

УДК 539.2

НЕРАЗРУШАЮЩЕЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КАЧЕСТВЕННЫХ И КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ СПЕКТРОСКОПИИ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2025 г. В. П. Афанасьев^{a, **}, Л. Г. Лобанова^{a, *}, А. М. Завгородняя^a,
М. А. Семенов-Шефов^a

^aНациональный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, 111250 Россия

*e-mail: lida.lobanova.2017@mail.ru

**e-mail: v.af@mail.ru

Поступила в редакцию 21.01.2025 г.

После доработки 28.02.2025 г.

Принята к публикации 28.02.2025 г.

Важнейшим условием стабильной работы установок управляемого термоядерного синтеза является решение проблем “первой стенки”, включающее анализ взаимодействия термоядерной плазмы с внутрикамерными материалами. В рамках данной задачи наиболее актуальным является определение послойных профилей состава конструкционных материалов, взаимодействующих с плазмой. Это связано с тем фактом, что для снижения среднего атомного номера элементов, попадающих в плазменный разряд, используют покрытия обращенных к плазме материалов материалами из атомов с низким зарядовым номером, таких как литий и бор. В настоящей работе представлена методика спектроскопии отраженных электронов, позволяющая реализовывать послойный анализ мишеней сложного состава на основе расшифровки дифференциальных по энергии и углам спектров отраженных электронов. Представлен метод расчета энергетических спектров электронов, отраженных от многокомпонентных неоднородных мишеней, основанный на методе парциальных интенсивностей, неоднократно апробированном в многочисленных работах. Распределение отраженных электронов по длине пробега в мишени, являющееся основой метода парциальных интенсивностей и ранее определяемое только в рамках моделирования методом Монте-Карло, получено в рамках аналитического подхода. Указано, что для определения послойного профиля распределения компонентов в исследуемой мишени используют процедуру подбора, основанную на многократном решении прямой задачи расчета спектров электронов, отраженных от мишени сложного состава. Показано хорошее соответствие расчетов экспериментальным результатам. Отмечена простота экспериментальной реализации метода спектроскопии отраженных электронов, связанная с отсутствием требований к аппаратуре с высоким энергетическим разрешением, поскольку информацию о мишени черпают из купольной части спектра отраженных электронов.

Ключевые слова: энергетические спектры отраженных электронов, боронизация первой стенки, имплантация дейтерия в бериллии.

DOI: 10.7868/S3034573125090023

ВВЕДЕНИЕ

Традиционной методикой послойного компонентного исследования неоднородных мишеней является процедура их распыления в сопровождении компонентного анализа с помощью оже-спектроскопии или рентгеновской фотоэлектронной

спектроскопии (РФЭС) [1]. При анализе распределения тяжелых элементов в матрице из легких атомов и при отсутствии высоких требований к пространственному разрешению измеряемых профилей хорошие результаты дает методика обратного резерфордовского рассеяния [2, 3]. Проблема “первой стенки” установок управляе-

мого термоядерного синтеза, а именно анализ взаимодействия термоядерной плазмы с внутрикамерными материалами, включает множество задач, одной из которых является определение послойных профилей содержания изотопов водорода в конструкционных материалах. Для этого традиционно используют метод анализа ядерных реакций и метод детектирования быстрых атомов отдачи [4]. Отметим, что из вышеперечисленных только последними двумя методами можно определять содержание изотопов водорода в мишенях.

В работе [5] описана методика неразрушающего определения изотопов водорода, основанная на анализе пиков упруго отраженных электронов, — спектроскопия упруго отраженных электронов (СУОЭ). В настоящей работе показано, как присутствие водорода в изучаемом образце влияет на энергетические спектры отраженных электронов в многокомпонентных однородных образцах. Построена методика расчета энергетических спектров электронов, отраженных от неоднородных мишеней. Представлена схема восстановления послойных профилей концентраций элементов в исследуемых образцах на основе процедуры подбора. Данная методика позволяет расшифровывать результаты измерений с помощью спектроскопии отраженных электронов (СОЭ) [6–11]. Для экспериментальной реализации методик СОЭ и СУОЭ необходимо наличие электронной пушки и энергоанализатора. Для реализации метода СУОЭ требуется, чтобы дисперсия аппаратной функции энергоанализатора не превышала 1 эВ. Дисперсия энергетического спектра, считаем его гауссовым, в пучке электронной пушки также не должна превышать 1 эВ. Перечисленные условия с большим запасом выполняются на промышленно выпускаемом аналитическом оборудовании. Для реализации методики СОЭ требования к значениям дисперсии ниже как минимум на порядок, поскольку анализируется широкий купол энергетического спектра отраженных электронов в интервале энергий от $0.01E_0$ до $0.4-0.6E_0$, где E_0 — начальная энергия электронов. Важно резюмировать, что экспериментальная реализация методик СОЭ и СУОЭ радикально проще методов обратного резерфордовского рассеяния, анализа ядерных реакций и детектирования быстрых атомов отдачи допускает возможность проведения *in situ* измерений.

Целью работы является построение процедуры обработки экспериментов по СОЭ на основе современных представлений о формировании дважды дифференциальных спектров отраженных электронов [12, 13].

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

Однокомпонентные мишени

В этом разделе рассмотрены развиваемые методики, применимые для анализа экспериментальных данных, наиболее часто исследуемых в спектроскопии, полученных для однокомпонентных мишеней. Важное значение спектры однородных полубесконечных мишеней имеют для построения спектров слоисто неоднородных материалов [9–11].

Построение методики основано на аналитической формуле, описывающей распределение по длине пробега плотности потока частиц, отраженных в единичный элемент телесного угла (Pass Length Distribution Function, PLDF):

$$R(s, \mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \frac{1}{s} \times \\ \times P_l(\mu_0 \mu + \sqrt{1-\mu_0^2} \sqrt{1-\mu^2}) \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{s(1-x^l)}{l_{el}}\right) - \exp\left(-\frac{s}{l_{el}}\right) \right], \quad (1)$$

где s — длина пробега электронов в мишени; μ_0, μ — косинус полярного угла падения и отражения соответственно; x^l — коэффициенты разложения, нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния в ряд по полиномам Лежандра P_l ; l_{el} — средняя длина свободного пробега между двумя актами упругого рассеяния.

Формула (1) многократно апробирована как при сравнении с результатами моделирования методом Монте-Карло (МК) [12], так и при сравнении с точным численным решением граничной задачи для уравнения переноса [13].

Для описания энергетических спектров отраженных электронов $R(\Delta, \mu_0, \mu)$ необходимо определить свертку функции плотности потока частиц, отраженных в единичный элемент телесного угла, с распределением Ландау $N(s, \Delta)$ [14], описывающим энергетический спектр, сформированный в результате многократного неупругого рассеяния электронов на отрезке s :

$$R(\Delta, \mu_0, \mu) = \int_0^{\infty} R\left(\frac{s}{l_{el}}, \mu_0, \mu\right) N\left(\frac{s}{l_{in}}, \Delta\right) ds, \quad (2)$$

где Δ — потери энергии электронов; l_{in} — средняя длина свободного пробега между двумя актами неупругого рассеяния.

Формула (2) допускает представление в виде:

$$R(\Delta, \mu_0, \mu) = C_0(\mu_0, \mu) \delta(\Delta) + \sum_{k=1}^{\infty} C_k(\mu_0, \mu) x_{in}^k(\Delta), \quad (3)$$

где

$$C_0(\mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \times \\ \times P_l(\mu_0 \mu + \sqrt{1-\mu_0^2} \sqrt{1-\mu^2}) \ln(1-\lambda x^l), \quad (4)$$

$$C_k(\mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \frac{(1-\lambda)^k}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \times \\ \times P_l(\mu_0 \mu + \sqrt{1-\mu_0^2} \sqrt{1-\mu^2}) \left[(1-\lambda x^l)^{-k} - 1 \right], \quad (5)$$

$x_{in}(\Delta)$ — нормированное на единицу дифференциальное сечение неупругого рассеяния электронов; $x_{in}^k(\Delta) = \int_0^{\Delta} x_{in}^{k-1}(\Delta - \varepsilon) x_{in}(\varepsilon) d\varepsilon$ — вероятность потери энергии Δ в результате k последовательных актов неупругого рассеяния; $\lambda = \sigma_{el} / (\sigma_{el} + \sigma_{in})$ — вероятность или альbedo однократного упругого рассеяния; σ_{el} — полное сечение упругого рассеяния; σ_{in} — полное сечение неупругого рассеяния; $C_k(\mu_0, \mu)$ — парциальные интенсивности спектров отраженных электронов [15, 16].

На рис. 1 представлена интерпретация экспериментальных спектров электронов, отраженных от однокомпонентных мишеней, на основе методики, описываемой формулами (3)–(5). При выполнении расчетов коэффициенты x^l вычисляли на основе сечений, представленных в NIST [19], величины $x_{in}(\Delta)$ определяли в соответствии с методиками, изложенными в работах [20, 21].

Многокомпонентные мишени

Методика расчета спектров электронов, отраженных от однородных полубесконечных многокомпонентных мишеней, строится по схеме, изложенной в предыдущем разделе (уравнения (3)–(5)). Коэффициенты x^l в случае многокомпонентных мишеней определяются следующим образом:

$$x^l = \sum_j c_j x_j^l, \quad (6)$$

где $c_j = \sigma_{el}^j n_j / \sum_j \sigma_{el}^j n_j$; n_j — концентрация j -й компоненты мишени; σ_{el}^j — полное сечение упругого рассеяния электронов в j -й компоненте мишени.

Альbedo упругого рассеяния электронов в многокомпонентной мишени определяется следующим образом:

$$\lambda = \sum_j \sigma_{el}^j n_j / \left(\sum_j \sigma_{el}^j n_j + 1/l_{in} \right). \quad (7)$$

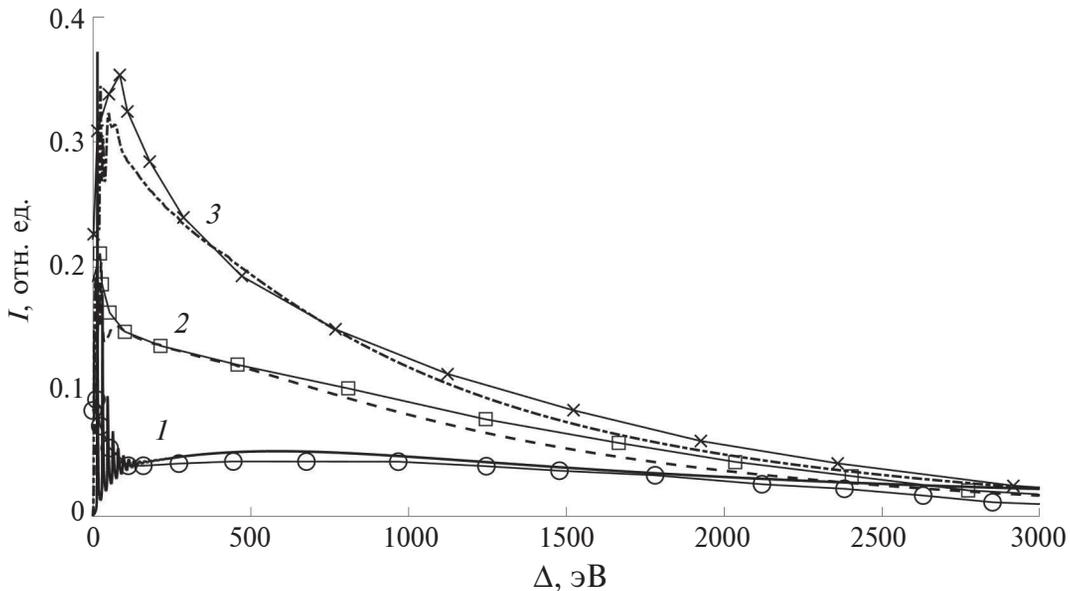


Рис. 1. Энергетические спектры электронов, отраженных от однокомпонентных мишеней Al (1), Cu (2), Ag (3). Падение по нормали к поверхности; рассеяние на 135° . Начальная энергия электронов $E_0 = 5$ кэВ. Линии — расчет на основе выражений (3)–(5); значки — эксперимент [17, 18].

Нормированное на единицу дифференциальное сечение неупругого рассеяния $\chi_{in}(\Delta)$ определяется из экспериментальных данных спектроскопии характеристических потерь энергии в соответствии с методиками, описанными в [20].

Неоднородные мишени

Рассмотрим двухслойную мишень, схема которой представлена на рис. 2. Термины, приводимые при описании процессов рассеяния атомных частиц в твердом теле, соответствуют [22].

Функции отражения $r(d, E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ и пропускания $T(d, E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ представляют собой операторы, определяющие плотность потока прошедших сквозь слой или отраженных атомных частиц $I(d, E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ в соответствии с формулой:

$$I_{T,r}(d, E, \theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} d\theta' \int_0^{E_0} T, r \times \\ \times (d, \theta_0, E - E', \theta - \theta', \varphi - \varphi') \times \\ \times I_0(E', \theta', \varphi') dE' = T, r \otimes I_0, \quad (8)$$

где d — толщина слоя; θ_0, θ — полярный угол падения и отражения соответственно; φ — азимутальный угол; E — энергия электронов; $I_0(E', \theta', \varphi')$ — плотность потока падающих частиц.

В формуле (8) дана как подробная, так и матричная запись действия функций отражения и пропускания на плотность потока падающих

частиц $I_0(E', \theta', \varphi')$ с целью определения плотностей потока частиц, отраженных и прошедших сквозь слой $I_{T,r}(d, E, \theta, \varphi)$. Если воспользоваться матричной записью, то плотность потока $R_{12}(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ можно записать в виде:

$$R_{12} = r_1 + t_1 \otimes R_2 \otimes t_1 + t_1 \otimes R_2 \otimes r_1 \otimes R_2 \otimes t_1 + \dots \quad (9)$$

В [9] показано, что пренебрежение последними слагаемыми в (9) приводит к погрешности, не превышающей 5%, что меньше приборной погрешности. Таким образом, получаем уравнение:

$$R_{12} = r_1 + t_1 \otimes R_2 \otimes t_1. \quad (10)$$

Воспользовавшись для описания функции пропускания t_1 приближением Фоккера–Планка [22] и приближением прямолинейных траекторий (Straight Line Approximation, SLA), получим:

$$T(d, \theta_0, E - E', \theta - \theta', \varphi - \varphi') = \\ = T(d, \theta_0, E - E') \delta(\theta - \theta') \delta(\varphi - \varphi'), \quad (11)$$

где

$$T(d, \theta_0, E - E') = t(d / \cos \theta_0) \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{\epsilon}^2 d / \cos \theta_0}} \times \\ \times \exp \left[- \frac{(E - E' - \bar{\epsilon} d / \cos \theta_0)^2}{2\epsilon^2 d / \cos \theta_0} \right], \quad (12)$$

$\bar{\epsilon}$ — средние потери энергии электронов на единице длины; ϵ^2 — средний квадрат потерь энергии электронов на единице длины.

Упростить формулу (12) можно, пренебрегая флуктуациями энергетических потерь, т. е. когда $\epsilon^2 \rightarrow 0$:

$$T(d, \theta_0, E - E') = \\ = t(d / \cos \theta_0) \delta(E - E' - \bar{\epsilon} d / \cos \theta_0). \quad (13)$$

Если известны экспериментальные спектры $R_1(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ и $R_2(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$, то можно получить более простую формулу для определения $R_{12}(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$. Используем представление (10) для записи функции отражения от однородной полубесконечной мишени из материала “1”:

$$R_1 = r_1 + t_1 \otimes R_1 \otimes t_1. \quad (14)$$

Определив функцию r_1 из уравнения (14) и подставив полученное выражение в (10), получаем:

$$R_{12} = r_1 + t_1 \otimes (R_2 - R_1) \otimes t_1. \quad (15)$$

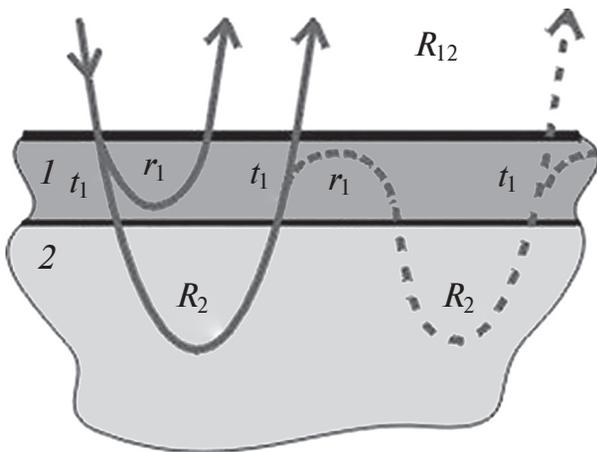


Рис. 2. Схема отражения электронов от двухслойной мишени. $R_{12}(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ — функция отражения от мишени; $r_1(d, E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ — функция отражения от слоя толщиной d материала “1”; $t_1(d, E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ — функция пропускания от слоя толщиной d материала “1”; $R_2(E, \theta_0, \theta, \varphi_0 - \varphi)$ — функция отражения от полубесконечного материала “2”.

Формулу (15) можно легко обобщить и применить для случая трехслойной мишени. Пусть мишень, представленная на рис. 2, покрыта сверху слоем толщиной d_0 из материала "0" тогда:

$$R_{012} = r_0 + t_0 \otimes R_{12} \otimes t_0. \quad (16)$$

Аналогично формуле (14) запишем:

$$R_0 = r_0 + t_0 \otimes R_0 \otimes t_0. \quad (17)$$

В итоге для трехслойной мишени получим:

$$R_{012} = R_0 + t_0 \otimes (R_{12} - R_0) \otimes t_0, \quad (18)$$

где R_{12} определяется по формуле (15).

Продолжив указанную процедуру, можно описать мишень, состоящую из любого числа слоев.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 представлена интерпретация энергетических спектров электронов, отраженных от мишени, состоящей из углеводородной пленки на кремниевой подложке, с помощью методики, описанной выше. Представленные на рис. 3 спектры иллюстрируют возможность определения послыдного состава многокомпонентной неоднородной мишени с помощью спектроскопии отраженных электронов. Расшифровка экспериментальных результатов СОЭ основана на процедуре

подбора наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных данных путем минимизации

функционала
$$-\int_0^{E_0} |R_{\text{calc}}(\Delta, \mu_0, \mu) - R_{\text{exp}}(\Delta, \mu_0, \mu)| d\Delta,$$

чего в данном случае удается добиться, положив, что слой соединения $\text{CH}_{0.7}$ толщиной 40 нм находится на поверхности Si.

Спектры, представленные на рис. 4, позволяют в результате процедуры подбора восстановить значение глубины, равной в данном случае 24 нм, ниже которой в мишени наблюдается заметное содержание дейтерия, и относительную концентрацию атомов дейтерия и бериллия в единице объема мишени, составляющую 0.4.

Энергетические спектры, представленные на рис. 5, демонстрируют возможность простого и наглядного определения толщины слоев компонентов мишени, состоящих из атомов со значительно меньшим атомным номером, чем материал подложки. Энергетические интервалы 1–3, указанные на рис. 5, позволяют определять толщину слоев бора аналогично тому, как это делают при применении методик обратного резерфордовского рассеяния [2]:

$$\Delta_{1,2,3} = \overline{\epsilon_B} d_B^{1,2,3} \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right), \quad (19)$$

где d_B — толщина слоя атомов бора; $\overline{\epsilon_B}$ — средние потери энергии электронов на единицу длины в боре.

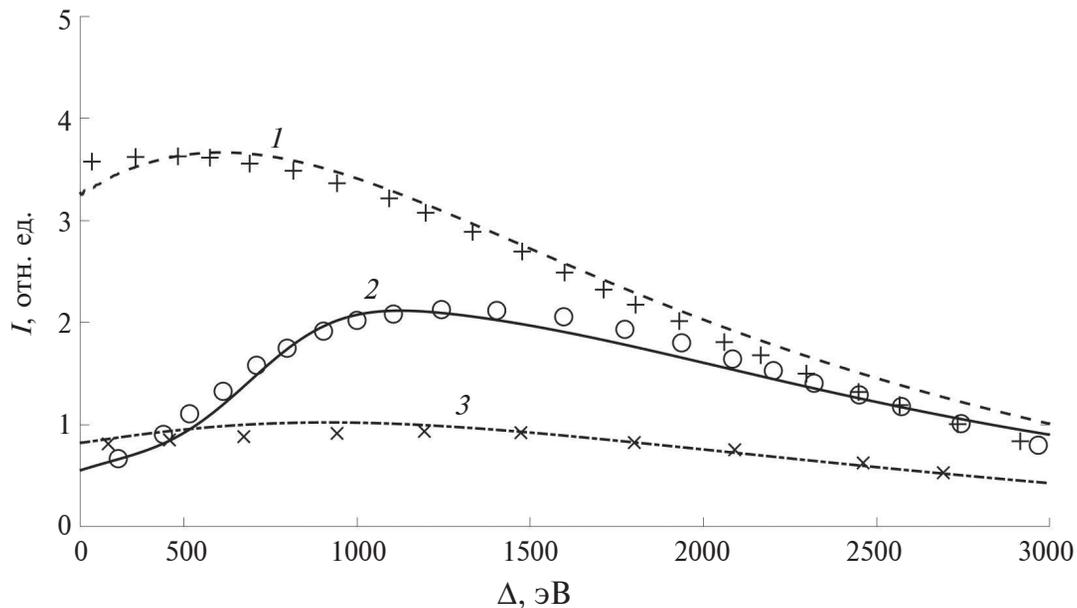


Рис. 3. Энергетические спектры электронов, отраженных от полубесконечного кремния Si (1); полубесконечного углерода C (3); углеводородной пленки на кремниевой подложке $\text{CH}_{0.7}\text{Si}$ (2). Падение по нормали к поверхности; рассеяние на 120° . Начальная энергия электронов $E_0 = 5$ кэВ. Линии — расчет на основе выражений (3)–(7), (15); значки — эксперимент.

На примере слоя из атомов бора покажем процедуру определения толщины исследуемого покрытия. По энергетическим спектрам (рис. 5) определяем величину потерь энергии электронов в слое бора $\Delta_2 = 1200$ эВ. Далее из таблиц

NIST [19] находим средние потери энергии электронов на единице длины в боре $\overline{\epsilon}_B = 4.4$ эВ/нм; с учетом геометрии рассеяния косинусы полярного угла падения и отражения равны $\mu_0 = 1, \mu = 0.5$.

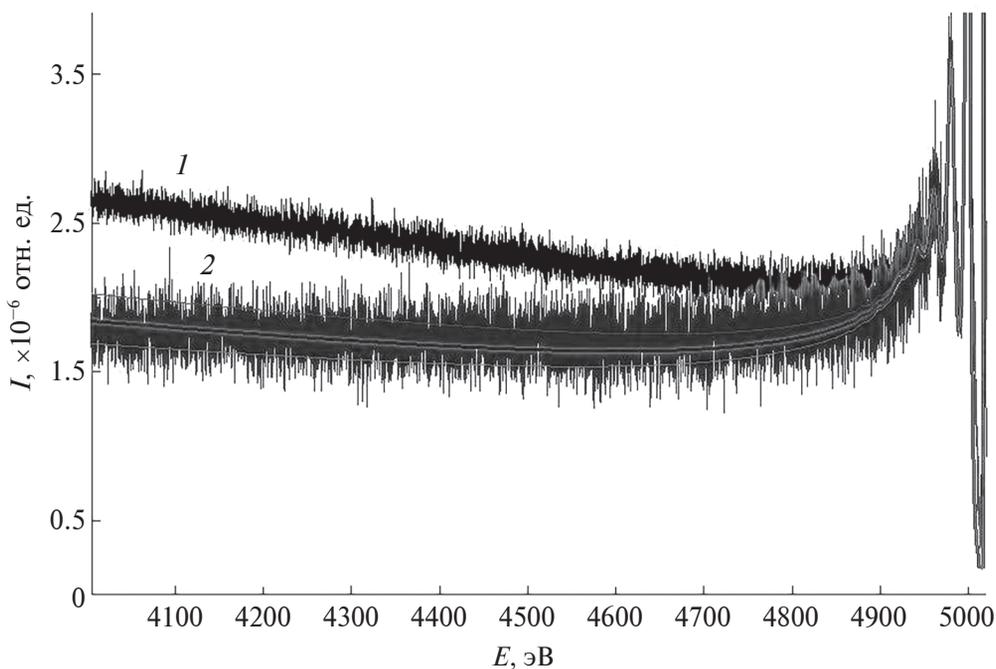


Рис. 4. Экспериментальные энергетические спектры электронов, отраженных от чистого бериллия (1) и бериллия, имплантированного дейтерием (2). Падение по нормали к поверхности; рассеяние на 135°. Начальная энергия электронов $E_0 = 5$ кэВ. Доза имплантированного дейтерия $5.5 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$. Линии — расчет, выполненный на основе выражений (3)–(7), (15) для $d = 24$ нм и различных значений концентрации атомов дейтерия и бериллия в единице объема мишени: 0.3, 0.4, 0.5 (сверху вниз соответственно).

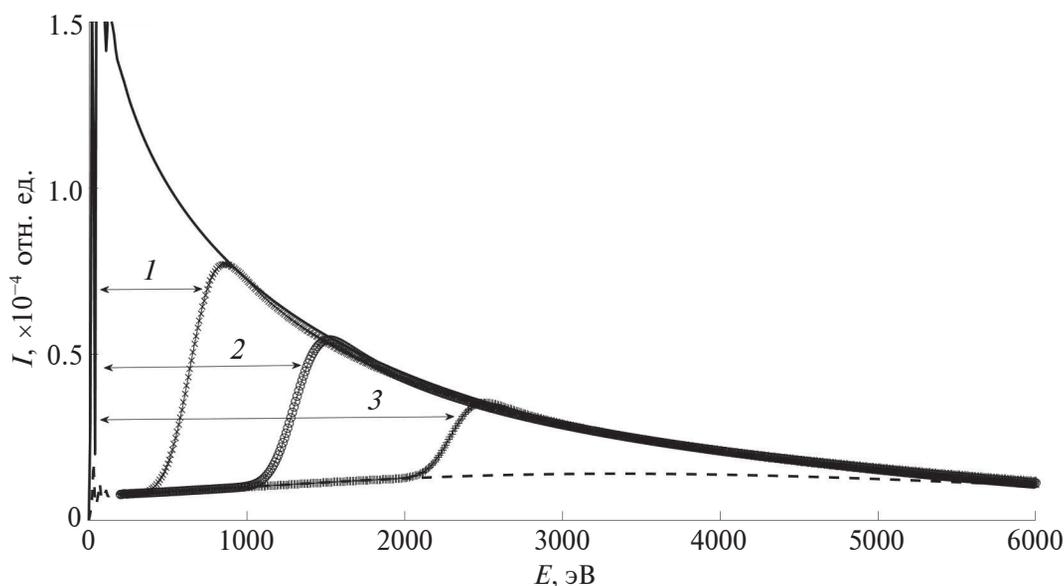


Рис. 5. Энергетические спектры электронов, отраженных от чистого вольфрама (сплошная линия), чистого бора (штриховая линия) и вольфрама, покрытого слоями бора толщиной 50 (1); 100 (2); 175 нм (3). Расчет выполнен на основе выражений (3)–(7), (15).

После этого определяем толщину слоя бора на вольфраме, равную $d_B^2 = 0.1$ мкм, по формуле (19). Отметим, что справедливость использования формулы (19) ограничена условием — $d(1/\mu_0 + 1/\mu) \ll l_{tr}$, где l_{tr} — транспортная длина пробега электронов.

При расчетах дифференциальные сечения упругого рассеяния определяли на основе данных [23], средние длины свободного пробега между неупругими соударениями — на основе формул Танумы—Пауэлла—Пена (Tanuma—Powell—Penn, TRP-2M) [24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектроскопия отраженных электронов позволяет выполнять послойный анализ мишеней на основе расшифровки дифференцированных по углу энергетических спектров электронов, измеренных в широком диапазоне потерь энергии — от E_0 до $0.7E_0$. Экспериментальная реализация метода СОЭ возможна с использованием аппаратуры с низким энергетическим разрешением, так как исследование построено на анализе купольной части энергетического спектра.

Широкие аналитические возможности метода СОЭ продемонстрированы в ряде работ по томографии образцов с нанометровым разрешением и определению послойного состава исследуемых мишеней.

В настоящей работе построена новая методика расчета дифференцированных по углам и энергии спектров электронов, отраженных от однородных однокомпонентных и многокомпонентных мишеней на базе более точных подходов. Показано хорошее соответствие расчетов, выполненных с использованием представленной методики, экспериментальным данным.

Определение параметров исследуемой мишени, таких как толщина углеводородного слоя, профиль концентрации дейтерия в бериллии, толщина слоя бора на вольфраме, основано на процедуре подбора, требующей многократного выполнения расчетов с вариацией уточняемых параметров. Предложенная в настоящей работе методика вычислений позволяет проводить их практически мгновенно на стандартном вычислительном оборудовании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2025-0001.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hoffman S.* Auger and X-Ray Photoelectron Spectroscopy in Material Science. Berlin Heidelberg: Springer, 2012. 528 p.
2. *Wei-Kan Chy, Mayer J.W., Nicolet M.A.* Backscattering Spectrometry. N.Y.: Academic Press, 1978. 384 p.
3. *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Применение рассеяния ионов для анализа твердых тел. М.: Энергоатомиздат, 1995. 174 с.
4. *Schwarz-Selinger T., von Keudell A., Jacob W.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 3988. <https://www.doi.org/10.1063/1.371318>
5. *Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1034. <https://www.doi.org/10.31857/S0367292123600498>
6. *Aleksandrov A.F., Luk'yanov F.A., Sennov R.A., Ditsman S.A., Rau E.I., Orlikovskii N.A.* // Russ. Microelectron. 2010. V. 39. P. 303. <https://www.doi.org/10.1134/S1063739710050021>
7. *Rau E.I., Tatarintsev A.A., Zykova E.Yu.* // Micron. 2023. V. 173. P. 103516. <https://www.doi.org/10.1016/j.micron.2023.103516>
8. *Rau E.I., Reimer L.* // Scanning. 2001. V. 23. P. 235. <https://www.doi.org/10.1002/sca.4950230403>
9. *Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Паволоцкий А.Б., Федорович С.Д.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. С. 100.
10. *Афанасьев В.П., Федорович С.Д., Лубенченко А.В.* // Письма ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 85.
11. *Afanas'ev V.P., Lubenchenko A.V., Lukashevsky M.V., Norell M., Pavolotsky A.B.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 064912. <https://www.doi.org/10.1063/1.2716385>
12. *Salvat-Pujol F., Werner W.S.M.* // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 2011. V. 83. P. 195416. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.83.195416>
13. *Afanas'ev V.P., Efremenko D.S., Kaplya P.S.* // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2016. V. 210. P. 16. <https://www.doi.org/10.1016/j.elspec.2016.04.006>
14. *Ландау Л.Д.* Собрание трудов. Москва: Наука, 1969. 512 с.
15. *Werner W.S.M.* // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 1997. V. 55. P. 14925. <https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.55.14925>
16. *Afanas'ev V.P., Fedorovich S.D., Lubenchenko A.V., Ryjov A.A., Esimov M.S.* // Z. Physik B Condensed Matter. 1994. V. 96. P. 253. <https://www.doi.org/10.1007/BF01313291>
17. *Ding Z.-J., Nagatomi T., Shimizu R., Goto K.* // Surf. Sci. 1995. V. 336. № 3. P. 397. [https://www.doi.org/10.1016/0039-6028\(95\)00537-4](https://www.doi.org/10.1016/0039-6028(95)00537-4)
18. *Goto K., Sakakibara N., Takeichi Y., Sakai Y.* // Surf. Interface Anal. 1994. V. 22. P. 75. <https://www.doi.org/10.1002/sia.740220119>

19. *Jablonski A., Salvat F., Powell C.J.* (2023) NIST Electron Elastic-Scattering Cross-Section Database, Version 5.0, User's Guide. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. <https://doi.org/10.6028/NIST.NSRDS.64-2023>
20. *Afanas'ev V.P., Gryazev A.S., Efremenko D.S., Kaplya P.S.* // *Vacuum*. 2017. V. 136. P. 146. <https://www.doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.10.021>
21. *Werner W.S.M., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C.* // *J. Phys. Chem. Ref.* 2009. V. 38. P. 1013. <https://www.doi.org/10.1063/1.3243762>
22. *Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И.* Столкновения быстрых заряженных частиц в телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.
23. *Salvat F., Jablonski A., Powell C.J.* // *Comput. Phys. Commun.* 2005. V. 165. № 2. P. 157. <https://www.doi.org/10.1016/j.cpc.2004.09.006>
24. *Tanuma S., Powell C.J., Penn D.R.* // *Surf. Interface Anal.* 2005. V. 37. P. 1. <https://www.doi.org/10.1002/sia.1997>

Non-Destructive Determination of Qualitative and Quantitative Parameters of Coatings Based on Reflected Electron Spectroscopy

V. P. Afanas'ev^{1,*}, L. G. Lobanova^{1,**}, A. M. Zavgorodnaya¹, M. A. Semenov-Shefov¹

¹*National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia*

**e-mail: v.af@mail.ru*

***e-mail: lida.lobanova.2017@mail.ru*

The most important condition for the stable operation of controlled thermonuclear fusion facilities is solving the "first wall" problems, which include the analysis of the interaction between thermonuclear plasma and in-vessel materials. Within this framework, the most pressing issue is the analysis of depths profiles of structural materials interacting with the plasma. This task is related to the fact that to reduce the average atomic number of the elements entering the plasma discharge, coatings made of low atomic number materials, such as lithium and boron, are used on plasma-facing components. This work presents a methodology for reflected electron spectroscopy that enables the depths profiles analysis of targets with complex composition based on the interpretation of differential energy and angle spectra of reflected electrons. A method for calculating the energy spectra of electrons reflected from multi-component heterogeneous targets is introduced, based on the method of partial intensities, which has been repeatedly tested in numerous studies. Path length distribution function, which is the basis for the method of partial intensities and previously determined only within the framework of Monte Carlo simulations, has been established within an analytical approach. It is noted that to identify the depths profile of the distribution of components in the investigated target, a fitting procedure is employed, which is based on repeatedly solving the forward problem of calculating spectra of electrons reflected from a target of complex composition. A good agreement between the calculations and experimental results has been demonstrated. The simplicity of the experimental implementation of the reflected electron spectroscopy method is emphasized, as it does not require high-energy resolution equipment, since information about the target is extracted from the dome part of the reflected electron spectrum.

Keywords: energy spectra of reflected electrons, boronization of the first wall, deuterium implantation in beryllium.