

02

## Расчет коэффициента распыления твердотельных мишеней при бомбардировке легкими атомами

© А.Н. Зиновьев, П.Ю. Бабенко, В.С. Михайлов, А.В. Смаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: zinoviev@inprof.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 24 июля 2024 г.  
В окончательной редакции 11 сентября 2024 г.  
Принято к публикации 13 сентября 2024 г.

Предложена методика расчета коэффициента распыления мишеней при бомбардировке легкими атомами. Показано, что учет энергетического спектра отраженных частиц позволяет адекватно описать поведение коэффициента распыления вблизи порога. При больших энергиях коэффициент отражения частиц сильно уменьшается и добавляется каскадный механизм распыления, предложенный Зигмундом. Учет вклада обоих механизмов позволил достичь количественного описания зависимости коэффициента распыления в широком диапазоне энергий налетающих частиц.

**Ключевые слова:** пороги распыления, коэффициент распыления, ионная бомбардировка, токамак ИТЭР.

DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59094.240-24

### Введение

В современной микроэлектронике распыление материалов при ионной бомбардировке широко применяется при изготовлении тонких пленок, для создания рельефа, для очистки поверхности, для анализа состава поверхности. В электротехнике важную роль играет разрушение электродов, обусловленное распылением. В современных термоядерных установках взаимодействие плазмы со стенкой приводит к распылению конструкционных материалов и поступлению примесей в плазму, что влияет на параметры разряда. Например, поступление в плазму примеси вольфрама с концентрацией  $10^{-3} - 10^{-4}$  от концентрации плазмы из-за больших радиационных потерь не дает возможности достичь планируемого КПД термоядерного реактора.

Распыление твердых тел подробно рассмотрено в работах [1–7]. Важную роль сыграла теория распыления, предложенная Зигмундом [8]. Однако теория Зигмунда не описывает поведение коэффициента распыления вблизи порога распыления. Случай распыления легкими частицами тяжелых мишеней до сих пор не имеет надежного теоретического описания. Попытки модификации теории Зигмунда предпринимались в работах Фальконе [9]. Вклад различных механизмов в распыление, помимо вышеуказанных обзоров, анализировался в работах [10,11]. В настоящее время изучение распыления интенсивно ведется многими научными группами [12–17]. Влияние наношероховатости и рельефа поверхности на коэффициент распыления рассматривалось в работах [18–21]. Распыление легкими ионами первой стенки токамака рассматривалось в работах [22–24].

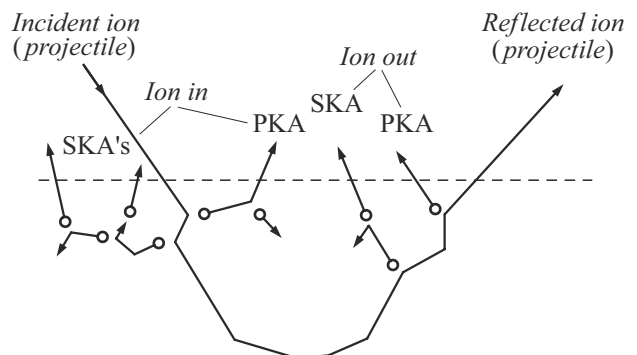
В настоящей работе мы рассматриваем распыление легкими атомами в широком диапазоне энергий бомбардирующих частиц для случаев Н–Ве и Н–W, характери-

зующих различное соотношение масс сталкивающихся частиц.

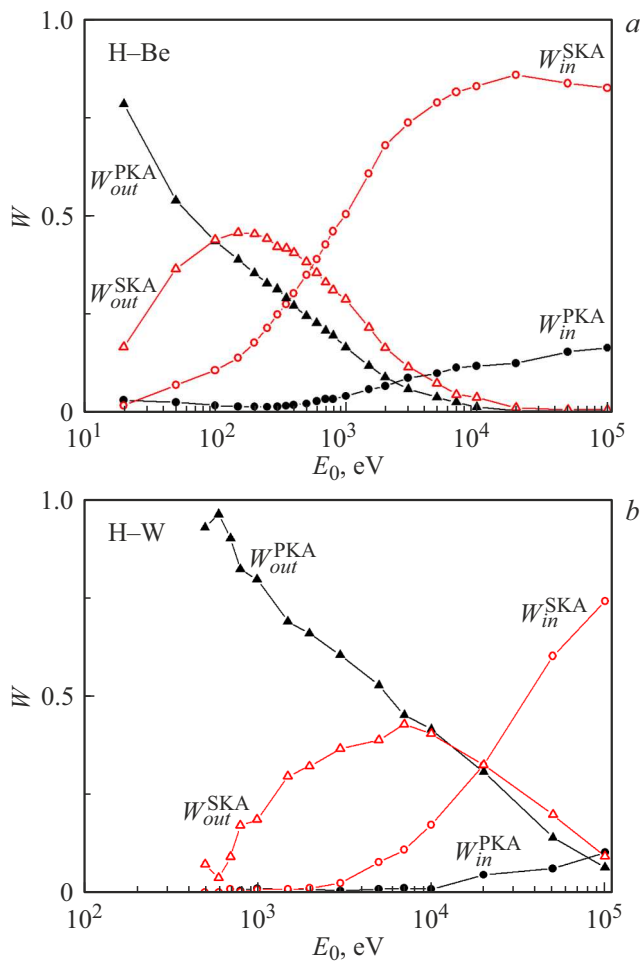
### 1. Различие механизма распыления легкими и тяжелыми ионами

Применение компьютерного моделирования позволяет проверить ряд представлений, заложенных в теории Зигмунда и Фальконе.

Рассмотрим вклад различных механизмов, приводящих к распылению, пользуясь классификацией, предложенной в работе [25], (рис. 1). Будем различать процессы образования распыленных атомов, происходящее при движении бомбардирующей частицы вглубь мишени (индекс in), и аналогичные процессы при движении обратно отраженных бомбардирующих частиц (индекс out). Бомбардирующая частица при движении вглубь твердого тела может выбить атом мишени, который после нескольких соударений может покинуть твердое тело, —



**Рис. 1.** Схема процессов распыления. Рисунок взят из работы [25].



**Рис. 2.** Вклады различных механизмов в распыление для случаев H–Be (a) и H–W (b).

процесс PKA-in (PKA — Primary Knock-on Atom). Аналогичный вклад могут внести обратно рассеянные первичные частицы — процесс PKA-out. Выбитые атомы мишени могут передать энергию вторичным частицам мишени, образуя каскад столкновений. Будем различать случаи, когда вторичные атомы образовались при движении бомбардирующих частиц вглубь мишени SKA-in (SKA — Secondary Knock-on Atoms) и обратно рассеянными бомбардирующими частицами SKA-out. Вероятности вклада различных механизмов обозначим как  $W_{in}^{PKA}$ ,  $W_{out}^{SKA}$ ,  $W_{out}^{PKA}$ ,  $W_{in}^{SKA}$ .

На рис. 2 представлены вклады различных механизмов в распыление для случаев H–Be и H–W, рассчитанные с помощью нашей программы [26–28].

Как видно из рис. 2, при малых энергиях доминирует механизм распыления поверхностных слоев потоком обратно рассеянных бомбардирующих частиц, а при больших энергиях вносит вклад механизм, предложенный Зигмундом. В этом случае бомбардирующие ионы передают свою энергию атомам мишени, и после каскада соударений часть атомов меняет направление импульса

в сторону поверхности и может покинуть твердое тело. Этот вывод подтверждает общепринятые представления.

На границе поверхность–вакуум выбитый атом мишени должен преодолеть поверхностный потенциальный барьер. Обычно рассматриваются два типа поверхностного потенциального барьера. Сферический потенциальный барьер применяется для поверхности, состоящей из острий атомного размера. В этом случае энергия распыленной частицы  $\epsilon$  должна превышать энергию поверхностной связи, в качестве которой часто берут энергию сублимации  $U_s$  [29]. Плоскостной потенциальный барьер применяют для гладкой поверхности. В этом случае перпендикулярная составляющая энергии распыленной частицы должна превышать  $U_s$ , т.е.  $E_2 \cos^2 \theta > U_s$ , где  $\theta$  — угол вылета распыленной частицы относительно нормали к поверхности.

Подробное рассмотрение положения энергетических порогов распыления для обоих случаев поверхностного потенциального барьера приведено в нашей работе [30]. В настоящей работе авторы ограничиваются рассмотрением случаев сферического потенциального барьера и нормального падения пучка на мишень.

В случае механизма распыления потоком обратно рассеянных бомбардирующих частиц порог распыления  $E_{th}$  может быть рассчитан по формуле

$$E_{th} = \frac{U_s}{\gamma(1-\gamma)^{0.5}} + \frac{dE}{dx} 2d. \quad (1)$$

Здесь  $U_s$  — энергия сублимации,  $dE/dx$  — электронные потери энергии,  $d$  — среднее расстояние между атомами мишени. Величина параметра  $\gamma$  вычисляется по формуле

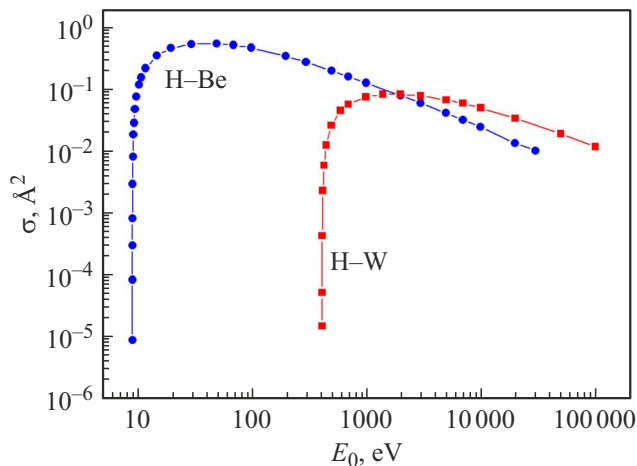
$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (2)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — масса соответственно налетающего иона и атома мишени. Учитывается, что налетающий ион пролетает расстояние  $2d$ , где  $d$  — среднее расстояние между атомами мишени, и теряет энергию вследствие торможения на электронах. При рассеянии на угол порядка  $90^\circ$  энергия обратно рассеянного атома  $E_1 = (1-\gamma)^{0.5}E_0$ , где  $E_0$  — начальная энергия. Максимальная энергия, передаваемая атому мишени, составляет  $E_2 = \gamma E_1 = \gamma(1-\gamma)^{0.5}E_0$ .

Упрощенная формула для оценки коэффициента распыления для механизма выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц может быть записана как

$$Y_{out} = \sigma(E_{th}, E_0)n_tR_N\lambda. \quad (3)$$

Здесь  $\sigma(E_{th}, E_0)$  — сечение образования частиц отдачи с энергией больше  $U_s$  при энергии налетающей частицы  $E_0$ ,  $n_t$  — плотность мишени,  $R_N$  — коэффициент отражения,  $\lambda$  — характерная глубина выхода распыленных частиц.



**Рис. 3.** Сечения передачи энергии больше пороговой для случаев H–Be и H–W для потенциала DFT.

Оценим сечение процесса, когда частице мишени передается энергия больше энергии порога. Зависимость угла рассеяния в СЦМ от параметра удара  $b$  дается выражением

$$\theta(b) = \pi - 2b \int_0^{1/r_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U(1/g)}{E_{cm}} - b^2 g^2}} dg, \quad g = \frac{1}{r}. \quad (4)$$

Здесь  $r_0$  — точка поворота траектории. Переданная энергия при рассеянии на угол  $\theta$  определяется выражением

$$E_2 = E_0 \gamma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (5)$$

Из условия  $E_2 = U_s$  определяется значение  $\theta_k = 2 \arcsin([U_s/(E_0 \gamma)]^{0.5})$ , а из соотношения (4) параметр  $b_k$  определяется из условия  $\theta(b_k) = \theta_k$ . Сечение рассчитывается как

$$\sigma = \pi b_k^2. \quad (6)$$

На рис. 3 представлен расчет сечения для систем H–Be и H–W с использованием потенциала, полученного в приближении функционала плотности [31] (потенциал DFT).

Следует отметить, что сечение процесса, а следовательно, и коэффициенты распыления зависят от типа используемого потенциала. На рис. 4 приведен расчет сечения для различных типов потенциалов межатомного взаимодействия. Наши оценки показывают, что результаты расчета сечения для DFT- и ZBL-потенциалов дают отличие более чем на 30%. Это неудивительно, так как ZBL-потенциал хуже описывает рассеяние легких частиц [32]. Мы используем DFT-потенциал как наиболее точный.

На рис. 5 приведены коэффициенты отражения для случаев H–Be и H–W, полученные в работе [33].

Энергии выбитых атомов мишени можно рассчитать, используя данные о средних энергиях распыленных частиц, представленные в работах [26,27]. Примем во внимание, что средняя энергия выбитых атомов мишени в твердом теле больше средней энергии распыленных частиц на величину поверхностного барьера ( $U_s$ ).

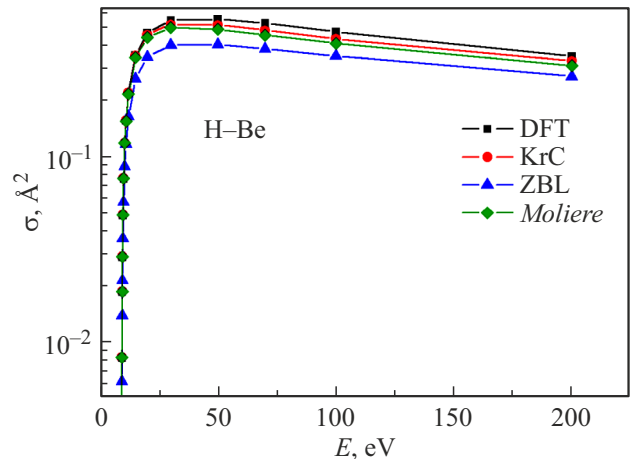
Зависимость пробега от энергии атомов Be в мишени из Be и атомов W в мишени из W были получены нами из анализа данных о пробегах из базы SRIM [34]. Эти зависимости в случае Be–Be описываются формулой

$$\lambda[\text{Å}] = 0.841 \cdot \varepsilon[\text{eV}]^{0.6}, \quad (7)$$

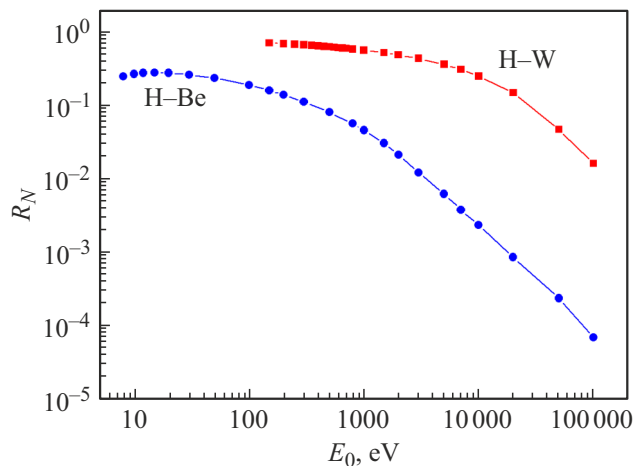
а в случае W–W — формулой

$$\lambda[\text{Å}] = 0.705 \cdot \varepsilon[\text{eV}]^{0.379}, \quad (8)$$

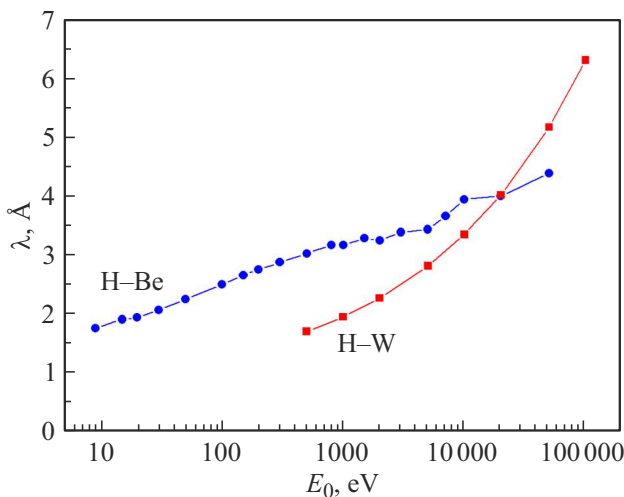
где  $\varepsilon$  — энергия выбитых атомов мишени. Подставляя в качестве  $\varepsilon$  среднюю энергию выбитых атомов при конкретной начальной энергии  $E_0$ , получаем зависимость  $\lambda(\varepsilon(E_0))$ . Значения  $\lambda(\varepsilon(E_0))$  приведены на рис. 6.



**Рис. 4.** Сечения передачи энергии больше пороговой для случая H–Be для различных потенциалов.



**Рис. 5.** Коэффициенты отражения  $R_N$  в зависимости от энергии бомбардирующих частиц для случаев H–Be и H–W [33].



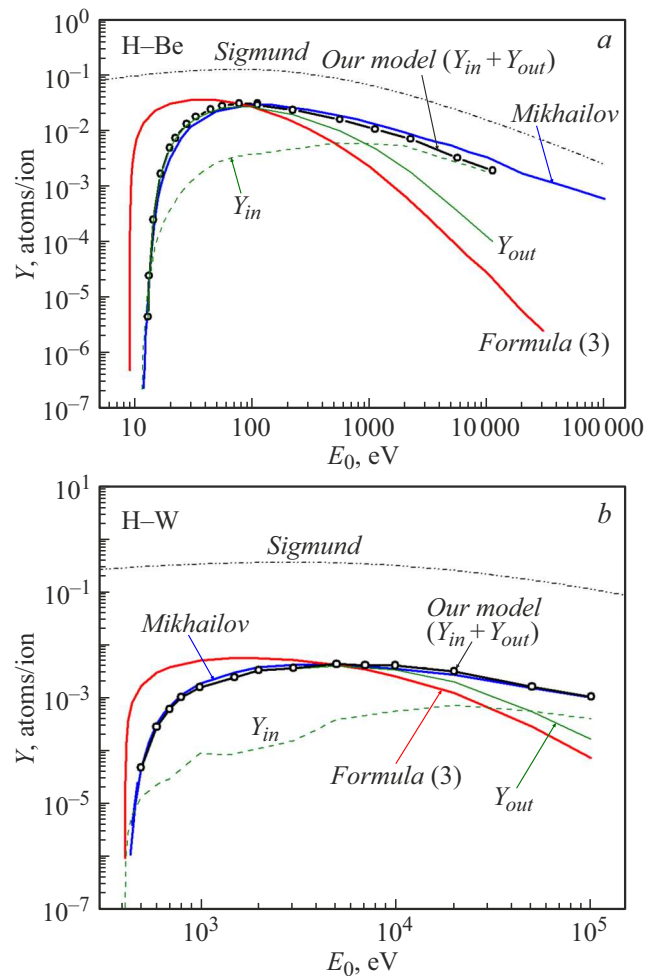
**Рис. 6.** Характерная глубина выхода расплывших частиц  $\lambda$  в зависимости от энергии бомбардирующих частиц  $E_0$ .

Как видно из рис. 6, глубина выхода выбитых частиц в зависимости от начальной энергии меняется незначительно, и доминирует вклад двух-трех приповерхностных слоев.

Применение оценочной формулы (3), как показано на рис. 7, дает правильное значение коэффициента распыления в районе максимума, но не описывает правильно энергетическую зависимость коэффициента распыления вблизи порога. Следует учесть поправку на энергетические спектры отраженных частиц  $dN/dE$ , которые представлены на рис. 8 для случаев H–Be [26] и H–W [28].

Как видно из рис. 8, *a*, спектр однотипен в диапазоне начальных энергий  $E_0 = 15–70$  eV. Наблюдаются пики, связанные с однократным рассеянием на угол более  $90^\circ$ , при значении энергии отраженных частиц  $E_1 = (1-\gamma)^{0.5}E_0$ . Правее значений, соответствующих рассеянию на  $90^\circ$ , в спектре присутствуют более быстрые частицы вследствие двукратных и трехкратных соударений, а они влияют на сдвиг энергетического порога распыления в сторону меньших энергий. В случае системы H–W (рис. 8, *b*) данные об энергетических спектрах брались из работы [28]. Значение  $E_1 = 0.8E_0$  в случае H–Be и  $E_1 = 0.989E_0$  в случае H–W. Отсутствие в спектре отраженных частиц атомов с энергией больше  $E_1$  приводит к сдвигу порога распыления в сторону больших значений. В случае H–W этот сдвиг незначителен.

Коэффициент  $R_N$  включает в себя весь спектр энергий отраженных частиц и пропорционален интегралу в знаменателе формулы (9). Только частицы с энергией  $E > E_{th}$  должны учитываться. Сечение  $\sigma(E_{th}, E_1)$  и глубина выхода выбитых атомов  $\lambda(\varepsilon(E_1))$  зависят от энергии отраженных ионов. Произведем коррекцию на спектр отраженных частиц, учитывая вес частиц с

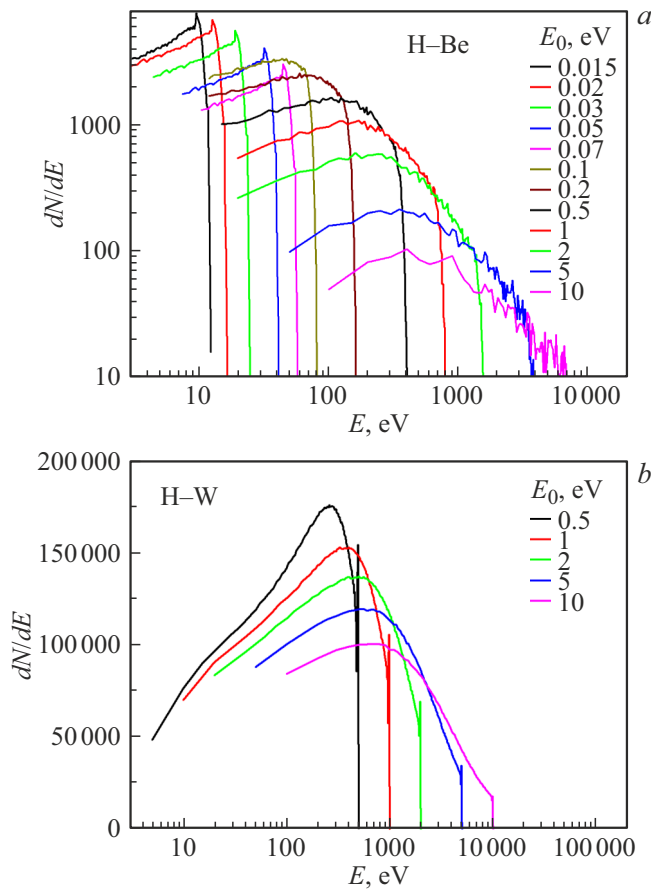


**Рис. 7.** Зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующей частицы для случаев H–Be (*a*) и H–W (*b*). Синяя кривая — компьютерный расчет для сферического потенциального барьера [26,27]. Красная кривая — оценка  $Y$  без учета поправки на энергетический спектр отраженных частиц, формула (3). Сплошная зеленая линия — оценка вклада механизма выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц с учетом энергетических спектров обратно рассеянных ионов  $Y_{out}$ , формула (9). Зеленая штриховая кривая — учет вклада каскадного механизма  $Y_{in}$ . Открытыми кружками показан суммарный вклад  $Y_{in} + Y_{out}$ . Для сравнения приведена кривая, полученная по формуле Зигмунда [8].

энергией  $E_1$  в спектре:

$$Y_{out}(E_0) = n_t R_N(E_0) \frac{\int_{E_{th}}^{E_0} \sigma(E_{th}, E_1) \lambda(\varepsilon(E_1)) \frac{dN}{dE}(E_1) dE_1}{\int_0^{E_0} \frac{dN}{dE}(E_1) dE_1} \quad (9)$$

Нормирующий интеграл в знаменателе пропорционален  $R_N(E_0)$  и вставлен для учета нормировки спектра  $dN/dE$ . Формула (9) не учитывает вклад канала SKA-out и зависимость пробега выбитых частиц от угла вылета относительно нормали к поверхности. Оценки показы-



**Рис. 8.** Спектры отраженных частиц для случаев H–Be [26] (a) и H–W [28] (b) для различных начальных энергий  $E_0$ .

вают, что эти два фактора взаимно компенсируют друг друга.

На рис. 7 приведены оценки коэффициента распыления без коррекции на спектр отраженных частиц (формула (3)) и с коррекцией (формула (9)). Как видно из рис. 7, коррекция на спектр отраженных частиц существенно меняет ход кривой и правильно отражает зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующих ионов вблизи порога.

Вклад каскадного механизма Зигмунда может быть оценен как:

$$Y_{in} = Y_{out} \frac{W_{in}^{PKA} + W_{in}^{SKA}}{W_{out}^{PKA} + W_{out}^{SKA}}. \quad (10)$$

Вероятности вклада различных механизмов представлены на рис. 2.

Как видно из рис. 7, суммарный вклад обоих механизмов хорошо согласуется с данными, полученными методом компьютерного моделирования многократных соударений бомбардирующих частиц с атомами мишени для случаев H–Be [26] и H–W [27]. На рис. 7 приведены также результаты оценки по формуле Зигмунда [8], которые дают сильно завышенные значения коэффи-

циента распыления и не отражают функциональную зависимость  $Y = f(E_0)$  вблизи порога распыления.

В случае H–W механизм выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц доминирует в широком диапазоне энергий вплоть до энергии 30 keV. На наш взгляд, падение вклада механизма выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц с ростом энергии бомбардирующих частиц связан с падением коэффициента отражения. В случае H–W падение коэффициента отражения происходит при сравнительно больших энергиях по сравнению со случаем H–Be (рис. 5).

## Заключение

Доминирующий вклад в распыление при малых энергиях вплоть до  $E_0 \approx 100E_{th}$  дает механизм выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц. При больших энергиях добавляется каскадный механизм, предложенный Зигмундом.

Рассчитана глубина выхода выбитых атомов в зависимости от начальной энергии, и установлено, что она составляет 2–3 поверхностных слоя.

Учет энергетического спектра отраженных атомов позволяет количественно описать поведение кривой вблизи порога распыления.

Достигнуто хорошее количественное согласие данных представленного расчета с результатами компьютерного моделирования как по абсолютному значению коэффициента распыления, так и по хорошему описанию в том числе вблизи порога распыления функциональной зависимости коэффициента распыления от энергии налетающих частиц.

Предложенная модель хорошо описывает случаи столкновения H–Be и H–W для широкого диапазона соотношения масс налетающей частицы и частицы мишени и энергий соударения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Р. Бериш. *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Выпуск I. Физическое распыление одноэлементных твердых тел* (Мир, М., 1984) [R. Behrisch. *Sputtering by Particle Bombardment I. Physical Sputtering of Single-Element Solids* (Springer, Berlin, 1981), DOI: 10.1007/3-540-10521-2]
- [2] Р. Бериш. *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Выпуск II. Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности* (Мир, М., 1986) [R. Behrisch. *Sputtering by Particle Bombardment II. Sputtering of Alloys and Compounds, Electron and Neutron Sputtering, Surface Topography* (Springer, Berlin, 1983), DOI: 10.1007/3-540-12593-0]



- [3] Р. Бернш. *Распыление под действием бомбардировки частицами. Выпуск III. Характеристики распыленных частиц, применения в технике* (Мир, М., 1998) [R. Behrisch. *Sputtering by Particle Bombardment III. Characteristics of Sputtered Particles, Technical Applications* (Springer, Berlin, 1991), DOI: 10.1007/3-540-53428-8]
- [4] R. Behrisch, W. Eckstein. *Sputtering by Particle Bombardment* (Springer, Berlin, 2007), DOI: 10.1007/978-3-540-44502-9
- [5] Н.В. Плешивцев, А.И. Бажин. *Физика воздействия ионных пучков на материалы* (Вузовская книга, М., 1998)
- [6] Е.С. Машкова. *Современные тенденции в исследовании распыления твердых тел*. В кн.: *Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел*. Сб. статей 1986–1987 гг.: Пер. с англ. Е.С. Машкова (Мир, М., 1989)
- [7] E.S. Mashkova, V.A. Molchanov. *Rad. Eff.*, **108**, 307 (1989). DOI: 10.1080/10420158908230319
- [8] P. Sigmund. *Phys. Rev.*, **184**, 383 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.184.383
- [9] Д. Фальконе. *УФН*, **162**, 71 (1992). DOI: 10.3367/UFNr.0162.199201c.0071 [G. Falcone. *La Rivista del Nuovo Cimento*, **13**, 1 (1990). DOI: 10.1007/bf02742981]
- [10] R. Behrisch, G. Maderlechner, В.М.У. Schemer, M.T. Robinson. *Appl. Phys.*, **18**, 391 (1979). DOI: 10.1007/BF00899693
- [11] J.P. Biersack, W. Eckstein. *Appl. Phys. A.*, **34**, 73 (1984). DOI: 10.1007/bf00614759
- [12] A.P. Mika, P. Rousseau, A. Domaracka, B.A. Huber. *Phys. Rev. B*, **100**(7), 075439 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.075439
- [13] K. Schlueter, K. Nordlund, G. Hobler, M. Balden, F. Granberg, O. Flink, T.F. da Silva, R. Neu. *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 225502 (2020) DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.225502
- [14] A. Tolstogousov, P. Mazarov, A.E. Ieshkin, S.F. Belykh, N.G. Korobeishchikov, V.O. Pelenovich, D.J. Fu. *Vacuum*, **188**, 110188 (2021). DOI: 10.1016/j.vacuum.2021.110188
- [15] F. Duensing, F. Hechenberger, L. Ballauf, A.M. Reider, A. Menzel, F. Zappa, T. Dittmar, D.K. Bohme, P. Scheier. *Nucl. Mater. Energy*, **30**, 101110 (2022). DOI: 10.1016/j.nme.2021.101110
- [16] A. Lopez-Cazalilla, F. Granberg, K. Nordlund, C. Cupak, M. Fellinger, F. Aumayr, W. Hauptstra, P.S. Szabo, A. Mutzke, R. Gonzalez-Arrabal. *Phys. Rev. Materials*, **6**, 075402 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.075402
- [17] P. Phadke, A.A. Zameshin, J.M. Sturm, R. van de Kruijs, F. Bijkerk. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **520**, 29 (2022). DOI: 10.1016/j.nimb.2022.03.016
- [18] N.N. Andrianova, A.M. Borisov, E.S. Mashkova, A.A. Shemukhin, V.I. Shulga, Yu.S. Virgiliyev. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.*, **354**, 146 (2015). DOI: 10.1016/j.nimb.2014.11.071
- [19] Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Е.С. Машкова, В.И. Шульга. *Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед.*, **4**, 51 (2016). DOI: 10.7868/S0207352816040041 [N.N. Andrianova, A.M. Borisov, E.S. Mashkova, V.I. Shulga. *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, **10**, 412 (2016). DOI: 10.1134/S1027451016020233]
- [20] В.И. Шульга. *Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед.*, **12**, 83 (2020). DOI: 10.31857/S1028096020120262 [V.I. Shulga. *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, **14**, 1346 (2016). DOI: 10.1134/S1027451020060440]
- [21] Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, М.А. Овчинников, Р.Х. Хисамов, Р.Р. Мулюков. *Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед.*, **3**, 57 (2024). DOI: 10.31857/S1028096024030092 [N.N. Andrianova, A.M. Borisov, M.A. Ovchinnikov, R.Kh. Khisamov, R.R. Mulyukov. *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, **18**, 305 (2024). DOI: 10.1134/S1027451024020046]
- [22] Д.Г. Булгадарян, Д.Н. Синельников, Н.Е. Ефимов, В.А. Курнаев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **84**, 903 (2020). DOI: 10.31857/S036767652006006X [D.G. Bulgadaryan, D.N. Sinef'nikov, N.E. Efimov, V.A. Kurnaev. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **84**, 742 (2020). DOI: 10.3103/S1062873820060064]
- [23] V.A. Kurnaev, D.K. Kogut, N.N. Trifonov. *J. Nucl. Mater.*, **415**, S1119 (2011). DOI: 10.1016/j.jnucmat.2010.09.035
- [24] В.С. Михайлов, П.Ю. Бабенко, А.П. Шергин, А.Н. Зиновьев. *Физика плазмы*, **50**, 15 (2024). DOI: 10.31857/S0367292124010022 [V.S. Mikhailov, P.Yu. Babenko, A.P. Shergin, A.N. Zinoviev. *Plasma Phys. Reports*, **50**, 23 (2024). DOI: 10.1134/S1063780X23601682]
- [25] В. Экштайн. *Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела* (Мир, М., 1995) [W. Eckstein. *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions* (Springer-Verlag, Berlin, 1991), DOI: 10.1007/978-3-642-73513-4]
- [26] П.Ю. Бабенко, В.С. Михайлов, А.П. Шергин, А.Н. Зиновьев. *ЖТФ*, **93**(5), 709 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55467.12-23 [P.Yu. Babenko, V.S. Mikhailov, A.P. Shergin, A.N. Zinoviev. *Tech. Phys.*, **68**(5), 662 (2023). DOI: 10.21883/TP.2023.05.56074.12-23]
- [27] В.С. Михайлов, П.Ю. Бабенко, А.П. Шергин, А.Н. Зиновьев. *ЖЭТФ*, **164**, 478 (2023). DOI: 10.31857/S004445102309016X [V.S. Mikhailov, P.Yu. Babenko, A.P. Shergin, A.N. Zinoviev. *JETP*, **137**, 413 (2023). DOI: 10.1134/S106377612309011X]
- [28] В.С. Михайлов, П.Ю. Бабенко, Д.С. Тенсин, А.Н. Зиновьев. *Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед.*, **2**, 95 (2023). DOI: 10.31857/S1028096023020061 [V.S. Mikhailov, P.Yu. Babenko, D.S. Tensin, A.N. Zinoviev. *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, **17**, 258 (2023). DOI: 10.1134/S1027451023010330]
- [29] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics. 8th edition* (Wiley, NY., 2005)
- [30] П.Ю. Бабенко, В.С. Михайлов, А.Н. Зиновьев. *Письма в ЖТФ*, **50**, 3 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.12.58055.19851
- [31] D.S. Meluzova, P.Yu. Babenko, A.P. Shergin, K. Nordlund, A.N. Zinoviev. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **460**, 4 (2019). DOI: 10.1016/j.nimb.2019.03.037
- [32] A.N. Zinoviev, P.Yu. Babenko, K. Nordlund. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **508**, 10 (2021). DOI: 10.1016/j.nimb.2021.10.001
- [33] В.С. Михайлов, П.Ю. Бабенко, А.П. Шергин, А.Н. Зиновьев. *ЖТФ*, **93**(11), 1533 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.11.56484.192-23
- [34] J.F. Ziegler, J.P. Biersack. *SRIM*. <http://www.srim.org>.