

УДК 537.533.35:53.072

ДВУХПОТОКОВАЯ МОДЕЛЬ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ: ПРИЛОЖЕНИЕ К ЗАДАЧАМ ДИАГНОСТИКИ ТОНКОПЛЕНЧНЫХ СТРУКТУР

© 2020 г. Н. Н. Михеев*

ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” Российской академии наук, Калуга, 248640 Россия

*e-mail: kmikran@spark-mail.ru

Поступила в редакцию 20.01.2020 г.

После доработки 25.03.2020 г.

Принята к публикации 28.03.2020 г.

Применительно к задачам метода спектроскопии обратно рассеянных электронов, выполнены расчеты энергетических спектров электронов, отраженных от отдельных слоев, расположенных внутри многослойной тонкопленочной мишени. Уточнена структура аналитических выражений, описывающих распределение коэффициента обратного рассеяния электронов по глубине образца. Получена формула для двумерного распределения обратно рассеянных электронов по полярному углу после их выхода из пленочной мишени заданной толщины. Разработан алгоритм расчетов, необходимых для построения энергетических распределений обратно рассеянных электронов при заданном угловом положении входной диафрагмы спектрометра анализатора. Это позволяет приблизить выполняемые расчеты к реальным условиям регистрации обратно рассеянных электронов. Приводятся результаты всесторонней проверки полученных соотношений на основе сопоставления проведенных модельных расчетов энергетических распределений обратно рассеянных электронов с экспериментальными спектрами от свободных пленок, от массивных образцов и от многослойного тонкопленочного образца на массивной подложке.

Ключевые слова: однократное и многократное рассеяние электронов в многослойной пленочной мишени, обратно рассеянные электроны зонда РЭМ, решение транспортного уравнения, наиболее вероятный угол отклонения обратно рассеянных частиц.

DOI: 10.31857/S1028096020120201

ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия обратно рассеянных электронов (ОРЭ) моноэнергетического пучка РЭМ является перспективным электронно-зондовым методом для послойной, бесконтактной и неразрушающей диагностики многослойных тонкопленочных структур микро- и нано-электроники с высоким пространственным разрешением по глубине [1–3]. Практическая реализация такой электронно-зондовой томографии обусловлена возможностями выбора соответствующей глубины зондирования исследуемого образца (за счет варьирования энергии первичного пучка электронов) и использования режимов фильтрации и дискриминации регистрируемого энергетического спектра ОРЭ. Однако, как правило, общий вид энергетического спектра весьма слабо отражает внутреннюю структуру исследуемого образца. И определить из него, в каком диапазоне энергий следует расположить энергетическое “окно” анализатора для наилучшего выявления того или иного слоя, за-

труднительно. Поэтому для успешного и эффективного применения этого метода требуется детальная информация о вкладе в общий энергетический спектр структуры каждого отдельного слоя образца. А это предполагает умение решать прямую задачу по расчету сигнала ОРЭ от многослойной структуры с известной геометрией слоев и знанием их элементного состава. Полуэмпирическая модель расчета энергетических распределений ОРЭ, которая основывалась на учете вклада в общий энергетический спектр каждого отдельного тонкого слоя известного состава, расположенного внутри образца, была предложена ранее в работах [4, 5]. Однако вопросы соотношения двух групп первичных электронов: а) испытавших однократное рассеяние на угол $\theta > \pi/2$; и б) изменивших направление своего движения в результате только малоуглового многократного рассеяния, – тогда окончательно решены не были. Эта проблема была решена только в работе [6], в результате использования статистической

теории многократного рассеяния заряженных частиц в веществе [7–9].

Целью данной работы являлось решение прямой задачи аналитического описания пространственного и энергетического распределения обратно рассеянных электронов от многослойной тонкопленочной мишени на основе использования статистической теории многократного рассеяния заряженных частиц в веществе. В ходе ее реализации решалась задача по учету влияния углового распределения ОРЭ на их энергетические спектры. Получена формула для двумерного распределения ОРЭ по углу после их выхода из пленочной мишени заданной толщины. Разработан алгоритм расчетов, необходимых для построения энергетических распределений ОРЭ при заданном значении угла их регистрации. Это позволяет приблизить выполняемые расчеты к реальным условиям регистрации ОРЭ, то есть при фиксированном угловом положении входной диафрагмы спектрометра анализатора относительно поверхности образца. Приводятся результаты всесторонней проверки полученных соотношений на основе сопоставления проведенных модельных расчетов энергетических распределений ОРЭ с экспериментальными спектрами для свободных пленок, для массивных образцов и для образцов типа “пленочная мишень–подложка”.

БАЗОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ОРЭ

Известно, что ОРЭ представляют собой совокупность двух групп первичных электронов [11]: а) испытавших однократное рассеяние на угол $\theta > \pi/2$ (первая группа с коэффициентом отражения η_1) и б) изменивших направление своего движения в результате только малоуглового многократного рассеяния (вторая группа с коэффициентом отражения η_2). Вопросы количественного соотношения вкладов этих групп в коэффициент η обратного рассеяния, как для пленок, так и для массивных мишеней представляет теоретический и практический интерес и в целом был решен в работе [6]. Коэффициент обратного рассеяния η первичных электронов пучка в двух потоковой модели определяется как $\eta = \eta_1 + \eta_2$, где коэффициент обратного рассеяния второй группы ОРЭ $\eta_2 = 0.24\alpha \times \eta$ [6].

Здесь:

$$\alpha = 1 - \exp \left\{ - \left[\frac{R_e}{2.8 \times L_{tr}} \right]^{6.67} \right\};$$

R_e – максимальная глубина проникновения пучка электронов в образец [12]; L_{tr} – транспортная длина электронов в образце [13].

Величина параметра α определяется отношением максимального пробега к транспортной длине первичных электронов, и как показано в работе [14], зависит от величины среднего атомного номера Z мишени следующим образом. Для образцов с $Z \leq 16$ величина $\alpha \approx 0$, так как расстояние от поверхности, на котором для электронов второй группы при многократном и малоугловом рассеянии все направления становятся равновероятными, располагается слишком глубоко. Так, что на возвратном пути в сторону поверхности они почти полностью теряют энергию, то есть термализуются. Например, для электронов пучка с энергией 20 кэВ в бериллии $L_{tr} = 5.0$ мкм, а $R_e = 7.0$ мкм, соответственно, $\alpha = 0.008$. В алюминии $L_{tr} = 1.7$ мкм, а $R_e = 3.03$ мкм, и $\alpha = 0.048$. На интервале значений Z : $16 < Z \leq 29$, параметр α возрастает до $\alpha \approx 1.0$, и при $Z > 29$ параметр $\alpha = 1.0$. Например, для электронов пучка с энергией 20 кэВ в серебре $L_{tr} = 0.22$ мкм, а $R_e = 0.86$ мкм, $\alpha = 1.0$. В золоте $L_{tr} = 0.10$ мкм, а $R_e = 0.51$ мкм, соответственно, $\alpha = 1.0$.

Распределение ОРЭ первой группы по глубине образца [4]:

$$\eta_1(z) = \int_0^z \frac{d\eta_1}{dt} dt, \quad (1)$$

где:

$$\frac{d\eta_1}{dt} = \frac{1.15\eta_1}{\sqrt{\pi z_{ss}}} \exp \left\{ - \frac{(t - 0.77z_{ss})^2}{z_{ss}^2} \right\}, \quad (2)$$

$$z_{ss} = L_{tr} Z^{-1/3}.$$

Распределение ОРЭ второй группы по глубине образца [5]:

$$\eta_2(z) = \int_0^z \frac{d\eta_2}{dt} dt, \quad (3)$$

где:

$$\frac{d\eta_2}{dt} = \frac{1.40\eta_2}{\sqrt{\pi z_{ss}}} \exp \left\{ - \frac{(t - 0.77L_{tr})^2}{1.25z_{ss}(z_{ss} - 0.2t)} \right\}. \quad (4)$$

Примеры достигаемого соответствия расчетов распределений коэффициентов η_1 и η_2 по глубине в алюминии и меди по формулам (1)–(4) с экспериментом приведены на рис. 1а и 1б.

Из представленных результатов следует, во-первых, что в тонких слоях толщиной $h \leq z_{ss}$ присутствие ОРЭ второй группы пренебрежимо мало. Во-вторых, что для любой однородной пленочной мишени, представленной в виде суммы n тонких одинаковой толщины слоев, число ОРЭ первой группы $\Delta\eta_{1i}$, которые отразились в i -ом

слое толщиной Δz_i , расположенном на глубине z_i , всегда может быть определено с приемлемой точностью. Поэтому, если применить к этой группе ОРЭ результаты разработанной в [7–10] статистической модели неупругого многократного рассеяния, то энергетический спектр $N_i(E)$ группы $\Delta\eta_{li}$ ОРЭ, которые отразились в i -ом слое Δz_i , расположенном на глубине z_i , и которые характеризуются наиболее вероятной энергией E_{pi} , представляется в аналитическом виде как:

$$N_i(E) = \Delta\eta_{li} \frac{A_i}{E_0} \exp\left\{-\frac{(E - E_{pi})^2}{0.125E_0 \times (E_0 - E)}\right\}, \quad (5)$$

где A_i – нормировочный множитель, а экспонента представляет собой решения транспортного уравнения (первое приближение) работы [9] для потерь энергии электронов пучка в веществе при многократном неупругом рассеянии.

И если далее провести суммирование по всем n слоям, то получим энергетический спектр $N_B(E)$ ОРЭ всей первой группы электронов, вышедших в полупространство над поверхностью пленочно-го образца:

$$N_B = \sum_{i=1}^n N_i(E).$$

Этот алгоритм расчета энергетического спектра электронов соответствует случаю регистрации ОРЭ с помощью сеточного квазисферического энергетического анализатора [4, 18]. В современных РЭМ для регистрации энергетических спектров ОРЭ, как правило, используются спектрометры анализаторы дисперсионного типа, обеспечивающие сбор и анализ ОРЭ, распространяющихся в сторону входной диафрагмы спектрометра в пределах небольшого телесного угла $\Delta\Omega$. Вследствие того, что отраженные в каждом тонком слое электроны характеризуются и определенным распределением по полярному углу θ (с углом наиболее вероятного направления θ_{pi}), а входная диафрагма спектрометра-анализатора в камере образцов растрового электронного микроскопа располагается под некоторым углом θ_0 к месту падения пучка электронов на поверхность образца, то необходимо учесть влияние этого пространственного распределения $N_i = N_i(E, \theta_0, \theta_{pi})$ на регистрируемый сигнал $N_B(E)$ ОРЭ.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОРЭ ПО ПОЛЯРНОМУ УГЛУ θ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПЛЕНКУ, ТОЛЩИНОЙ h

При нормальном падении на поверхность образца пучка заряженных частиц распределение

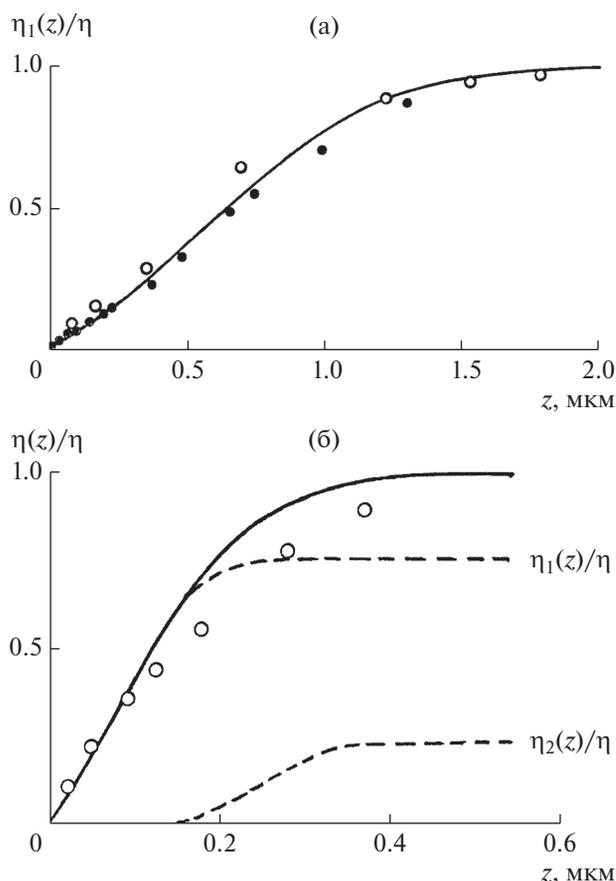


Рис. 1. а – Распределение нормированного коэффициента ОРЭ по глубине Al-мишени при энергии пучка электронов $E_0 = 20$ кэВ: сплошная линия – расчет по формулам (1) и (2); \circ и \bullet – экспериментальные результаты работ [15, 16] соответственно. б – Распределение нормированного коэффициента ОРЭ по глубине Cu-мишени при энергии пучка электронов $E_0 = 20$ кэВ: пунктирные линии – рассчитанные вклады ОРЭ первой и второй групп; сплошная линия – их сумма; \circ – экспериментальные результаты работы [17].

$F(\theta, \varphi)$ частиц в пространстве зависит явно только от полярного угла θ и не зависит явно от азимутального угла φ . Как следствие, экспериментально регистрируемые спектры распределения частиц, как прошедших пленочную мишень, так и отраженных от нее, строго симметричны относительно первоначального направления их движения. Это дает основание использовать полученное в работе [9] решение транспортного уравнения для описания двумерного процесса многократного рассеяния частиц в веществе. Пусть θ – угловое отклонение частицы от первоначального направления пучка после прохождения пленки известной толщины h , а величина θ_{\max} – максимальное вероятное угловое отклонение частицы в результате однократного рассеяния. Тогда для

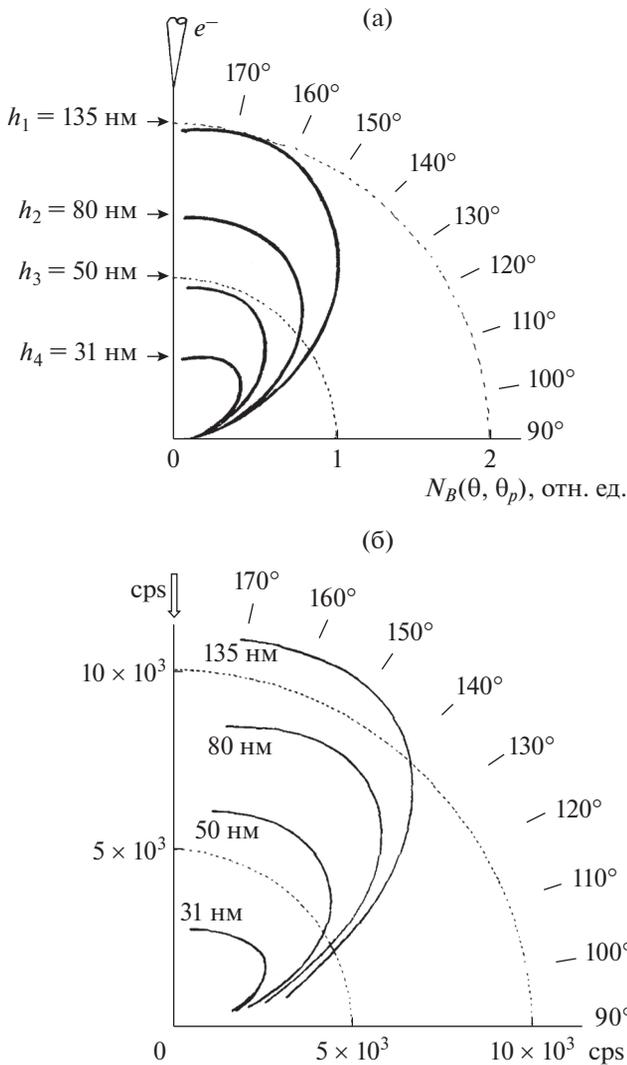


Рис. 2. а – Угловое распределение ОРЭ от Au-пленок различной толщины: сплошные линии – модельные расчеты по вышеприведенным формулам. Энергия первичных электронов $E_0 = 30$ кэВ. б – Экспериментальные спектры углового распределения ОРЭ от Au-пленок работы [19], энергия первичных электронов $E_0 = 30$ кэВ.

прошедших пленку электронов, в случае малоуглового рассеяния частиц, их функция распределения по углу $F_T(\theta, \theta_{max})$ хорошо описывается выражением работы [7]:

$$F_T(\theta, \theta_p) = \frac{dN_T}{d\Omega} = \frac{dN_T}{2\pi\theta d\theta} = A \exp\left[-\frac{\theta^2}{0.75\theta_{max}(\theta_{max} + \theta)}\right]. \quad (6)$$

Применительно к ОРЭ первой группы при нормальном падении пучка электронов на образец

$\theta_{max} = \pi/4$ [7] и для них функция распределение по углу $\theta - F_B(\theta, \theta_p, \theta_{max})$ – принимает вид:

$$F_B = \frac{d\eta_1}{2\pi \sin \theta d\theta} = \eta_1(h) \frac{1.0826}{\pi} \times \exp\left\{-\frac{(\theta_p - \theta)^2}{0.75\pi/4(\pi/4 + \theta)}\right\} \Phi\left(\frac{\theta - \pi/2}{\sqrt{2\pi}/8}\right). \quad (7)$$

где величина наиболее вероятного полярного угла θ_p и коэффициент пропускания Φ поверхности образца для ОРЭ хорошо определяются следующими формулами работ [5, 7]:

$$|\cos \theta_p| = 1 - \exp(-2h/z_{ss}),$$

$$\Phi\left(\frac{\theta - \pi/2}{\sqrt{2\pi}/8}\right) = \Phi(\xi) = \frac{2}{\pi} \int_0^\xi \exp(-t^2) dt.$$

Среди научных публикаций число экспериментальных работ, посвященных исследованию угловых распределений ОРЭ от свободных пленок, – единицы. Для проверки формулы (7) были использованы экспериментальные данные по угловому распределению ОРЭ от поликристаллических пленок золота, полученные в работе [19]. На рис. 2б приведены экспериментальные спектры из этой работы. На рис. 2а представлены результаты модельных расчетов, выполненные по формуле (7) для пленок золота такой же толщины и для такой же энергии первичных электронов $E_0 = 30$ кэВ. В целом, можно говорить о приемлемом соответствии модельных расчетов экспериментальным данным. Особенностью формулы (7) является возможность ее применения к объектам в виде массивных мишеней. Действительно, при значительном возрастании толщины пленки $h \rightarrow R_c$ изменения в (7) коснутся лишь введения в нее двух вполне определенных величин: π как θ_p и $\eta_1 = \eta_1(h)$. При этом возможности более детальной проверки формулы существенно расширяются из-за наличия большого массива выполненных экспериментальных измерений. Итоговые результаты представлены на рис. 3 и рис. 4. Следует отметить широкий диапазон материалов мишеней, привлеченных к апробации полученной формулы: от бериллия до урана. А также то, что формула хорошо описывает не только экспериментальные угловые распределения η_1 ОРЭ первой группы (бериллий и алюминий), но и спектр суммарного коэффициента η обратного рассеяния электронов (медь, серебро, золото). Это свидетельствует об изоморфности угловых распределений ОРЭ первой и второй групп при нормальном

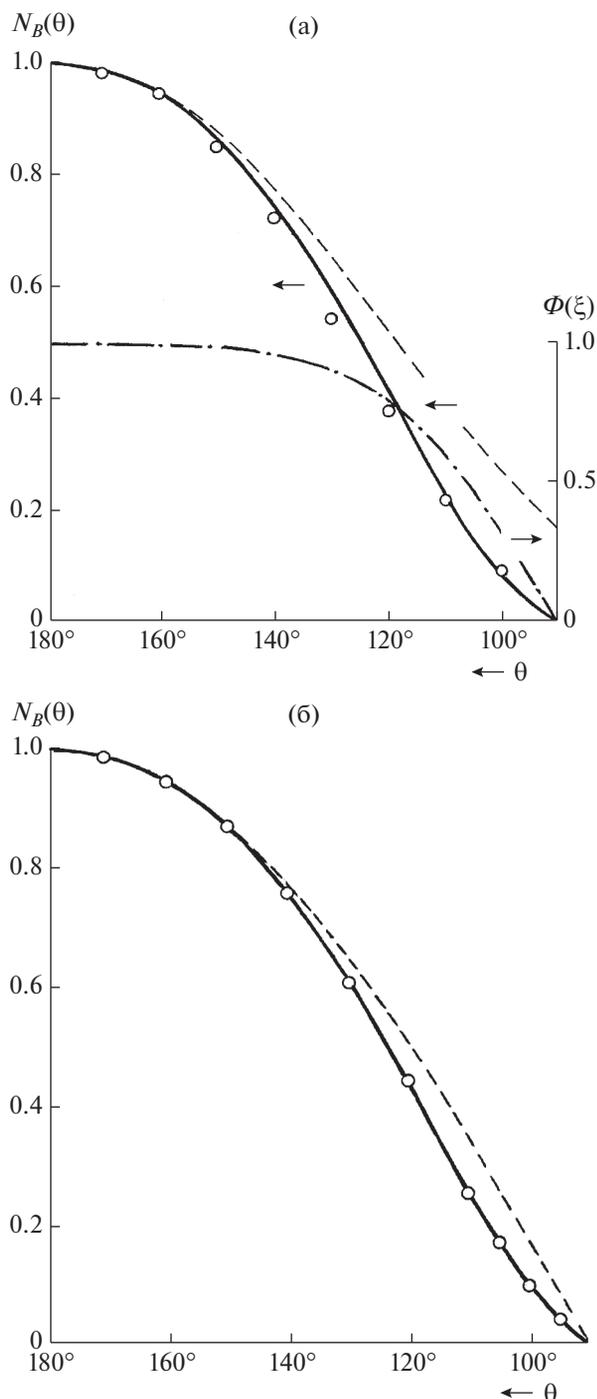


Рис. 3. а – Угловое распределение приведенного коэффициента ОРЭ для массивной Al-мишени: о – эксперимент работы [20]; пунктирная линия – распределение ОРЭ первой группы в объеме образца; сплошная кривая – расчет по формуле (7) с учетом угловой зависимости коэффициента пропускания $\Phi(\xi)$ поверхности; штрихпунктир – угловая зависимость коэффициента $\Phi(\xi)$. б – Угловое распределение приведенного коэффициента ОРЭ: о – экспериментальные данные работы [21] для массивных Cu, Ag и Au-мишеней; пунктир – косинусоидальное распределение работы [22].

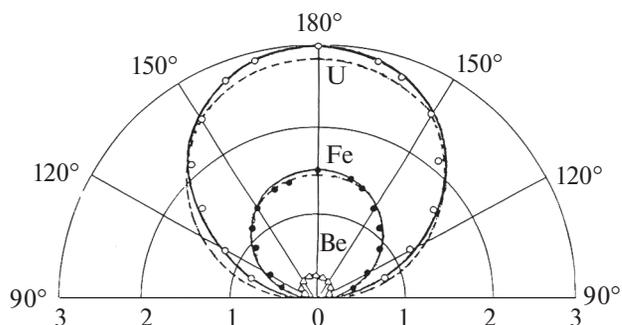


Рис. 4. Полярные диаграммы углового распределения пучка электронов с энергией $E_0 = 10$ кэВ, отраженных от различных массивных мишеней: о, ●, Δ – экспериментальные результаты и пунктирные линии из монографии [23]; сплошные линии – расчет по формуле (7) данной работы.

падении первичных электронов на поверхность образца.

ФУНКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОРЭ, ОТ ПЛЕНОЧНОЙ МИШЕНИ ИЗВЕСТНОГО СОСТАВА И ЗАДАННОЙ ГЕОМЕТРИИ

С учетом того, что входная диафрагма энергетического анализатора располагается под известным углом θ_0 , а угол наиболее вероятного направления θ_{pi} этих ОРЭ также известен, то вклад $\Delta N_i(E, \theta_0, \theta_{pi})$ этого слоя в спектр регистрируемых ОРЭ будет:

$$\Delta N_i(E, \theta_0, \theta_{pi}) = N_i(E) F_B(\theta_0, \theta_{pi}).$$

Проводя суммирование по всем слоям – получаем искомый энергетический спектр ОРЭ первой группы N_B :

$$\sum_{i=1}^n \Delta N_i(E, \theta_0, \theta_{pi}) = N_B.$$

Результат такого подхода и достигаемое при этом соответствие экспериментальному спектру, на примере свободной алюминиевой пленочной мишени, представлен на рис. 5. Штрихпунктирные линии соответствуют вкладам в общий спектр первой группы ОРЭ отдельных распределений от четырех тонких слоев, на которые была разбита пленка. На рис. 6 приведены результаты расчета энергетического спектра ОРЭ для массивной золотой мишени. Энергия первичных электронов 15 кэВ и угол регистрации ОРЭ 155° . Пунктирная кривая 1 представляет рассчитанное распределение ОРЭ первой группы, как результат

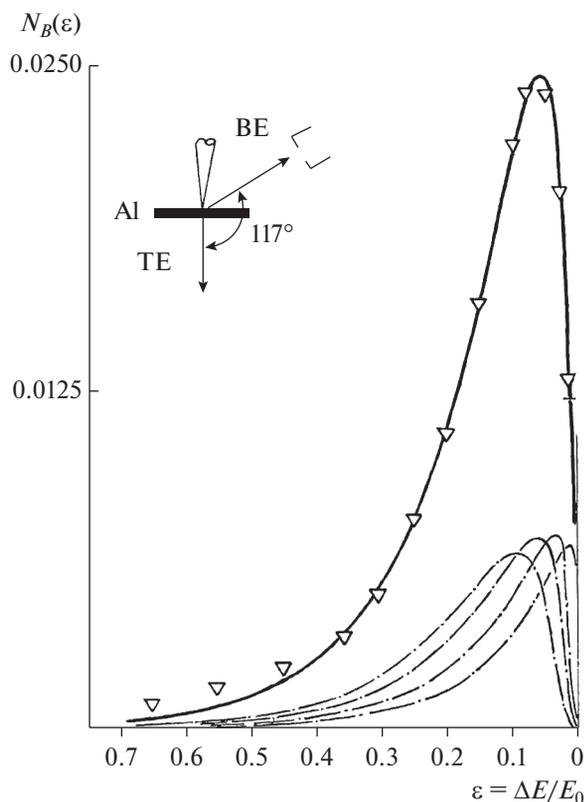


Рис. 5. Энергетический спектр обратно рассеянных электронов от свободной пленки алюминия массовой толщины $\rho h = 162$ мкг/см² при $E_0 = 25$ кэВ: сплошная линия и пунктир – расчет на основе представления мишени в виде четырех подслоев с $\rho h_i = 40.5$ мкг/см²; ∇ – эксперимент работы [24].

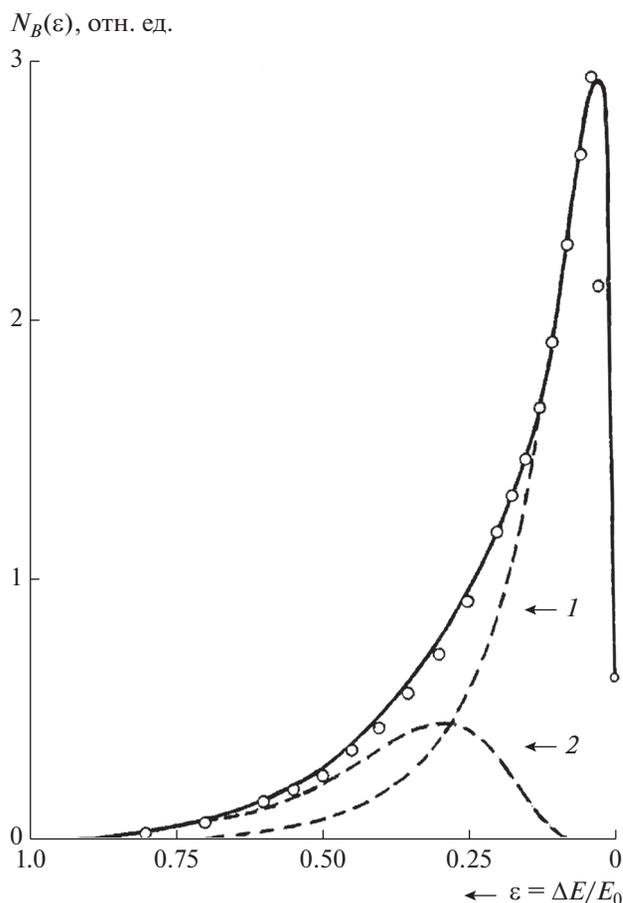


Рис. 6. Энергетический спектр ОРЭ от массивной Au – мишени (энергия первичных электронов $E_0 = 15$ кэВ, угол регистрации ОРЭ – 155°): пунктирная кривая 1 – энергетическое распределение ОРЭ первой группы, пунктирная кривая 2 – распределение ОРЭ второй группы, сплошная кривая – общий спектр образца; \circ – экспериментальный спектр работы [25].

суммирования 24 отдельных распределений $\Delta N_i(E, \theta_0, \theta_{pi})$. Это соответствует представлению всей области ОРЭ первой группы в образце в виде 24 одинаковых слоев. Пунктирная кривая 2 представляет рассчитанный вклад распределения ОРЭ второй группы. Итоговое энергетическое распределение в виде сплошной линии хорошо согласуется с экспериментальным спектром работы [18]. И наконец, итоговые результаты решения прямой задачи по расчету спектра $N_B(E, \theta_0)$ ОРЭ как совокупности энергетических спектров электронов, отраженных от отдельных слоев структуры с заданной геометрией и известным элементным составом, представлены на рис. 7. Расчеты выполнялись для трехслойной тонкопленочной структуры на массивной подложке: Cu (толщина слоя 0.09 мкм, кривая 1)–Al (толщина слоя 0.15 мкм, кривая 2)–Cu (толщина слоя 0.09 мкм, кривая 3)–Si (подложка, кривая 4). Спектр от каждого слоя структуры рассчитывался путем разбиения каждого слоя на определенное

число одинаковых подслоев: медные слои – на 6, алюминиевый слой – на 2, подложка – на 24 подслоя. При этих расчетах предполагалось, что число ОРЭ первой группы, отраженных в каждом тонком подслое, такое же, как в однородной мишени, а меняются лишь их энергетические потери при прохождении слоев иного элементного состава. Используемая в эксперименте и при расчете величина энергии первичных электронов $E_0 = 20$ кэВ обеспечивает формирование в анализируемых слоях структуры лишь ОРЭ первой группы. Приведенное на рис. 7 сопоставление результатов расчета с экспериментальным спектром из работы [3] показывает удовлетворитель-

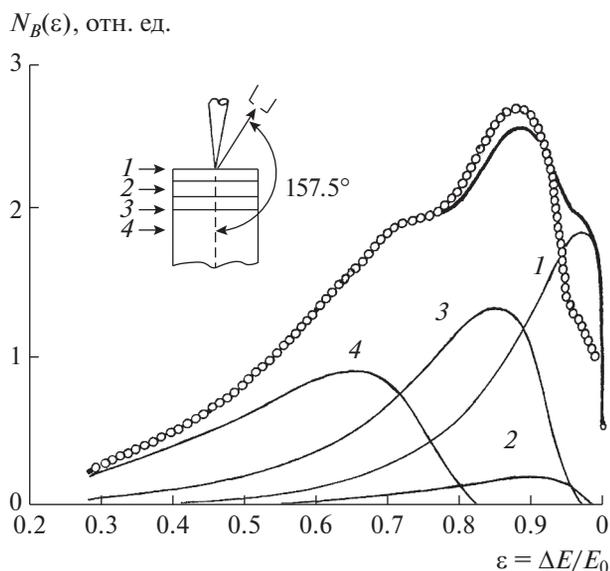


Рис. 7. Энергетический спектр ОРЭ от трехслойной структуры: Cu (толщина слоя 0.09 мкм, кривая 1)—Al (толщина слоя 0.15 мкм, кривая 2)—Cu (толщина слоя 0.09 мкм, кривая 3)—Si (подложка, кривая 4); утолщенная сплошная линия — суммарный спектр от всех вышеуказанных слоев и подложки; оооо — экспериментальные результаты работы [2]. Энергия первичных электронов 20 кэВ, угол регистрации ОРЭ 157.5°.

ное соответствие расчета и эксперимента практически во всем диапазоне энергий ОРЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований получена формула, описывающая двумерное распределение обратно рассеянных электронов по полярному углу после их выхода из пленочной мишени заданной толщины. Разработан алгоритм расчетов, необходимых для построения энергетических распределений ОРЭ первой группы при заданном значении угла θ_0 входной диафрагмы анализатора при их регистрации. Проведены модельные расчеты функции энергетического распределения частиц для пучка электронов, вышедших из пленочной мишени известного состава и заданной геометрии. Показано, что при использовании двухпоточковой модели обратного рассеяния электронов, достигается хорошее соответствие модельных расчетов экспериментальным спектрам.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения

работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спивак Г.В., Рау Э.И., Филиппов М.Н., Сасов А.Ю. // Современная электронная микроскопия в исследовании вещества. М.: Наука, 1982. С. 5.
2. Аристов В.В., Дремова Н.Н., Зайцев С.И., Рау Э.И. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 301. С. 611.
3. Дремова Н.Н., Зайцев С.И., Рау Э.И., Якимов Е.Б. // Известия РАН. Сер. Физ. 1993. Т. 57. № 8. С. 9.
4. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Известия РАН. Сер. Физ. 1995. Т. 59. № 2. С. 144.
5. Михеев Н.Н., Степович М.А. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 1998. № 1. С. 6.
6. Михеев Н.Н., Никифорова Н.А., Ганчев А.С. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2015. № 9. С. 64. <https://doi.org/10.7868/S0207352815090115>
7. Михеев Н.Н. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1998. № 10. С. 37.
8. Михеев Н.Н. // Известия РАН. Сер. Физ. 2000. Т. 64. № 11. С. 2137.
9. Михеев Н.Н., Степович М.А., Юдина С.Н. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2009. № 3. С. 53.
10. Михеев Н.Н. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2010. № 4. С. 25.
11. Niedrig H. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 4. R 15.
12. Михеев Н.Н. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 8. С. 56. <https://doi.org/10.1134/S0207352819080109>
13. Михеев Н.Н., Колесник А.С. // Поверхность. Рентген-, синхротр. и нейтрон. исслед. 2017. № 12. С. 88. <https://doi.org/10.7868/S0207352817120083>
14. Михеев Н.Н., Степович М.А., Широкова Е.В. // Известия РАН, Сер. Физ. 2010. Т. 74. № 7. С. 1049.
15. Рау Э.И., Сенов Р.А. // Известия РАН, Сер. Физ. 2004. Т. 68. № 9. С. 1342.
16. Niedrig H., Sieber P. // Z. Angew. Phys. 1971. V. 31. S. 327.
17. Cosslett V.E., Thomas R.N. // Brit. J. Appl. Phys. 1965. V. 16. P. 779.
18. Kulenkampff H., Spira W. // Z. Phys. 1954. V. 137. S. 414.
19. Hohn F.J., Niedrig H. // Optik. 1972. V. 35. S. 290.
20. Ballardore J.L., Soum G., Martinez J.P., Arnal F. // J. Microsc. Spectrosc. Electron. 1980. V. 5. P. 371.
21. Бишон Г. // Основы рентгеноспектрального локального анализа, перевод с англ. / Под ред. Боровского И.Б. М.: Наука, 1973. С. 109.
22. Kanter H. // Ann. Phys. 1957. V. 20. S. 144.
23. Рязанов М.И., Тилинин И.С. Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 152 с.
24. Kulenkampff H., Ruttiger K. // Z. Phys. 1958. V. 152. S. 249.
25. Купреенко С.Ю., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Тагаченко А.М., Татаринцев А.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. С. 101.

The Two Stream Model of the Electron Monoenergetic Beam Backscattering: Application to the Tasks of Diagnostics of Thin Multilayer Structures

N. N. Mikheev*

Federal Research Center "Crystallography and Photonics" Russian Academy of Sciences, Kaluga, 248640 Russia

**e-mail: kmikran@spark-mail.ru*

In this work the energy spectra of electrons reflected from individual layers located inside a multilayer thin-film target are calculated as applied to the tasks of the backscattered electrons spectroscopy method (BESM). The analytical expressions describing the distribution of the backscattering coefficient of electrons over the depth of the sample is refined. The two-dimensional distribution formula is obtained that describes the space distribution of the backscattered electrons over the polar angle after they exit the film target of a given thickness. An algorithm for the calculations is developed which necessary to construct the energy distributions of backscattered electrons for a given angular position of the input diaphragm of the analyzer spectrometer. This allows us to bring the calculations closer to the real conditions of backscattered electron signal registration. The results of a comprehensive verification of the obtained relations are presented based on a comparison of the model calculations of the backscattered electrons energy distributions with the experimental spectra from free films, from bulk samples, and from a multilayer thin-film sample on a massive substrate.

Keywords: multiple scattering of charge particles, the angular distribution function, the transport equation decision, the most probable particles deflection angle, transport cross section and transport length of charge particles, protons depth run.