

УДК 543.422.8

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СВОЗЬ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ

В.Н.Королюк, Л.В.Усова

Объединенный институт геологии, геофизики и минералогии СО РАН  
630090, Новосибирск-90, пр. Ак. Коптюга, 3  
microp@uiggm.nsc.ru

Поступила в редакцию 30 июля 2002 г.

Из экспериментальных данных Вятскина и др. по прострелу киловольтными электронами тонких пленок отдельных металлов получено общее выражение для интегральных коэффициентов прохождения электронов сквозь вещества и дано его сравнение с известными формулами. Показана связь коэффициентов прохождения электронов с  $\varphi(\rho z)$  - функцией распределения плотности числа ионизаций электронных оболочек атомов по глубине мишени.

**Королюк Владимир Николаевич, кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник лаборатории рентгено-спектрального анализа.**

**Область научных интересов – электронно-зондовый микроанализ.**

**Автор 75 опубликованных работ.**

**Усова Лариса Викторовна, старший научный сотрудник лаборатории рентгеноспектрального анализа.**

**Область научных интересов – электронно-зондовый микроанализ породообразующих минералов.**

**Автор 58 опубликованных работ.**

### Введение

В электронно-зондовом микроанализе аналитический сигнал генерируется в основном электронами зонда. Результат их ионизирующего воздействия на электронные оболочки атомов принято обозначать через  $\varphi(\rho z)$  – функцию распределения плотности числа ионизаций по глубине  $\rho z$  образца. Участие характеристического и тормозного излучения от элементов матрицы в возбуждении сигнала носит подчиненный характер и учитывается вне  $\varphi(\rho z)$  отдельными поправками на флуоресценцию. Если представление о роли этих поправок сформировалось, то в отношении оценки воздействия электронного пучка идет активный поиск возможностей более точного описания  $\varphi(\rho z)$  и учета влияющих на нее факторов. Обычно распределение, исходя из его общего вида, аппроксимируют теми или иными подходящими функциями, для которых поведение коэффициентов выявляется из эксперимента и мо-

дельных расчетов по методу Монте-Карло [1]. При более строгом физическом подходе опираются непосредственно на данные по взаимодействию налетающих электронов с материалом мишени [2-4]. С учетом закономерностей их рассеяния веществом можно рассчитать соответствующие вклады в  $\varphi(\rho z)$  от электронов, движущихся в прямом и обратном направлениях. Однако трудности в оценке энергетических, угловых характеристик, количества проходящих и обратно рассеянных электронов в элементарном слое образца на произвольном расстоянии от поверхности содержат развитие и применение этого перспективного способа расчета  $\varphi(\rho z)$ . Исследования по рассеиванию киловольтных электронов веществом немногочисленны, многие вопросы не ясны. Цель работы – показать теоретическую связь функции  $\varphi(\rho z)$  с интегральным коэффициентом прохождения электронов: на основе экспериментов [5-17] по прострелу пленок электронами, пред-

ставить в общем аналитическом виде интегральные коэффициенты прохождения электронов для различных атомных номеров и ускоряющих напряжений.

### Теоретическая часть

Если известна функция  $\eta$ , описывающая энергетическое и пространственное распределение электронов, пересекающих в направлении углов  $\theta$  и  $\psi$  от оси зонда под телесным углом  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$  на глубине  $\rho z$  слой толщиной  $d\rho z$ , то общее число  $dN$  актов ионизаций в пересчете на один падающий в единицу площади электрон выразится соотношением

$$dN(\rho z) = \frac{CN_0}{A} \rho dz \int_{E_0}^{E_0} \int_{E_0}^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos \theta} Q(E) dE d\theta.$$

С и  $A$  - массовая концентрация и атомная масса исследуемого элемента в пробе,  $N_0$  - число Авогадро,  $\rho$  - плотность материала и  $Q$  - поперечное сечение ионизации уровня. Коэффициент  $1/\cos\theta$  учитывает увеличение пробега электрона в элементарном слое за счет отклонения его траектории на угол  $\theta$  от исходного вектора скорости. Обычно он перпендикулярен поверхности образца. Следовательно, в силу симметрии рассеяния электронов их пространственное распределение вокруг полярной оси - начального направления пучка - не будет зависеть от угла  $\psi$ . Тогда интегрирование распределения  $\eta(\rho z, E, \theta)$  по телесному углу  $\Omega$  упростится до интегрирования по азимутальному направлению  $\theta$ .

$$dN(\rho z) = \frac{CN_0}{A} \rho dz \int_{E_0}^{E_0} \int_{0}^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos \theta} Q(E) dE d\theta. \quad (1)$$

Для функции  $\eta$  должно выполняться условие о том, что на любом расстоянии  $\rho z$  интегрирование по углам и энергиям даст общее количество электронов, пересекающих слой  $d\rho z$  во всех направлениях:

$$\eta(\rho z) = \int_{E_0}^{E_0} \int_{0}^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta} dE d\theta. \quad (2)$$

Отношение  $dN(\rho z) / C\rho dz$  представляет для единицы концентрации элемента ионизационную плотность, распределенную в направлении  $\rho z$ . Обычно она нормируется и в подавляющем большинстве случаев - на величину  $N_0 Q(E_0) / A$  - плотность актов ионизаций от одного электрона, падающего нормально в единичную площадь на виртуальный (изолированный) слой  $d\rho z$  рассматриваемого элемента. С учетом нормировки выражение (1) примет вид

$$dN(\rho z) = C\varphi(\rho z)d\rho z,$$

$$\text{где } \varphi(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0)} \int_{E_0}^{E_0} \int_{0}^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos \theta} Q(E) dE d\theta. \quad (3)$$

В конечном итоге, зная  $\eta(\rho z, E, \theta)$  и переходя от нее к  $\varphi(\rho z)$  и далее к соотношению  $N = C \int_0^\infty \varphi(\rho z) d\rho z$ , определим общее количество ионизаций уровня одним электроном и однозначно свяжем аппаратурный отклик (регистрируемую интенсивность  $I$ ) с концентрацией элемента  $C$ :

$$I = \text{const} \cdot C \int_0^\infty \varphi(\rho z) \exp(-\chi \rho z) d\rho z.$$

Как уже отмечалось, поведение  $\eta(\rho z, E, \theta)$  во многом неясно. Это обстоятельство не позволяет выразить аналитически с приемлемой точностью все аспекты рассеяния электронов мишенью, а затем рассчитать  $\varphi(\rho z)$ . В экспериментах по электронным пробегам обычно определяют интегральную составляющую  $\eta(\rho z)$ , связанную с распределением  $\eta(\rho z, E, \theta)$  соотношением (2). Во-вторых, раздельно оценивают потоки электронов, движущихся в прямом и обратном направлениях, т.е. общий коэффициент прохождения через некоторый слой разбивается на два:  $\eta = \eta_T + \eta_B$ . Первое слагаемое отражает рассеяние вперед на углы  $[0, \pi/2]$ , а второе показывает ток обратно-рассеянных электронов, движущихся под углами  $(\pi/2, \pi]$  в направлении задней полусферы. Изучение закономерностей пробегов электронов вперед и назад представляют самостоятельные задачи экспериментальных исследований. Если обратиться к рассмотрению характеристик прохождения, то доля в  $\varphi(\rho z)$  от потока "вперед" выразится, согласно формуле (3), следующим образом:

$$\varphi_T(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0)} \int_{E_0}^{\pi/2} \int_{0}^{\pi/2} \frac{\partial^2 \eta_T(\rho z, E, \theta)}{\partial E \partial \theta \cos \theta} Q(E) dE d\theta.$$

При расчете  $\varphi(\rho z)$  необходимо задать в явном виде функцию  $\eta_T(\rho z, E, \theta)$ . Для этого на современном этапе исследований многообразие угловых распределений заменяют единственным для всех электронов средним  $\theta_p(\rho z)$  [2] или наиболее вероятным для глубин  $\rho z$  углом рассеяния  $\theta_\mu(\rho z)$  [3, 18]. Этим шагом  $\eta_T(\rho z, E, \theta)$  сводится к функции двух переменных  $\rho z$  и  $E$ . Тогда в одном из вариантов  $\varphi(\rho z)$  запишется формулой

$$\varphi_T(\rho z) = \frac{1}{Q(E_0) \cos[\theta_p(\rho z)]} \int_{E_0}^{\pi/2} \frac{\partial \eta_T(\rho z, E)}{\partial E} Q(E) dE.$$

Для описания энергетического распределения

ния  $\partial\eta_T/\partial E$  обычно привлекается какая-либо модификация формулы Махова [4, 19, 20] или приближение Августа-Верниша [21]. С их помощью на основе уже интегрального коэффициента  $\eta_T(\rho z)$  представляют аналитически зависимость по энергиям  $\eta_T(\rho z, E)$  и рассчитывают по вышеприведенному интегралу вклад в  $\varphi(\rho z)$  от проходящих электронов.

К середине 60-х годов прошлого века были установлены основные закономерности прохождения электронов сквозь тонкие пленки различных элементов. Махов показал [22], что зависимость относительной убыли прошедших электронов от толщины пленки  $z$  близка к экспоненциальной

$$\eta_T(z, Z, E_0) = \exp(-az^p), \quad (4)$$

где коэффициенты  $p$  и  $a$  являются функциями атомного номера  $Z$  мишени и начальной энергии электронов  $E_0$ . До этого Селигер [23] заметил, что все многообразие кривых прохождения можно свести к единой универсальной функции, если определенным образом задать единицу измерения пройденного расстояния. Рекомендовалось вести отсчет в долях от полного пробега. Затем были предложены другие способы нормализации поперечных пробегов, главное достоинство которых заключалось в возможности определения единицы масштаба по экспериментальным кривым. Так, Махов [22] принял за единицу отсчета расстояние  $z_e$ , за которым первичный поток электронов ослабевает в  $e$  раз. Тогда из выражения (4) для  $\eta_T$  имеем:  $az_e^p = 1$  или  $a = 1/z_e^p$ . Одновременно выяснилось, что в широкой области изменения атомных номеров и ускоряющих напряжений выдерживается зависимость  $z_e = cE_0^{\beta}$ . В дальнейшем Дюпюи [24], опираясь на данные эксперимента по прострелу тонких пленок электронами энергий 50–1200 кэВ и теоретические соображения, выразил аналитически коэффициенты  $c$ ,  $n$  и  $p$ :

$$\begin{aligned} c &= 3,39 \cdot 10^{-6} / \rho; \quad p = 3,80 \sqrt{Z}/A / \lg Z; \\ n &= 0,75 + 1,38 \sqrt{Z}/A + 6,22/(Z^2 \rho^2). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и далее коэффициенты в формулах (5) соответствуют измерению плотности г вещества пленки в  $[g/cm^3]$ , расстояния  $z$  в  $[cm]$  и  $E_0$  в  $[keV]$ . В выражении для  $n$  присутствует  $\rho$ , что влечет зависимость  $\rho z_e$  и в конечном итоге  $\varphi(\rho z)$  от плотности материала. Автором, однако, была сделана оговорка, что в экспериментах использовались пленки алюминия и более тяжелых элементов, для которых этот член пренебрежимо мал. Почти сразу Боровский и Рыдник [2, 4] предприняли попытку использовать кривые прохождения элек-

тронов по Махову – Дюпюи для целей микроанализа. Позже Стаб [3, 20, 25] для определения  $\varphi_T(\rho z)$  дал такие соотношения для параметров:

$$\begin{aligned} n &= 1 + 0,42[\ln E_0 + 0,5]^{0,35}; \quad p = -(0,8 + 2B) \ln B; \\ c &= 5,9 \cdot 10^{-6} / (\rho \rho). \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициент обратного рассеяния электронов от массивного образца  $B = \beta[1 - \exp(-6,6 \cdot 10^{-3} \beta^{2,5} Z)]$ ;  $\beta = 0,40 + 0,065 \ln E_0$ . Величина  $c$  получена для энергий 0,5–200 кэВ.

Фиттинг [26, 27] предложил пройденное расстояние измерять в долях от поперечного пробега электронов  $z_r$ , за которым экспериментальное значение  $\eta_T$  падает до 0,01. Из этого условия определяется коэффициент  $\alpha$ :  $0,01 = \exp(-az_r^p)$  или  $\alpha = 4,605/z_r^p$ . Величины  $z_r$  по разному связаны с ускоряющим напряжением.

$$\left. \begin{aligned} z_r &= 9 \cdot 10^{-6} E_0^{1,3} / \rho^{0,8}, & E_0 \leq 10 \text{ кэВ}; \\ z_r &= 4,5 \cdot 10^{-6} E_0^{1,7} / \rho^{0,9}, & E_0 > 10 \text{ кэВ}; \\ p &= -(0,8 + 2B) \ln B. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В этих формулах присутствует зависимость расстояния  $\rho z$ , от плотности материала. Для некоторых элементов автором приведены величины  $B$ .

В иной форме представлены интегральные коэффициенты прохождения Целлера-Расте [28]. Они получены на основе полуэмпирической теории и выражены не экспоненциальной, а степенной зависимостью:

$$\begin{aligned} \eta_T(z) &= (1-z/z_m)^n + 4,65/(3,54 + 3,56 \cdot 10^{-2} Z - \\ &- 0,414 \cdot 10^{-2} Z^2)[(1-z/z_m)^n - (1-z/z_m)^1], \\ a &= 4,65 + 3,56 \cdot 10^{-2} Z; \quad b = 1,112 + 0,414 \cdot 10^{-2} Z^2. \end{aligned} \quad (8)$$

С помощью этого выражения Август и Верниш [29] определяли  $\varphi_T(\rho z)$ , уточнив единицу отсчета расстояния – максимальный поперечный пробег – до вида

$$\rho z_m = 4,82 \cdot 10^{-6} (1 + 0,02127 \cdot Z^{2,12}) E_0^{\beta}, \quad \text{где } d = 1,75 \sqrt{Z}/38.$$

Рассмотрим еще один способ отсчета, когда за единицу расстояния приняты средние поперечные пробеги  $\bar{z}$  электронов. Он предложен Вятским и др. [5] для обработки данных по коэффициентам прохождения. Выбор  $\bar{z}$  имеет то преимущество, что эта величина хорошо соответствует глубине полной диффузии электронов [30], средней глубине их поглощения [31] и может, следовательно, привлекаться для описания и этих процессов. Параметр  $\bar{z}$  рассчитывается по соотношению

$$z = \int_0^x z \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz / \int_0^x \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz = - \int_0^x z \frac{\partial \eta_T}{\partial z} dz.$$

Используя представление (4), получим после интегрирования:  $\bar{z} = \alpha^{-1/p} \Gamma(1+1/p)$ . Тогда  $\alpha = [\Gamma(1+1/p)/\bar{z}]^p$ .  $\Gamma$  – гамма-функция. Отсюда

$$\begin{aligned}\eta_T(z) &= \exp\{-[z\Gamma(1+1/p)/\bar{z}]^p\} \text{ или} \\ \eta_T(\rho z) &= \exp\{-[\rho z\Gamma(1+1/p)/(\rho z)]^p\}.\end{aligned}\quad (9)$$

### Экспериментальная часть

Определим и выразим функционально поведение параметров  $p$  и  $\bar{z}$  распределения (9). Для этого привлечем экспериментальные результаты по прострелу мишеней электронами с энергией от нескольких до 70 кэВ [5-17]. В этих работах исследовалось прохождение электронов как в отдельных пленках Be, C, Al, Si, Cu, Ge, Ag, Au, так и частично в системе «пленка – вакуумный зазор – подложка», имитирующей пробеги в массивном теле. Большой частью проведен полный комплекс измерений, позволяющий в конечном итоге рассчитать в выражении (9) неизвестные  $p$  и  $\bar{z}$  и далее коэффициенты  $c$  и  $s$ . Измерялись зависимости  $\eta_T = f(E_0)$ , когда толщина пленки  $\rho z = \text{const}$  и  $\eta_T = f(\rho z)$  при постоянных  $E_0$ . В опытах плотность пленок не определялась, общая погрешность измерений достигала 13–15 %.

В данной работе результаты экспериментов [5-17] по интегральным коэффициентам прохождения представляли выражением (9), определяли коэффициенты  $p$  и  $\bar{z}$ , затем рассчитывали величины  $p$  и  $s$ . Из экспериментов следует, что средние пробеги хорошо аппроксимируются степенным законом  $\bar{z} = cE_0^n$  со средним показателем степени  $n = 1.6$  ( $s = 2.5\%$ ). В литературе указывается на слабую зависимость  $p$  от той или иной величины. В [24] показано изменение  $p$  в зависимости от атомного номера в интервале 1.7–1.6, а в [20]  $p$  изменяется в пределах 1.5–1.7 в зависимости от обычных в микроанализе  $E_0$ . Однако нами не выявлена тенденция изменения  $p$  (хотя явно выпадает цифра по Ag), но была сделана корректировка величин  $s$  к показателю степени  $n = 1.6$ . В исходной экспериментальной паре данных  $p$  и  $s$ , где показатель степени отличался от 1.6, по соотношению  $c_1 E_0^n = s c_2 E_0^{n-1}$  проведен пересчет значений  $s$  в  $c$ . Результаты обработки экспериментальных кривых приведены в таблице в величинах  $p$ ,  $r$  и  $\rho c$ . Указаны интервалы энергий, для которых ставились опыты.

Связь  $r$  с  $Z$  и отношения  $r/\ln B$  с  $B$  можно представить прямой линией. Методом наименьших квадратов рассчитаны линейные корреляции. В итоге получили

$$\left. \begin{aligned}r c &= 10^{-6} (3.936 - 0.0183Z), \\ r/\ln B &= -(0.738 + 2.282B), \\ z &= 10^{-6} (3.936 - 0.0183Z) E_0^{1.6}/\rho.\end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Зависимость  $r$  определена для коэффициента обратного рассеяния электронов от толстой подложки  $B = 0.00175Z + 0.37[1 - \exp(-0.015Z^{1.3})]$  по Пушо и Пишуар [32]. Расчеты величин  $r$  по формулам (6), (7) и (10) дают близкие результаты при любых  $Z$ .

Таким образом, нами определены параметры, позволяющие распространить на широкий круг атомных номеров и энергий экспериментальные данные работ [5-17] для интегральных коэффициентов прохождения  $\eta_T(\rho z)$ , выраженных в форме (9) с отсчетом расстояния от поверхности в средних пробегах. Подчеркнем, что опыты проводились по отдельным элементам: для сложных матриц с неизбежностью встанет вопрос о выборе способа усреднения  $Z$ . Следует также заметить, что при экспоненциальном представлении  $\eta_T$  в решении для  $\bar{z}$  появляется гамма-функция, аргумент которой для любых  $Z$  лежит в области (1, 2).  $\Gamma(1) = \Gamma(2) = 1$  и внутри интервала [1, 2] она имеет минимум для  $p \approx 2.17$ . Иными словами, при возрастании  $Z$  до 11 значение  $\Gamma(1+1/p)$  уменьшается, а далее начинает расти. Этот факт является следствием аппроксимации кривых прохождения экспонентой и не находит физического объяснения. Из экспериментов не ясно, компенсируется ли этот экстремум соответствующим поведением коэффициента  $\rho c$  – здесь явно требуются дополнительные измерения по легким мишеням.

### Обсуждение результатов

Для сравнения закономерностей поведения интегральных коэффициентов прохождения электронов, предложенных разными авторами, пропущены  $\eta_T$  по легким, средним и тяжелым матрицам с типичными в анализе  $E_0$ : 10, 20 и 30 кэВ. На рис. 1 показаны графики, построенные для меди при 20 кэВ. В целом они отражают общее соотношение между кривыми и для других экспериментальных условий. Коэффициенты прохождения, полученные по формулам (4) и (7) – самые низкие для всех элементов от С до U. Лишь только при 30 кэВ значения  $\eta_T$  для урана, полученные по соотношениям (9)–(10), становятся чуть ниже. Малые значения коэффициентов по Фиттингу [26, 27] предопределены выбором единицы отсчета пробегов. Реально ток электронов иссякает раньше, чем это следует из представления кривых прохождения экспонентой. Иными словами, на предельных толщинах пленок, которые преодолеваются примерно 1 % электронов, теоретическая кривая будет лежать выше экспериментальных точек. Поэтому привязка «хвоста» экспоненты к эксперименту на условие 0.01 приводит к

заметному сжатию аппроксимирующей линии, что ведет к занижению расчетных значений  $\eta_r$ .

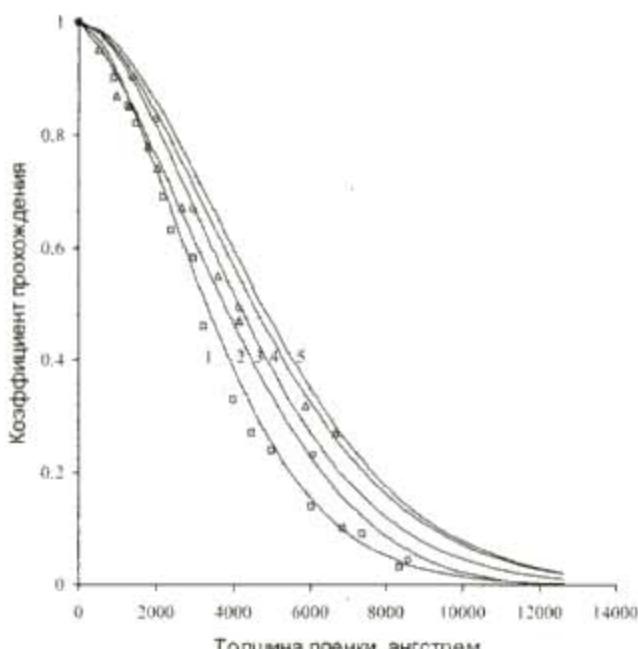


Рис.1. Интегральные коэффициенты прохождения электронов  $\eta_r$  сквозь пленки меди (20 кВ); кривые 1 – 5 рассчитаны по формулам (7), (8), (10), (6) и (5); экспериментальные точки: □- Вятскин и др. [8]; Δ- Косслет и Томас [33]; ○- Вятскин и др. [16]

Для элементов малых и средних атомных номеров наибольшие значения характерны для

расчетов по формуле Дюпюи [24]. Отрыв особенно заметен для самых легких матриц, поскольку коэффициент  $p$  из выражения (5) существенно выше (см. таблицу), чем при вычислениях по другим формулам. Однако с возрастанием атомного номера мишени это различие становится практически незначимым. Для тяжелых элементов самые высокие величины  $\eta_r$  получаются при использовании параметров (6). Результаты, полученные по формуле Августа-Верниша [29], и расчеты по формулам (9) - (10) попадают внутрь области разброса коэффициентов прохождения. В целом же максимальное отличие между крайними графиками в абсолютных величинах  $\eta_r$  составляет ~ 0.2 - 0.3 для средних и тяжелых матриц и возрастает до 0.4 - 0.6 при малых  $Z$ . Для сопоставления на рисунок нанесены соответствующие экспериментальные точки, приведенные в работах [33] и [8] по пленкам, и результаты опытов в системе "пленка-зазор-массив" [16]. Значения  $\eta_r$ , в последнем случае выше, поскольку рассеянные в пленку от массивной подложки электроны частично вновь начинают двигаться в ней в направлении первичного пучка. По оценке Стаба [3], вклад в суммарную ионизацию электронного уровня атома от этого "третичного" потока электронов менее 15 %.

Экспериментальные и расчетные значения параметров для интегральных коэффициентов прохождения электронов

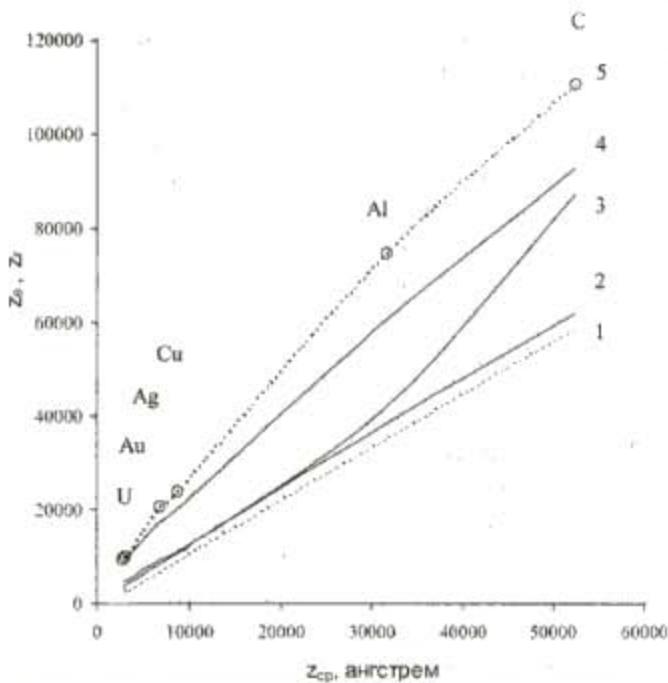
Элемент	$E_0$ , кэВ	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Эксперимент			Расчет по формулам		
			$\eta$	$rc \cdot 10^6$ , г/см <sup>2</sup>	$p$	$rc \cdot 10^6 (10)$ , г/см <sup>2</sup>	$p(10)$	$p(5)$
4 Be	2-10	1,85	1,62	3,823	2,7	3,863	2,68	4,20
6 C	2-10	1,68	-	-	2,4	3,826	2,44	3,45
13 Al	4-70	2,70	1,6	3,748	2,0	3,699	2,05	2,37
14 Si	4-30	2,33	1,6	3,767	2,1	3,681	2,02	2,34
29 Cu	4-70	8,96	1,6	3,387	1,65	3,407	1,69	1,76
32 Ge	4-30	5,32	1,58	3,341	1,69	3,352	1,65	1,68
47 Ag	2-4	10,50	1,55	2,941	1,47	3,078	1,49	1,50
79 Au	4-70	19,32	1,6	2,564	1,3	2,493	1,29	1,25

Легко найти теоретическую связь между коэффициентами  $\eta_r$ , выраженным формулой (4), в которой использованы разные единицы отсчета расстояния. Сопоставляя для них коэффициенты  $a$ , получим

$$z_e = z\Gamma(1+1/p); z_r = \bar{z}4,605^{1/p}/\Gamma(1+1/p). \quad (11)$$

На рис.2 штриховыми линиями показано по-

ведение величин  $z_e$  и  $z_r$ , связанных выражениями (11) со средним пробегом  $\bar{z}$ , найденным по соотношению (10). Для сравнения приведены графики зависимостей  $z_e$  и  $z_r$ , построенные с помощью эмпирических соотношений (5), (6) и (7). По степени их близости к соответствующим теоретическим кривым можно судить о возможностях формул.



**Рис.2.** Связь теоретических и расчетных единиц измерения расстояния со средними поперечными пробегами электронов: линии 1 и 5 соответствуют теоретическим значениям  $z_e$  и  $z_s$ , полученным по формулам (11); графики 2, 3 и 4 – значениям, рассчитанным по формулам, приведенным в работах [3, 20, 24-27]; кружками отмечены значения  $z$  для указанных элементов

Видно, что коэффициенты прохождения по Фиттингу применимы только для тяжелых элементов, значения  $\eta_{\text{р}}$  по Дюпюи вполне удовлетворительны для средних и высоких атомных номеров. Вычисления по модели Стауба дают хорошее согласие для всех элементов. На рисунке показаны результаты для 30 кВ. Мало отличаются от них значения, полученные при ускоряющих напряжениях 10 и 20 кВ. В целом, сравнение значений  $\eta_{\text{р}}$ , полученных по соотношениям (9) – (10), с интегральными коэффициентами прохождения, найденными по формулам (5) – (8), показало, что они располагаются внутри интервала разброса значений и наилучшее согласие их в широкой области изменения атомных номеров и ускоряющих напряжений наблюдается с результатами расчетов по выражениям (8) и (6).

#### ЛИТЕРАТУРА

- Лаврентьев Ю.Г. Методы коррекции в рентгеноспектральном микроанализе. Состояние, тенденции развития // Ю.Г. Лаврентьев, В.Н. Королюк, Л.В. Усова // Тез. докл. IV Всерос. конф. по рентгеноспектр. анал. Иркутск: ИЗК СО РАН, 2002. С.3.
- Боровский И.Б. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в массивном аноде / И.Б. Боровский, В.И. Рыдник // Известия АН СССР, сер. физ. 1967. Т.31, №6. С.1009-1015.
- Staub P.-F. IntriX: a Numerical Model for Electron Probe Analysis at High Depth Resolution. Part I – Theoretical Description // X-Ray Spectrometry. 1998. V.27. P.43-57.
- Borovskii I.B., Rydnik V.I. The theory of quantitative electron probe microanalysis // Quantitative electron probe microanalysis / Ed. K.F.J. Heinrich. Washington, DC – NBS spec. publ. 298. 1968. P.35-52.
- Вяткин А.Я. К вопросу о прохождении электронов через твердое тело / А.Я. Вяткин, А.Н. Пилянкевич, В.В. Трунев // ФТТ. 1964. Т.6, вып. 5. С.1563-1565.
- Вяткин А.Я. Прохождение, поглощение и отражение электронов в тонких пленках твердого тела / А.Я. Вяткин, В.В. Трунев // Радиотехника и электроника. 1967. № 9. С. 1636-1641.
- Вяткин А.Я. Об отражении электронов тонкими пленками твердого тела / А.Я. Вяткин, А.Н. Кабанов, К.А. Макаров и др. // Там же. 1970. № 3. С. 565-570.
- Вяткин А.Я. Прохождение, отражение и поглоще-  
ние мощных электронных пучков в тонких пленках некоторых металлов и сплавов / А.Я. Вяткин, А.Н. Кабанов, В.В. Трунев // Там же. 1972. № 9. С. 1893-1898.
- Фиттинг Х.-И. Энергетические спектры электронов, прошедших через тонкие пленки твердых тел // ФТТ. 1972. Т.14, вып. 11. С.3455-3457.
- Вяткин А.Я. О прохождении электронов с энергиями 0,5 – 4 кэВ через тонкие пленки некоторых металлов / А.Я. Вяткин, В.В. Трунев, Х.-И. Фиттинг // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18, № 2. С.432-434.
- Вяткин А.Я. Энергетическое распределение электронов, проходящих через тонкие пленки кремния и золота / А.Я. Вяткин, В.Ю. Храмов // ФТТ. 1974. Т.16, вып. 6. С.1818-1820.
- Вяткин А.Я. Метод определения характеристик взаимодействия электронов средних энергий с массивными твердыми телами / А.Я. Вяткин, В.Ю. Храмов // ФТТ. 1975. Т.17, вып. 11. С. 3412-3413.
- Вяткин А.Я. Исследование закономерностей взаимодействия мощных электронных пучков с энергией до 70 кэВ с тонкими пленками твердого тела / А.Я. Вяткин, А.Н. Кабанов, Б.Н. Смирнов и др. // Радиотехника и электроника. 1976. Т.21, вып. 4. С.895-898.
- Вяткин А.Я. Прохождение и поглощение электронов средних энергий в массивной мишени алюминия / А.Я. Вяткин, В.Ю. Храмов // Там же. 1976. №7. С.1507-1512.

15. Fitting X.-J. Electron Penetration and Energy Transfer in Solid Targets / X.-J.Fitting, H.Graefke, W.Wild // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. V.43. P.185-190.
16. Вятскин А.Я. Исследование закономерностей взаимодействия электронов 5 – 30 кэВ с массивными твердыми телами / А.Я.Вятскин, А.Н.Кабанов, Б.Н.Смирнов и др. // Радиотехника и электроника. 1977. № 7. С.1439-1444.
17. Вятскин А.Я. Потери энергии электронного пучка в массивной мишени золота / А.Я.Вятскин, Б.Н.Смирнов // ФТТ. 1978. Т.20, вып. 1. С.254-256.
18. August H.-J. Calculation of the electron backscattering coefficient for thin films using a simple electron scattering model / H.-J.August, J.Wernisch // J.Microsc. Spectrosc. Electron. 1989. V.14. P. 189-201.
19. Махов А.Ф. О проникновении электронов в твердые тела. III. Поглощение энергии электронного пучка // ФТТ. 1960. Т.11, вып. 9. С. 2176-2184.
20. Staub P.-F. The Energy Distribution of an Electron Beam Transmitted Through a Solid Film: a Search for an Empirically Founded Analytical Expression // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V.28. P.252-257.
21. August H.-J. Energy distribution of electrons transmitted through thin foils / H.-J.August, J.Wernisch // Ultramicroscopy. 1990. V.32. P.113-120.
22. Махов А.Ф. О проникновении электронов в твердые тела. I. Интенсивность электронного пучка. Поперечные пробеги электронов // ФТТ. Т.11, вып.9. С.2161-2171.
23. Seliger H.H. Transmission of Positrons and Electrons // Phys. Rev. 1955. V.100, № 4. P. 1029-1037.
24. Dupouy G. Transmission n electrons monocinétiques 6 travers des feuilles métalliques minces / G.Dupouy, F.Perrier, P.Verdier et al. // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. T.260. P.6055-6060.
25. Staub P.-F. Bulk target backscattering coefficient and energy distribution of 0,5 – 100keV electrons: an empirical and synthetic study // Ibid. 1994. V.27. P.1533-1537.
26. Fitting H.-J. Transmission, Energy Distribution and SE Excitation of Fast Electrons in Thin Solid Films // Phys. Stat. Sol. (a). 1974. V.26. P.525-535.
27. Вятскин А.Я. О закономерностях проникновения электронных пучков средних энергий в твердые тела / А.Я.Вятскин, В.В.Трунев, Х.-И.Фиттинг // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18, № 8. С.1701-1705.
28. Zeller C. Modèle théorique de pénétration des électrons dans la matière / C.Zeller, J.Ruste // Revue Phys. Appl. 1976. T.11, № 4. P.441-447.
29. August H.-J. Calculation of Depth Distribution Functions for Characteristic X-Radiation Using an Electron Scattering Model / H.-J.August, J.Wernisch // X-Ray Spectrometry. 1991. V.20. P.131-140.
30. Fitting H.-J. The energy loss of transmitted and backscattered electrons // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1975. V.8. P.1480-1486.
31. Вятскин А.Я. Прохождение и поглощение электронов с начальной энергией до 70 кэВ в массивной мишени меди / А.Я.Вятскин, А.Н.Кабанов, Б.Н.Смирнов и др. // ФТТ. 1977. Т.19, вып.11. С. 3454-3456.
32. Pouchou J.-L., Pichoir F. Quantitative analysis of homogeneous or stratified microvolumes applying the model "PAP" // Electron Probe Quantitation / Eds.: K.F.J. Heinrich and D.E. Newbury. N.Y.: Plenum Press, 1991. P.31-75.
33. Cosslett V.E. Multiple scattering of 5-30keV electrons in evaporated metal films. I. Total transmission and angular distribution / V.E.Cosslett, R.N.Thomas // Brit. J. Appl. Phys. 1964. V.15. P.883-907.

\* \* \* \*

#### INTEGRAL TRANSMISSION COEFFICIENTS OF ELECTRONS THROUGH THIN FILMS

V.N.Korolyuk, L.V.Usova

Basing on the experimental data of Vyatskin et al. on the bombardment of thin films by kilovolt electrons we have obtained a general expression for integral transmission coefficients of electrons through the matter and compared it with known formulae. We have shown the relation of the electron transmission coefficient with  $j(rz)$  – function of distribution of the density of the number of ionization of electron level of target atoms throughout depth of sample.