

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ПЕРЕСТРОЙКИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДЕЙТРОНОВ

© 2025 г. А. С. Соловьев^{1),*}

Поступила в редакцию 03.09.2024 г.; после доработки 09.10.2024 г.; принята к публикации 09.10.2024 г.

В данной работе посредством микроскопического многоканального кластерного подхода в осцилляторном представлении исследуются реакции перестройки $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$, протекающие при столкновении дейтронов. Обе реакции представляют значительный интерес для фундаментальной и прикладной физики. Вычисляются их полные и парциальные астрофизические S -факторы при низких энергиях. Обсуждаются вклады различных каналов, наиболее важные из которых тщательно анализируются. Рассматриваются проявления тензорной силы ядерного взаимодействия в динамике исследуемых процессов перестройки. Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие.

Ключевые слова: микроскопический многоканальный кластерный подход, реакции перестройки $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$

DOI: 10.31857/S0044002725010174, EDN: GQMXBJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что реакции перестройки $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$, где D или d обозначает дейтрон, T или t — тритон, ^3He или h — гелион, p — протон и n — нейтрон, имеют огромное значение для различных областей фундаментальной и прикладной физики, в частности, для ядерной астрофизики [1–3]. Экспериментальные измерения сечений этих реакций при низких энергиях очень сложны из-за присутствия кулоновского барьера и влияния электронной экранировки. В целом измеренные данные по их сечениям в терминах астрофизических S -факторов покрывают энергии в диапазоне от нескольких кэВ до 3.1 МэВ [4–14]. Однако эти данные имеют заметный разброс, особенно при низких энергиях. В этой связи теоретические исследования крайне необходимы.

В работах [15, 16] полные астрофизические S -факторы реакций $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$ вычисляются в рамках многоканальной кластерной модели (МКМ) и метода гиперсферических гармоник (МГГ) *ab initio* типов соответственно с различными двух- и трехнуклонными взаимодействиями. Соответствующие результаты характеризуются некоторым расхождением, что и служит мотивацией для альтернативного исследования, базирующегося на микроскопическом подходе.

В настоящей работе рассматриваемые реакции тщательно исследуются в рамках микроскопического многоканального кластерного подхода в осцилляторном представлении (МКПОП) [17]. Вычисленные полные астрофизические S -факторы сравниваются с экспериментальными данными и *ab initio* результатами. Анализируются вклады парциальных астрофизических S -факторов. Обсуждаются проявления тензорной силы ядерного взаимодействия в динамике исследуемых реакций.

Следует отметить, что микроскопические методы теории кластерных явлений имеют долгую историю развития, которая уходит своими корнями к работам Дж. Уиллера [18, 19], где была предложена модель резонирующих групп (МРГ). Свое дальнейшее становление данная модель получила в работах К. Вильдермута, Я. Тана и др. (см. монографию [20] и приведенные там ссылки). Альтернативная математическая реализация МРГ (алгебраическая версия МРГ) была разработана Г. Ф. Филипповым и его научной группой [21, 22] с использованием базиса осцилляторных функций. В настоящий момент микроскопические кластерные подходы по-прежнему продолжают совершенствоваться и развиваться [15, 17, 23], демонстрируя свою эффективность и полезность в различных задачах ядерной физики.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МКПОП

Реализованный подход базируется на кластерной концепции ядерной структуры и динами-

¹⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

* E-mail: alexander.solovyev@mail.ru

ки. Если все кластерные каналы, взятые в рассмотрение, имеют двухкластерное представление, при котором внутренние состояния кластеров описываются волновыми функциями нижайших разрешенных принципом Паули состояний трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек, а волновые функции относительного движения кластеров раскладываются в ряды по осцилляторным функциям, то полная волновая функция рассматриваемой ядерной системы может быть записана в виде разложения в ряд

$$\Psi = \sum_{JM; s_i l_i v_i} C_{J^\pi M l_i s_i v_i}^{(i)} \Psi_{J^\pi M l_i s_i v_i}^{(i)} \quad (1)$$

по базисным функциям следующего вида:

$$\Psi_{J^\pi M l_i s_i v_i}^{(i)} = \mathcal{A} \left\{ \sum_{m_i + \sigma_i = M} C_{l_i m_i s_i \sigma_i}^{JM} [\phi_{s_1}^{(1)} \phi_{s_2}^{(2)}]_{s_i \sigma_i} f_{v_i l_i m_i}(\mathbf{q}_i) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{A}$ — оператор антисимметризации, i — индекс, идентифицирующий кластерную фрагментацию канала, $C_{l_i m_i s_i \sigma_i}^{JM}$ — коэффициент Клебша—Гордана, $\phi_{s_1}^{(1)}$ и $\phi_{s_2}^{(2)}$ — волновые функции внутренних состояний кластеров, $f_{v_i l_i m_i}$ — осцилляторная функция, $\mathbf{q}$ — вектор, характеризующий относительное расстояние между кластерами, s_1 и s_2 — спины кластеров, связанные в каналный спин s с проекцией σ , l — орбитальный момент с проекцией m , v — число осцилляторных квантов, J , M и π — полный угловой момент, его проекция и четность системы соответственно.

При такой формулировке задачи неизвестными величинами являются коэффициенты разложения $C_{J^\pi M l_i s_i v_i}^{(i)}$, которые удовлетворяют системе линейных алгебраических уравнений [17, 23]. В случае многоканального рассеяния и реакций эта система уравнений принимает форму [17]

$$\sum_{\alpha} \left(H_{\beta\alpha}^{J^\pi} - E O_{\beta\alpha}^{J^\pi} \right) C_{J^\pi\alpha} = F_{\beta}^{J^\pi}, \quad (3)$$

где E — полная энергия рассматриваемой ядерной системы,

$$H_{\beta\alpha}^{J^\pi} = \left\langle \Psi_{J^\pi l_j s_j v_j}^{(j)} | H | \Psi_{J^\pi l_i s_i v_i}^{(i)} \right\rangle \quad (4)$$

— матричные элементы ее гамильтониана,

$$O_{\beta\alpha}^{J^\pi} = \left\langle \Psi_{J^\pi l_j s_j v_j}^{(j)} \left| \Psi_{J^\pi l_i s_i v_i}^{(i)} \right. \right\rangle \quad (5)$$

— интегралы перекрытия. Правая сторона системы (3) (неоднородность уравнений),

$$F_{\beta}^{J^\pi} \equiv F_{J^\pi l_j s_j v_j}^{(j)} = - \sum_{i s_i l_i} \sum_{v_i = v_{as, i}}^{v_{\max, i}} \left\langle \Psi_{J^\pi l_j s_j v_j}^{(j)} | H | \Psi_{J^\pi l_i s_i v_i}^{(i)} \right\rangle C_{J^\pi l_i s_i v_i}^{(as, i)}, \quad (6)$$

сформирована с учетом асимптотического поведения полной волновой функции на больших расстояниях путем введения асимптотического выражения для коэффициентов разложения при больших значениях числа осцилляторных квантов [17]. Для сокращения записи в формулах (3)–(6) — опущен символ M и введены мультииндексы $\alpha = \{i l_i s_i v_i\}$ и $\beta = \{j l_j s_j v_j\}$. Вычислив матричные элементы гамильтониана и интегралы перекрытия и подставив их в систему (3), можно найти не только все необходимые коэффициенты разложения, но и элементы матрицы рассеяния, которые входят в асимптотическое выражение для коэффициентов разложения [17]. Элементы матрицы рассеяния требуются для расчета сечений (астрофизических S -факторов) реакций перестройки.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Конфигурационное модельное пространство, применяемое для описания реакций перестройки $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$, включает кластерные конфигурации $d + d$, $p + t$ и $n + h$. Спин и четность дейтрона равны 1^+ . Спины и четности остальных кластеров — $1/2^+$. Предполагается, что кластеры содержат протоны и нейтроны в нижайших разрешенных принципом Паули оболочках трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек. Разложения волновых функций относительного движения кластеров по осцилляторным базисам включают не менее ста базисных функций для каждого кластерного канала, чтобы достичь хорошей сходимости. Осцилляторный радиус r_0 полагается равным 1.22 фм для всех осцилляторных функций в соответствии с работами [17, 23–27].

Ядерное взаимодействие описывается полуреалистическим эффективным ядерным потенциалом [28], который был адаптирован для четырехнуклонной системы в работе [17] на основе результатов работы [23]. Этот потенциал далее именуется как PHN2.

Расчетные энергии связи дейтрона d (E_d) и тритона t (E_t), а также энергия выхода Q_{ddpt} реакции $D(d, p)T$ воспроизводят эксперимент. При этом расчеты энергии связи гелиона h (E_h) и

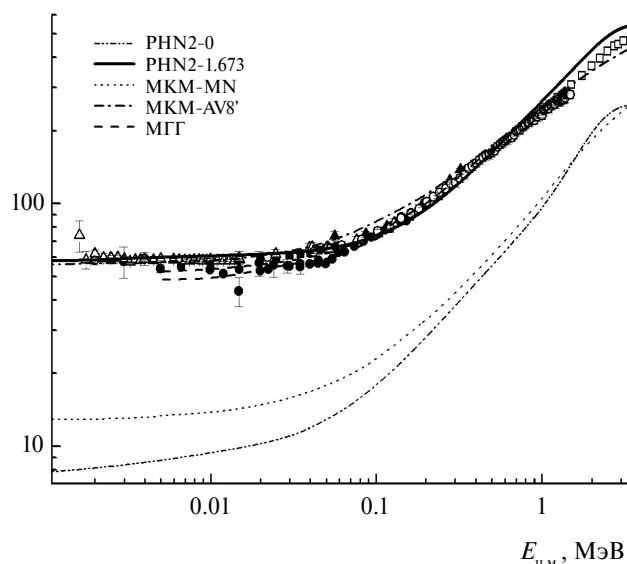
S , кэВ бн

Рис. 1. Полный астрофизический S -фактор реакции $D(d, p)T$. Кривые: сплошная и штрихпунктирная с двумя точками — расчеты в рамках МКПОП [17], точечная и штрихпунктирная с одной точкой — расчеты из работы [15], штриховые — расчеты из работы [16]. Экспериментальные данные взяты из работ [4–7, 9, 11]: $\square$ — [4], $\bullet$ — [5], $\blacksquare$ — [6], $\triangle$ — [7], $\blacktriangle$ — [9], $\circ$ — [11].

энергии выхода Q_{ddn} реакции $D(d, n)^3\text{He}$ оказываются слегка сдвинутыми относительно эксперимента на величину 168 кэВ. Расчетные и экспериментальные значения всех перечисленных величин представлены в табл. 1. Экспериментальные данные взяты из работ [29, 30].

Полный астрофизический S -фактор, вычисленный в рамках МКПОП, показан на рис. 1 для $D(d, p)T$ и на рис. 2 для $D(d, n)^3\text{He}$ как функция энергии относительного движения сталкивающихся дейтронов в системе центра масс. Расчет, обозначенный на рис. 1 как PHN2-1.673 и на рис. 2 как PHN2-2.62, выполнен в МКПОП с потенциалом PHN2, в котором интенсивность тензорного взаимодействия (g_T) равна 1.673 и 2.62 соответственно. Эти расчеты (сплошные кривые) находятся в довольно хорошем согласии с данными, взятыми из работ [4–11].

Известно [15, 17], что тензорная сила нуклон-нуклонного взаимодействия играет одну из ключевых ролей в динамике исследуемых реакций перестройки. Для того чтобы увидеть влияние тензорной силы выбранного ядерного потенциала на вычисляемый полный астрофизический S -фактор, выполняются также расчеты без учета тензорной силы, обозначенные на рис. 1 и 2 как PHN2-0. Следует подчеркнуть, что эти расчеты существенно отличаются от данных по соответствующим S -факторам и не воспроизводят плос-

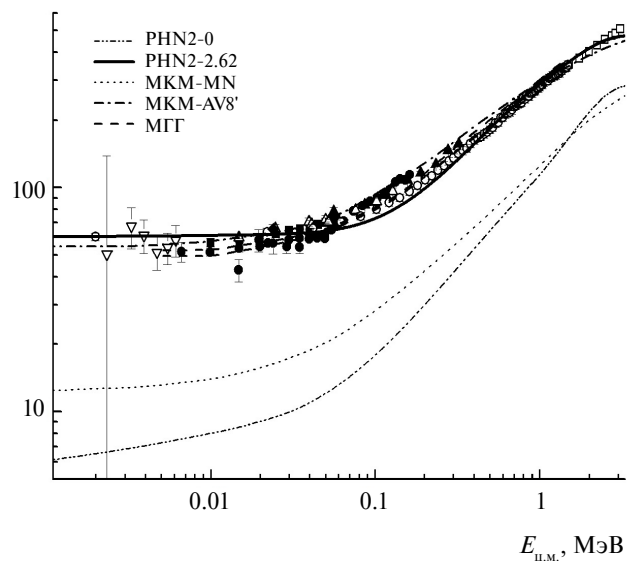
 S , кэВ бн

Рис. 2. Полный астрофизический S -фактор реакции $D(d, n)^3\text{He}$. Кривые: сплошная и штрихпунктирная с двумя точками — расчеты в рамках МКПОП [17], точечная и штрихпунктирная с одной точкой — расчеты из работы [15], штриховые — расчеты из работы [16]. Экспериментальные данные взяты из работ [4–11]: $\square$ — [4], $\bullet$ — [5], $\blacksquare$ — [6], $\triangle$ — [7], $\blacktriangle$ — [9], $\diamond$ — [8], ∇ — [10], $\circ$ — [11].

кое низкоэнергетическое поведение этих данных, демонстрируя таким образом чрезвычайную важность корректного учета тензорной силы.

На рис. 1 и 2 штриховые кривые соответствуют нижней и верхней границам полос, представленных в работе [16] для полных S -факторов, вычисленных с использованием *ab initio* МГГ и современных двух- и трехнуклонных взаимодействий, вытекающих из киральной эффективной теории поля. Ширины этих полос, фактически, характеризуют разброс результатов, полученных в той работе с двумя различными значениями параметра обрезания в ядерном взаимодействии. Точечная и штрихпунктирная с одной точкой кривые представляют собой расчеты, проведенные в работе [15] с потенциалом Миннесоты (MN) без тензорного взаимодействия и с реалистическим потенциалом AV8' в совокупности с феноменологическим трехнуклонным взаимодействием соответственно, в рамках *ab initio* МКМ, учитывающей искажения кластеров. Имеются области, где сплошные кривые, полученные в МКПОП, лежат очень близко к штриховой и штрихпунктирной с одной точкой кривым [15, 16] и даже пересекаются с последними. Однако имеются также области их расхождения. При энергиях ниже приблизительно 1 МэВ результаты [16] лежат ниже, чем результаты [15]. В целом, сопоставляемые расчеты достаточно хорошо со-

Таблица 1. Энергии связи d -, t - и h -кластеров, а также энергии выхода реакций перестройки в системе $d + d$; все величины измеряются в МэВ

Величина	E_d	E_t	E_h	Q_{ddpt}	Q_{ddnh}
Расчет	2.224	8.482	7.550	4.033	3.101
Эксперимент	2.224	8.482	7.718	4.033	3.269

Таблица 2. Наиболее важные кластерные каналы $d + d$, $p + t$ и $n + h$ для рассматриваемых реакций при низких энергиях

J^π	$d + d$	$p + t$	$n + h$
0^+	1S_0	1S_0	1S_0
2^+	$^5S_2, ^1D_2, ^5D_2$	$^1D_2, ^3D_2$	$^1D_2, ^3D_2$
0^-	3P_0	3P_0	3P_0
1^-	3P_1	3P_1	3P_1
2^-	3P_2	3P_2	3P_2

гласуются друг с другом и с большинством экспериментальных данных.

Следует также отметить, что расчеты, выполненные в настоящей работе без тензорного взаимодействия (штрихпунктирные с двумя точками кривые) очень похожи на аналогичные расчеты из работы [15] (точечные кривые), как можно увидеть из рис. 1 и 2. При этом между соответствующими расчетными результатами и измеренными данными имеется заметное расхождение.

На рис. 3 и 4 полные астрофизические S -факторы реакций $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$, вычисленные в МКПОП с потенциалами PHN2-1.673 и PHN2-2.62 соответственно, раскладываются на парциальные астрофизические S -факторы, соответствующие состояниям четырехнуклонной системы с различными значениями J^π . При более низких энергиях состояния 0^+ и 2^+ вносят наибольший вклад. Вклад состояний 0^- , 1^- и 2^- становится значительным с ростом энергии. Вклад остальных состояний пренебрежимо мал в рассматриваемом энергетическом диапазоне.

В табл. 2 собраны наиболее важные входные каналы $d + d$ и выходные каналы $p + t$ и $n + h$, переходы между которыми определяют парциальные процессы перестройки в доминирующих состояниях, чьи вклады изображены на рис. 3 и 4 [17]. Эти кластерные каналы обозначаются с использованием термов вида $^{2s+1}l_J$.

Парциальные переходы из S -волн входных каналов $d + d$ в S - и D -волны выходных каналов $p + t$ и $n + h$, $\{^1S_0 \rightarrow ^1S_0, ^5S_2 \rightarrow ^3D_2, ^5S_2 \rightarrow ^1D_2\}$, ответственны за плоское низкоэнергетическое поведение полных астрофизических S -факторов исследуемых реакций [17]. Первый из перечислен-

ных переходов реализуется через центральную силу. Остальные полностью обусловлены связью через тензорную силу. Если тензорное взаимодействие не учитывается, то значительный вклад последних исчезает. Переходы между P -волнами и D -волнами начальных и конечных каналов, $\{^3P_0 \rightarrow ^3P_0, ^3P_1 \rightarrow ^3P_1, ^3P_2 \rightarrow ^3P_2, ^1D_2 \rightarrow ^1D_2, ^5D_2 \rightarrow ^1D_2\}$, вносят существенный вклад в более резкую зависимость S -факторов при более высоких энергиях [17]. Указанные P -волновые переходы идут через центральное и нецентральное взаимодействия. Среди двух D -волновых переходов первый обусловлен центральной силой, а второй — тензорной. Таким образом, физическая картина взаимоотношений между парциальными процессами перестройки и различными силами ядерного взаимодействия является достаточно сложной. Несмотря на это, становится ясным, что тензорная сила играет очень важную роль в динамике соответствующих реакций.

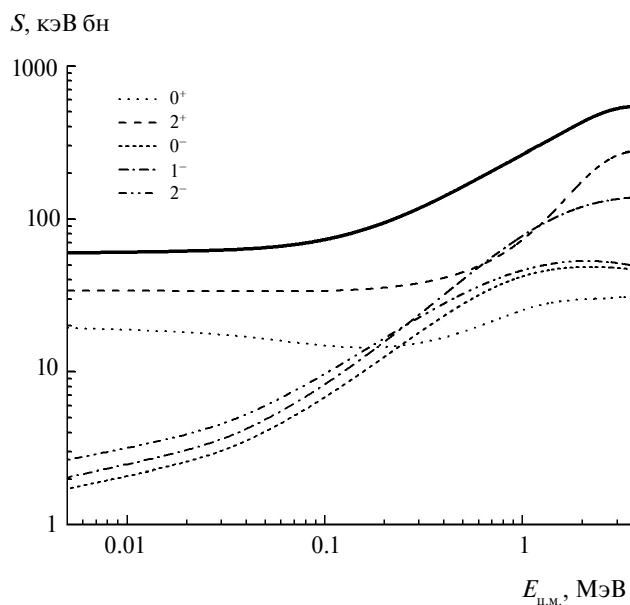


Рис. 3. Разложение полного астрофизического S -фактора реакции $D(d, p)T$ (сплошная кривая) на парциальные вклады состояний с различными значениями J^π . Расчеты выполнены на основе МКПОП с потенциалом PHN2-1.673 [17].

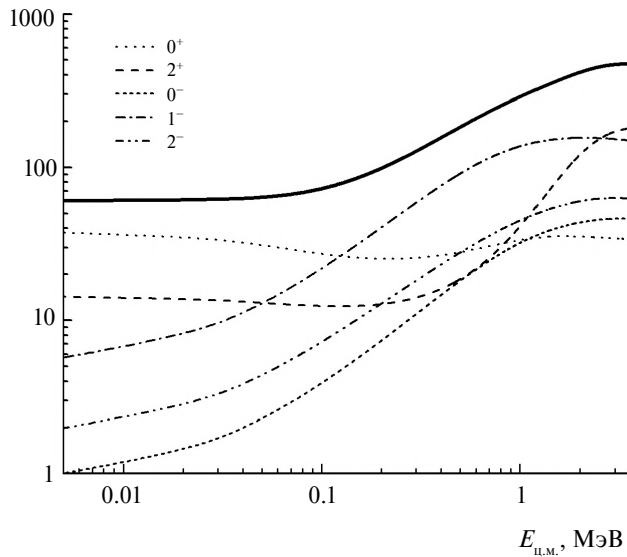
S , кэВ бн

Рис. 4. Разложение полного астрофизического S -фактора реакции $D(d, n)^3\text{He}$ (сплошная кривая) на парциальные вклады состояний с различными значениями J^π . Расчеты выполнены на основе МКПОП с потенциалом PHN2-2.62 [17].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реакции перестройки $D(d, p)T$ и $D(d, n)^3\text{He}$, представляющие большой фундаментальный и прикладной интерес, исследованы в рамках МКПОП [17]. Вычисленные полные астрофизические S -факторы этих реакций достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [4–11] и *ab initio* результатами [15, 16]. Разложения полных астрофизических S -факторов на вклады парциальных показали, что имеется всего лишь несколько доминирующих парциальных переходов, ответственных за плоскую низкоэнергетическую зависимость. При этом с ростом энергии увеличивается число значимых переходов. Некоторые из них оказываются запрещенными, если тензорная сила ядерного взаимодействия не учтена. Поэтому аккуратное включение тензорной силы в расчеты чрезвычайно важно для корректного описания экспериментальных данных, особенно при низких энергиях.

Таким образом, реализованный подход весьма полезен. Полученные результаты являются содержательными, поскольку позволяют интерпретировать экспериментальные данные и прояснить многие аспекты рассмотренных проблем. Для дальнейшего развития данного подхода следует использовать кластерные волновые функции, учитывающие специфические эффекты искажения кластеров, в совокупности

с современными реалистическими ядерными потенциалами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T.-H. Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016).
2. A. Coc and E. Vangioni, *Int. J. Mod. Phys. E* **26**, 1741002 (2017).
3. C. Pitrou, A. Coc, J.-P. Uzan, and E. Vangioni, *Phys. Rep.* **754**, 1 (2018).
4. R. L. Schulte, M. Cosack, A. W. Obst, and J. L. Weil, *Nucl. Phys. A* **192**, 609 (1972).
5. A. Krauss, H. W. Becker, H. P. Trautvetter, C. Rolfs, and K. Brand, *Nucl. Phys. A* **465**, 150 (1987).
6. R. E. Brown and N. Jarmie, *Phys. Rev. C* **41**, 1391 (1990).
7. U. Greife, F. Gorris, M. Junker, C. Rolfs, and D. Zahnw, *Z. Phys. A* **351**, 107 (1995).
8. M. A. Hofstee, A. K. Pallone, F. E. Cecil, J. A. McNeil, and C. S. Galovich, *Nucl. Phys. A* **688**, 527c (2001).
9. D. S. Leonard, H. J. Karwowski, C. R. Brune, B. M. Fisher, and E. J. Ludwig, *Phys. Rev. C* **73**, 045801 (2006).
10. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov, S. S. Parzhitskii, P. S. Anan'in, G. N. Dudkin, V. L. Kaminskii, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, A. V. Petrov, G. A. Mesyats, M. Filipovicz, J. Wozniak, and Vit. M. Bystritskii, *Eur. Phys. J. A* **36**, 151 (2008).
11. A. Tumino, C. Spitaleri, A. M. Mukhamedzhanov, S. Typel, M. Aliotta, V. Burjan, M. Gimenez del Santo, G. G. Kiss, V. Kroha, Z. Hons, M. La Cognata, L. Lamia, M. Mrazek, R. G. Pizzone, S. Piskor, G. G. Rapisarda, *et al.*, *Phys. Lett. B* **700**, 111 (2011).
12. A. Tumino, C. Spitaleri, A. M. Mukhamedzhanov, S. Typel, M. Aliotta, V. Burjan, M. Gimenez del Santo, G. G. Kiss, V. Kroha, Z. Hons, M. La Cognata, L. Lamia, M. Mrazek, R. G. Pizzone, S. Piskor, G. G. Rapisarda, *et al.*, *Phys. Lett. B* **705**, 546 (2011).
13. R. G. Pizzone, C. Spitaleri, C. A. Bertulani, A. M. Mukhamedzhanov, L. Blokhintsev, M. La Cognata, L. Lamia, A. Rinollo, R. Sparta, and A. Tumino, *Phys. Rev. C* **87**, 025805 (2013).
14. A. Tumino, R. Sparta, C. Spitaleri, A. M. Mukhamedzhanov, S. Typel, R. G. Pizzone, E. Tognelli, S. Degl'Innocenti, V. Burjan, V. Kroha, Z. Hons, M. La Cognata, L. Lamia, J. Mrazek, S. Piskor, P. G. Prada Moroni, *et al.*, *Astrophys. J.* **785**, 96 (2014).
15. K. Arai, S. Aoyama, Y. Suzuki, P. Descouvemont, and D. Baye, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 132502 (2011).
16. M. Viviani, L. Giralda, A. Kievsky, D. Logoteta, and L. E. Marcucci, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 122501 (2023).
17. A. S. Solov'yev, *Eur. Phys. J. A* **60**, 32 (2024).
18. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1083 (1937).
19. J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **52**, 1107 (1937).
20. К. Вильдермут, Я. Тан, *Единая теория ядра* (пер. с англ.) (Мир, Москва, 1980) [K. Wildermuth and Y. C. Tang, *A Unified Theory of the Nucleus* (Vieweg, Braunschweig, 1977)].

21. Г. Ф. Филиппов, И. П. Охрименко, ЯФ **32**, 932 (1980) [G. F. Filippov and I. P. Okhrimenko, Sov. J. Nucl. Phys. **32**, 480 (1980)].
22. Г. Ф. Филиппов, ЯФ **33**, 928 (1981) [G. F. Filippov, Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 488 (1981)].
23. A. S. Solovyeu, Phys. Rev. C **106**, 014610 (2022).
24. A. S. Solovyeu and S. Yu. Igashov, Phys. Rev. C **96**, 064605 (2017).
25. A. S. Solovyeu and S. Yu. Igashov, Phys. Rev. C **99**, 054618 (2019).
26. A. C. Соловьёв, ЯФ **86**, 132 (2023) [A. S. Solovyeu, Phys. At. Nucl. **86**, 24 (2023)].
27. A. C. Соловьёв, ЯФ **87**, 108 (2024) [A. S. Solovyeu, Phys. At. Nucl. **87**, 112 (2024)].
28. H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, and M. Nomoto, Prog. Theor. Phys. **61**, 1327 (1979).
29. D. R. Tilley, H. R. Weller, and G. M. Hale, Nucl. Phys. A **541**, 1 (1992).
30. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).

THEORETICAL STUDY OF THE TRANSFER REACTIONS IN THE $D-D$ SYSTEM

© 2025 A. S. Solovyeu¹⁾

¹⁾ *Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia*

In this work, the transfer reactions proceeding in the $d-d$ system, such as $D(d, p)T$ and $D(d, n)^3\text{He}$, are studied by means of the microscopic multichannel cluster approach in the oscillator representation. Both reactions are of great interest for pure and applied physics. Their total and partial astrophysical S factors are calculated at low energies. The contributions of the different channels are discussed, the most important ones are carefully analyzed. Manifestations of the nuclear tensor force in dynamics of the studied transfer processes are considered. A comparison of the obtained results with experimental data demonstrates a good agreement.