

# Влияние кристаллической структуры дейтерированной мишени на выход нейтронов в $dd$ -реакции при ультранизких энергиях

В. М. Быстрицкий<sup>a1)</sup>, В. М. Быстрицкий<sup>b</sup>, Г. Н. Дудкин<sup>c</sup>, М. Филипович<sup>d</sup>, Ш. Гажи<sup>e2)</sup>, Й. Гуран<sup>e2)</sup>, Г. А. Месяц<sup>f</sup>, Б. А. Нечаев<sup>c</sup>, В. Н. Падалко<sup>c</sup>, С. С. Паржицкий<sup>a2)</sup>, Ф. М. Пеньков<sup>g</sup>, А. В. Филиппов<sup>a</sup>, Ю. Ж. Тулеушев<sup>g</sup>

<sup>a</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

<sup>b</sup>Trialpha Energy, Inc., Foothill Ranch, CA92688-7010, US

<sup>c</sup>Национальный исследовательский томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

<sup>d</sup>Faculty of Energy and Fuels, AGH, University of Science and Technology, 30-962 Kraków, Poland

<sup>e</sup>Institute of Electrical Engineering SAS, 841 04 Bratislava, Slovakia

<sup>f</sup>Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>g</sup>Институт ядерной физики, Комитет по атомной энергии МИНТ РК, 050032 Алматы, Казахстан

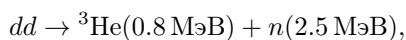
Поступила в редакцию 14 марта 2014 г.

После переработки 3 апреля 2014 г.

Исследована энергетическая зависимость выхода нейтронов из  $d(d, n)^3\text{He}$ -реакции, протекающей в текстурированной мишени из дейтерида титана с преимущественной ориентацией микроструктурных кристаллов в направлении [100]. Измерения выполнены для диапазона энергий падающих дейтронов 7–12 кэВ в лабораторной системе. Показано, что энергетическая зависимость фактора усиления реакции описывается не только потенциалом экранирования, но и в рамках простого учета эффектов каналирования.

DOI: 10.7868/S0370274X1409001X

**Введение.** Начиная с 1998 г. появился ряд публикаций [1, 2], посвященных экспериментально обнаруженному росту сечений ядерных реакций



протекающих в дейтеридах металлов при энергиях столкновения дейтронов менее 10 кэВ, по сравнению со значениями сечений указанных реакций, измеренными в газовой среде [1, 2]. За последнее десятилетие наличие данного эффекта было подтверждено во многих экспериментах (см., например, [3–6]). Это явление очень похоже на увеличение скорости ядерных реакций в центральной части Солнца за счет дебаевской экранировки кулоновского потенциала ядер [7] и на эффект экранировки взаимодействующих ядер атомными электронами [8]. В рамках модели экранирования сечение ядерных реакций  $\sigma(E)$  для экранированных ядер определяется сечением реакций для

голых ядер  $\sigma_b(E)$  с энергией, сдвинутой на величину потенциала экранирования  $U_e$  [8]:

$$\sigma(E) = \sigma_b(E + U_e) = \sigma_b(E)f(E);$$

$$f(E) \approx \exp\left[\pi\eta(E)\frac{U_e}{E}\right]. \quad (1)$$

Величину  $f(E)$  называют фактором усиления ядерных реакций в модели экранирования. Ее точное значение определяется сечением ядерных реакций для легких ядер в параметризации Салпитера [9]:

$$\sigma_b = \frac{S_b(E)}{E} \exp[-2\pi\eta(E)]. \quad (2)$$

Здесь используется принятое обозначение параметра Зоммерфельда  $\eta$ , численное значение которого для  $dd$ -реакции удобно записать в виде  $2\pi\eta = 31.40/\sqrt{E}$  с энергией  $E$  в системе центра масс, взятой в кэВ. При низких энергиях астрофизический фактор  $S_b$  слабо зависит от энергии. Поэтому в случае подбарьерных реакций даже небольшой сдвиг начальной энергии может привести к значительному увеличению сечения реакции. Разумеется, это же усиление можно отнести и к  $S$ -фактору:  $S = S_b f$ .

<sup>1)</sup>e-mail: bystvm@jinr.ru

<sup>2)</sup>S. Gazi, J. Huran, S. S. Parzhitskii

Верхняя граница масштаба потенциала экранирования, 40.8 эВ, определяется адиабатическим пределом [8], т.е. разностью энергий связи иона гелия и атома водорода. Несложно убедиться в том, что среднее по волновым функциям атома водорода значение кулоновского взаимодействия налетающего дейтрона с электроном и ядром атома дейтерия определяет потенциал экранирования  $U = 27.2$  эВ. Эта величина очень близка к экспериментальному значению потенциала экранирования  $25 \pm 5$  эВ, найденному для реакции  $d(d, p)t$  в газовой мишени [10]. Известная в теории металлов экранировка в рамках модели Томаса–Ферми [11] дает потенциалы экранирования ионов в интервале 17–30 эВ, не превышающем указанный адиабатический предел. Вместе с тем большое количество экспериментальных значений потенциала экранирования (см., например, [12]) для ядерных реакций в твердом теле этот предел значительно превышает. При этом не существует адекватных теоретических моделей, которые описывали бы как аномально большие значения потенциалов экранирования, достигающие сотен электронвольт, так и их постоянство при повышении температуры мишени [6]. Необходимо отметить, что существуют эксперименты, которые дают значения потенциалов экранирования в рамках адиабатического предела на одних мишенях и значительно превышающие адиабатический предел – на других (см., например, [1]).

Подобная экспериментальная и теоретическая неопределенность приводит к необходимости привлечения для объяснения увеличения выходов продуктов ядерных реакций при ультранизких энергиях другой модели. В частности, в 2002 г. при рассмотрении эффекта усиления протекания ядерных реакций в металлах, насыщенных дейтерием, было высказано предложение о необходимости учета эффекта каналирования частиц, падающих на твердотельную мишень [13]. В этом случае из-за увеличения угла каналирования при понижении энергии частицы, падающей на мишень, все большее количество частиц участвует в ядерных реакциях, проходя участки с минимальной электронной плотностью, что, в свою очередь, приводит к увеличению выхода продуктов ядерных реакций [13].

Для количественного определения вклада процесса каналирования в эффект усиления ядерных реакций в области ультранизких энергий необходима информация об ориентации кристаллической решетки мишени относительно направления падающего пучка ускоренных частиц. Дело в том, что существуют ориентации кристаллов, при которых атомы дейтерия полностью затеняются атомами металла.

На рис. 1 в качестве примера приведена схема расположения атомов для кубической гранецентрированной решетки дигирида титана с шагом решетки

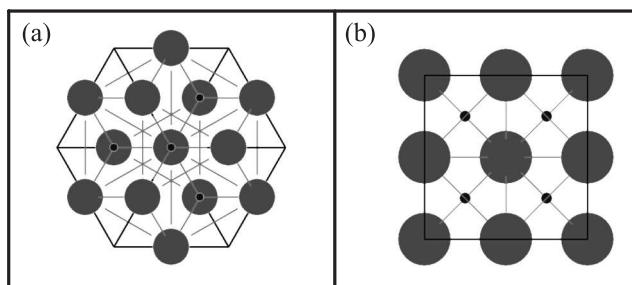


Рис. 1. Решетка  $TiD_2$ . (а) – Направление [111]. (б) – Направление [100]. Маленькие черные кружки указывают положение атомов дейтерия, а большие серые кружки – атомов титана

$d = 0.442$  нм в двух ориентациях. Для ориентации с индексом Миллера [111] падающие дейтроны попадут в дейтроны мишени, только пройдя максимумы электронной плотности атомов титана. Для ориентации с индексом Миллера [100] ситуация обратная: все дейтроны мишени находятся в местах возможного каналирования падающих частиц в минимуме электронной плотности.

Этот простой пример указывает на явную зависимость выходов продуктов ядерных реакций от структуры мишени дейтерида металла и в принципе может объяснять упомянутую выше неопределенность с потенциалами экранирования у разных авторов.

Предлагаемая работа посвящена исследованию эффекта увеличения выхода нейтронов в  $d(d, n)^3He$  реакции при ультранизких энергиях за счет каналирования падающих частиц в микрокристаллах дейтерида титана с кубической гранецентрированной решеткой типа  $TiD_2$ , ориентированных в направлении [100]. Поскольку такая работа выполняется впервые, на настоящем этапе исследования проверялась возможность описания экспериментальных данных в рамках до сих пор никем не проверенной модели экранирования.

**Метод измерения фактора усиления  $dd$ -реакции в модели каналирования.** Согласно [14] углы  $\psi$ , при которых возможно каналирование дейтронов в дейтериде титана при энергиях меньше 100 кэВ, определяются соотношением

$$\psi < \psi_2 = \left( \frac{3a^2 Z_2 e^2}{d^3 E} \right)^{1/4}. \quad (3)$$

Здесь  $Z_2$  – заряд ядер мишени,  $e^2$  – квадрат заряда электрона,  $d$  – расстояние между атомами цепочки

(в нашем случае указанный выше период решетки),  $a = a_0 0.8853 Z_2^{-1/3}$ ,  $a_0$  – борковский радиус.

Обозначим функцию распределения падающих частиц по углам  $\vartheta$  относительно ориентации кристалла как  $\Theta(\vartheta)$ . Предполагается, что угловое распределение  $\Theta(\vartheta)$  одинаково для каждой точки мишени и содержит в себе фактор телесного угла  $2\pi \sin \vartheta$ . В результате доля частиц  $P$ , для которых выполняются угловые условия каналирования, будет определяться интегралом только по углам:

$$P[\psi_2(E)] = \int_0^{\psi_2} \Theta(\vartheta) d\vartheta. \quad (4)$$

Рассмотрим выход нейтронов в  $dd$ -реакции при падении дейтронов пучка на разные участки поверхности мишени. Пусть  $s$  – полная площадь поверхности мишени, на которую падает поток дейтронов  $I = j_0 s$  с плотностью потока  $j_0$ ,  $s_{ch}$  – площадь каналов, в которых возможно каналирование,  $s_{rest}$  – площадь мишени вне каналов, т.е.  $s_{ch} + s_{rest} = s$ . Поскольку все дейтроны мишени находятся в области, подходящей для каналирования (далее в каналах), плотность дейтронов в каналах  $n_{ch}$  связана со средней плотностью  $n$  простым соотношением,  $s n dx = s_{ch} n_{ch} dx$ , записанным для слоя  $dx$  и пригодным для определения локальной по глубине  $x$  плотности. Суммируя потоки дейтронов, попавшие на участки поверхности с площадями  $s_{ch}$  и  $s_{rest}$ , получим простое выражение для выходов нейтронов из мишени бесконечной глубины:

$$N = IP \int_0^{\infty} n\sigma[E_{ch}(x)] dx + I(1 - P) \times \int_0^{\infty} n\sigma[E_{unch}(x)] dx \left\{ 1 + \frac{P}{1 - P} O \left[ \left( \frac{s_{rest}}{s} \right)^2 \right] \right\}. \quad (5)$$

Индексы “ch” и “unch” для энергий каналирующих и не каналирующих частиц на глубине  $x$  поставлены, чтобы отличать тормозные способности для частиц в канале и вне канала. Плохо определенный параметр  $s_{rest}$  входит в (5) только в виде отношения площадей. Это отношение может быть оценено из связи минимального расстояния между каналирующей частицей и ионом кристалла и максимального угла каналирования [14]:  $s_{rest}/s < 2\psi_2$ . Используя соотношение (3), получим оценку  $s_{rest}/s < 1/6$  для энергий падающих дейтронов 7–12 кэВ. Поэтому с точностью не хуже 3% выражение (5) не содержит площади  $s_{rest}$ . Первое слагаемое в (5) описывает вклад каналирующих частиц, второе – вклад от частиц, движущихся вне канала.

Как уже отмечалось выше, каналирующие частицы движутся в области пониженной электронной плотности. Это согласуется с экспериментальным наблюдением того, что тормозные способности для быстрых каналирующих частиц примерно в два раза ниже средних по кристаллу [14]. Поэтому неканалирующие частицы, движущиеся в ориентированном кристалле под малыми углами, проходят область с электронной плотностью, которая выше средней по кристаллу. Вместе с тем тормозные способности для медленных частиц в кристалле, вообще говоря, неизвестны. В рамках модели мы используем простейшую зависимость:  $\frac{dE_{ch}}{dx} = \beta^{-1} \frac{dE}{dx}$  и  $\frac{dE_{unch}}{dx} = \gamma^{-1} \frac{dE}{dx}$ , где  $\frac{dE}{dx}$  – удельные тормозные способности для частиц, движущихся в аморфной среде. Параметры  $\beta$  и  $\gamma$  подлежат определению из эксперимента. С учетом этих определений выражение (5) может быть записано в виде

$$N = [\beta P + \gamma(1 - P)] I \int_0^{\infty} n\sigma[E(x)] dx. \quad (6)$$

По смыслу определения параметр  $\beta \geq 1$ , а параметр  $\gamma \leq 1$ . При этом для вычисления интеграла в выражении (6) используются удельные потери энергии частиц при их движении в аморфной среде, например определяемые с помощью программы расчета тормозных способностей SRIM [15].

Если тормозные способности для мишени не отличаются от таковых в аморфной среде ( $\beta = \gamma = 1$ ), то множитель  $\beta P + \gamma(1 - P)$  в уравнении (6) обращается в единицу. Если же  $\beta \neq \gamma$ , возникает энергетическая зависимость выхода нейтронов, дополнительная к энергетической зависимости, определяемой интегралом в (6). Далее для выходов продуктов реакции из аморфной мишени мы будем использовать слово “расчетный”. Отличие выхода нейтронов от расчетного будет определяться фактором усиления в модели каналирования:

$$f_{ch}(E_0) = \beta P(E_0) + \gamma[1 - P(E_0)], \quad (7)$$

где  $E_0$  – энергия частиц, падающих на мишень.

Угловая доля частиц каналирующего пучка зависит от углового распределения падающих частиц относительно мишени и углового распределения кристаллов мишени. Ниже мы приведем данные по угловому распределению падающих на мишень ионов и структуре твердотельной мишени, которые позволяют рассчитать функцию  $P(E)$ .

**Постановка эксперимента.** Экспериментальная установка по изучению  $dd$ -реакции в дейтери-

де титана включала в себя плазменный импульсный ускоритель Холла с замкнутым электронным током (РНА), 8 пластических сцинтилляционных детекторов ( $100 \times 100 \times 375 \text{ мм}^3$ ) для регистрации нейтронов из  $dd$ -реакции с энергией 2.5 МэВ, расположенных вокруг измерительной камеры ускорителя, диагностическую аппаратуру для контроля параметров пучка дейтронов, падающих на мишень, и систему контроля состояния мишени в процессе проведения измерений.

Мишень представляла собой диск из нержавеющей стали диаметром 97 мм и толщиной 0.2 мм, на одну из торцевых поверхностей которого был нанесен слой из дейтерида титана. Толщина нанесенного слоя составляла 1.5 мкм. Покрытие из дейтерида титана было получено магнетронным распылением титана в газовой среде, состоящей из аргона и дейтерия в объемном отношении 4:1. Дифрактограммы полученных на подложке мишени покрытий имеют рефлексы, отвечающие фазе  $\text{TiD}_2$  с параметром кубической решетки  $d = 0.4472 \pm 0.0008 \text{ нм}$ . Сравнение с рефлексами поликристаллического образца  $\text{TiH}_2$  [16] позволяет утверждать, что покрытие текстурировано в направлении [100], поскольку доля кристаллов в направлении [111] не превышает 1%. Измерение распределения концентрации дейтерия по глубине слоя мишени из дейтерида титана осуществлялось методом детектирования дейтронов отдачи (ERD-метод) с использованием пучка  $\alpha$ -частиц с энергией 2.3 МэВ. Пучок создавался с помощью ускорителя Ван де Граафа лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Оказалось, что для данной мишени концентрация дейтерия постоянна по глубине, но реальная стехиометрия отвечает формуле  $\text{TiD}_{1.73}$ . Дейтерид титана с такой стехиометрией имеет кристаллическую структуру  $\text{TiD}_2$  и устойчив до температуры 300 °С [17].

Энергетический разброс дейтронного пучка составлял  $\text{FWHM} = (14-16) \%$  в энергетическом диапазоне дейтронов 7–15 кэВ. Длительность импульса потока ускоренных дейтронов, генерированного ионным источником Холла, составляла  $\sim 10 \text{ мкс}$  при частоте следования импульсов  $\sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}$  и интегральном числе дейтронов в импульсе  $\sim 10^{14}$ . Более подробное описание экспериментальной установки приведено в работах [4–6].

В ускорителе Холла на мишень падает пучок ионов дейтерия, сформированный в виде цилиндрического сходящегося конуса. Угол образующей сходящегося конуса составляет  $\sim 12^\circ$  относительно оси симметрии ускорителя. Последнее является результатом как геометрии ускоряющего электрического поля, так и влияния магнитного поля, создаваемо-

го в ускорителе для магнитной изоляции катода. На рис. 2 приведены измеренные угловые распределения

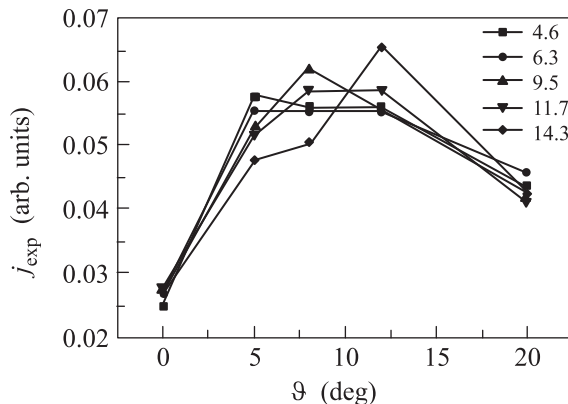


Рис. 2. Нормированные на единицу значения  $j_{\text{exp}}(\vartheta)$ . На легенде приведены значения энергии дейтронов в лабораторной системе

$j_{\text{exp}}(\vartheta)$  дейтронов пучка, падающего на мишень в диапазоне углов  $0^\circ$ – $20^\circ$  при энергиях 4.6–14.3 кэВ (в лабораторной системе отсчета) [18].

Для распределения реальной плотности тока  $j(\vartheta)$  на мишени использовалась нормированная на все углы величина:

$$j(\vartheta) = j_0 \frac{\cos(\vartheta) j_{\text{exp}}(\vartheta)}{\int_0^{\vartheta_{\text{max}}} \cos(\vartheta') j_{\text{exp}}(\vartheta') d\vartheta'} \equiv j_0 \Theta(\vartheta), \quad (8)$$

где  $\vartheta_{\text{max}}$  – предельный угол падения, который в соответствии с рис. 2 далее в расчетах полагался равным  $20^\circ$ . Значение  $j_0$  соответствует средней по углам плотности тока. Косинус в выражении (8) отвечает проекции потока ионов на мишень. Величина  $\Theta(\vartheta)$  определяет вероятность распределения падающих частиц по углам относительно нормали к мишени. В случае монокристаллической мишени или мишени, в которой все микрокристаллы одинаково ориентированы относительно ее поверхности, величина  $\Theta(\vartheta)$  в соответствии с выражением (4) будет определять долю каналирующих частиц.

Эксперименты были проведены при энергиях дейтронов 7–12 кэВ с шагом в 1 кэВ. В течение эксперимента для каждой энергии 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 дейтронов падал на мишень из  $\text{TiD}_{1.73}$ , регистрировались фоновые события в течение такого же промежутка времени. Определенный таким образом уровень фона составлял 5–0.5% для диапазо-

на энергий дейтронов  $E_0 = (7-12)$  кэВ. Кроме того, для проведения экспериментов был разработан и изготовлен мишенный узел, позволяющий оперативно, без вскрытия вакуумной камеры заменять дейтерированную металлическую мишень на идентичную без дейтерия. Такая постановка эксперимента позволила измерять выход нейтронов и фон в одних условиях.

**Анализ и обсуждение результатов.** Как было отмечено выше, пучок падающих ионов распределен по энергии с шириной на полувысоте 14–16 % от средней энергии ионов пучка. Распределение пучка по энергии очень хорошо описывается функцией Гаусса [5]. Обозначая функцию распределения пучка по энергии как  $F(E)$ , запишем расчетный выход нейтронов из  $dd$ -реакции для взаимодействующих “голых” дейтронов в виде

$$Y_0^{\text{calc}} = N_d \varepsilon n \int_0^{\infty} \sigma_b(E) \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \int_E^{\infty} F(E') dE', \quad (9)$$

где  $N_d$  – число дейтронов, попавших в мишень, а  $\varepsilon$  – эффективность регистрации нейтронов из  $dd$ -реакции. Соответственно выход нейтронов в модели экранирования запишется как

$$Y_{\text{scr}}^{\text{calc}} = N_d \varepsilon n \int_0^{\infty} \sigma_b(E+U_e) \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \int_E^{\infty} F(E') dE', \quad (10)$$

а в модели каналирования с учетом соотношения (6)

$$Y_{\text{ch}}^{\text{calc}} = N_d \varepsilon n \{ \beta P(E_0) + \gamma [1 - P(E_0)] \} \times \int_0^{\infty} \sigma_b(E) \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \int_E^{\infty} F(E') dE', \quad (11)$$

где  $E_0$  – средняя по распределению  $F(E)$  энергия падающих на мишень дейтронов, которая в силу гладкости  $P(E)$  на масштабах распределения  $F(E)$  практически совпадает со значением энергии в максимуме распределения.

Поскольку  $S$ -фактор входит в уравнения для выходов нейтронов линейно (см. (2)), извлечь его из уравнения (11) в явном виде нельзя. Поэтому мы определяем постоянные  $\beta$  и  $\gamma$ , полагая астрофизический  $S$ -фактор известным (например, из [19]):

$$S_b(E) = A_1 + EA_2,$$

$$A_1 = 5.3701 \cdot 10^1 \text{ кэВ} \cdot \text{б}; \quad A_2 = 3.3027 \cdot 10^{-1} \text{ б}. \quad (12)$$

В этом случае, сравнивая расчетные и экспериментальные выходы, можно определить значение потен-

циала экранирования  $U_e$  в модели экранирования и параметры  $\beta$  и  $\gamma$  в модели каналирования.

Для того чтобы извлечь фактор усиления выхода продуктов ядерных реакций из дейтерированного титана, мы предлагаем сравнивать три функции, а именно экспериментальный фактор усиления  $f_{\text{exp}}$  и факторы усиления  $f_{\text{scr}}$  и  $f_{\text{ch}}$  в моделях экранирования и каналирования соответственно:

$$\begin{aligned} f_{\text{exp}} &= \frac{Y_{\text{exp}}(E_i)}{Y_0^{\text{calc}}(E_i)}; \\ f_{\text{scr}} &= \frac{Y_{\text{scr}}^{\text{calc}}(U_e^0; E)}{Y_0^{\text{calc}}(E)}; \\ f_{\text{ch}} &= \frac{Y_{\text{ch}}^{\text{calc}}(\beta^0, \gamma^0; E)}{Y_0^{\text{calc}}(E)}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $Y_{\text{exp}}(E_i)$  – экспериментальный выход нейтронов при энергии столкновения  $E_i$ , а  $U_e^0$  и  $\beta^0, \gamma^0$  – параметры моделей экранирования и каналирования, определяемые путем фитирования по методу наименьших квадратов.

В результате фитирования зависимости величины выходов нейтронов от энергии были найдены значения параметров моделей экранирования и каналирования:

$$U_e^0 = 131 \pm 43 \text{ эВ}, \quad \beta^0 = 2.74 \pm 0.76, \quad \gamma^0 = 0.06 \pm 0.15.$$

Насколько хорошо описываются экспериментальные данные, можно судить по рис. 3. На нем отображены

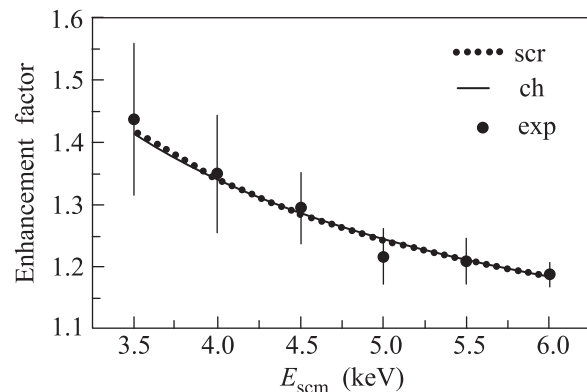


Рис. 3. Факторы усиления: “scr” –  $f_{\text{scr}}$ , “ch” –  $f_{\text{ch}}$ , “exp” –  $f_{\text{exp}}$

введенные выше факторы усиления (13). Как видно, оба фактора усиления, и в модели экранирования, и в модели каналирования, хорошо описывают эксперимент и практически не различаются между собой.

Значение потенциала экранирования для  $dd$ -реакции в дейтериде титана согласуется с данными

работ [4–6, 20]. Поэтому оно является подходящим параметром для сравнения с моделью каналирования.

Параметр модели каналирования  $\beta^0 = 2.74 \pm 0.76$ , показывающий, насколько тормозные способности для частицы при каналировании отличаются от тормозных способностей частицы в аморфной среде, не противоречит утверждению [14] о пониженной примерно в два раза тормозной способности для каналирующих частиц в области высоких энергий из-за пониженной электронной плотности в области каналирования. Параметр модели каналирования  $\gamma^0 = 0.06 \pm 0.15$ , показывающий, насколько тормозные способности для частиц, не удовлетворяющих условию каналирования, отличаются от тормозных способностей для частицы в аморфной среде, можно трактовать как утверждение, что для выбранной области энергий дейтронов (7–12 кэВ) весь вклад в выход нейтронов обусловлен только каналирующими частицами. Подгонка однопараметрической модели каналирования при  $\gamma = 0$  также хорошо описывает экспериментальные данные. Тем не менее пренебречь этим параметром, вообще говоря, нельзя. При больших энергиях, когда  $P(E)$  стремится к нулю, параметр  $\gamma$  должен стремиться к 1. Таким образом, параметр  $\gamma$  может считаться константой только в рассмотренном диапазоне энергий дейтронов.

**Заключение.** На основании вышеизложенного можно заключить, что модель каналирования не противоречит экспериментальным данным и может объяснить относительное увеличение выхода продуктов ядерных реакций при низких энергиях. При ее справедливости нельзя ожидать повышения сечений ядерных реакций и, как следствие, экзотических явлений при сверхнизких энергиях столкновения дейтронов в металлах. В отличие от модели экранирования предельные значения фактора усиления в этой модели не стремятся к бесконечности. Предельные значения увеличения выхода в модели каналирования ограничены возможностью каналирования всех падающих частиц, т.е. значением параметра  $\beta$ .

Разумеется, настоящий эксперимент по изучению механизмов протекания  $dd$ -реакции в дейтериде титана и анализ полученных данных с учетом кристаллического состояния мишени не могут отвергнуть популярную модель экранирования даже при ее необъяснимо больших значениях потенциала экранирования. Тем не менее можно утверждать, что энергетическая зависимость выхода нейтронов из  $dd$ -реакции, протекающей в дейтерированном титане с микрокристаллами, ориентированными в направлении [100], описывается одинаково хорошо и в модели экрани-

рования, и в модели каналирования. Для определения соотношения между вкладами в выход нейтронов  $dd$ -реакции эффектов экранирования и каналирования необходимо провести серию экспериментов при различных ориентациях кристаллитов мишени из дейтерида титана. При этом наиболее однозначные результаты можно получить на аморфных или близких к аморфным мишенях. В случае справедливости гипотезы каналирования в аморфных мишенях не должно наблюдаться никакого увеличения выходов продуктов ядерных реакций с понижением энергии столкновения дейтронов.

Авторы работы искренне благодарны А.П. Кобзеву за проведение экспериментов по измерению распределения дейтронов по глубине мишени из дейтерида титана с использованием ускорителя Ван де Граафа и И.А. Чепурченко за обеспечение бесперебойной работы данного ускорителя. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект # 12-02-00086/а), гранта полномочного представителя Польской Республики в Объединенном институте ядерных исследований и, частично, гранта # 2023/ГФЗ МОН РК.

1. H. Yuki, J. Kasagi, A. G. Lipson, T. Ohtsuki, T. Baba, T. Noda, B. F. Lyakhov, and N. Asami, Письма в ЖЭТФ **68**, 785 (1998).
2. K. Czerski, A. Huke, A. Biller, P. Heide, M. Hoefft, and G. Ruprecht, EPL **54**, 449 (2001).
3. K. Czerski, A. Huke, P. Heide, and G. Ruprecht, Eur. Phys. J. A **27**, 83 (2006).
4. 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. Filipowicz, J. Wozniak, and V. M. Bystritskii, Eur. Phys. J. A **36**, 151 (2008).
5. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, S. Gazi, J. Huran, A. P. Kobzev, G. A. Mesyats, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, S. S. Parzhitskii, F. M. Pen'kov, A. V. Philippov, V. L. Kaminskii, Yu. Zh. Tuleushev, and J. Wozniak, Nucl. Phys. A **889**, 93 (2012).
6. V. M. Bystritsky, Vit. M. Bystritskii, G. N. Dudkin, M. Filipowicz, S. Gazi, J. Huran, A. P. Kobzev, G. A. Mesyats, B. A. Nechaev, V. N. Padalko, S. S. Parzhitskii, F. M. Pen'kov, A. V. Philippov, V. L. Kaminskii, Yu. Zh. Tuleushev, and J. Wozniak, Phys. Atom. Nucl. **75**, 913 (2012).
7. E. E. Salpeter, Aust. J. Phys. **7**, 373 (1954).
8. H. J. Assenbaum, K. Langanke, and C. Rolfs, Z. Phys. A **327**, 461 (1987).
9. E. E. Salpeter, Phys. Rev. **88**, 547 (1952).

10. U. Greife, F. Gorris, M. Junker, C. Rolfs, and D. Zahnw, *Z. Phys. A* **351**, 107 (1995).
11. N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart, and Winston, N.Y. (1976).
12. F. Raiola, L. Gang, C. Bonomo, G. Gyürky, M. Aliotta, H.W. Becker, R. Bonetti, C. Brogini, P. Corvisiero, A. D'Onofrio, Z. Fülöp, G. Gervino, L. Gialanella, M. Junker, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, E. Somorjai, F. Strieder, F. Terrasi, G. Fiorentini, K. Langanke, and J. Winter, *Eur. Phys. J. A* **19**, 283 (2004).
13. K. Czerski, A. Huke, P. Heide, and G. Schiwietz, *Nucl. Instrum. Methods B* **193**, 183 (2002).
14. Й. Линхард, *УФН* **99**, 249 (1969).
15. J. F. Ziegler and J. P. Biersack, [www.srim.org](http://www.srim.org).
16. B. A. Nechaev, G. N. Dudkin, V. N. Padalko, A. V. Petrov, V. I. Veretelnik, V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, S. S. Parzycki, Vit. M. Bystritskii, and J. Wozniak, *Parameters of the flow of accelerated particles generated by the ion source with closed drift of electrons. Proc. 15th International Symposium on High Current Electronics., Tomsk, September 21–26, 2008*, Publishing House of the IAO SB RAS, Tomsk (2008), c. 151.
17. *JCPDS 03-0859*, International Centre for Diffraction Data (1999).
18. W. M. Mueller, J. P. Blackledge, and G. G. Libowitz, *Metal hydrides*, Academic Press, N.Y. and London (1968).
19. H.-S. Bosch and G. M. Hale, *Nuclear Fusion* **32**, 611 (1992) (and references therein).
20. M. Filipowicz, V. M. Bystritsky, G. N. Dudkin, F. M. Pen'kov, and A. V. Philippov, *Int. J. Mod. Phys. E* **21**, 1250089 (2012).