

УДК 537.534.9

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АТОМОВ ВОДОРОДА, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА

© 2023 г. В. С. Михайлов<sup>а</sup> \*, П. Ю. Бабенко<sup>а</sup>, Д. С. Тенсин<sup>а</sup>, А. Н. Зиновьев<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия

\*e-mail: chiro@bk.ru

Поступила в редакцию 26.06.2022 г.

После доработки 20.08.2022 г.

Принята к публикации 20.08.2022 г.

С помощью компьютерного моделирования рассчитаны энергетические спектры и угловые распределения отраженных частиц при бомбардировке поверхности вольфрама атомами водорода и дейтерия с энергией 0.1–10 кэВ. Предложена модель, качественно объясняющая основные закономерности поведения спектров. Установлено подобие энергетических спектров при бомбардировке атомами водорода и дейтерия при одинаковых скоростях соударения. Угловое распределение отраженных частиц носит универсальный характер в широком диапазоне значений начальной энергии бомбардирующих атомов.

**Ключевые слова:** взаимодействие плазма–стенка, рассеяние ионов водорода и дейтерия, вольфрам, поверхность, энергетические спектры, угловые распределения.

**DOI:** 10.31857/S1028096023020061, **EDN:** DSHLUP

### ВВЕДЕНИЕ

Процессы торможения частиц в веществе и отражение частиц от поверхности, как правило, описываются в рамках единой модели. Для этого применяют различные методы компьютерного моделирования, позволяющие рассчитать коэффициенты отражения частиц от поверхности, в том числе от материалов, перспективных для использования в качестве первой стенки токамака-реактора [1], пробеги и пространственные распределения имплантированных ионов [2], энерговыделение при торможении частиц [3], распыление при бомбардировке поверхности пучками ионов и атомов. Описание ситуации с рассеянием частиц на поверхности можно найти в монографиях [4–8].

При анализе происходящих процессов особенно важна информация о потенциалах взаимодействия и тормозных потерях частиц. Как правило, используют потенциалы, описывающие рассеяние частиц в газовой фазе. Сравнение экспериментальных данных с теорией позволило установить хорошее согласие результатов расчетов потенциалов в приближении теории функционала плотности с экспериментом [9]. Как показано в [10], если в эти потенциалы включить спектроскопическую информацию о параметрах притягивающей ямы в потенциале, то можно с удовлетворительной точностью рассчитать ядерные тормозные способности. Имеющаяся информация

об электронных тормозных способностях характеризуется большим разбросом экспериментальных данных [11]. В [12] было показано, что при энергии менее 10 кэВ целесообразно применять значение электронной тормозной способности на единицу длины траектории, что позволяет учесть влияние многократности рассеяния на измеряемую величину и существенно уменьшить разброс экспериментальных данных.

Экспериментальные исследования рассеяния протонов на поверхности металлов проводили в [13–18]. Изучение энергетических спектров обратно рассеянных поверхностью частиц, как показано в [19], позволяет уточнить информацию о потенциале взаимодействия.

Выбор в качестве объекта исследования рассеяния изотопов водорода на вольфраме связан также с потребностями исследований взаимодействия плазма–стенка. Вольфрам рассматривают в качестве перспективного материала для дивертора токамака-реактора ИТЭР. Взаимодействие высокотемпературной плазмы с поверхностью дивертора является открытой для изучения проблемой [20]. Для корректного моделирования параметров плазмы необходимо хорошо знать граничные условия в пристеночной области. Полученные данные об энергетических спектрах и угловых распределениях отраженных частиц могут быть полезны для анализа поступления быстрых частиц водорода в плазму и для диагностики

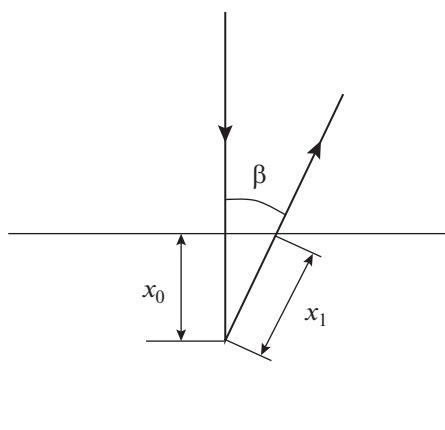


Рис. 1. Схема рассеяния частицы твердым телом.

нейтральных частиц, покидающих плазму. Все это позволит более точно строить модели плазменных процессов во всем объеме реактора.

## МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

Разработанный код [21] позволяет описать рассеяние бомбардирующих частиц при взаимодействии с твердым телом. Траекторию налетающей частицы в твердом теле рассматривают в приближении парных столкновений. В этом приближении рассеяние частиц в твердом теле представляют в виде последовательности парных соударений с атомами твердого тела. Траекторию движения частицы заменяют асимптотами траектории. При применимости приближения нарушается при энергии соударения ниже 50 эВ. При моделировании рассеяния на поликристаллической мишени учитывают наличие ближнего порядка. Задают кластер атомов, случайно ориентированный в пространстве. Поверхность определяют, как случайный срез первоначального кластера. Поверхность становится шероховатой с величиной неровности порядка постоянной решетки. Расстояние между атомами определяют из плотности мишени. При последующем соударении ориентация кластера в пространстве разыгрывается заново. Учитываются тепловые колебания атомов мишени. В настоящей работе вычисления проводили для комнатной температуры.

При расчетах использован потенциал, полученный в приближении теории функционала плотности с коррекцией глубины потенциальной ямы [10]. Коррекцию проводили с учетом спектроскопических данных о глубине ямы и положении минимума потенциальной энергии. Как было показано в [22], различие потенциалов для разных изотопов водорода невелико.

Для потерь энергии, связанных с торможением протонов, использована экстраполяция экспериментальных данных [11, 23]:

$$\frac{dE}{dx} = 2.858 \left( \frac{E}{M_1} \right)^{0.489} \left( 1 + 0.004 \frac{E}{M_1} \right),$$

где  $E$  — энергия бомбардирующей частицы [кэВ],  $M_1$  — ее масса, а  $dE/dx$  — тормозная потеря [эВ/Å]. В аппроксимации использовано равенство тормозных способностей для разных изотопов при одинаковых скоростях налетающих частиц.

Многочисленный запуск частиц позволяет набрать необходимую статистику при описании спектра рассеянных атомов для различных углов. Характерная статистика в расчетах составляет  $5 \times 10^7$  частиц.

## МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ РАССЕЯННЫХ ЧАСТИЦ

Как показано на рис. 1, пучок частиц был направлен перпендикулярно поверхности мишени. Изучали энергетический спектр частиц для заданного угла рассеяния  $\beta$ , а также спектр, проинтегрированный по всем углам вылета, и угловое распределение вылетевших частиц.

Для описания спектров частиц рассмотрим упрощенную модель, предполагая, что на участке  $x_0$  происходит торможение частиц, в конце отрезка  $x_0$  — рассеяние на угол  $\theta$ , а затем пучок частиц тормозится на участке  $x_1$ . В предлагаемой модели происходит замена веера частиц, рассеявшихся на первом и втором участках некоторой средней траектории, что приводит к погрешностям, связанным с неполным учетом многократного рассеяния.

Рассмотрим энергетический спектр частиц, вылетевших под углом  $\beta$  с энергией  $E$ . Начальная энергия  $E_0$ . Энергия пика однократного рассеяния  $E_p$  при рассеянии частицы на угол  $\theta = 180^\circ - \beta$  определяется формулой:

$$\frac{E_p}{E_0} = \left[ \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right]^2 \left( \cos \theta \pm \left\{ \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \theta \right\}^{\frac{1}{2}} \right)^2, \quad (1)$$

здесь  $M_1$  — масса частицы снаряда,  $M_2$  — атомная масса мишени. В рассматриваемом случае, когда  $M_1 < M_2$ , в формуле (1) нужно брать знак плюс. Значение  $E_p$  определяет положение в спектре пика, связанного с рассеянием на атомах поверхности. Очевидно, что этот пик смещается при изменении массы изотопа.

При прохождении пучка на участках  $x_0$  и  $x_1$  ослабляется его начальная интенсивность вследствие рассеяния частиц. Убыль числа частиц описывается выражением:

$$\frac{dN}{dx} = -n_{\text{target}} \sigma_{\text{tr}}(E(x)) N(x),$$

где  $\sigma_{\text{tr}}$  — транспортное сечение,  $n_{\text{target}}$  — плотность мишени. Для текущей плотности пучка получаем выражение:

$$\frac{N(x)}{N_0} = F(x) = \exp \left\{ -n_{\text{target}} \int_0^x \sigma_{\text{tr}}(E(x_0)) dx \right\}.$$

Здесь  $N_0$  — начальная интенсивность пучка,  $x = x_0 + x_1$  — пройденное частицей расстояние. С учетом многократности рассеяния среднее расстояние, пройденное частицей, больше, чем проактивный пробег. Зависимость соответствующей поправки от энергии частиц была рассмотрена в [12]. Будем называть функцию  $F(x)$  фактором ослабления интенсивности пучка.

Если  $\Delta E$  — энергетическое разрешение анализатора частиц, то число рассеянных частиц под углом  $\theta$ , вылетевших в телесный угол  $d\Omega$  и попавших в интервал  $\Delta E$ , равно:

$$\frac{d^2 N}{dE d\Omega} \Delta E = N_0 F(x) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E(x_0)) n_{\text{target}} \frac{dx_0}{dx} \frac{dx}{dE} \Delta E,$$

где  $d\sigma/d\Omega(\theta, E(x_0))$  — дифференциальное сечение рассеяния для угла  $\theta$  и энергии частицы, прошедшей расстояние  $x_0$ .

При описании энергетического спектра частиц, вылетевших под определенным углом, будем использовать величину:

$$P(\theta, E) = \frac{1}{N_0} \frac{d^2 N(\theta, E)}{dE d\Omega} \Delta E 2\pi \sin \theta \Delta \theta,$$

$\Delta E = 0.01 E_0$ ,  $\Delta \theta = 5^\circ$ . Число частиц, вылетевших в верхнюю полусферу  $P_1$ , равно:

$$P_1(E) = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \frac{1}{N_0} \frac{d^2 N(\theta, E)}{dE d\Omega} \Delta E 2\pi \sin \theta d\theta.$$

При рассмотрении угловых распределений будем использовать величину  $Y(\theta)$ :

$$Y(\theta) = 2\pi \sin \theta \int_0^{E_0} \frac{d^2 N(\theta, E)}{dE d\Omega} dE.$$

Без учета поправок на многократность рассеяния производная  $dx_0/dx = 1/[1 + 1/\cos(\beta)]$ . Электронная тормозная способность аппроксимируется функцией  $dE/dx = AE^\alpha$ , а  $dx/dE = (1/A)E^{-\alpha}$ . Тогда энергия частицы, прошедшей путь  $x$ , может быть рассчитана как

$$E(x) = \left\{ -A(1 - \alpha)x + E_0^{1-\alpha} \right\}^{\frac{1}{1-\alpha}}. \quad (2)$$

Таким образом, длина траектории частицы в твердом теле связана с энергией вылетевшей частицы соотношением (2). Используя это соотношение,

можно также рассчитать энергию частицы  $E(x_0)$  для точки поворота траектории, а далее, зная величину  $E(x_0)$ , вычислить сечение рассеяния.

Рассмотрим, что предсказывает предложенная модель, учитывая ее приближенный характер. При энергии  $E_p$  должен наблюдаться пик, связанный с рассеянием атомов на поверхностном монослое. При уменьшении энергии отраженной частицы  $E$  интенсивность спектра сначала должна расти, так как функция  $dx/dE$  растет при уменьшении  $E$ . Уменьшение энергии  $E$  соответствует более глубокому проникновению частицы. Уменьшается энергия частицы  $E(x_0)$  в конце отрезка  $x_0$ , и растет сечение рассеяния. При увеличении угла  $\beta$  длина отрезка  $x_0$  уменьшается, если фиксирована длина траектории. Значение энергии  $E(x_0)$  приближается к начальному значению энергии  $E_0$ , и, следовательно, наклон спектра должен уменьшаться, так как уменьшается рост сечения рассеяния. Далее фактор ослабления интенсивности пучка приведет к падению интенсивности спектра, и в нем будет наблюдаться широкий максимум. С уменьшением начальной энергии  $E_0$  транспортное сечение растет, следовательно, пик будет смещаться к большим значениям энергии  $E$ . Значения функции ослабления не зависят от угла рассеяния, и можно ожидать подобие спектров для разных углов.

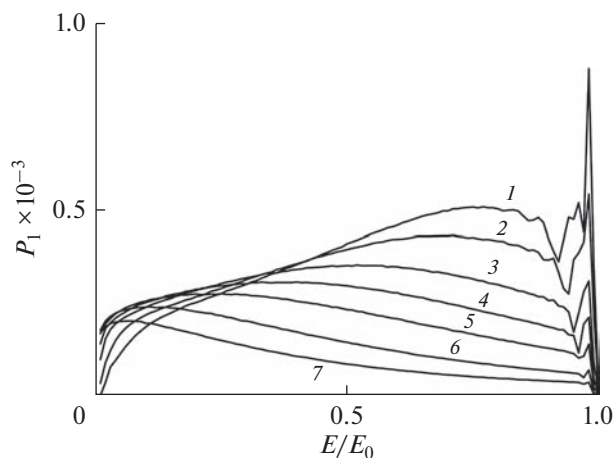
Угловая зависимость частиц, вылетевших под углом  $\beta$ , будет пропорциональна  $\sin \beta \cos \beta$ . Первый член отражает увеличение телесного угла сбора частиц при росте  $\beta$ , а второй — уменьшение отрезка  $x_0$ , где происходит рассеяние частиц.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

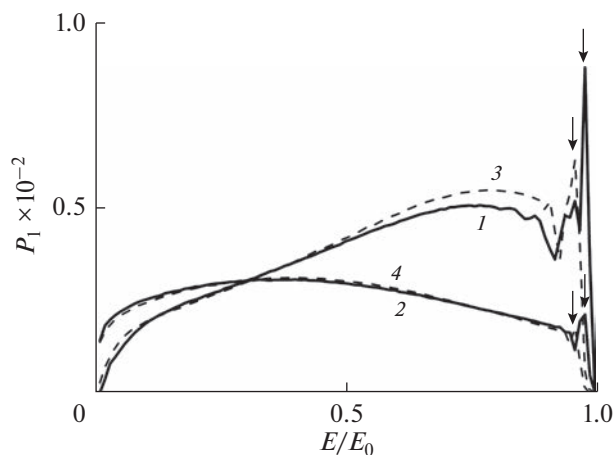
### Энергетические спектры отраженных частиц

На рис. 2 представлены спектры отраженных частиц при бомбардировке поверхности вольфрама протонами с различной начальной энергией  $E_0$  в зависимости от энергии вылетевших частиц. Спектры просуммированы по всем углам вылета. Как видно из рисунка, наблюдается пик, связанный с рассеянием на первом монослое. Он особенно выражен в случае малых значений начальной энергии  $E_0$ . Как и предсказывает предложенная модель, в спектре наблюдается максимум, который сдвигается при уменьшении начальной энергии вправо, что связано с ростом сечений рассеяния при уменьшении начальной энергии  $E_0$  и, соответственно, с увеличением роли фактора ослабления пучка частиц  $F(x)$ .

Рассеяние атомов водорода и дейтерия описывается практически одинаковыми потенциалами, а потери энергии при торможении зависят от скорости. На рис. 3 приведены для сравнения энергетические спектры в случаях бомбардировки по-



**Рис. 2.** Зависимость числа частиц от энергии отраженной частицы при бомбардировке атомами водорода поверхности вольфрама с начальной энергией: 0.1 (1); 0.2 (2); 0.5 (3); 1 (4); 2 (5); 5 (6); 10 кэВ (7).



**Рис. 3.** Сопоставление энергетических спектров отраженных атомов водорода (сплошные линии 1 и 2) и дейтерия (штриховые линии 3 и 4) при бомбардировке поверхности вольфрама и одинаковых скоростях налетающих частиц с энергией: 0.1 (1); 1 (2); 0.2 (3); 2 кэВ (4). Стрелками показано положение пика однократного рассеяния.

верхности атомами с одинаковыми скоростями. Как видно из рисунка, спектры практически совпадают. Наблюдается лишь отличие в интенсивности поверхностного пика, положение которого совпадает с расчетом по формуле (1).

#### *Зависимость энергетического спектра отраженных частиц от угла вылета*

Соответствующие спектры приведены на рис. 4. Рассмотрим случай рассеяния протона с энергией 10 кэВ на поверхности вольфрама. Как видно из рис. 4а, при углах вылета  $30^\circ$ – $60^\circ$  наблюдается

рост зависимости, предсказанный моделью и связанный с увеличением  $dx/dE$  и сечения рассеяния вследствие уменьшения энергии частицы при торможении. Поясним, что большая потеря энергии соответствует более глубокому прохождению начального потока, т.е. увеличению отрезка  $x_0$ . Предлагаемая модель рассматривает на начальном и выходящем участках пути частиц в веществе пучок как некоторый веер траекторий; линия, показанная на рис. 1, соответствует некоторой средней траектории. Как видно из рис. 4а, предсказание модели о подобии спектров для разных углов вылета выполняется только в небольшом диапазоне углов  $30^\circ$ – $45^\circ$ , при увеличении угла  $\beta$ , как предсказано моделью, наклон спектра уменьшается. При  $\beta > 80^\circ$  наклон спектра практически исчезает, хотя модель это не предполагает. Это означает, что предлагаемая модель нуждается в коррекции с учетом многократности рассеяния.

При понижении начальной энергии (рис. 4а–4ж) наблюдается смещение широкого пика в спектре из-за возрастания роли фактора ослабления пучка, характер спектра также меняется в зависимости от угла вылета частицы. Видно, что ослабление пучка зависит от угла вылета, и оно сильнее сказывается при приближении угла вылета к поверхности.

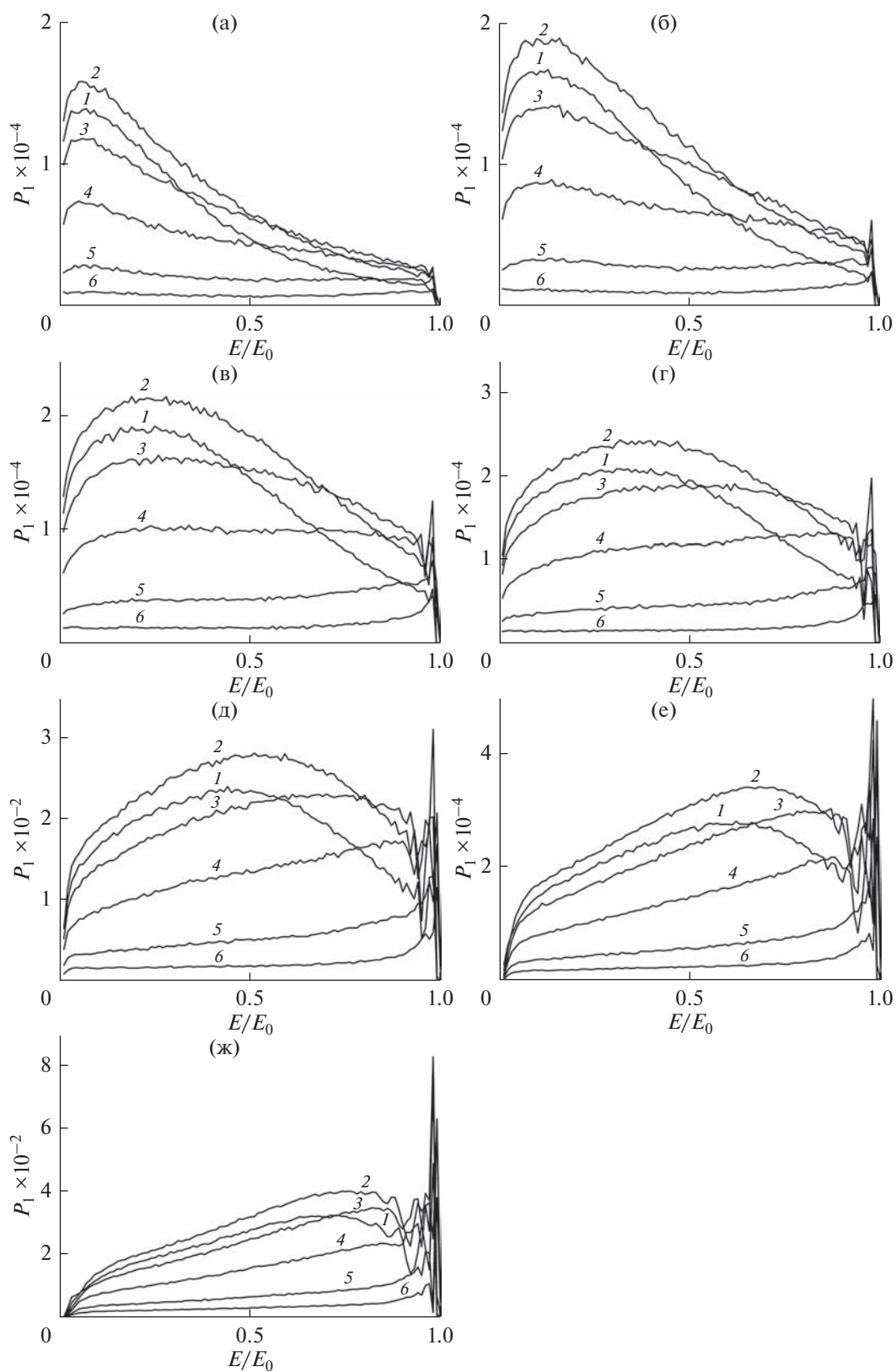
#### *Сопоставление с экспериментом*

К сожалению, в случае рассеяния на вольфраме спектры измерены лишь для заряженной компоненты вылетевших частиц, в то время как при рассматриваемых значениях энергии в спектре доминирует нейтральная компонента [24]. Имеются экспериментальные данные для рассеяния атомов водорода на золоте [25]. В этом случае расчет с использованием предложенной программы дает хорошее согласие с экспериментом [26]. Золото и вольфрам имеют близкие атомные номера и массы, что означает подобие потенциалов взаимодействия и, соответственно, сечений рассеяния. Обе мишени металлические, а это означает подобие зависимости электронных тормозных потерь от энергии.

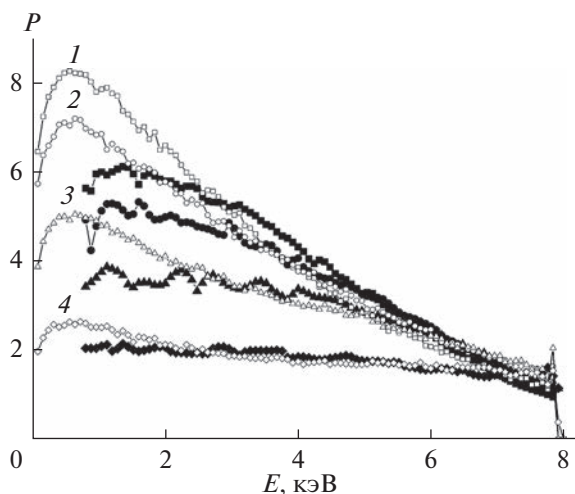
Расчеты и эксперимент нормированы при энергии 7 кэВ. Как видно из рис. 5, имеется неплохое согласие в диапазоне энергии отраженных частиц 2–8 кэВ для всех представленных углов  $\beta$ .

#### *Угловое распределение*

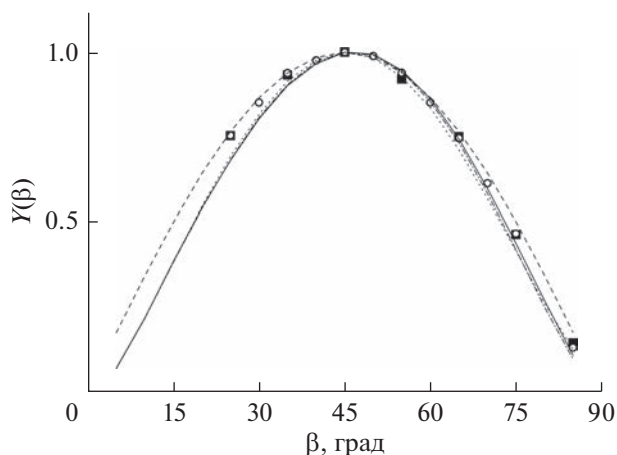
Как видно из рис. 6, в широком диапазоне значений начальной энергии 0.1–10 кэВ данные описываются универсальным распределением, которое близко к зависимости  $\sin\beta\cos\beta$ , предсказываемой предложенной моделью. Имеется согласие с экспериментальными данными об угло-



**Рис. 4.** Энергетические спектры отраженных частиц при бомбардировке атомами водорода поверхности вольфрама с начальной энергией  $E_0 = 10$  (а), 5 (б), 2 (в), 1 (г), 0.5 (д), 0.2 (е), 0.1 кэВ (ж) и углов вылета  $\beta$ : 30° (1); 45° (2); 60° (3); 70° (4); 80° (5); 85° (6).



**Рис. 5.** Сравнение расчетных энергетических спектров в случае бомбардировки атомами водорода с энергией 8 кэВ поверхности вольфрама (пустые символы) и экспериментальных данных в случае столкновения атомов водорода с золотом (закрашенные символы). Угол вылета  $\beta$ : 45° (1); 55° (2); 65° (3); 75° (4).



**Рис. 6.** Зависимость числа вылетевших частиц от угла  $\beta$ : данные расчета для энергии 0.1 (пунктир), 1 (штрихпунктир), 10 кэВ (сплошная линия); экспериментальные данные в случае рассеяния атомов водорода на Au для 5 (квадраты) и 8 кэВ (кружки). Показана предсказанная моделью зависимость  $\sin\beta\cos\beta$  (штриховая линия). Данные нормированы при угле  $\beta = 45^\circ$ .

вом распределении частиц в случае рассеяния атомов водорода на золоте.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены расчеты энергетических спектров и угловых распределений отраженных частиц при бомбардировке поверхности вольфрама пучками атомов водорода и дейтерия в широком диапазоне значений начальной энергии 0.1–10 кэВ.

Показано подобие спектров при бомбардировке атомами водорода и дейтерия с одинаковыми скоростями. Угловая зависимость вылетевших частиц практически не зависит от начальной энергии и близка к распределению, описываемому функций  $F(\theta) = A\sin\beta\cos\beta$ .

Предложена модель доминирования одного столкновения при рассеянии на большой угол, которая позволила качественно предсказать ряд наблюдаемых зависимостей и, в частности, появление максимума в энергетическом спектре и его сдвиг при изменении начальной энергии. Для объяснения наблюдаемой угловой зависимости модель нуждается в коррекции, более полно учитывающей многократное рассеяние.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-20081), а также Санкт-Петербургского научного фонда (грант в соответствии с соглашением от 14 апреля 2022 г. № 22/2022).

**Конфликт интересов:** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meluzova D.S., Babenko P.Yu., Shergin A.P., Nordlund K., Zinoviev A.N. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 460. P. 4. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.03.037>
2. Мелузова Д.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н. // Журн. техн. физики. 2020. Т. 90. Вып. 1. С. 155. <https://doi.org/10.21883/JTF.2020.01.48678.89-19>
3. Мелузова Д.С., Бабенко П.Ю., Миронов М.И., Михайлов В.С., Шергин А.П., Зиновьев А.Н. // Письма в журн. техн. физики. 2019. Т. 45. Вып. 11. С. 51. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2019.11.47827.17771>
4. Экиштайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995. 321 с.
5. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. 192 с.
6. Sigmund P. Particle Penetration and Radiation Effects. N.Y.: Springer, 2014. 603 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-05564-0>
7. Shevelko V., Tawara H. Atomic Processes in Basic and Applied Physics. Berlin: Springer, 2012. 498 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-25569-4>
8. Евстифеев В.В. Взаимодействие заряженных частиц с поверхностью твердого тела. Пенза: Изд-во ПГУ, 2017. 258 с.
9. Zinoviev A.N., Nordlund K. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2017. V. 406. P. 511. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.03.047>
10. Zinoviev A.N., Babenko P.Yu., Nordlund K. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2021. V. 508. P. 10. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.10.001>

11. *Paul H.* NDS — data base. <https://www-nds.iaea.org>.
12. *Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. Вып. 9. С. 603.  
<https://doi.org/10.31857/S1234567822090105>
13. *Bruckner B., Wolf P.M., Bauer P., Primetzhofer D.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2021. V. 489. P. 82.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.08.005>
14. *Markin S.N., Primetzhofer D., Spitz M., Bauer P.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 20. P. 205105.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.205105>
15. *Markin S.N., Primetzhofer D., Prusa S., Brunmayr M., Kowarik G., Aumayr F., Bauer P.* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. № 19. P. 195122.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.195122>
16. *Moro M.V., Wolf P.M., Bruckner B., Munnik F., Heller R., Bauer P., Primetzhofer D.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2021. V. 498. P. 1.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2021.04.010>
17. *Primetzhofer D.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 9. P. 094102.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.094102>
18. *Zeb M.A., Kohanoff J., Sanchez-Portal D., Arnau A., Juaristi J.I., Artacho E.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 22. P. 225504.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.225504>
19. *Bruckner B., Strapko T., Sortica M.A., Bauer P., Primetzhofer D.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2020. V. 470. P. 21.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.02.018>
20. *Babenko P.Yu., Mironov M.I., Mikhailov V.S., Zinoviev A.N.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 045020.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab7943>
21. *Мелузова Д.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 74.  
<https://doi.org/10.1134/S0207352819040127>
22. *Мелузова Д.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 7. С. 98.  
<https://doi.org/10.31857/S1028096020070146>
23. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM. <http://www.srim.org>.
24. *Eckstein W., Matschke F.E.P.* // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. № 8. P. 3231.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.14.3231>
25. *Verbeek H., Eckstein W., Bhattacharya R.S.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 3. P. 1783.  
<https://doi.org/10.1063/1.327740>
26. *Бабенко П.Ю., Зиновьев А.Н., Михайлов В.С., Тенсин Д.С., Шергин А.П.* // Письма в журн. техн. физики. 2022. Т. 48. Вып. 14. С. 10.  
<https://doi.org/10.21883/00000000000>

## Energy Spectra of Hydrogen Atoms Reflected from a Tungsten Surface

V. S. Mikhailov<sup>1</sup>\*, P. Yu. Babenko<sup>1</sup>, D. S. Tensin<sup>1</sup>, A. N. Zinoviev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, 194021 Russia*

\*e-mail: [chiro@bk.ru](mailto:chiro@bk.ru)

Computer simulations were used to calculate the energy spectra and angular distributions of reflected particles during bombardment of the tungsten surface with hydrogen and deuterium atoms with energies of 0.1–10 keV. A model was proposed that qualitatively explained the main regularities in the behavior of the spectra. The similarity of the energy spectra upon bombardment by hydrogen and deuterium atoms at the same collision velocities has been established. The angular distribution of reflected particles was universal in a wide range of initial energies of the bombarding atoms.

**Keywords:** plasma–wall interaction, hydrogen and deuterium ion scattering, tungsten, surface, energy spectra, angular distributions.