

Использование в предложенной структуре лишь дифференциальных каскадов позволяет реализовать аппроксиматоры полностью в виде полупроводниковых интегральных микросхем.

### Список литературы

1. Гутников В. С. Интегральная электроника в измерительных устройствах. Л., 1980. С. 161.
2. Достал И. Операционные усилители. М., 1982. С. 252.
3. Гринберг И. Л., Таранов С. Т. Самоподстраивающиеся измерительные усилители с пробным сигналом. М., 1976. С. 24.
4. Маслов А. А., Сахаров О. И. Синтез диодных функциональных преобразователей. М., 1976.
5. Белоносов Ю. И., Бороздин Б. М., Ильянок А. М., Ямный В. Е. Дифференциальный усилитель: А.с. 897794 СССР // БИ. 1983. № 1.

Поступила в редакцию 26.01.87.

УДК 539.124

АТТИЯ ЭЛЬ САИД, ПИВИ ПЕПЕ,  
А. Л. ХОЛМЕЦКИЙ, В. А. ЧУДАКОВ

### АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Мёссбауэровская спектроскопия с регистрацией конверсионных электронов (МСКЭ) находит широкое применение в исследовании химического состава и структуры поверхностных слоев твердых тел толщиной от единиц до сотен нанометров [1]. Составной частью метода МСКЭ, необходимой для правильной интерпретации экспериментальных данных, является анализ энергетического распределения электронов, вылетающих из образца, содержащего резонансные ядра, при его облучении мёссбауэровскими  $\gamma$ -квантами. Для решения этой задачи используются достаточно сложные и трудоемкие аналитические или численные методы (лучевое и диффузионное приближения, метод Монте-Карло и т. п.), требующие значительных затрат машинного времени [2]. В то же время, так как длина релаксации  $\gamma$ -квантов в образце во много раз превосходит длину пробега электронов, для экспрессных оценок характеристик вторичного электронного поля можно воспользоваться концепцией объемного квазиисточника с равномерным распределением мощности внутренних излучателей [3] и попытаться решить указанную задачу в приближении точечного источника.

Рассмотрим электроны, инициированные потоком мёссбауэровского излучения в слое  $dx$ , расположенном на глубине  $x_1$  образца, и выходящие на его поверхность в некоторой фиксированной точке. В зависимости от места образования электроны с первоначальной энергией  $E_0$  пройдут неодинаковое расстояние  $x_i$  и выйдут из образца с различной энергией  $E_i$ . В области низких энергий  $E$  электронов средняя потеря энергии на единицу пройденного пути  $\frac{dE}{dx}$  определяется известной формулой Бете [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z}{E} \ln \frac{1,16E}{I}, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $N$ ,  $Z$  и  $I$  — атомная плотность, атомный номер и потенциал ионизации вещества соответственно. Связь между энергией  $E_i$  и расстоянием  $x_i$ , проходимым электроном в веществе образца до точки выхода, можно найти, проинтегрировав выражение (1):

$$x_i(E_0, E_i) = \frac{1}{C_1} \int_{E_i}^{E_0} \frac{EdE}{\ln(C_2E)}, \quad (2)$$

где  $C_1 = 7,85 \cdot 10^4 \frac{Z \cdot \rho}{A}$ ;  $C_2 = \frac{1,16}{l}$ ;  $\rho$  и  $A$  — плотность и атомный вес образца. Произведя в (2) замену переменных  $y = C_2 E$ , получим [4]:

$$x_i(y_0, y_i) = \frac{1}{C_1 C_2^2} [F(y_0) - F(y_i)], \quad (3)$$

где  $F(y) = \ln y + 2 \ln y + \frac{(2 \ln y)^2}{2 \cdot 2!} + \frac{(2 \ln y)^3}{3 \cdot 3!} + \dots$

Решив уравнение (3), можно получить зависимость  $E_i = f(x_i)$  в аналитическом или графическом виде. Пусть необходимо найти энергетическое распределение электронов в диапазоне энергий  $E_1 = f(x_1)$  и  $E_n = f(x_n)$ . Выберем шаг дискретизации по энергии  $\Delta E$  из условия  $E_1 - E_n = n \Delta E$ , где  $n$  — целое число, тогда  $E_i = E_1 - i \Delta E$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ .

Заменим слой  $dx$  на глубине  $x_i$ , представляющий собой плоский изотропный квазиисточник электронов, набором из  $n$  точечных источников с активностями  $S_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ), расположенных на расстоянии  $x_i$  от поверхности образца и на расстояниях  $R_i$  от проекции точки выхода на слой  $dx$ , причем расстояние  $x_i$  от каждого источника до точки выхода равно:

$$\bar{x}_i = \frac{x_i + x_{i+1}}{2}, \text{ а } R_i = \sqrt{\bar{x}_i^2 - x_i^2}. \quad (4)-(5)$$

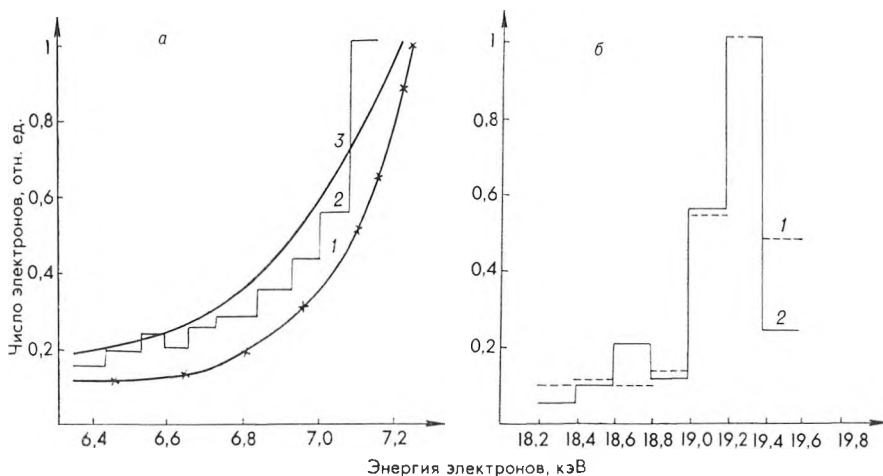
Приравняем активность  $i$ -го источника  $S_i$  площади кольца с внутренним радиусом  $\sqrt{x_{i+1}^2 - x_i^2}$  и внешним  $\sqrt{x_{i+1}^2 - x_i^2}$ :

$$S_i = \pi (x_{i+1}^2 - x_i^2). \quad (6)$$

Тогда число электронов  $N_i$  с энергией  $E_i$  в точке выхода на поверхность образца, рассчитанное по закону ослабления для точечного источника:

$$N_i = \frac{S_i}{4\pi x_i^2} e^{-\mu \bar{x}_i}, \quad (7)$$

где  $\mu = 4,43 \cdot 10^{-2} \frac{\rho}{E^{3/2}}$ , при  $5 < E_0 < 25$  кэВ [5];  $\rho$  — плотность вещества образца.



Энергетические распределения конверсионных электронов, выходящих из слоев  $^{57}\text{Fe}$  с глубины 12 нм (а) и  $^{119}\text{Sn}$  с глубины 16 нм (б):  
1 — метод Монте-Карло; 2 — приближение точечного источника; 3 — диффузионное приближение

На рисунке (кривые 2) приведены спектры конверсионных электронов, выходящих из бесконечно тонких слоев  $^{57}\text{Fe}$  ( $E_0=7,3$  кэВ) с глубины 12 нм и  $^{119}\text{Sn}$  ( $E_0=19,6$  кэВ) с глубины 16 нм, рассчитанные по предложенной методике. Для сравнения здесь же показаны электронные спектры [6, 7], рассчитанные при тех же условиях по методу Монте-Карло (кривые 1) и в диффузионном приближении (см. рисунок, а, кривая 3). Спектры нормированы к единице в точке максимума. Как видно из приведенных результатов, анализ энергетических распределений конверсионных электронов в приближении точечного источника, несмотря на простоту методики, позволяет получить данные, находящиеся в хорошем соответствии с полученными более сложными методами.

При расчете энергетических спектров конверсионных электронов, выходящих на поверхность образца из слоя конечной толщины  $x$ , его следует разбить на слои  $dx$ , число которых определяется выбранным шагом дискретизации по энергии  $\Delta E$  с учетом зависимости  $E_i=f(x_i)$ . В соответствии с выражением (7) проводится расчет энергетических спектров для отдельных слоев с последующим суммированием числа электронов в каждом энергетическом интервале.

### Список литературы

1. Балдохин Ю. В., Голданский В. И., Колотыркин П. Я. // Метрология. 1986. № 8. С. 3.
2. Аккерман А. Ф., Грудский М. Я., Смирнов В. В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М., 1986.
3. Гусев Н. Г., Машкевич В. П., Суворов А. П. Защита от ионизирующих излучений / Под общ. ред. Н. Г. Гусева. Т. 1: Физические основы защиты от излучений. Изд. 2-е. М., 1980.
4. Грузин П. Л., Евстюхина И. А., Соколов А. Г. // Изотопы в СССР. 1983. Вып. 1 (65), С. 57.
5. Liljequist D., Ekdahe T., Baverstam U. // Nucl. Instr. and Meth. 1978. V. 155. N 1—2. P. 529.
6. Iton J., Toriyama T., Sanevoshi K., Hisataka K. Ibid. 1983. V. 205. N 1—2. P. 279.
7. Проукова А. Ibid. 1980. V. 174. P. 327.

Поступила в редакцию 16.02.87.