УДК 539.17.01

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ТРЕХ ТЕЛ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

В. Е. Пафомов, В. А. Сергеев

В потенциальной модели трех тел вычислены полные сечения реакций под действием дейтронов с энергией от 38 до 200 МэВ на ядрах от ^{12}C до ^{208}Pb. Ядерные неэйкональная и неадиабатическая поправки к сечению положительны и сравнимы по величине. Результаты расчетов в целом удовлетворительно описывают массовую и энергетическую зависимость измеренных сечений.

Для описания результатов прямых измерений полных сечений дейтрон-ядерных реакций при энергии от 38 до 97 *МэВ* [1] в ряде работ применялась микроскопическая теория, согласно которой вероятность неупругого взаимодействия определяется полными сечениями нуклон-нуклонных столкновений σ_{NN} и распределениями плотности в дейтроне и ядре-мишени [2 – 5]. В этих работах указывалось на важность учета неэйкональных эффектов, нуклон-нуклонных корреляций в дейтроне, дифракционного расщепления дейтрона, влияния ядерной среды на величину σ_{NN}. Однако согласие с экспериментальными данными нельзя считать удовлетворительным [5], также остается открытым вопрос о точности адиабатического приближения, фактически используемого в теории. С другой стороны, задача о неупругом взаимодействии дейтрона – простейшего слабосвязанного ядра – при относительно низких энергиях представляет интерес в связи с изучением реакций под действием гало ядер двухчастичного типа и разработкой новых методов расчета, выходящих за рамки эйконального и адиабатического приближений [6, 7]. Естественной основой для теоретического анализа этих реакций является потенциальная модель трех тел (ядро-мишень и две слабосвязанные частицы, образующие ядро-снаряд), которая неоднократно применялась в сочетании с различными предположениями о динамике процесса (см., например, обзор [8] и цитированные в нем работы, а также [6, 9]).

В данной работе полные сечения реакций под действием дейтронов будут вычислены на основе предложенного авторами ранее подхода, позволяющего учесть единым образом и неэйкональные, и неадиабатические эффекты в рамках потенциальной модели трех тел [10]. Попутно мы исследуем выражение для приближенной матрицы рассеяния в этом подходе при произвольном соотношении масс частиц, из которых состоит ядро-снаряд.

Поэтому сначала рассмотрим исходные соотношения в общем случае, когда система трех тел состоит из остова C и валентного нуклона v, образующих ядро-снаряд P, и бесструктурного ядра-мишени T. Пусть $\vec{R}$ – радиус-вектор центра масс снаряда относительно мишени; $\vec{r}$ – радиус-вектор валентного нуклона относительно остова; $V_{vT}(V_{CT})$ – оптический потенциал $vT(CT)$-взаимодействия. В рамках нашего подхода [4, 10] полное сечение PT-реакций записывается в виде суммы $\sigma_R = \sigma_R^{ea} + \delta\sigma_R^{ne} + \delta\sigma_R^{na}$: основного слагаемого, вычисленного в эйкональном и адиабатическом приближениях,

$$\sigma_R^{ea} = \int d^2R_\perp [1 - |\langle 0|S_{PT}^{ea}|0\rangle|^2], \tag{1}$$

неэйкональной поправки

$$\delta\sigma_R^{ne} = -2\mathrm{Re}\int d^2R_\perp \langle 0|S_{PT}^{ea}|0\rangle\, \langle 0|\delta S_{PT}^{ne}|0\rangle^* \tag{2}$$

и неадиабатической поправки

$$\delta\sigma_R^{na} = -2\mathrm{Re}\int d^2R_\perp \langle 0|S_{PT}^{ea}|0\rangle\, \langle 0|\delta S_{PT}^{na}|0\rangle^*, \tag{3}$$

где

$$S_{PT}^{ea} = \exp[i\chi(\vec{R}_\perp, \vec{r}_\perp)], \tag{4}$$

$$\chi(\vec{R}_\perp, \vec{r}_\perp) = -(K/2E)\int_{-\infty}^{\infty} dZ[V_{CT}(|\vec{R} - \alpha_{vC}\vec{r}|) + V_{vT}(|\vec{R} - \beta_{vC}\vec{r}|)], \tag{5}$$

$$\delta S_{PT}^{ne} = (i/2K)(K/2E)^2 \exp[i\chi(\vec{R}_\perp, \vec{r}_\perp)] \int_{-\infty}^{\infty} dZ(\nabla_R \int_{-\infty}^{Z} dZ'(V_{CT}(|\vec{R}' - \alpha_{vC}\vec{r}|) +$$

$$+V_{vT}(|\vec{R}'-\beta_{vC}\vec{r}|))]\cdot[\nabla_R\int\limits_Z^{\infty}dZ''(V_{CT}(|\vec{R}''-\alpha_{vC}\vec{r}|)+V_{vT}(|\vec{R}''-\beta_{vC}\vec{r}|))]), \quad (6)$$

$$\delta S_{PT}^{na}=(i/2K)(K/2E)^2(\mu_{PT}/\mu_{vC})\exp[i\chi(\vec{R}_\perp,\vec{r}_\perp)]\int\limits_{-\infty}^{\infty}dZ([\nabla_R\int\limits_{-\infty}^{Z}dZ'(\alpha_{vC}V_{CT}(|\vec{R}'-$$

$$-\alpha_{vC}\vec{r}|)+\beta_{vC}V_{vT}(|\vec{R}'-\beta_{vC}\vec{r}|))]\cdot[\nabla_R\int\limits_Z^{\infty}dZ''(\alpha_{vC}V_{CT}(|\vec{R}''-\alpha_{vC}\vec{r}|)+$$

$$+\beta_{vC}V_{vT}(|\vec{R}''-\beta_{vC}\vec{r}|))]). \quad (7)$$

Здесь E и K – кинетическая энергия и волновое число сталкивающихся ядер в системе их центра масс;

$$\mu_{PT}=m_Pm_T/(m_P+m_T),\ \ \mu_{vC}=m_vm_C/(m_v+m_C),$$

$$\alpha_{vC}=m_v/(m_v+m_C),\ \ \beta_{vC}=-m_C/(m_v+m_C) \quad (8)$$

– приведенные массы и кинематические множители, а угловые скобки $\langle 0|...|0\rangle$ означают усреднение по основному состоянию подсистемы $C+v$ с орбитальным моментом $l=0$, описываемому волновой функцией $\psi_0(r)$:

$$\langle 0|S_{PT}^{ea}|0\rangle=\int d^3r(\psi_0(r))^2\exp[i\chi(\vec{R}_\perp,\vec{r}_\perp)] \text{ и т.д.} \quad (9)$$

Отметим, что хотя потенциал взаимодействия $V_{vC}(r)$ валентного нуклона и остова не входит явным образом в выражения (1) – (7), он определяет волновую функцию $\psi_0(r)$, которая удовлетворяет уравнению

$$[(-\hbar^2/2\mu_{vC})\nabla_r^2+V_{vC}(r)]\psi_0(r)=-\epsilon_0\psi_0(r),$$

где ϵ_0 – энергия связи подсистемы $C+v$.

Соотношения (4) – (7) определяют матрицу рассеяния для PT-системы при фиксированных значениях внутренних переменных подсистемы $C+v$. Покажем, что она может быть связана с приближенными матрицами рассеяния для CT- и vT-систем: $S_{CT}=S_{CT}^e+\delta S_{CT}^{ne}$, $S_{vT}=S_{vT}^e+\delta S_{vT}^{ne}$, которые включают неэйкональные поправки и определяются соотношениями

$$S_{CT}^e=\exp[-i(k_{CT}/2E_{CT})\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz_{CT}V_{CT}(r_{CT})], \quad (10)$$

$$\delta S^{ne}_{CT}/S^{e}_{CT} = \tag{11}$$

$$= (i/2k_{CT})(k_{CT}/2E_{CT})^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz_{CT}((\nabla_{CT} \int\limits_{-\infty}^{z_{CT}} dz'_{CT} V_{CT}(r'_{CT})) \cdot (\nabla_{CT} \int\limits_{z_{CT}}^{\infty} dz''_{CT} V_{CT}(r''_{CT}))),$$

где E_{CT} и k_{CT} – кинетическая энергия и волновое число остова и ядра-мишени в системе их центра масс, и аналогичными соотношениями, получающимися путем замены индекса C на v.

Сумма неэйкональной (6) и неадиабатической (7) поправок к матрице рассеяния для PT-системы может быть записана в виде

$$\delta S^{ne}_{PT} + \delta S^{na}_{PT} = \delta S^{ii}_{PT} + \delta S^{ik}_{PT}, \tag{12}$$

где сумма диагональных (содержащих CT- и vT-потенциалы во второй степени) слагаемых δS^{ii}_{PT} выражается с учетом (8) через матрицы рассеяния для CT- и vT-систем (10) – (11) с $k_{CT}/2E_{CT} = k_{vT}/2E_{vT} = K/2E$

$$\delta S^{ii}_{PT} = S^{e}_{CT}\delta S^{ne}_{vT} + S^{e}_{vT}\delta S^{ne}_{CT}. \tag{13}$$

Сумма недиагональных слагаемых δS^{ik}_{PT} содержит произведение CT- и vT-потенциалов. Из (12), (13) и очевидного равенства $S^{ea}_{PT} = S^{e}_{CT}S^{e}_{vT}$ следует соотношение

$$S^{ea}_{PT} + \delta S^{ne}_{PT} + \delta S^{na}_{PT} = (S^{e}_{CT} + \delta S^{ne}_{CT})(S^{e}_{vT} + \delta S^{ne}_{vT}) + \delta S^{ik}_{PT}, \tag{14}$$

справедливое с точностью до поправочных членов первого порядка ($\sim 1/K$). Недиагональные слагаемые входят в δS^{ne}_{PT} и δS^{na}_{PT} с разными знаками и при $m_T \gg m_P$ в значительной степени взаимно компенсируются, вследствие чего величина δS^{ik}_{PT} в (12) и (14) имеет дополнительную малость порядка m_P/m_T по сравнению с σS^{ii}_{PT}.

Таким образом, в рассматриваемой модели при указанных приближениях матрица рассеяния для PT-системы, включающая неэйкональные и неадиабатические поправки, представляется в виде произведения матриц рассеяния для CT- и vT-систем, включающих неэйкональные поправки соответственно по движению остова C и валентного нуклона v относительно ядра-мишени T. В частном случае модели трех тел, когда дейтрон взаимодействует с бесструктурным ядром, наше соотношение (14) для матриц рассеяния согласуется с результатами, полученными в работах [11, 12] для рассеяния частицы на структурном (состоящем из нуклонов) ядре.

Применим соотношения (1) – (14) для описания неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами, когда $\alpha_{vC} = -\beta_{vC} = 1/2$, $\mu_{PT} = 2m_N/(1 + 2/A_T)$, $\mu_{vC} = m_N/2$, $m_P/m_T =$

$2/A_T$ (m_N – масса нуклона, A_T – массовое число ядра-мишени). В расчетах используются микроскопические нуклон-ядерные потенциалы теории дифракционного многократного рассеяния (ТДМР) [13] с теми же характеристиками амплитуды NN-рассеяния вперед, что и в [4]. Ядерные плотности, определяющие радиальную зависимость потенциалов, были заданы в виде трех- или двухпараметрического распределений Ферми с параметрами, полученными из данных о рассеянии электронов [14]. Эти потенциалы позволяют воспроизвести основные черты наблюдаемых полных сечений протон-ядерных реакций в рассматриваемой области энергий. Ранее в рамках ТДМР было достигнуто неплохое описание полных сечений ядро-ядерных реакций для ядер от ^{12}C до ^{208}Pb при энергии 30 $МэВ/нуклон$ и выше [15].

Мы использовали волновую функцию дейтрона типа Хюльтена, которая дает его энергию связи и среднеквадратичный радиус [2]. Кулоновское взаимодействие дейтрона с ядром учитывается, во-первых, при вычислении неэйкональной поправки к полному сечению реакций. Во-вторых, вычисляется вклад в сечение кулоновского расщепления дейтрона методом эквивалентных фотонов подобно тому, как это было сделано в [2, 3]. Расчеты включают 5-кратное численное интегрирование; взаимная компенсация недиагональных слагаемых в (6) и (7) при $m_P/m_T \ll 1$, о которой упоминалось выше, позволяет упростить вычисление более сложных интегралов.

Результаты расчета полных сечений реакций σ_R^c под действием дейтронов с энергией E_d (в л.с.к.) от 38 до 200 $МэВ$ на ядрах с A_T от 12 до 208 и имеющиеся экспериментальные данные при трех энергиях [1] приведены в таблице. Величина σ_R^c представляет сумму сечения σ_R^{ea}, вычисленного в эйкональном и адиабатическом приближениях, полной поправки $\delta\sigma_R = \delta\sigma_R^{ne} + \delta\sigma_R^{na}$ (см. (1) – (3)) и сечения кулоновского расщепления дейтрона σ_c, которые также приведены в таблице. Ядерные неэйкональная и неадиабатическая поправки положительны, сравнимы по величине $((\delta\sigma_R^{na}/\delta\sigma_R^{ne})_{яд} \sim 0.6)$ и в сумме составляют 5 – 10% от σ_R^{ea}. Максимальная полная поправка для легких ядер составляет около 9%. При переходе к тяжелым ядрам и более низкой энергии она определяется в основном кулоновским отталкиванием и отрицательна (до –25% для ^{208}Pb).

Отметим, что соотношение между $(\delta\sigma_R^{na})_{яд}$ и $(\delta\sigma_R^{ne})_{яд}$ зависит в значительной степени от пространственной протяженности волновой функции ψ_0, т.е. от энергии связи ядра-снаряда. Если формально перейти к пределу очень большой энергии связи, то величина $(\delta\sigma_R^{na})_{яд}$ стремится к нулю, тогда как $(\delta\sigma_R^{ne})_{яд}$ конечна. Наоборот, при уменьшении энергии связи эти поправки сравниваются.

Таблица

Полные сечения дейтрон-ядерных реакций; данные эксперимента [1] и результаты расчетов в потенциальной модели трех тел

Ядро-мишень	E_d, МэВ	σ_R^c мб эксп.	σ_R^c, мб теор.	σ_R^{ea}, мб теор.	$\delta\sigma_R$, мб теор.	σ_c, мб теор.
^{12}C	38	836 ± 24	766	743	16	7
	65	678 ± 15	714	662	46	6
	97	600 ± 17	665	603	56	6
	200		518	480	34	4
^{16}O	38	962 ± 27	924	909	3	12
	65	811 ± 19	856	804	42	10
	97	726 ± 21	796	731	56	9
	200		628	585	36	7
^{28}Si	38	1199 ± 35	1194	1201	–36	29
	65	1083 ± 21	1125	1071	28	26
	97	1023 ± 25	1057	979	54	24
	200		868	806	43	19
^{40}Ca	38	1439 ± 43	1393	1423	–82	52
	65	1338 ± 28	1333	1276.	8	49
	97	1260 ± 30	1266	1174	47	45
	200		1062	981	45	36
^{60}Ni	38	1698 ± 49	1677	1745	–153	85
	65	1619 ± 34	1640	1579	–21	82
	97	1588 ± 40	1575	1462	36	77
	200		1353	1244	46	63
^{124}Sn	38	2282 ± 90	2153	2329	–382	206
	65	2332 ± 57	2232	2153	–128	207
	97	2343 ± 59	2211	2028	–14	197
	200		2001	1792	42	167
^{208}Pb	38	2844 ± 142	2685	3055	–789	419
	65	3049 ± 71	2958	2850	–333	441
	97	3250 ± 82	3003	2703	–131	431
	200		2812	2429	5	378

Результаты расчетов в целом удовлетворительно описывают зависимость экспериментальных сечений от энергии и ядра-мишени, если принять во внимание, что все исходные параметры фиксированы. Последовательный учет кулоновского и ядерного взаимодействия дейтрона с ядром при вычислении $\delta\sigma_R$ в рамках нашего подхода позволяет рассматривать не только легкие (как в [4]), но также средние и тяжелые ядра.

Вместе с тем, применение микроскопического нуклон-ядерного потенциала при низких энергиях, строго говоря, не оправдано и, по-видимому, является причиной некоторого расхождения теоретических и экспериментальных сечений. Действительно, в расчетах полных сечений реакций под действием протонов с энергией 40 *МэВ*, выполненных с этим потенциалом, получаются величины, превышающие данные измерений для самых легких ядер-мишеней и лежащие ниже этих данных для тяжелых ядер (см. рис. 3 из [13]). Именно эта тенденция наблюдается и для полных сечений реакций под действием дейтронов с энергией 65 и 97 *МэВ* (32.5 и 48.5 *МэВ/нуклон*), приведенных в таблице. Вычисленные нами сечения систематически ниже величин, полученных в упомянутой выше работе [5] на основе полумикроскопической теории с учетом корреляций нуклонов в дейтроне, и несколько ближе к данным эксперимента.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что потенциальная модель трех тел в сочетании с предложенным нами методом расчета представляет хорошую основу для описания полных сечений дейтрон-ядерных реакций при энергии менее 100 *МэВ/нуклон*, хотя остаются вопросы, связанные с адэкватным выбором нуклон-ядерных потенциалов. Из проведенного анализа общих соотношений и данных конкретных расчетов следует необходимость одновременного рассмотрения неэйкональных и неадиабатических эффектов для такого слабосвязанного ядра как дейтрон.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Auce A. et al. Phys. Rev., **C53**, 2919 (1966).
[2] Warner R. E. Phys. Rev., **C56**, 2694 (1997).
[3] Warner R. E. et al. Phys. Rev., **C59**, 1215 (1999).
[4] Пафомов В. Е., Сергеев В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 33 (2002); Изв. РАН, Сер. физ., **66**, 402 (2002).
[5] Rego R. A. and Carlson B. V. Phys. Rev., **C66**, 014611 (2002).
[6] Summers N. C. et al. Phys. Rev., **C66**, 014614 (2002).
[7] Tostevin J. A. et al. Progr. Theor. Phys. Suppl., N 146, 338 (2002).
[8] Johnson R. Progr. Theor. Phys. Suppl., N 140, 33 (2002).

[9] H e n c k e n K. et al, Phys. Rev., **C54**, 3043 (1996).

[10] С е р г е е в В. А. Изв. РАН, Сер. физ., **65**, 729 (2001).

[11] W a l l a c e S. J. Phys. Rev., **C12**, 179 (1975).

[12] М а н а е н к о в С. И. ЯФ, **27**, 352 (1978).

[13] С и т е н к о А. Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоатомиздат, 1983.

[14] D e J a g e r C. W. et al. At. Data Nucl. Data Tables, **14**, 479 (1974).

[15] С е р г е е в В. А. Изв. РАН, Сер. физ., **59**, 122 (1995).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 9 августа 2004 г.

После переработки 16 декабря 2004 г.