

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДОВ DD-РЕАКЦИЙ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $Ti/TiO_2:D_x$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ НА УСТАНОВКЕ ГЕЛИС

А. В. Багуля, О. Д. Далькаров, М. А. Негодаев,
А. С. Русецкий*, А. П. Чубенко

Приводятся результаты измерения выходов DD-реакций из гетероструктуры $Ti/TiO_2:D_x$ в диапазоне энергий 10–25 кэВ. Измерялись потоки нейтронов и протонов с помощью нейтронного детектора на основе He-3 счетчиков и пластикового трекового детектора CR-39. Сравнения с расчетами показали наличие значительных эффектов усиления выходов DD-реакций. Потенциал экранирования для данной гетероструктуры при данных условиях эксперимента оценен в диапазоне $U_e = 160 - 750$ эВ.

Ключевые слова: DD-реакции, потенциал экранирования, потоки протонов и нейтронов.

Всё больший интерес вызывает сегодня измерение сечений ядерных реакций синтеза при низких энергиях. Эти исследования важны как для создания нового поколения энергетических установок, так и для понимания процессов, протекающих внутри звезд. Обзор ранних исследований в этой области можно найти в [1–4]. Прямое измерение таких сечений при малых энергиях затруднено из-за сложности обеспечения устойчивости ускорительных пучков низких энергий. Поэтому сечения ядерных реакций при низких энергиях (≤ 100 кэВ) обычно находят с помощью экстраполяции из области высоких энергий, где эти сечения могут быть измерены на ускорителях экспериментально.

Однако недавно выполненные эксперименты на ускорителях при энергиях < 10 кэВ с использованием твердотельных мишеней с имплантированным в них дейтерием показали, что в таком случае наблюдается значительное увеличение вероятности протекания DD-реакции по сравнению с экстраполяцией из области высоких энергий. Степень усиления выхода DD-реакции характеризует т.н. потенциал экранирования, который

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

* E-mail: rusets@lebedev.ru.

определяется как добавочная энергия, необходимая ядру дейтерия для преодоления кулоновского барьера.

Выходы DD-реакции и потенциалы экранирования изучались систематически в работах Райола и др. [5, 6] для почти 70-ти элементов Периодической системы как металлов, так и неметаллов. Было показано, что большинство изученных металлов имеют “большой” потенциал экранирования $U_e \geq 100$ эВ. Исключение составляют металлы 4 группы (Ti, Zr, Hf) и 11 группы (Cu, Ag, Au). Нужно, однако, отметить, что использованный в [5, 6] ускоритель позволял достигать токов дейтронов от 1 до 54 мкА, что минимизировало эффекты усиления, зависящие от плотности тока на мишени. Последнее было экспериментально показано в [7]. В этой работе импульсный тлеющий разряд генерировал ионы с энергиями 0.8–2.5 кэВ и обеспечивал плотности тока 300–600 мА/см² при давлении дейтерия в диапазоне 2–10 мм рт. ст. При этом достигалось значительное усиление выхода DD-реакции по сравнению с относительно слаботочными ускорителями заряженных частиц. Недавно полученные данные показали, что при $E_d = 1.0$ кэВ в Ti мишенях, бомбардируемых дейтронами при токе разряда $I \sim 300$ мА, коэффициент усиления реакции $d(d, p)t$ составил 10^9 по отношению к значениям выхода, определяемым стандартным сечением DD-реакции [8] (приближение Боша–Халле). Экспериментальные данные в данном эксперименте описываются потенциалом экранирования $U_e = 610 \pm 150$ эВ.

В работе [9] измерялись астрофизические факторы и потенциалы экранирования для мишеней ZrD₂, TiD₂, D₂O и CD₂ в диапазоне энергий 2–7 кэВ. В качестве источника ионов D^+ использовался плазменный ускоритель на базе Z-пинча. При этом неопределенности в определении энергии и тока дейтронов были намного больше, чем в работах с использованием обычных ускорителей. Потенциал экранирования, измеренный для TiD₂, оказался равен $U_e = 125 \pm 34$ эВ.

Целью настоящей работы было изучение выходов DD-реакций из гетероструктуры Ti/TiO₂:D_x под действием пучка дейтронов в диапазоне энергий 10–25 кэВ с током до 50 мА и определение потенциалов экранирования.

В Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН была создана установка ГЕЛИС [10], которая позволяет получать непрерывные пучки ионов с током до 50 мА и энергиями до 50 кэВ, и предназначена для проведения широкого спектра экспериментов, например, изучение столкновений легких ядер с энергией в десятки кэВ, изучение элементарных и коллективных процессов в ионно-пучковой плазме, изучение взаимодействий ионного пучка с различными материалами и модификация их поверхности.

Основной частью установки ГЕЛИС является ускоритель ионов, который включает в себя: 1) ионный источник с оборудованием, обеспечивающим его питание; 2) систему фокусировки ионного пучка; 3) вакуумную систему; 4) диагностическую аппаратуру для измерения тока и энергии ионного пучка.

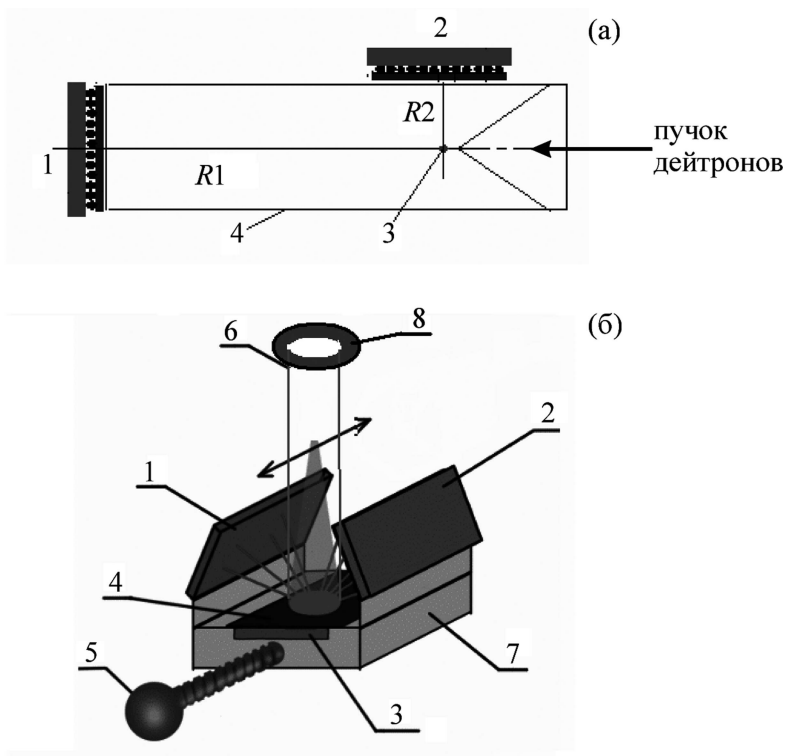
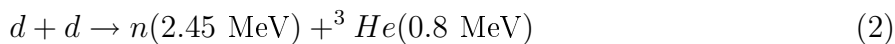
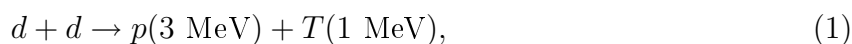


Рис. 1: (а) схема расположения $He-3$ детектора на установке ГЕЛИС. 1 и 2 – два положения $He-3$ детектора ($R1 = 120$ см, $R2 = 30$ см), 3 – место расположения мишени, 4 – контуры установки ГЕЛИС; (б) схема расположения мишени и трековых детекторов в пучке ионов в установке ГЕЛИС. 1, 2, 3 – трековые детекторы CR-39 с различными покрытиями; 4 – мишень; 5 – манипулятор; 6 – пучок ионов; 7 – стальная подложка; 8 – диафрагма.

Схемы расположения детекторов и мишени на установке ГЕЛИС описаны в [11], но поскольку они важны для понимания результатов, мы ещё раз покажем их на рис. 1(а) и рис. 1(б).

Для детектирования продуктов DD-реакций



использовались многоканальный детектор нейтронов на основе счетчиков с наполнением He-3 и трековый детектор CR-39. Процедура калибровки детектора CR-39 заряженными частицами и нейтронами подробно описана в [11]. При расположении He-3 детектора в положении 1 ($R1 = 120$ см) эффективность регистрации нейтронов оказалась равной $\eta_{n1} = 0.1\%$. При расположении He-3 детектора в положении 2 ($R2 = 30$ см) эффективность регистрации нейтронов оказалась равной $\eta_{n2} = 0.4\%$. Средняя эффективность регистрации быстрых нейтронов трековым детектором CR-39 оказалась равной $\eta_n = 10^{-4}$. Детекторы 1 и 2 (рис. 1(б)), расположенные над образцом, имеют эффективность детектирования заряженных частиц $\eta_p = 0.026$.

Три детектора CR-39 (1, 2, 3) (см. рис. 1(б)) устанавливаются с трех сторон исследуемого образца (4) в держателе с манипулятором, который позволяет перемещать образец поперек пучка ионов (6). Детекторы 1 и 2, расположенные над образцом, имеют покрытия 11 (или 22) и 55 (или 66) мкм Al, соответственно. Они предназначены для регистрации заряженных частиц и нейтронов, вылетевших с облученной поверхности образца против направления пучка. Детектор 3, расположенный под образцом, имеет покрытие 11 (или 33) мкм Al. Он предназначен для регистрации нейтронов, вылетевших с облученной поверхности образца в направлении пучка. Покрытия разной толщины позволяют защитить поверхность детектора от прямого попадания распыленных частиц образца и получить смещение энергетического спектра заряженных частиц на известную величину потерь энергии в соответствующем фильтре.

Исследовались образцы $Ti/TiO_2:D_x$ размером 3×1 см². Они были изготовлены из титановой фольги, толщиной 30, 55 и 300 мкм и окисным слоем $TiO_2 \sim 100-150$ нм, путем электролитического насыщения дейтерием из 0.3 М раствора D_2SO_4 в D_2O при плотности тока 30 мА/см² в ячейке с разделенными катодным и анодным пространствами. Образцы использовались в качестве катода (анод – Pt). Последующее взвешивание показало, что за время электролиза в течение 48 часов в каждый образец входило в среднем 0.5 мг дейтерия. Это обеспечивало среднюю степень насыщения $x = D/Ti = 0.1$ на глубину до 1 мкм.

Образцы $Ti/TiO_2:D_x$ остаются практически стабильными при температуре $T = 300$ К, и они могут быть насыщены дейтерием задолго до облучения.

Для экстраполяции сечения при низких энергиях использовалась параметризация Боша–Халле [8]. Тормозная способность дейтронов предполагалась пропорциональной скорости дейтронов при низкой энергии, что подтверждается данными для различных мишеней, по меньшей мере, до $E_d = 1.0$ кэВ [12]. Для вычисления выхода протонов из

толстой мишени (катода), бомбардируемой дейтронами с энергией E_d , использовалось выражение [7]:

$$Y_b(E_d) = \int_0^{E_d} N_D(x) \sigma_{\text{lab}}(E) (dE/dx)^{-1} dE, \quad (3)$$

где $N_D(x)$, $\sigma_{\text{lab}}(E)$ и dE/dx – плотность дейтронов в катоде, сечение DD-реакции и тормозная способность дейтронов в материале мишени, соответственно.

Поскольку в процессе облучения и повышения температуры мишени концентрация дейтерия в ней может измениться, для расчетов используется эффективная концентрация дейтерия, которая определяется как $N_D(\text{eff}) = k(W, T)N_D(x)$, где T и W – температура и мощность пучка на поверхности мишени. Коэффициент k может быть записан как [3]:

$$k(W, T) = \exp \left[-\frac{\varepsilon_d \Delta T}{k_B T_m T_0} \cdot (W_m/W_x) \right], \quad (4)$$

где ε_d – энергия активации выхода дейтрона с поверхности мишени; T_m – максимальная температура на поверхности мишени, $T_0 = 290$ К – начальная температура мишени, $\Delta T = T_m - T_0$, W_m – максимальная мощность при $E_d = 25$ кэВ, $I_m = 0.2$ мА; W_x – значение мощности при других (меньших) значениях тока и напряжения. Величина ε_d равняется 0.04 эВ для Ti.

На рисунке 2 показана зависимость потоков протонов и нейтронов, испущенных по пучку и против пучка (детекторы 1, 2 на рис. 1(б)), от энергии. Наблюдается анизотропия в вылете продуктов DD-реакции, испущенных по пучку и поперек пучка. Заметна также разница в потоках нейтронов и протонов, характеризующая соотношение вероятностей протекания DD-реакции по каналам (1) и (2). Это указывает на то, что, возможно, DD-реакция идет не через образование составного ядра He-4*, а реализуется механизм неполного проникновения дейтрона в ядро.

Зависимость выхода DD-реакции из мишени Ti/TiO₂:D_x от энергии пучка приведена на рис. 3. Там же приведены значения выходов DD-реакции, рассчитанные по (3) для данных условий эксперимента.

Коэффициент усиления определяется как

$$f(E) = Y_{\text{exp}}(E)/Y_b(E) = \exp[\pi\eta(E)U_e/E], \quad (5)$$

где $Y_{\text{exp}}(E)$ – экспериментальный выход DD-протонов, $Y_b(E)$ – выход при той же энергии, определенный в соответствии с экстраполяцией Боша–Халле [8]; $2\pi\eta = 31.29Z^2(\mu/E)^{1/2}$ – параметр Зоммерфельда (здесь Z – заряд дейтрона, μ и E – приведенная масса и энергия дейтрона, соответственно).

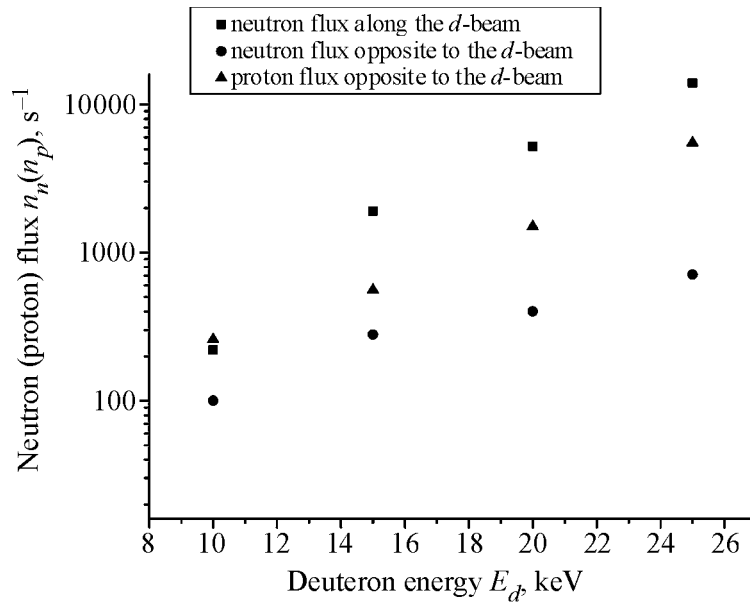


Рис. 2: Зависимость потоков протонов и нейтронов, испущенных из мишени $Ti/TiO_2:D_x$ по пучку и против пучка, от энергии. \blacksquare – поток нейтронов по пучку, \bullet – поток нейтронов против пучка, \blacktriangle – поток протонов против пучка. Измерения проведены трековым детектором CR-39.

Потенциал экранирования U_e , как и в [11], оценивался по полуэмпирической формуле [13], характеризующей его зависимость от температуры и плотности тока:

$$U_e = (T/T_0)^{-1/2}[a \ln(y) + b], \quad (6)$$

где $a = 145.3$ и $b = 71.2$ – численные константы и $y = k \cdot y_0(J_d/J_0)$, (здесь $k = \exp(-\varepsilon_d \Delta T / k_B T T_0)$, $\varepsilon_d = 0.04$ эВ – энергия активации дейтрона в титане, $y_0 = Me/D = 10$ – отношение концентраций атомов металла и дейтерия в мишени при $T_0 = 290$ К и $J_0 = 0.03$ mA/cm²), J_d – плотность тока дейтронов.

В случае DD-реакции потенциал экранирования можно записать как:

$$U_e = \ln f(E)^{3/2} / 15.7, \quad (7)$$

где E (кэВ) – энергия дейтрона в с.ц.и. Подставив в (7) данные по коэффициентам усиления DD-реакции, можно оценить потенциалы экранирования, полученные в конкретном эксперименте.

Коэффициенты усиления и потенциалы экранирования в мишени $Ti/TiO_2:D_x$ представлены в табл. 1.

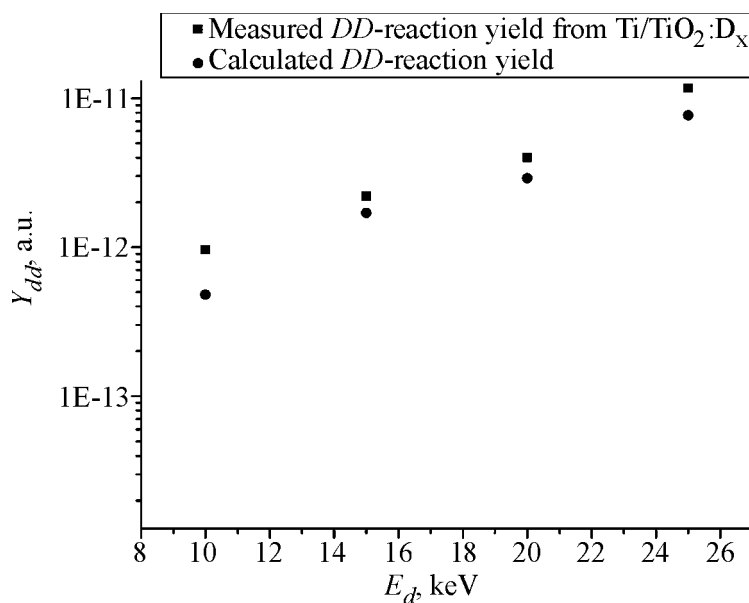


Рис. 3: Зависимость выходов DD -реакции из мишени $Ti/TiO_2:D_x$ от энергии пучка D^+ . ■ – измеренный выход DD -реакции, ● – выход DD -реакции, рассчитанный для данной энергии.

Расчет потенциалов экранирования был проведен для двух “крайних” условий: 1) при $T = 1941$ К – температура плавления титана в области пучка и 2) $T = 350$ К – температура, зарегистрированная термопарным термометром на краю мишени.

Т а б л и ц а 1

Энергия пучка, E_d , кэВ	10	15	20	25
Плотность тока пучка, J_d , мА/см ²	0.26	0.5	0.5	0.7
Коэффициент усиления, f	2	1.3	1.4	1.2
Потенциал экранирования U_e , эВ	490	340	670	510
Потенциал экранирования (расчет при $T = 350$ и 1941 К), U_e , эВ	165–619	238–705	238–705	257–750

Из таблицы 1 видно, что измеренные потенциалы экранирования находятся между этими двумя крайними значениями. Это может объясняться тем, что в процессе эксперимента температура в области пучка на поверхности мишени могла повышаться от комнатной до температуры плавления. Также видно, что потенциал экранирования зависит от плотности тока дейтронов на мишени.

Таким образом, в данной работе при исследовании зависимости выходов продуктов DD-реакции из гетероструктуры Ti/TiO₂:D_x от энергии дейтронов в диапазоне 10–25 кэВ получены значительные эффекты усиления по сравнению с теоретической экстраполяцией. Потенциал экранирования для данной гетероструктуры при данных условиях эксперимента оценен в диапазоне $U_e = 160 - 750$ эВ.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки (государственный контракт № 16.518.11.7104 по мероприятию 1.8 ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы”).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. А. Царев, УФН **160**(11), 1 (1990).
- [2] В. А. Царев, УФН **162**, 65 (1992).
- [3] V. A. Tsarev and D. H. Worledge, Fusion Technology **22**, 138 (1991).
- [4] V. A. Chechin, V. A. Tsarev, M. Rabinovitz, and Y. E. Kim, Int. Journal of Theor. Phys. **33**(3), 617 (1994).
- [5] F. Raiola, P. Migliardi, G. Gyurky, et al., Eur. Phys. J. A **13**, 377 (2002).
- [6] F. Raiola, P. Migliardi, L. Gang, et al., Phys. Lett. B **547**, 193 (2002).
- [7] A. G. Lipson, A. S. Roussetski, A. B. Karabut, and G. H. Miley, ЖЭТФ **127**(6), 1334 (2005).
- [8] H. S. Bosch and G. M. Halle, Nucl. Fusion. **32**, 611 (1994).
- [9] В. М. Быстрицкий, Вит. М. Быстрицкий, Г. Н. Дудкин и др., ЯФ **75**(1), 56 (2012).
- [10] М. А. Негодаев, А. В. Багуля, Препринт ФИАН № 11 (М., ФИАН, 1996).
- [11] А. В. Багуля, О. Д. Далькаров, М. А. Негодаев, и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, **39**(9), 3 (2012).
- [12] H. N. Anderson and J. F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements* (Pergamon, New York, 1977.)
- [13] А. Г. Липсон, А. С. Русецкий, Б. Ф. Ляхов и др., Химия высоких энергий **42**(4), 361 (2008).

Поступила в редакцию 5 июля 2012 г.