

УДК 539.17

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ГИПЕРЯДЕР ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

*М.В.Евланов^а, А.М.Соколов^а, В.К.Тартаковский^б,
Ю.Лукстиньш^{в1}, С.А.Хорозов^{в1}*

^аНаучный центр «Институт ядерных исследований» НАНУ,
просп. Науки, 47, 252028 Киев, Украина

^бКиевский национальный университет им. Т.Шевченко,
просп. акад. Глушкова, 6, 252022 Киев, Украина

^вОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассчитаны и исследованы интегральные сечения ядерного и кулоновского взаимодействий гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ с различными атомными ядрами в двухкластерной (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + {}^5_{\Lambda}\text{He}$) и трехкластерной (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + \Lambda + {}^4_{\Lambda}\text{He}$) моделях в зависимости от структуры гиперядер, размытия края ядра-мишени и многократного рассеяния и выявлена более сильная зависимость сечений от этих факторов, чем для падающих гипертрионов, с которыми ядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ имеют ряд общих черт.

Integral cross sections of nuclear and Coulomb interactions of ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ hypernuclei with different nuclei have been calculated and analysed in two clusters (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + {}^5_{\Lambda}\text{He}$) and three clusters (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + \Lambda + {}^4_{\Lambda}\text{He}$) models. The cross sections were calculated as a function of the hypernucleus structure, as well as a function of decreasing density of the target nucleus surface and of multiple scattering. The dependence of cross sections on these factors is stronger than in the interactions of hypertritons having common properties with ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ nuclei.

Со времени открытия в 1953 году первого гиперядра польскими физиками Марианом Данышем и Ежи Пневским в ядерно-эмульсионной фотографии [1] техника эксперимента по исследованию гиперядер существенно усовершенствовалась. Однако следует отметить, что практически во всех экспериментах гиперядро рождается при возбуждении ядра мишени и распадается практически в точке рождения. Поэтому в таких экспериментах гиперядра идентифицируются косвенными методами и не может быть и речи о наблюдении взаимодействий таких покоящихся ядер.

Когда на классических протонных ускорителях стали получать пучки ускоренных ядер, появилась идея проводить такие эксперименты, в которых исследуются гиперядра, образовавшиеся вследствие возбуждения ускоренных ядер или их фрагментов. Такие гиперядра до распада могут пролететь десятки сантиметров, поэтому их можно наблюдать относительно далеко от мишени, например, для того, чтобы измерить время жизни по распределению точек распада. Если гиперядер рождается достаточно много, получается своеобразный пучок гиперядер, при помощи которого можно исследовать взаимодействия гиперядер с веществом. Такие эксперименты позволяют определить энергию связи слабосвязанных гиперядер, получить данные о структуре этих ядер.

¹Поддержка РФФИ — грант 99-02-17655.

Хотя предложение по изучению взаимодействий гиперядер с различными ядрами было высказано почти десять лет назад, с 2000 г. идея приобретает практический интерес, поскольку в ЛВЭ ОИЯИ в Дубне, на новом ускорителе нуклотроне опробован режим вывода пучка ядер, что позволяет планировать проведение работ по созданию пучков релятивистских гиперядер, содержащих Λ -гипероны, таких, как ${}^3_{\Lambda}\text{He}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ и других, а также по исследованию взаимодействия этих гиперядер с различными ядрами-мишенями [2–6]. Подобные исследования, развернувшиеся и в других научных центрах, дают возможность изучать структуру гиперядер, силы взаимодействия Λ -гиперонов с нуклонами и ядрами и вообще углублять наши познания о сильных взаимодействиях.

Настоящая статья посвящена теоретическому изучению интегральных сечений взаимодействия высокоэнергетических гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ с поглощающими сферическими атомными ядрами и в определенной степени является продолжением наших публикаций, посвященных изучению столкновений гипертрионов с ядрами [7–9]. Как и гипертрион ${}^3_{\Lambda}\text{He}$, гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ также является весьма слабосвязанной системой, причем энергия отделения периферийного наиболее слабосвязанного нейтрона ε_n от ядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ равна всего $\varepsilon_n = (0, 17 \pm 0, 10)$ МэВ [10] (ε_n часто называют энергией связи ${}^6_{\Lambda}\text{He}$), так что ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ можно рассматривать, прежде всего, по двухкластерной модели (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + {}^5_{\Lambda}\text{He}$) подобно гипертриону (${}^3_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \Lambda + {}^2_{\Lambda}\text{He}$). Но мы в конце работы уточним рассмотрение, учтя то, что гиперядро ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, входящее в состав гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, в свою очередь можно считать состоящим также из двух кластеров (${}^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \Lambda + {}^4_{\Lambda}\text{He}$) с энергией отделения Λ -гиперона $\varepsilon_{\Lambda} = (3, 12 \pm 0, 02)$ МэВ [10,11]), т.е. в этом случае ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ будет представляться по трехкластерной модели (${}^6_{\Lambda}\text{He} \rightarrow n + \Lambda + {}^4_{\Lambda}\text{He}$), как и гипертрион (${}^3_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \Lambda + n + p$). Несмотря на некоторое общее сходство с гипертрионом, гиперядро ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, как будет видно в этой работе, обладает и своими интересными специфическими свойствами.

Ряд формул, полученный авторами в теории взаимодействия гипертрионов с ядрами, используется нами и при рассмотрении столкновений гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ с ядрами, однако в последнем случае мы обобщили формулы для сечений, учтя различия в величине радиусов взаимодействия R_j разных кластеров (индекс j нумерует их) падающего ядра с ядром-мишенью, состоящим 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 [12, 13].

Для описания различных процессов взаимодействия гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ с ядрами при большой энергии мы воспользовались, как и в [7–9], дифракционным приближением, условия которого хорошо выполняются, в частности, при энергии падающих гиперядер ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ $E = 36$ ГэВ, для которой мы и приводим расчеты всех сечений и при которой на нуклотроне планируются гиперядерные эксперименты. Сначала в двухкластерной модели для ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ были рассчитаны как функции энергии связи ε_n следующие интегральные сечения ядерной дифракции: полное сечение σ_{tot}^0 дифракционного взаимодействия, сечения упругого рассеяния σ_{el} , срыва $\sigma_s^{(j)}$ j -го кластера, дифракционного расщепления σ_d^N и полного поглощения σ_a . На рис.1 представлены соответствующие зависимости этих сечений (в барнах) от ε_n для ядра-мишени ${}^{238}\text{U}$, рассчитанные с использованием хьюлтеновской волновой функции относительного движения обоих кластеров (n и ${}^5_{\Lambda}\text{He}$)

с массами M_1 и M_2 :

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

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

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 σ_{tot}^0 , σ_d^N , $\sigma_s^{(1)}$ ($\approx \sigma_d^N$) и $\sigma_s^{(2)}$ плавно уменьшаются, а сечения σ_{el} и σ_a увеличиваются с ростом ε_n . При изменении энергии связи ε_n в пределах ее неопределенности ($0,07 \leq \varepsilon_n \leq 0,27 \text{ МэВ}$) весьма заметно меняются сечения дифракционного расщепления σ_d^N (почти в 2 раза) и срыва $\sigma_s^{(1)}$ и $\sigma_s^{(2)}$ (в 1,5–2 раза), при этом σ_a меняется на 30–40%. Это более значительные изменения, чем в случае падающих гиперядер ${}_\Lambda^3\text{H}$ [7–9]. Зависимости сечений σ_{tot}^0 и σ_{el} от ε_n (см. 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 не меняются.

Учет размытия края ядра-мишени приводит к увеличению полного сечения σ_{tot}^0 . При переходе от ядра с резким краем к ядру, диффузность края которого имеет размеры 1 фм при том же радиусе, сечение σ_{tot}^0 возрастает на 10–12% для тяжелых ядер мишени и на 25–27% — для легких.

Остановимся теперь подробнее на рассмотрении интегрального сечения σ_d^C расщепления гиперядра ${}_\Lambda^6\text{He}$ на нейтрон и гиперядро ${}_\Lambda^5\text{He}$ 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 ${}_\Lambda^5\text{He}$), это сечение будет иметь вид [7–9, 12–13]:

$$\sigma_d^C = 8\pi n^2 R_2^2 \int_{q_{\min}}^{\infty} \frac{dq}{q} [1 - \Phi^2(\beta_1 q)] \left| \int_1^{\infty} d\zeta J_1(qR_2\zeta) \zeta^{2in} \right|^2, \quad (4)$$

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

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

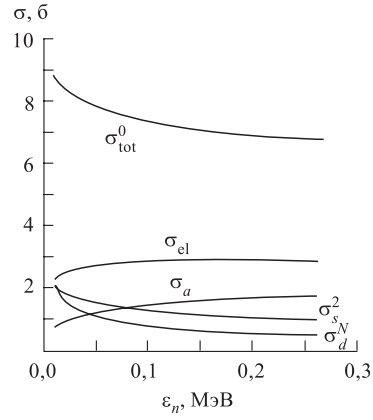


Рис. 1. Зависимости интегральных сечений различных процессов дифракционного взаимодействия гиперядер ${}_\Lambda^6\text{He}$ с ядрами ${}^{238}\text{U}$ от энергии связи ε_n

где $\beta_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_2}$, $n = \frac{Z_2 Z e^2}{\hbar v}$ и v — относительная скорость падающего ядра с зарядом $Z_2 e$ (e — заряд протона), совпадающим с зарядом 2-го кластера, и ядра-мишени с зарядом $Z e$. При нахождении q_{\min} необходимо учитывать как перпендикулярную, так и параллельную составляющую (относительно направления движения падающего ядра) переданного импульса \mathbf{q} [14–16].

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

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

Эта формула при $Z_2 = 1$ и $\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon$ (энергия развала ${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \Lambda + d$) практически совпадает с соответствующей формулой в работе [17] для сечения кулоновской диссоциации гипертритона, но только при $4n < 1$, когда $\max(1, 4n) = 1$, т.к. формула в [17] получена при условии $n \ll 1$. Для падающих гиперядер ${}^6_\Lambda\text{He}$, когда $Z_2 = 2$ и $Z_1 = 0$, 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 мы приводим сечения σ_d^C , полученные с помощью формул (4)–(6).

Расчеты показали, что при изменении параметра β_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 σ_d^C изменяется всего на 30–35 %, поэтому, учитывая, что значение параметра β_n еще хорошо не известно, мы приводим далее данные для σ_d^C только при использовании функции (2) для $\beta_n \rightarrow \infty$.

В таблице представлены интегральные сечения σ_d^C и для сравнения — сечения σ_d^N (в барнах), рассчитанные при $\beta_n \rightarrow \infty$ для различных ядер мишени в зависимости от энергии отделения нейтрона ε_n от гиперядра ${}^6_\Lambda\text{He}$ при $E = 36$ ГэВ. Как и ожидалось,

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

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

для тяжелых ядер мишени $\sigma_d^C > \sigma_d^N$, а для легких — $\sigma_d^N > \sigma_d^C$. Видно, что сечение σ_d^C изменяется в зависимости от ε_n в пределах неопределенности имеющихся экспериментальных данных ($0,07 \leq \varepsilon_n \leq 0,27$ МэВ) почти в 5 раз для всех рассматриваемых ядер мишени, что гораздо больше соответствующих изменений сечения σ_d^N . Это открывает уникальную возможность для более точного определения при измерениях σ_d^C значения важнейшего параметра структуры гиперядра ${}^6_\Lambda\text{He}$ — его энергии связи ε_n (относительно развала ${}^6_\Lambda\text{He} \rightarrow n + {}^5_\Lambda\text{He}$).

В отличие от интегральных сечений ядерной дифракции сечение кулоновского расщепления σ_d^C сильно зависит от энергии падающих ядер E . Это демонстрирует рис. 2, где приведены рассчитанные зависимости σ_d^C от E при оптимальном значении $\varepsilon_n = 0,17$ МэВ для ядра-мишени ${}^{238}\text{U}$ при $\beta_n = 1,5$ фм⁻¹ (сплошная кривая) и $\beta_n = \infty$ (пунктирная кривая).

Рассчитывалась также добавка σ_{int} к полному сечению $\sigma_d^Z = \sigma_d^N + \sigma_d^C + \sigma_{\text{int}}$ двухчастичного расщепления ядра ${}^6_\Lambda\text{He}$, которая связана с интерференцией между кулоновским и ядерным (дифракционным) взаимодействиями и которая оказалась сравнительно небольшой по величине ($\leq 10\%$ от σ_d^Z).

В заключение опишем результаты расчетов зависимостей от ε_n полных сечений $\sigma_{\text{tot}} = \sigma^{(1)} + \sigma^{(2)} + \sigma^{(3)}$ дифракционного (ядерного) взаимодействия гиперядер ${}^6_\Lambda\text{He}$ с различными ядрами в трехкластерной модели (${}^6_\Lambda\text{He} \rightarrow n + \Lambda + {}^4\text{He}$), а также отдельных вкладов в σ_{tot} однократного $\sigma^{(1)}$, двукратного $\sigma^{(2)}$ и трехкратного $\sigma^{(3)}$ рассеяния кластеров. Относительное движение Λ -гиперона и α -частицы в гиперядре ${}^5_\Lambda\text{He}$ также описывали волновой функцией типа (2) со своими значениями входящих в нее структурных параметров. Расчеты проводились при $\varepsilon_\Lambda = 3,12$ МэВ и нулевых значениях r_n и $r_0(\Lambda\alpha)$ — радиусов действия сил между нейтроном и ядром ${}^5_\Lambda\text{He}$ и Λ -гипероном и α -частицей.

Вклад трехкратного рассеяния кластеров $\sigma^{(3)}$ в σ_{tot} для $\varepsilon_n \sim 0,17$ МэВ оказался довольно большим и составляет для легких и средних ядер мишени 30–40%, а для тяжелых — около 50%, что указывает на необходимость учета трехкластерной структуры в гиперядре ${}^6_\Lambda\text{He}$. В пределах экспериментальной неопределенности энергии связи ε_n сечения σ_{tot} , как и σ_{tot}^0 , меняются всего на 10–12%, $\sigma^{(2)}$ — на 15–20%, в то время как $\sigma^{(3)}$ — на 30–40%, что также подтверждает необходимость рассмотрения ядра ${}^6_\Lambda\text{He}$ в рамках трехкластерной модели.

Рассчитанные зависимости сечения σ_{tot} и отдельных вкладов в него $\sigma^{(1)}$, $\sigma^{(2)}$, $\sigma^{(3)}$ от радиусов взаимодействия сил r_n и $r_0(\Lambda\alpha)$ в широких диапазонах изменения r_n и $r_0(\Lambda\alpha)$ показывают, что σ_{tot} и отдельные вклады σ^j ($j = 1, 2, 3$) меняются в пределах 15%, так что часто можно использовать некоторые средние значения указанных радиусов взаимодействия r_n и $r_0(\Lambda\alpha)$ в гиперядре ${}^6_\Lambda\text{He}$.

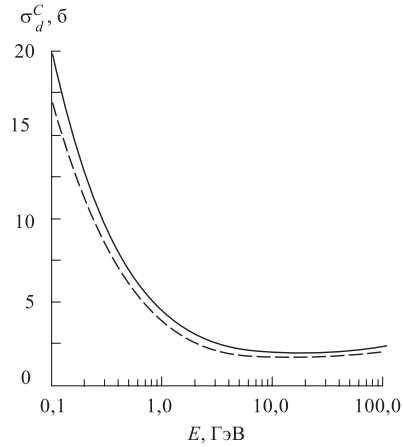


Рис. 2. Зависимость сечения кулоновского расщепления σ_d^C от кинетической энергии гиперядер ${}^6_\Lambda\text{He}$ в случае ядра-мишени ${}^{238}\text{U}$ для хьюлтеновской волновой функции (сплошная кривая) и волновой функции, отвечающей нулевому радиусу действия ядерных сил (пунктирная кривая)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Danysz M., Pniewski J.* // *Phil. Mag.* 1953. V.44. P.348.
2. *Baldin A.M., Malakhov A.I.* // *Nucl. Phys. A.* 1994. V.566. P.611.
3. *Зарубин П.И.* // *ЭЧАЯ.* 1995. Т.26. С.523.
4. *Avramenko S.A. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1995. V.585, P.91.
5. *Lukstins J.* // *Proc. of the 7th Conf. «Mesons and Light Nuclei'98», Prague–Prùhonice, Czech Republic, 31 Aug.–4 Sept. 1998.* Singapore: World Scientific, 1999. P.198.
6. *Lukstins J.* // *Proc. of the III Workshop «Physics and Detectors for DAΦNE», Frascati, Italy, Nov. 16–19 1999.* INFN Frascati, 1999. P.719.
7. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // *ЯФ.* 1997. Т.60. С.444; 1998. Т.61. С.2181.
8. *Evlanov M.V. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1998. V.632. P.624.
9. *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.
10. *Juric M. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1973. V.52. P.1.
11. *Niyama E. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1996. V.53. P.2075.
12. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // *ЯФ.* 1999. Т.62. С.1410.
13. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2000. Т.64. С.32.
14. *Soutome K., Yamaji S., Sano M.* // *Nucl. Phys. A.* 1992. V.538. P.383.
15. *Soutome K., Yamaji S., Sano M.* // *Prog. Theor. Phys.* 1992. V.87. P.599; 1992. V.88. P.703.
16. *Алхазов Г.Д.* // *ЯФ.* 2000. Т.63. С.285.
17. *Любошиц В.Л.* // *ЯФ.* 1990. Т.51. С.1013.

Получено 22.03.2001.