quad \beta_d = 1,2 \text{ Фм}^{-1},$$

а значения соответствующих структурных параметров гиперядра  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  брались такими [11]:

$$\varepsilon_n = 0,17 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_{\Lambda} = 3,12 \text{ МэВ}, \quad (8)$$

$$\beta_n = 1,45 \text{ Фм}^{-1}, \quad \beta_{\Lambda} = 1,15 \text{ Фм}^{-1}.$$

Учет диффузности края ядра-мишени увеличивает сечения  $\sigma_{tot}^0$  и  $\sigma_{tot}$ , причем все зависимости от параметра диффузности  $\Delta$  весьма плавные. Полные сечения при  $\Delta = 1$  Фм на 10 - 12 % больше, чем при  $\Delta = 0$  для тяжелых ядер и на 25 - 27 % больше для легких ядер мишени. Учет конечности радиуса действия ядерных сил между кластерами падающих гиперядер также увеличивает сечения на несколько процентов, причем  $\sigma_{tot}$  изменяется при этом сильнее, чем  $\sigma_{tot}^0$ . Учет трехкратного рассеяния в  $\sigma_{tot}$  увеличивает сечение и усиливает зависимость  $\sigma_{tot}$  от  $\Delta$ , а учет радиуса действия ядерных сил между кластерами несколько уменьшает последнюю зависимость. Отметим, что полное сечение  $\sigma_{tot}$  заметнее зависит от параметра  $\Delta$ , чем полное сечение  $\sigma^{(1)}$  в импульсном приближении.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Danysz M., Pniewski J.* // *Phil. Mag.* - 1953. - Vol. 44. - P. 348.
2. *Baldin A.M., Malakhov A.I.* // *Nucl. Phys.* - 1994. - Vol. A 566. - P. 611.
3. *Зарубин П.И.* // ЭЧАЯ. - 1995. - Т. 26. - С. 523.
4. *Avramenko S.A., Belikov Yu.A., Golokhvastov A.I. et al.* // *Nucl. Phys.* - 1995. - Vol. A 585. - P. 91.
5. *Лункстиньши Ю.* // Труды Междунар. совещ. «Релятивистская ядерная физика - от сотен МэВ до ТэВ». - Болгария, Созополь, 1996. - Т. 2. - С. 5.
6. *Lukstins J.* // Proc. 7-th Conf. «Mesons and light nuclei'98». - Czech Republic, Prague-Průhonice. - 31 Aug. - 4 Sept., 1998. - P. 198.
7. *Evlanov M.V., Sokolov A.M., Tartakovsky V.K.* // *JINR Rapid Commun.* - No. 4 - 78. - Dubna, 1996. - P. 33.
8. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 1997. - Т. 60. - С. 444; 1998. - Т. 61. - С. 2181.
9. *Evlanov M.V., Sokolov A.M., Tartakovsky V.K. et al.* // *Nucl. Phys.* - 1998. - Vol. A 632. - P. 624.
10. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // Изв. РАН. Сер. физ. - 1998. - Т. 62. - С. 665; 1998. - Т. 62. - С. 955; 1999. - Т. 63. - С. 212.
11. *Juric M., Bohm G., Kreckler U. et al.* // *Nucl. Phys.* - 1973. - Vol. B 52, No. 1. - P. 1.
12. *Hiyama E., Kamimura M., Motoba T. et al.* // *Phys. Rev.* - 1996. - Vol. C 53, No. 5. - P. 2075.
13. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 1999. - Т. 62, № 8. - С. 1410.
14. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // Изв. РАН. Сер. физ. - 2000 - Т. 64, № 5. - С. 32.
15. *Soutome K., Yamaji S., Sano M.* // *Nucl. Phys.* - 1992. - Vol. A 538. - P. 383.
16. *Soutome K., Yamaji S., Sano M.* // *Prog. Theor. Phys.* - 1992. - Vol. 87. - P. 599; 1992. - Vol. 88. - P. 703.
17. *Алхазов Г.Д.* // ЯФ. - 2000. - Т. 63. - С. 285.
18. *Любошиц В.Л.* // ЯФ. - 1990. - Т. 51. - С. 1013.



## ВИВЧЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ЛЕГКИХ ГІПЕРЯДЕР З ЯДРАМИ ПРИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЯХ

М. В. Євланов, О. М. Соколов, В. К. Тартаковський

Розраховано й досліджено інтегральні перерізи ядерної й кулонівської взаємодій гіперядер  ${}_{\Lambda}^3H$  і  ${}_{\Lambda}^6He$  з різними атомними ядрами у двокластерній ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + {}^2H$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + {}_{\Lambda}^5He$ ) і трикластерній ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + n + p$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + \Lambda + {}^4He$ ) моделях залежно від структури гіперядер, розмиття краю ядра-мішені й багатократного розсіювання.

## STUDY OF LIGHT HYPERNUCLEI INTERACTION WITH NUCLEI AT HIGH ENERGIES

M. V. Evlanov, A. M. Sokolov, V. K. Tartakovsky

The integral cross sections of nuclear and Coulomb interactions of the  ${}_{\Lambda}^3H$  and  ${}_{\Lambda}^6He$  hypernuclei with different atomic nuclei in the framework of two-cluster ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + {}^2H$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + {}_{\Lambda}^5He$ ) and three-cluster ( ${}_{\Lambda}^3H \rightarrow \Lambda + n + p$ ,  ${}_{\Lambda}^6He \rightarrow n + \Lambda + {}^4He$ ) models are calculated and investigated depending on hypernuclear structure, nuclear edge diffuseness of target nucleus and multiple scattering.

Поступила в редакцію 21.02.01