

## Энергетические спектры обратнорассеянных электронов от массивных твердотельных мишеней

А. В. Болотина<sup>1</sup>, Ф. А. Лукьянов<sup>2</sup>, Э. И. Рай<sup>2,a</sup>, Р. А. Сеннов<sup>2</sup>, А. Г. Ягола<sup>1</sup>

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, <sup>1</sup>кафедра математики; <sup>2</sup>кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
E-mail: <sup>a</sup>rau@phys.msu.ru*

Статья поступила 08.05.2009, подписана в печать 10.06.2009.

Экспериментально получены энергетические спектры отраженных электронов в интервале 5–25 кэВ. Решена обратная задача восстановления истинного спектра электронов с учетом аппаратной функции спектрометра и на основе полученного решения уточнены функции реального энергетического распределения обратноотраженных электронов от однородных и от слоистых образцов.

**Ключевые слова:** электронная спектроскопия, обратнорассеянные электроны, решение обратной задачи.

УДК: 621.385.833. PACS: 02.30.Zz.

### Введение

В последние годы одним из наиболее перспективных неразрушающих методов диагностики многослойных микроструктур становится микротомография и спектроскопия обратнорассеянных электронов (ОРЭ) в сканирующей электронной микроскопии. Послойный мониторинг скрытых под поверхностью микроструктур осуществляется с помощью энергетической фильтрации ОРЭ в энергетических интервалах, соответствующих определенным потерям энергии электронов, отраженных на соответствующей глубине в твердотельной среде [1]. Для энергетического анализа ОРЭ применяется электростатический торoidalный спектрометр, относящийся к электронным анализаторам дефлекторного типа [2]. В таких анализаторах детектируемый сигнал, определяемый трансмиссионной характеристикой  $T(E)$ , пропорционален энергии электронов  $E$ , так как «окно»  $\Delta E$  энергий электронов, прошедших через анализатор, определяется соотношением  $\Delta E = cE$ , где  $c$  — константа прибора [3].

В качестве регистраторов прошедших электронов обычно используются сцинтилляционные или полупроводниковые датчики, которые в свою очередь дают сигнальный отклик, также пропорциональный энергии облучающих электронов. В итоге детектируемый в торoidalном спектрометре сигнал, описывающий распределение ОРЭ по энергиям, искажен аппаратной характеристикой прибора, в первом приближении пропорциональной квадрату энергии анализируемых электронов [4]. Поэтому, чтобы получить истинный спектр ОРЭ, необходимо учитывать влияние аппаратной характеристики прибора, т. е. решить обратную задачу восстановления функции реального энергетического распределения ОРЭ по экспериментальным характеристикам спектров ОРЭ.

### Задача восстановления истинного спектра обратнорассеянных электронов

Обратная задача состоит в восстановлении спектра электронов  $f(E)$ , отраженных от однородных и слоистых структур. Наблюдаемый спектр отличается от

истинного, что связано с неидеальностью спектрометра (наличием aberrаций, конечной шириной щелей, внутренним переотражением на электродах спектрометра и его приборной характеристикой).

Задача восстановления спектра электронов сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма I-го рода относительно функции  $f(E)$ :

$$f_{\text{reg}}(E_1) = \int_0^{E_0} K(E, E_1) f(E) dE, \quad 0 \leq E \leq E_0, \quad 0 \leq E_1 \leq E_0, \quad (1)$$

которое связывает экспериментально регистрируемый сигнал  $f_{\text{reg}}(E_1)$  (наблюдаемый спектр) с входным энергетическим распределением  $f(E)$  (истинный спектр). Здесь  $E_0$  — максимальная энергия электронов на входе спектрометра. Итак,  $f_{\text{reg}}(E_1)$  — наблюдаемый спектр, получаемый экспериментальным путем, а  $K(E, E_1)$  — функция отклика спектрометра, являющаяся ядром интегрального уравнения. Для данной задачи считаем, что функция  $K(E, E_1)$  задана точно.

Перейдем к конечномерной задаче. Правая часть уравнения  $f_{\text{reg}}(E_1)$  задана как столбец значений.  $K(E, E_1)$  — матрица размера  $m \times n$ . Массив значений  $E$  равен массиву значений  $E_1$ . Примем  $h_E, h_{E_1}$  — шаги по  $E$  и  $E_1$  соответственно, которые постоянны и равны между собой.

Зададим  $f^{(j)}$  следующим образом:  $f^{(j)} = f(E^{(j)})$ ,  $j = 1, \dots, n$ . Так же определим и  $f_{\text{reg}}^{(i)} = f_{\text{reg}}(E_1^{(i)})$ ,  $i = 1, \dots, m$ , и ядро  $K^{(ij)} = K(E^{(j)}, E_1^{(i)})$ . Построим конечно-разностный аналог интегрального оператора  $A$  (см. (1)), пользуясь формулами метода трапеций:

$$\begin{aligned} A^{(ii)} &= K^{(ii)} = K(E^{(i)}, E_1^{(i)}), \quad j = 2, \dots, n-1; \\ A^{(ij)} &= \frac{K^{(ij)}}{2} = \frac{K(E^{(j)}, E_1^{(i)})}{2}, \quad j = 1, n, \quad i = 1, \dots, m. \end{aligned} \quad (2)$$

Шаги  $h_E = h_{E_1} = \text{const}$ , так как измерения по энергии проводились с постоянным шагом. Ясно, что уравнение (1) в конечномерном представлении принимает вид

$$f_{\text{reg}}^{(i)} = \sum_{j=1}^n A^{(ij)} f^{(j)} h_E, \quad i = 1, \dots, m, \quad j = 1, \dots, n. \quad (3)$$

Запишем функционал Тихонова для данной задачи:

$$\begin{aligned} M^\alpha[f] &= \left\| \int_0^{E_0} K(E, E_1) f(E) dE - f_{\text{reg}}(E_1) \right\|_{L_2}^2 + \alpha \|f(E)\|_{W_2^1}^2 = \\ &= \int_0^{E_0} \left[ \int_0^{E_0} K(E, E_1) f(E) dE - f_{\text{reg}}(E_1) \right]^2 dE_1 + \\ &\quad + \alpha \int_0^{E_0} \{f^2(E) + [f'(E)]^2\} dE. \quad (4) \end{aligned}$$

Представим функционал Тихонова в конечномерном виде. Для этого необходимо аппроксимировать интегралы, входящие в квадраты норм в пространствах  $W_2^1$  и  $L_2$ . Как было сказано выше, сетки по  $E$  и  $E_1$  равномерны, более того  $h_E = h_{E_1}$ . Используя для аппроксимации интегралов формулы прямоугольников

$$\begin{aligned} &\int_0^{E_0} \left[ \int_0^{E_0} K(E, E_1) f(E) dE - f_{\text{reg}}(E_1) \right]^2 dE_1 \approx \\ &\approx \sum_{i=1}^m \left[ \sum_{j=1}^n A^{(ij)} f^{(j)} h_E - f_{\text{reg}}^{(i)} \right]^2 h_{E_1}, \\ &\int_0^{E_0} [f(E)]^2 dE \approx \sum_{j=1}^n [f^{(j)}]^2 h_E, \\ &\int_0^{E_0} [f'(E)]^2 dE \approx \sum_{j=2}^n [f^{(j)} - f^{(j-1)}]^2 / h_E, \quad (5) \end{aligned}$$

запишем функционал Тихонова в конечномерном представлении:

$$M^\alpha[f] = \sum_{i=1}^m \left[ \sum_{j=1}^n A^{(ij)} f^{(j)} h_E - f_{\text{reg}}^{(i)} \right]^2 h_{E_1} + \alpha \sum_{j=1}^n [f^{(j)}]^2 h_E +$$

$$+ \alpha \sum_{j=2}^n [f^{(j)} - f^{(j-1)}]^2 / h_E, \quad (6)$$

$$i = 1, \dots, m, \quad j = 1, \dots, n.$$

Здесь  $\alpha > 0$  — параметр регуляризации, выбираемый по принципу обобщенной невязки. Экстремаль функционала Тихонова, на которой достигается минимум, при фиксированном  $\alpha > 0$  может быть найдена методом проекции сопряженных градиентов [5, 6] при наличии априорной информации о неотрицательности решения (так как в данной задаче требуется восстановить распределение отраженных электронов по энергии).

## Результаты обработки спектров ОРЭ

Для корректной обработки экспериментальных спектров ОРЭ необходимо знать аппаратную функцию прибора, т. е. сигнальный отклик спектрометра на монокинетический пучок электронов. Типичный вид

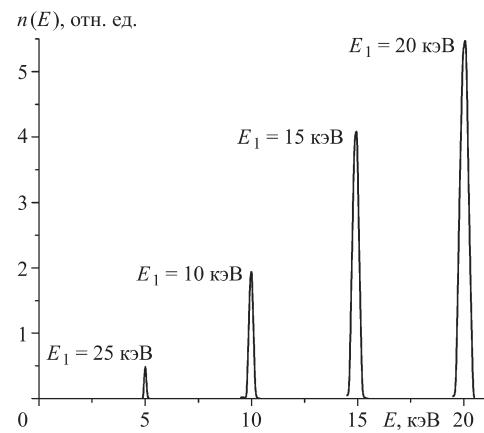


Рис. 1. Аппаратные функции спектрометра ОРЭ, снятые для энергий монокинетического пучка электронов  $E_1 = 5, 10, 15, 20$  кэВ

аппаратной функции примененного в настоящей работе тороидального электростатического энергоанализатора приводится на рис. 1.

Представлены четыре отклика, снятые при энергии входящих электронов  $E_1 = 5, 10, 15$  и  $20$  кэВ соответственно. Видно, что с ростом  $E_1$  амплитуда

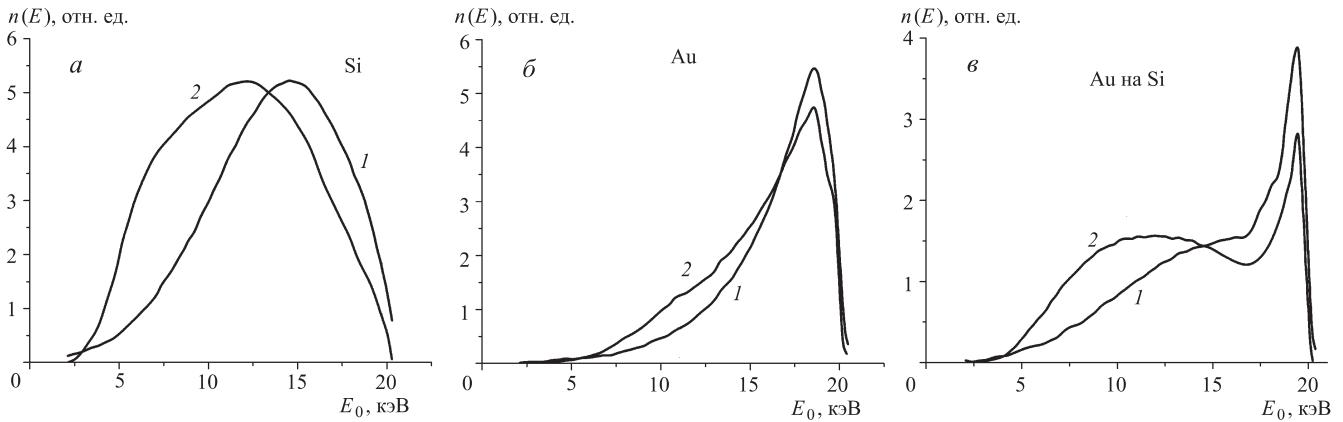


Рис. 2. Регистрируемый (кривые 1) и восстановленный (кривые 2) спектры ОРЭ для Si (энергия электронного зонда  $E_0 = 20$  кэВ) (а), для Au ( $E_0 = 20$  кэВ) (б) и для слоистой структуры пленка Au на Si-подложке (толщина пленки 20 нм,  $E_0 = 20$  кэВ) (в)

пиков и ширина распределения  $n(E)$  на полувысоте увеличиваются, что указывает на нелинейную зависимость параметров аппаратной характеристики прибора от энергии анализируемых электронов [4], что берется во внимание при решении обратной задачи по реконструкции спектров ОРЭ.

На рис. 2, *a,b* кривыми 1 представлены экспериментальные спектры ОРЭ от двух массивных мишней, отличающихся большим различием в атомном номере  $Z$  (для кремния  $Z = 14$ , у золота  $Z = 79$ ), а на рис. 2, *в* аналогичная кривая 1 отражает спектр ОРЭ для образца, состоящего из массивной подложки Si, на которую нанесена пленка Au толщиной 20 нм.

Отмеченные выше особенности аппаратной функции спектрометра приводят к искажению функций энергетического распределения ОРЭ, подобных представленным на рис. 2. Различные упрощенные алгоритмы обработки экспериментальных кривых, например простая нормировка на  $E_1^2$  с вычитанием постоянной фоновой составляющей, не приводят к удовлетворительным результатам. Поэтому в настоящей работе была применена обработка спектров ОРЭ с помощью метода проекции сопряженных градиентов, где решение уравнения (1) ищется на множестве неотрицательных функций. Истинные (реконструированные) энергетические спектры ОРЭ представлены на рис. 2 кривыми 2. Из представленных результатов видно, что исходные (измеренные) спектры ОРЭ значительно деформированы за счет трансмиссионной характеристики дефлекторного анализатора и функции отклика полупроводникового детектора.

Однако для ряда физических измерений требуется знание точной формы энергетического спектра ОРЭ, например при определении средней или наиболее вероятной энергии ОРЭ [7], при нахождении массивной толщины пленки на подложке [8] и т.п. Реконструированные спектры ОРЭ по изложенному в настоящей работе алгоритму позволяют проводить такие измерения более точно.

### Energy spectra of backscattered electrons on bulk solid state media

**A. V. Bolotina<sup>1</sup>, F. A. Lukyanov<sup>2</sup>, E. I. Rau<sup>2,a</sup>, R. A. Sennov<sup>2</sup>, A. G. Yagola<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Department of Mathematics; <sup>2</sup>Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.  
E-mail: <sup>a</sup>rau@phys.msu.ru.

Energy distribution spectra of backscattered electrons were obtained experimentally in the range 5–25 keV. An inverse problem of spectrometer instrument function deconvolution and real electron spectra restoration were solved. Real energy distribution functions were improved for electrons back scattered from homogeneous and multilayer media.

*Keywords:* electron spectroscopy, backscattered electrons, inverse problem.

PACS: 02.30.Zz.

Received 8 May 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2009).

### Сведения об авторах

1. Болотина Александра Вадимовна — студентка; тел.: (495) 939-10-33; e-mail: alexandra.bolotina@gmail.com.
2. Лукьянин Федор Альбертович — физик; тел.: (495) 939-38-95; e-mail: real99@mail.ru.
3. Рай Эдуард Иванович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-38-95; e-mail: rau@phys.msu.ru.
4. Сеннов Руслан Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотр.; тел.: (495) 939-38-95; e-mail: ruslan.sennov@gmail.com.
5. Ягола Анатолий Григорьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-10-33, e-mail: yagola@phys.msu.ru.

### Заключение

Экспериментальные характеристики энергетического распределения отраженных электронов сильно отличаются от истинного распределения. Погрешности вызываются в основном сильным влиянием нелинейной аппаратной характеристики тороидального спектрометра и наличием порогового напряжения («мертвой зоны») у полупроводниковых детекторов.

Описанный в настоящей работе метод восстановления истинного спектра позволяет убрать искажения, особенно значимые в начальной низкоэнергетической области спектра, что не было возможно при использовании упрощенного алгоритма обработки ОРЭ спектров.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ФЦП «Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008–2010 годы» (проект № 01.648.12.3017) и РФФИ (грант 08-01-00160\_a).

### Список литературы

1. Niedrig H., Rau E.I. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. (B). 1998. **142**. P. 523.
2. Аристов В.В., Дремова Н.Н., Рай Э.И. // ЖТФ. 1996. **66**, № 10. С. 78.
3. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М., 1978. С. 224.
4. Рай Э.И., Савин В.О., Сеннов Р.А. и др. // Поверхность. 2000. № 2. С. 10.
5. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных поставленных задач. М., 1990.
6. Тихонов А.Н., Леонов А.С., Ягола А.Г. Нелинейные некорректные задачи. М., 1995.
7. Рай Э.И., Сеннов Р.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. **68**, № 9. С. 1342.
8. Rau E.I., Hoffmeister H., Sennov R.A., Kohl H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. **35**. P. 1433.