

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА УСИЛЕНИЯ РЕАКЦИИ $D(p, \gamma) {}^3\text{He}$, ПРОТЕКАЮЩЕЙ В ДЕЙТЕРИРОВАННОМ ТИТАНЕ В ОБЛАСТИ УЛЬТРАНИЗКИХ ЭНЕРГИЙ СТОЛКНОВЕНИЯ

В. М. Быстрицкий^{a}, Вит. М. Быстрицкий^b, Г. Н. Дудкин^c, М. Филипович^d,
Ш. Гажи^e, Й. Гуран^e, Г. А. Месяц^f, Б. А. Нечаев^c, В. Н. Падалко^c,
С. С. Паржицкий^a, Ф. М. Пеньков^g, А. В. Филипов^a, Ю. Ж. Тулеушев^g*

^a *Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

^b *Калифорнийский университет, Калифорния, США*

^c *Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Томск, Россия*

^d *Факультет энергии и топлива, Университет науки и технологий
30-059, Краков, Польша*

^e *Электротехнический институт, САН
84104, Братислава, Словакия*

^f *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^g *Институт ядерной физики
050032, Алматы, Казахстан*

Поступила в редакцию 19 декабря 2013 г.

Проведено исследование pd -реакции ($p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma(5.5 \text{ МэВ})$), протекающей в дейтериде титана в области астрофизических энергий столкновения протонов с дейтронами от 5.3 кэВ до 10.5 кэВ. Эксперименты выполнялись на импульсном плазменном ускорителе Холла НИ ТПУ (г. Томск, Россия). Число ускоренных протонов в импульсе длительностью 10 нс составляло $5 \cdot 10^{14}$ при частоте следования $7 \cdot 10^{-2}$ Гц. Регистрация гамма-квантов с энергией 5.5 МэВ осуществлялась с помощью восьми детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) ($100 \times 100 \times 400 \text{ мм}^3$), расположенных вокруг мишени из TiD . Измерены зависимости астрофизического S -фактора и эффективного сечения pd -реакции от энергии столкновения протонов с дейтронами, а также определен потенциал электронного экранирования взаимодействующих протонов с дейтронами в дейтериде титана.

DOI: 10.7868/S0044451014070074

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к изучению механизмов протекания реакций между легкими ядрами (pd , dd) в металлах, насыщенных изотопами водорода, в области ультранизких энергий столкно-

вения частиц во входных каналах указанных реакций [1–10]. Результаты изучения реакций

$$D(d, n) {}^3\text{He}, \quad (1a)$$

$$D(d, p) t, \quad (1b)$$

полученные на протяжении последнего десятилетия [1–10], свидетельствуют о существовании эффекта усиления протекания реакции dd -синтеза в дей-

*E-mail: bystvm@jinr.ru

теридов металлов из-за наличия электронного экранирования взаимодействующих дейтронов. Для проверки существования данного эффекта нами были проведены эксперименты на пучке ускоренных дейтронов импульсного ускорителя Холла с использованием мишеней из дейтеридов титана, циркония и тантала [8–10].

В результате выполнения данных экспериментов определены потенциалы электронного экранирования взаимодействующих дейтронов в дейтеридов указанных металлов. Кроме того, в качестве альтернативы механизму электронного экранирования рассмотрена возможность существования механизма каналирования [11] дейтронов пучка при протекании dd -реакции в дейтериде титана (TiD_2). К настоящему времени нет однозначного заключения о вкладе этих двух механизмов в эффект усиления dd -реакции. Для получения ответа на этот вопрос необходимо провести исследования dd -реакции с различными металлическими мишенями и с разной степенью насыщения их дейтерием.

Аналогичные исследования необходимо выполнить в плане изучения эффекта усиления pd -реакции



протекающей в металлических мишенях, насыщенных дейтерием (реакция (2a)) или водородом (реакция (2b)).

Следует отметить, что, насколько известно авторам, к настоящему времени в литературе отсутствует как экспериментальная, так и теоретическая информация о pd -реакции, протекающей в дейтеридов (гидридах) металлов в области ультранизких энергий столкновения протонов с дейтронами. Имеется лишь весьма ограниченное число публикаций, посвященных изучению pd -реакции с использованием мишеней из газообразного дейтерия [12], тяжелой воды D_2O [13–15] и дейтерированного полиэтилена [16–18].

Учитывая малость значений сечения pd -реакции (10^{-34} – 10^{-32} см²) в области ультранизких энергий столкновения протонов с дейтронами (несколько килоэлектронвольт), трудно при реальных интенсивностях потоков ускоренных дейтронов (протонов) рассчитывать на количественное экспериментальное определение вклада в величину астрофизического S -фактора для pd -реакции за счет эффекта электронного экранирования для данной реакции. Тем не менее требуется проведение экспериментов по определению вклада в величину астрофизического

S -фактора (либо его оценка) из-за эффекта усиления для pd -реакции, протекающей в металлах, насыщенных дейтерием (водородом). Необходимость таких исследований основана на примере изучения механизмов протекания dd -реакции в некоторых металлах, насыщенных дейтерием. Экспериментально измеренные значения потенциалов электронного экранирования для dd -реакции, протекающей в некоторых тяжелых металлах (Ti, Zr, Pt), насыщенных дейтерием, примерно на порядок превышают значение данной величины, найденной при работе с мишенью, заполненной газообразным дейтерием при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ атм [18], и значительно больше результата теоретических оценок [19]. Не исключено, что и для pd -реакции возможно такое же проявление эффекта электронного экранирования взаимодействия протонов с дейтронами.

В связи с этим, нами был выполнен эксперимент по изучению pd -реакции (реакции (2a)) в интервале энергий протонов в лабораторной системе 9–11 кэВ с использованием мишени из дейтеридов циркония [20, 21]. Найденные значения S -фактора находятся в хорошем согласии с результатом работы [12] для газообразного дейтерия и превышают результат [14], полученный с мишенью из тяжелой воды D_2O . Наличие растущей зависимости астрофизического S -фактора от энергии столкновения протонов с дейтронами, измеренной в работе [12], подтверждает в пределах ошибок измерения результат наших работ [20, 21]. Это свидетельствует о том, что если эффект электронного экранирования для pd -реакции и существует, то из-за своей малости он не проявляется на экспериментально наблюдаемом уровне энергии в дейтериде циркония. Из этого следует, что влияние эффекта электронного экранирования на интенсивность протекания pd -реакции в дейтериде циркония существенно меньше, чем для dd -реакции.

Целью настоящей работы являлось измерение зависимости астрофизического S -фактора для pd -реакции (2a) от энергии столкновения протонов с дейтронами в интервале энергий 5.3–10.5 кэВ с использованием мишени из дейтеридов титана TiD . Выполнение данного эксперимента позволит также определить вклад эффекта электронного экранирования в величину S -фактора, если величина данного вклада превышает ошибку измерения астрофизического S -фактора.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Экспериментальное определение значений астрофизического S -фактора и коэффициента усиления

pd -реакции в области ультранизких энергий столкновения основано на измерении выхода гамма-квантов с энергией 5.5 МэВ в реакциях (2а) и (2б) и на использовании параметрической зависимости сечения данной реакции от энергии столкновения протонов с дейтронами [9, 10, 15, 20, 21]:

$$N_{\gamma}^{exp}(E_p) = N_{p(d)}\varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \times \int_0^E \sigma_{pd}^{scr}(E')n(x) \left(-\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE', \quad (3)$$

$$\sigma_{pd}^{scr}(E) = \sigma_{pd}^b(E + U_e) = \sigma_{pd}^b(E)f_{pd}(E, U_e), \quad (4)$$

$$S_{pd}^{scr}(E) = S_{pd}^b(E)f_{pd} \quad (\text{согласно (4)}), \quad (5)$$

$$\sigma_{pd}^b(E) = \frac{S_{pd}^b(E)}{E} \exp(-2\pi\eta), \quad (6)$$

$$2\pi\eta = 31.29 \sqrt{\frac{\mu}{E}}.$$

Здесь μ — приведенная масса взаимодействующих протона и дейтрона; N_{γ}^{exp} — число зарегистрированных гамма-квантов из pd -реакции; $N_{p(d)}$ — число протонов (дейтронов), попавших в мишень; E — энергия столкновения протонов с дейтронами в системе центра масс; ε_{γ} — эффективность регистрации гамма-квантов в реакциях (2а) и (2б); $n(x)$ — плотность дейтронов (протонов) в мишени; dE/dx — удельные потери энергии протонов (дейтронов) в мишени; $f(E)$ — функция распределения протонов (дейтронов), падающих на мишень со средней энергией E_p ; $S_{pd}(E)$ — астрофизический S -фактор для pd -реакции при энергии столкновения E ; η — параметр Зоммерфельда; $\sigma_{pd}^b(E)$, $S_{pd}^b(E)$ — сечение и астрофизический S -фактор для pd -реакции при взаимодействии «голых» протонов с дейтронами, соответственно; $\sigma_{pd}^{scr}(E)$ — сечение pd -реакции при наличии электронного экранирования; U_e — потенциал электронного экранирования для pd -реакции; f_{pd} — коэффициент усиления pd -реакции из-за электронного экранирования протонов, взаимодействующих с дейтронами.

Уравнение (3) получено с учетом энергетического разброса протонов (дейтронов), падающих на дейтериевую (водородную) мишень, а также кулоновских потерь энергии протонов (дейтронов) в результате взаимодействия их с атомами (молекулами) мишени. Выражение для коэффициента усиления pd -реакции f_{pd} имеет вид

$$f_{pd} = \frac{E}{E + U_e} \exp(-2\pi\eta(E + U_e) + 2\pi\eta(E)). \quad (7)$$

При $U_e \ll E$ коэффициент усиления имеет более простой вид:

$$f_{pd} \approx \exp(\pi\eta(E)U_e/E). \quad (8)$$

Значение потенциала электронного экранирования U_e определяется путем аппроксимации экспериментально измеренной зависимости выхода гамма-квантов N_{γ}^{exp} в реакции (2а) от энергии столкновения протонов с дейтронами следующим выражением:

$$N_{\gamma}^{exp}(E_p) = N_{p(d)}\varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \int_0^E \frac{S_{pd}^b(E')}{E' + U_e} \times \exp(-2\pi\eta(E' + U_e))n(x) \left(-\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE'. \quad (9)$$

Таким образом, аппроксимация экспериментально измеренной зависимости N_{γ}^{exp} выражением (9) с использованием в нем в качестве $S_{pd}^b(E)$ зависимости $S_{pd}(E)$, найденной для газовой мишени в работе [12], позволяет однозначно извлечь информацию о величине потенциала электронного экранирования pd -реакции U_e , протекающей в дейтериде металла, насыщенном дейтерием. Заметим, что в экспериментальной зависимости [12] скрыт коэффициент усиления ядерной pd -реакции, обусловленный экранированием протонов, взаимодействующих с дейтронами, атомными электронами. Значение потенциала экранирования, обусловленного атомными электронами, измерялось в dd -реакции (1а) с использованием мишени в виде газообразного дейтерия при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ атм и составило 25 ± 5 эВ [18]. Поэтому об усилении pd -реакции, протекающей в дейтериде металла, можно говорить при экспериментальных значениях потенциала экранирования, значительно больших этой величины. Или, как нетрудно оценить из (8), при экспериментальных значениях коэффициента усиления pd -реакции, значительно больших, чем 1.02.

Экспериментальное значение коэффициента усиления $f_{pd}^{exp}(E)$ определяется как

$$f_{pd}^{exp}(E) = \frac{N_{\gamma}^{exp}(E)}{N_{\gamma}^{calc}(E, U_e = 0)}, \quad (10)$$

где $N_{\gamma}^{calc}(E, U_e = 0)$ — расчетный выход гамма-квантов в реакции (2а), полученный согласно формуле (3) в предположении, что $U_e = 0$.

Определение экспериментальных значений астрофизического S -фактора $S_{pd}^{scr}(E)$ для pd -реакции, протекающей в дейтериде титана в указанном выше

интервале энергий столкновения протонов с дейтронами, проводилось согласно уравнению (5), в которое вместо значений $S_{pd}^b(E)$ подставлялись значения астрофизического $S_{pd}(E)$ -фактора, найденные в работе [12].

Полученные таким образом значения астрофизического S -фактора для pd -реакции соответствуют средним значениям энергии столкновения протонов с дейтронами E_{col} в дейтериде титана:

$$\overline{S_{pd}^{scr}(E)} = \int_0^{\infty} S_{pd}^{scr}(E)P(E) dE = S_{pd}^{scr}(\bar{E}) = S_{pd}^{scr}(E_{col}), \quad (11)$$

$$P(E) = e^{-2\pi\eta(E+U_e)} D(E) \int_E^{\infty} n(x(E, E')) f(E') dE' \times \left\{ \int_0^{\infty} e^{-2\pi\eta(E+U_e)} D(E) dE \times \int_E^{\infty} n(x(E, E')) f(E') dE' \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$D(E) = -\frac{1}{E} \frac{dx}{dE}, \quad (13)$$

$$E_{col} = \int_0^{\infty} EP(E) dE. \quad (14)$$

Здесь $n(x(E, E'))$ — плотность на глубине x дейтронов мишени, имеющих энергию E при начальной энергии столкновения во входном канале E' ; $P(E)$ — функция распределения вероятности столкновения протонов с дейтронами по энергии с образованием гамма-квантов в реакции (2а); E_{col} — энергия столкновения протонов с дейтронами, усредненная по функции распределения $P(E)$.

В случае подбарьерных энергий, когда функция $P(E)$ представляет собой узкий пик, для вычисления выходов pd -реакций (2а) и (2б) можно воспользоваться методом Лапласа и записать выражение для выхода гамма-квантов N_{γ}^{exp} в простом виде, через эффективное сечение pd -реакции $\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$ [22]:

$$N_{\gamma}^{exp} = N_{p(d)} \varepsilon_{\gamma} n_t \tilde{\sigma}_{pd}(E_m) l_{eff}(E_m) K(E_m), \quad (15)$$

где

$$l_{eff} = \sqrt{\frac{2\pi}{-\phi^{(2)}(E_m)} \frac{dx}{dE}}(E_m)$$

— эффективный пробег протона в мишени, E_m — энергия столкновения протонов с дейтронами в максимуме функции $P(E)$, n_t — плотность дейтронов в мишени, $\phi^{(2)}(E_m)$ — вторая производная от $\ln P(E)$ при E_m , $K(E_m)$ — доля первоначального потока протонов, дающая вклад в выход гамма-квантов из pd -реакции:

$$K(E_m) = \int_{E_m}^{\infty} f(E) dE. \quad (16)$$

При больших энергиях столкновения $K(E_m) \rightarrow 1$.

Эффективное сечение pd -реакции согласно формуле (15) определяется как

$$\tilde{\sigma}_{pd}(E_m) = \frac{N_{\gamma}^{exp}}{N_{p(d)} \varepsilon_{\gamma} n_t l_{eff}(E_m) K(E_m)}. \quad (17)$$

Как видно из приведенных выражений, для правильной интерпретации полученных данных необходимо иметь однозначную информацию об энергетическом распределении потока протонов, падающих на мишень, о его составе, об эффективности транспортировки пучка протонов от источника ионов до мишени, о вероятности его нейтрализации в процессе транспортировки, о распределении концентрации дейтерия по глубине мишени.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент по измерению астрофизического S -фактора, потенциала электронного экранирования и эффективного сечения pd -реакции, протекающей в дейтериде титана TiD, выполнялся на импульсном плазменном ускорителе Холла при энергиях ускоренных протонов в интервале 9–19 кэВ. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки, описанная в работах [8–10, 15, 20, 21, 23]. Число ускоренных протонов в импульсе, падающих на мишень из дейтерида титана, составляло $5 \cdot 10^{14}$.

Длительность импульса равнялась 10 мкс, частота следования импульсов $7 \cdot 10^{-2}$ Гц. Пучок протонов сформирован в виде сходящегося конуса с углом облучающей относительно оси симметрии ускорителя $\approx 12^\circ$ и является результатом как геометрии ускоряющего электронного поля, так и влияния магнитного поля, создаваемого в ускорителе для магнитной изоляции катода. Энергетический разброс пучка протонов в интервале 9–19 кэВ в среднем составлял FWHM $\approx 16\%$. Измерение энергетического распределения дейтронов, падающих на мишень, осуществлялось с помощью многосеточного электростати-

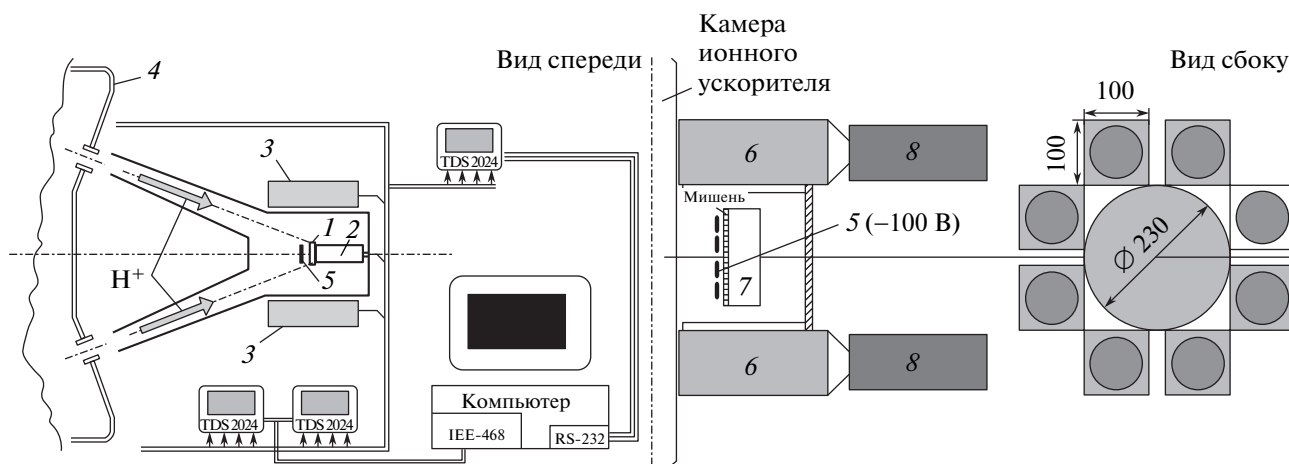


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — твердотельная мишень из TiD, 2 — многосеточный анализатор энергии, 3 — детекторы гамма-квантов на основе кристаллов NaI(Tl), 4 — корпус плазменного ускорителя Холла, 5 — сетка, 6 — сцинтиллятор $100 \times 100 \times 375$, 7 — многосеточный электростатический спектрометр, 8 — фотоэлектронный умножитель гамма-детектора

ческого спектрометра заряженных частиц (установленного за мишенью вдоль направления падающего пучка протонов), а измерение пространственного распределения — с помощью линейки цилиндров Фарадея, установленных по радиусу мишени. Кроме этого, для правильной интерпретации экспериментальных данных в специальных опытах [24–26] с использованием методики по времени пролета измерялся ряд параметров потока ионов, падающих на мишень: эффективность транспортировки потока ускоренных протонов в диапазоне углов $0\text{--}20^\circ$ от ионного источника до места расположения мишени на базе 300 мм и состав пучка.

Примесь молекулярных ионов водорода в пучке ускоренных протонов не превышает 10%, а доля нейтральных частиц, образующихся в результате процесса перезарядки ионов водорода на остаточном газе в измерительной камере ускорителя при транспортировке мишени, составляет 1–2% в зависимости от условий проведения эксперимента (начального композиционного состава ионов пучка источника Холла, парциального давления остаточного газа в измерительной камере ускорителя, в которой установлена мишень из TiD). Количество протонов пучка, взаимодействующих с мишенью, в каждом импульсе определялось интегрированием тока мишени с введением поправки $K = 0.902$, обусловленной примесью в пучке ионов молекулярного водорода. Для подавления эмиссии электронов из мишени перед ней на расстоянии 1 см устанавливалась

металлическая сетка с прозрачностью 93% с потенциалом -100 В.

Нанесение слоя дейтерида титана на подложку из нержавеющей стали осуществлялось методом магнетронного распыления. Толщина нанесенного слоя из дейтерида титана составляла 1.5–2 мкм. Диаметр мишени был равен 97 мм. Измерение распределения плотности дейтронов по глубине мишени проводилось методом ERD (методом ядер отдачи) с использованием пучка альфа-частиц с энергией 2.3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван де Граафа [27–29]. Одновременно с дейтронами отдачи регистрировались альфа-частицы, рассеянные на ядрах мишени в заднюю полусферу (RBS-метод). Совместный анализ ERD- и RBS-спектров позволяет с высокой точностью определять распределение дейтронов по глубине мишени.

Вакуумирование измерительной камеры ускорителя осуществлялось с использованием турбомолекулярного и криогенного насосов. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере был меньше 10^{-7} мм рт. ст. Для обеспечения постоянства «паразитного» слоя на поверхности мишени, образующегося за счет остаточного газа в измерительной камере ускорителя, необходимо было обеспечить условие динамического равновесия процессов сорбции и десорбции с поверхности мишени, что достигалось поддержанием температуры мишени на уровне 50°C . Одним из способов оперативного контроля за процессами сорбции (десорбции) является метод изме-

рения массовой толщины осажденной «паразитной» пленки на мишени с помощью кварцевого генератора [30], резонансная частота которого изменяется с изменением массы осаждаемого вещества на кварцевую пластину (чувствительность до 10^{-2} мкг/Гц), что соответствует изменению частоты генератора на 1 Гц. Кроме того, с помощью оже-спектрометра [31] определялся состав и толщина «паразитной» пленки на поверхности мишени.

Используемая методика определения чистоты поверхности мишени позволяет оперативно контролировать качество системы вакуумной откачки измерительной камеры ускорителя и объема ускоряющего ионного диода с целью выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнение поверхности мишени из-за наличия остаточных газов. Результаты данных измерений необходимы для корректного учета процесса ионизационных потерь энергии протонов в «паразитном» слое на мишени до момента попадания их в слой из TiD.

Регистрация гамма-квантов с энергией 5.5 МэВ в реакции (2а) осуществлялась восемью сцинтилляционными спектрометрами на основе кристаллов NaI(Tl) ($100 \times 100 \times 400$ мм³), расположенными вокруг мишени. Эффективность регистрации гамма-квантов в реакции (2а) определялась методом Монте-Карло. При энергетическом пороге регистрирующей аппаратуры 3 МэВ она составляла $\varepsilon_\gamma = 0.300 \pm 0.006$. Выбор данного порога был обусловлен необходимостью подавления вклада фона за счет регистрации нейтронов из реакции *dd*-синтеза ($d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n(2.5 \text{ МэВ})$), протекание которой реально из-за наличия примеси дейтерия в пучке протонов (относительная концентрация дейтерия в водороде составляет $\sim 10^{-4}$, а сечение *dd*-реакции в исследуемой области энергий на 3–4 порядка больше, чем сечение *pd*-реакции). Во время экспериментов непрерывно проводились измерения фона, обусловленного космическим излучением и естественной радиоактивностью. Для этого в промежутках между рабочими импульсами ускорителя длительностью 10 мкс, в течение которых пучок ускоренных протонов падал на мишень из TiD, регистрировались фоновые события в течение такого же промежутка времени. Определенный таким образом уровень фона составлял (15–1.5) % в интервале энергий протонов, падающих на мишень, 9–19 кэВ.

Калибровка спектрометрических каналов восьми гамма-детекторов осуществлялась с помощью стандартных источников гамма-квантов ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs, Am-Be. Энергетическое разрешение, усредненное по всем восьми гамма-детекторам, измеренное на ли-

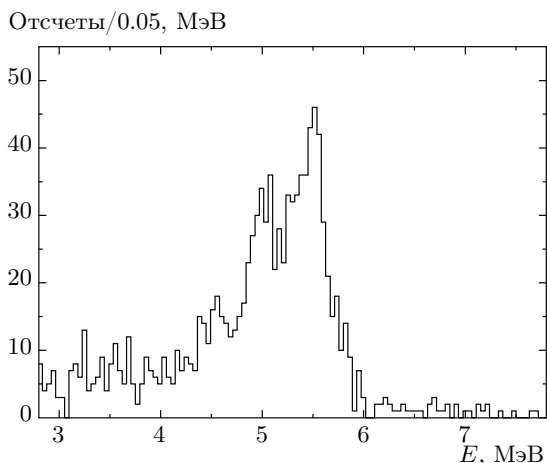


Рис. 2. Суммарное энергетическое распределение событий, зарегистрированных 8 детекторами NaI(Tl) в одной из экспозиций с мишенью из TiD при энергии протонов 19 кэВ

нии пика полного поглощения 2.5 МэВ источника ⁶⁰Co, составило 4.3 %.

На рис. 2 представлен, в качестве примера, энергетический спектр гамма-квантов, зарегистрированных в одной из экспозиций с мишенью из TiD при энергии протонов, падающих на мишень, 19 кэВ.

4. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Эксперимент включал в себя ряд экспозиций на пучке протонов с энергией от 9 до 19 кэВ. В табл. 1 приведены основные характеристики, отражающие условия проведения эксперимента по исследованию

Таблица 1. Экспериментальные условия: N_p — число протонов, попавших в мишень, E_p — энергия протонного пучка в лабораторной системе, E_{cm} — энергия столкновения протонов с дейтронами в системе центра масс

Мишень	E_p , кэВ	E_{cm} , кэВ	$N_p, 10^{16}$	FWHM, %
TiD	9	6.00	472.4	16
	11	7.33	200.9	
	13	8.66	100.5	
	15	10.00	139.7	
	17	11.33	90.8	
	19	12.66	66.6	

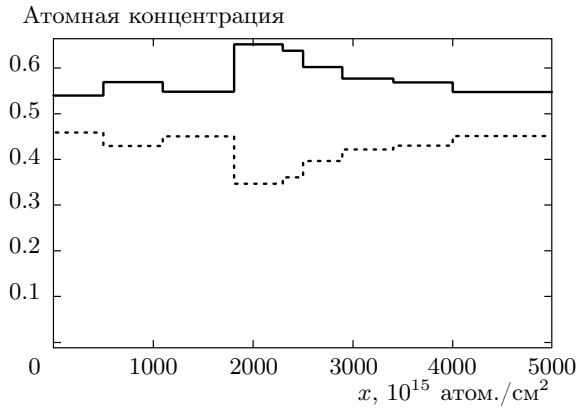


Рис. 3. Распределение атомарных концентраций титана и дейтерия в дейтериде титана: сплошная линия — дейтерий, пунктирная — титан

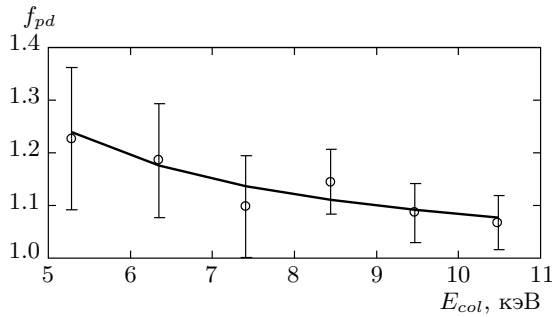


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления pd -реакции f_{pd}^{exp} от средней энергии столкновения протонов с дейтронами E_{col} . Сплошная линия — результат аппроксимации измеренной зависимости $f_{pd}^{exp}(E_{col})$ выражением (18)

pd -реакции, протекающей в области ультранизких энергий в мишени из дейтерида титана.

На рис. 3 приведено распределение относительных атомарных концентраций титана и дейтерия по глубине мишени из дейтерида титана.

Значения потенциала электронного экранирования U_e получены как результат аппроксимации экспериментально измеренного выхода гамма-квантов в реакции (2а) (как функции от энергии столкновения протонов с дейтронами) выражением (9). При этом в выражение (9) в качестве зависимости $S_{pd}^b(E)$ подставлялась зависимость $S_{pd}(E)$, полученная в работе [12]. Таким образом, в качестве решения было найдено значение варьируемого параметра U_e , которое приведено в табл. 2.

На рис. 4 приведены значения измеренного коэффициента усиления pd -реакции f_{pd}^{exp} как функция

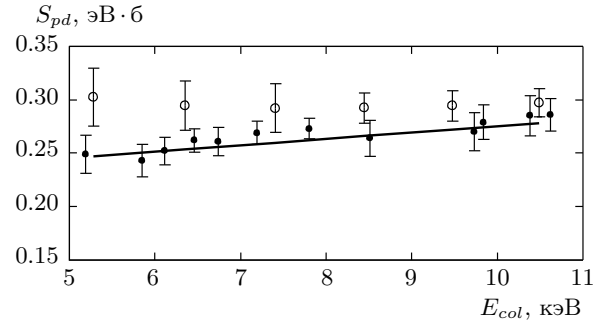


Рис. 5. Зависимость $S_{pd}^{scr}(E_{col})$ астрофизического S -фактора для pd -реакции от энергии столкновения протонов с дейтронами E_{col} . Светлые кружки — результат настоящей работы, черные кружки — результат работы [12], сплошная линия — результат аппроксимации данных работы [12] линейной зависимостью $S_{pd}(E_{col}) = 0.216 + 0.0059E_{col}$

средней энергии столкновения протонов с дейтронами E_{col} в интервале энергий протонов 9–19 кэВ, которые вычислялись по формуле (10). На этом же рисунке сплошной линией представлен результат аппроксимации измеренной зависимости $f_{pd}^{exp}(E)$ функцией вида

$$f_{pd}^{theor}(E) = \frac{N_{\gamma}^{fit}(E)}{N_{\gamma}^{calc}(E, U_e = 0)}, \quad (18)$$

где $N_{\gamma}^{fit}(E)$ — функция, описывающая измеренную зависимость экспериментального выхода гамма-квантов в реакции (2а) от энергии столкновения протонов с дейтронами E_{col} .

Как видно из рис. 4, экспериментально найденные значения коэффициента усиления pd -реакции хорошо согласуются с соответствующими расчетными значениями данной величины, вычисленными по формуле (18). Данный факт свидетельствует о проявлении на наблюдаемом уровне эффекта усиления pd -реакции за счет электронного экранирования взаимодействующих протонов с дейтронами в дейтериде титана в области ультранизких энергий столкновения от $E_{col} = 5.3$ кэВ до $E_{col} = 10.5$ кэВ.

На рис. 5 приведена зависимость астрофизического S -фактора $S_{pd}^{scr}(E_{col})$ для pd -реакции от энергии столкновения протонов с дейтронами, полученная в интервале энергий от $E_{col} = 5.3$ кэВ до $E_{col} = 10.5$ кэВ с использованием мишени из дейтерида титана TiD. Экспериментальные значения астрофизического S -фактора для pd -реакции в указанном диапазоне энергий столкновения протонов с дейтронами получены согласно формуле

Таблица 2. Результаты анализа экспериментальных данных

E_p , кэВ	E_{col} , кэВ	E_m , кэВ	$S_{pd}^{scr}(E_{col})$, эВ·б	U_e , эВ	$f_{pd}^{exp}(E_{col})$	$\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$, нб
9	5.28	5.63	0.30 ± 0.04	242 ± 64	1.23 ± 0.14	1.20 ± 0.13
11	6.35	6.83	0.29 ± 0.03		1.19 ± 0.11	2.70 ± 0.25
13	7.41	8.03	0.29 ± 0.03		1.10 ± 0.10	4.72 ± 0.42
15	8.45	9.22	0.29 ± 0.02		1.14 ± 0.06	8.12 ± 0.44
17	9.48	10.41	0.29 ± 0.02		1.09 ± 0.06	11.58 ± 0.60
19	10.49	11.59	0.30 ± 0.02		1.07 ± 0.05	15.98 ± 0.77

(5). Ошибки найденных экспериментальных значений $S_{pd}^{scr}(E_{col})$ определялись как результат суперпозиции ошибок измерения выхода гамма-квантов в реакции (2а), числа и энергетического распределения протонов, попавших в мишень, распределения концентрации дейтерия по глубине мишени вдоль направления пучка ускоренных протонов, падающих на нее, а также ошибок, связанных с вычислением эффективности регистрации гамма-квантов и величины удельных ионизационных потерь энергии протонов в дейтериде титана в области ультранизких энергий столкновения.

Найденные нами значения потенциалов электронного экранирования U_e для pd -реакции в дейтериде титана заметно превышают значения соответствующих величин для dd -реакции, протекающей в аналогичной мишени и в такой же области энергий столкновения дейтронов [3, 8–10]. Это совсем неожиданный результат, так как, согласно теоретическим оценкам, проявление эффекта электронного экранирования в указанной области энергий столкновения протонов с дейтронами на экспериментально обнаруживаемом уровне практически исключено. Природа столь значимого по величине эффекта электронного экранирования для pd -реакции, протекающей в дейтериде титана, остается пока неясной. Непонятно и то, что потенциал электронного экранирования для pd -реакции более, чем в два раза превышает аналогичную величину для dd -реакции, протекающей в той же области астрофизических энергий при использовании мишени из одного и того же материала. Что касается результатов измерения зависимости астрофизического S -фактора для pd -реакции от энергии столкновения частиц во входном канале, то здесь необходимо отметить одно важное обстоятельство, связанное с характером данной зависимости. Наблюдаемое в некоторой степени постоянство зависимости $S_{pd}^{scr}(E_{col})$ в исследуемом интервале энергий столкновения протонов с дейтронами обу-

словлено, на наш взгляд, компенсацией уменьшения S -фактора с уменьшением энергии столкновения за счет наличия эффекта электронного экранирования для pd -взаимодействия. Следует отметить еще один результат, который к настоящему времени также не имеет объяснения: экспериментально обнаруженный эффект усиления pd -реакции в области ультранизких энергий столкновения при протекании ее в мишени из дейтерида титана и отсутствие его при проведении опытов с дейтеридом ZrD [20, 21].

Для получения ответов на существующие вопросы необходимо выполнить более точные эксперименты по изучению pd -реакции в более широком интервале энергий столкновения протонов с дейтронами с использованием мишеней из дейтеридов металлов, относящихся к различным периодам и группам периодической системы химических элементов.

На рис. 6 приведены зависимости измеренного эффективного сечения pd -реакции $\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$, где E_m — энергия столкновения протонов с дейтронами в максимуме функции $P(E)$. Значения $\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$ определялись из уравнения (17) с использованием экспериментально измеренного выхода гамма-квантов в pd -реакции и вычисленных значений эффективной длины пробега протона в мишени $l_{eff}(E_m)$ и величины $K(E_m)$. Экспериментально найденные значения эффективного сечения pd -реакции $\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$ приведены в табл. 2. На рис. 6 для сравнения отображены также сечения pd -реакции, измеренные в работе [12] и соответствующие определенным значениям эффективной энергии столкновения протонов с дейтронами E_m , в условиях данного опыта.

Как видно на рис. 6, расчетная зависимость $\sigma_{pd}(E_m)$, соответствующая условиям опыта [12], лежит несколько ниже, чем экспериментально измеренная нами зависимость $\tilde{\sigma}_{pd}(E_m)$.

Различие между приведенными зависимостями подтверждает факт существования эффекта электронного экранирования взаимодействующих прото-

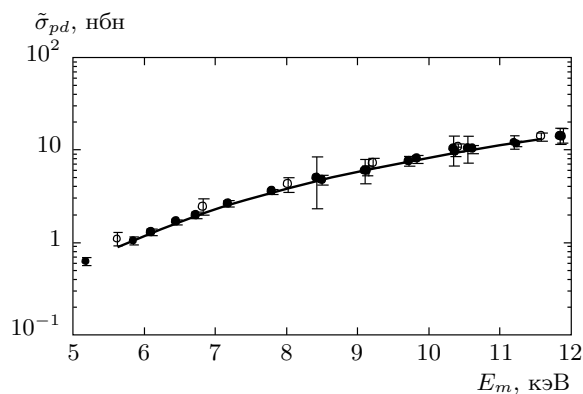


Рис. 6. Зависимость эффективного сечения pd -реакции $\tilde{\sigma}_{pd}$ от энергии столкновения протонов с дейтронами E_m . Светлые кружки — результат настоящей работы, черные кружки — результат работы [12], сплошная линия — результат вычисления сечений pd -реакции по формуле Гамова (4) с использованием найденной в работе [12] зависимости астрофизического S -фактора от энергии столкновения и значений эффективной энергии столкновения E_m для условий данного опыта

нов с дейтронами, который, в свою очередь, проявляется в увеличении сечения pd -реакции по сравнению со случаем взаимодействия «голых» протонов с дейтронами (см. уравнение (4)).

Из анализа всей совокупности полученных нами экспериментальных данных по исследованию pd -реакции в области ультранизких энергий следует:

а) на достоверном уровне экспериментально обнаружено явление электронного экранирования для pd -реакции, протекающей в дейтериде титана;

б) отсутствует эффект электронного экранирования для pd -реакции, протекающей в дейтериде циркония, тяжелой воде D_2O и в дейтерированном полиэтилене.

Для прояснения природы существующего различия между механизмами протекания pd -реакции в различных веществах необходимо проводить данные исследования в более широком интервале энергий столкновения протонов с дейтронами с использованием в качестве мишеней разнообразных веществ: металлов, насыщенных дейтерием и относящихся к разным группам и периодам системы химических элементов; полупроводников с различными типами проводимости; изоляторов.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. П. Кобзеву за проведение измерений по опреде-

лению атомарных концентраций дейтерия и титана в мишени из дейтерида титана, И. А. Чепурченко за обеспечение бесперебойной работы ускорителя Ван де Граафа, Е. И. Андрееву за помощь при оформлении рукописи.

Работа поддержана РФФИ (грант № 12-02-00086-а), грантом Полномочного представителя Польши в Объединенном институте ядерных исследований, частично за счет гранта № 2023/GF3 Министерства образования и науки Республики Казахстан, гранта Полномочного представителя Словакии в Объединенном институте ядерных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kasagi, H. Yuki, T. Baba et al., J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 2881 (2002).
2. K. Czerski, A. Huke, P. Heide et al., Europ. Phys. J. A **27**, 83 (2006).
3. F. Raiola, B. Burchard, Zs. Fulop et al., Europ. Phys. J. A **27**, 79 (2006).
4. A. Huke, K. Czerski, and P. Heide, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **256**, 599 (2007).
5. K. Czerski, A. Huke, P. Heide et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35**, 014012 (2008).
6. G. Ruprecht, K. Czerski, D. Bemmerer et al., Phys. Rev. C **70**, 025803 (2004).
7. A. Huke, K. Czerski, P. Heide et al., Phys. Rev. C **78**, 015803 (2008).
8. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., Yad. Fiz. **75**, 56 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 53 (2012)].
9. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., Yad. Fiz. **75**, 971 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 913 (2012)].
10. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., Nucl. Phys. A **889**, 93 (2012).
11. В. М. Быстрицкий, Вит. М. Быстрицкий, Я. Возняк и др., Изв. вузов, Физика **55**, № 11-2, 11 (2012).
12. C. Casella et al., Nucl. Phys. A **706**, 203 (2002).
13. G. M. Griffiths, M. Lal, and C. D. Scarfe, Canad. J. Phys. **41**, 724 (1963).
14. G. J. Schmid, B. J. Rice, M. A. Godwin et al., Phys. Rev. C **56**, 2565 (1997).

15. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **595**, 543 (2008).
16. В. М. Быстрицкий, Вит. М. Быстрицкий, Г. Н. Дудкин и др., *ЯФ* **68**, 1839 (2005) [V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., *Sov. Yadernaya Fizika* **68**, 1777 (2005)].
17. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **565**, 864 (2006).
18. U. Greife, F. Gorris, M. Junker et al., *Z. Phys. A* **351**, 107 (1995).
19. H. J. Assenbaum, K. Langanke, and C. Rolfs, *Z. Phys. A* **327**, 461 (1987).
20. V. M. Bystritsky, A. P. Kobzev, A. R. Krylov et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **737**, 248 (2013).
21. V. M. Bystritsky, A. P. Kobzev, A. R. Krylov et al., *Phys. of Elementary Particles and Atomic Nuclei* **10**, 717 (2013).
22. В. М. Быстрицкий, Ф. М. Пеньков, *ЯФ* **66**, 77 (2003) [V. M. Bystritsky and F. M. Pen'kov, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 75 (2003)].
23. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov et al., *Eur. Phys. J. A* **36**, 151 (2008).
24. Г. Н. Дудкин, Б. А. Нечаев, В. Н. Падалко и др., *Изв. вузов, Физика* **53**, № 10-2, 45 (2010).
25. G. N. Dudkin, V. N. Padalko, B. M. Nechaev et al., *Proc. 15th Int. Symposium on High-Current Electronics (15th SHCE)*, p. 148 (2008), Institute of High-Current Electronics Russian Academy of Science and Tomsk Polytechnical University, Tomsk, Russia.
26. B. M. Nechaev, G. N. Dudkin, V. N. Padalko et al., *Proc. 15th Int. Symposium on High-Current Electronics (15th SHCE)*, p. 151 (2008), Institute of High-Current Electronics Russian Academy of Science and Tomsk Polytechnical University, Tomsk, Russia.
27. A. P. Kobzev, J. Huran, D. Maczka et al., *Vacuum* **83**, S124 (2009).
28. Wei-Kan Chu, J. W. Mayer, and M. A. Nicolet, *Back-scattering Spectrometry*, Acad. Press, New York, San Francisco, London (1978).
29. H. Yagi, K. Tanida, K. Nishimura et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L577 (1995).
30. В. М. Быстрицкий, Г. Н. Дудкин, В. Л. Каминский и др., *Изв. вузов, Физика* **55**, № 11-2, 51 (2012).
31. D. Briggs and M. P. Seah, *Practical Surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy*, Wiley, New York (1983).