

01;05;10;12

Особенности обратного рассеяния электронов средних энергий твердыми телами с различными порядковыми номерами элемента

© Ю.Д. Корнюшкин

Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики (Технический университет),
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 5 января 1997 г. В окончательной редакции 16 июня 1998 г.)

Обсуждается зависимость коэффициента обратного рассеяния первичных электронов от их энергии и от порядкового номера элемента Z . На основе использования амплитуды волновой функции, полученной в первом боновском приближении, и модели атома Томаса–Ферми вычислены значения постоянной экранирования атомными электронами электрического поля ядра. Проведено сравнение теоретически вычисленных интегральных коэффициентов обратного рассеяния первичных электронов с экспериментальными в интервале $12 < Z < 92$ при энергиях первичных электронов 10 и 40 keV. Указана область возможных применений полученных результатов.

Введение

Изучение закономерностей обратного рассеяния потока первичных электронов представляет большой интерес для целей электронной литографии [1], поскольку процесс обратного рассеяния электронов в основном определяет разрешающую способность шаблона [2]. Закономерности обратного рассеяния электронов также используются в электронной растровой микроскопии [3] для достижения наилучшего контраста в наблюдаемом изображении поверхности объекта, в рентгеноспектральном локальном анализе для вычисления поправок в количественных расчетах [4,5]. И наконец, изучение указанных закономерностей важно для решения проблемы первой стенки термоядерного реактора, так как взаимодействие электронов горячей плазмы со стенкой приводит к возникновению потока обратно рассеянных электронов, испытавших значительные потери энергии, что в свою очередь приводит к заметному охлаждению всего объема плазмы [6,7]. На это, как нам кажется, обращается недостаточное внимание. Уменьшить этот эффект можно лишь надлежащим подбором вещества первой стенки реактора, а также соответственно выбранным профилем поверхности и особенностями ее обработки. В работе рассматривается обратное рассеяние электронов с энергией, измеряемой килоэлектронвольтами, в связи с тем, что потоки электронов такой энергии в настоящее время нашли наиболее широкое применение. Теоретическая основа явления обратного рассеяния достаточно сложна. В литературе намечилось несколько подходов, в каждом из которых процесс обратного рассеяния рассматривался в том или ином приближении [8,9]. Однако строгой теории решения этой проблемы до сих пор не существует. В работе предлагается один из возможных вариантов приближенного решения поставленной задачи.

Теория

Проникновение потока первичных электронов в твердое тело вызывает в нем нарушение равновесного распределения свободных электронов. Следовательно, такой процесс можно рассматривать на основе применения кинетической теории переноса. Представляется, что наиболее приемлемый подход к решению подобной задачи состоит в следующем. Для описания взаимодействия потока ускоренных электронов с твердым телом в пределах микрообъема dV на произвольной глубине x с учетом баланса частиц и энергии составляется кинетическое уравнение переноса, в которое входят только средние на данной глубине значения физических величин, например скорости, сечения взаимодействия и др. Такой подход в целом ряде случаев вполне оправдал себя [10]. Основная трудность, возникающая при таком подходе, заключается в определении средних значений энергии, а также необходимых для расчетов параметров взаимодействия. Эта задача была решена автором в его более ранних работах [11,12].

В процессе движения первичных электронов в твердом теле каждый из них испытывает упругое и неупругое взаимодействия, вероятность которых может быть оценена с помощью средних пробегов упругого и неупругого рассеяния, поглощения. Если ввести в рассмотрение средние макроскопические сечения взаимодействия, то макроскопическое сечение полного взаимодействия будет

$$w = w_s + w_\gamma, \quad (1)$$

где w_s , w_γ — средние макроскопические сечения упругого и неупругого рассеяния, поглощения; $w_s = \lambda_s^{-1}$, $w_\gamma = \lambda_\gamma^{-1}$, $w = \lambda^{-1}$; λ_s — средняя длина свободного пробега для упругого и неупругого рассеяния; λ_γ — средняя длина свободного пробега поглощения; λ — средняя длина полного свободного пробега.

Предполагается, что в процессе взаимодействия первичных частиц с веществом вероятность возникновения новых частиц в потоке, например электронов, из-за ионизации атомов достаточно мала по сравнению с вероятностями других процессов. В [13] показано, что средний упругий пробег первичных электронов в твердом теле гораздо меньше среднего неупругого пробега, т. е. $\lambda_e \ll \lambda_i$. Поэтому с достаточным основанием можно считать, что в процессе столкновений преобладающим является упругое рассеяние и в дальнейшем под w_s будем понимать макроскопическое сечение упругого рассеяния. Как следует из [14], кинетическое уравнение переноса, записанное в плоской геометрии с учетом потерь энергии и анизотропии рассеяния первичных частиц, имеет следующий вид:

$$-wf(x, \mu) + w_s \int_{-1}^1 W_s(\mu \rightarrow \mu') f(x, \mu') d\mu' = \mu \frac{\partial f(x, \mu)}{\partial x}, \quad (2)$$

где

$$f(x, \mu) = \frac{dn}{vd\mu}, \quad (3)$$

$f(x, \mu)$ — функция распределения первичных электронов по скоростям, n — концентрация первичных электронов на глубине x в интервале углов от Θ до $\Theta + d\Theta$; v — их скорость $\mu = \cos \Theta$, $v' = \cos \Theta'$; Θ , Θ' — углы падения первичных электронов на элементарный объем dV и рассеяния из него; $W_s(\mu \rightarrow \mu') = \frac{dp_s}{dv}$ — индикатриса рассеяния; p_s — вероятность упругого рассеяния.

Таким образом, по физическому смыслу индикатриса рассеяния есть вероятность того, что первичный электрон рассеется из интервала скоростей от v до $v + dv$ в интервал скоростей от v' до $v' + dv'$, т. е. рассеяться с учетом изменения направления движения.

Так как момент влета первичного электрона в элементарный объем dV , для которого составлено кинетическое уравнение переноса (2), и момент вылета из него — события несовместимые, т. е. они всегда не совпадают во времени, то в соответствии с эргодической теоремой индикатрису рассеяния можно представить в виде суммы двух индикатрис, одна из которых зависит только от углов падения Θ , а другая — только от углов рассеяния Θ' ,

$$W_s(\mu \rightarrow \mu') = \frac{1}{v} \left(1 + W_s(\mu) + W_s(\mu') \right). \quad (4)$$

Уравнение (2) решалось методом разделения переменных. В результате после необходимых преобразований получены следующие частные решения:

$$\begin{aligned} f_1(x, \mu) &= C_1 \frac{e^{ax} G(\mu)}{w/a + \mu}, & f_2(x, \mu) &= C_2 \frac{e^{-ax} G(\mu)}{w/a + \mu}, \\ f_3(x, \mu) &= C_3 \frac{e^{ax} G(\mu)}{w/a - \mu}, & f_4(x, \mu) &= C_4 \frac{e^{-ax} G(\mu)}{w/a - \mu}, \end{aligned} \quad (5)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 — постоянные интегрирования; a — параметр взаимодействия, $a = R_p^{-1}$, R_p — средний

продольный пробег первичного электрона в веществе;

$$G(\mu) = \frac{w_s}{2} \left\{ [1 + W_s(\mu)] A_0 + A_1 \right\},$$

A_0, A_1 — постоянные.

Если функция распределения $f(x, \mu)$ вещественная, гладкая, ограниченная, то, как показано в [14], полученные частные решения являются единственными.

Как следует из физической постановки задачи, в твердом теле можно выделить два потока первичных электронов, распространяющихся одновременно в противоположных направлениях. Поэтому результирующую функцию распределения первичных электронов в веществе на глубине x можно представить в следующем виде: для потока, распространяющегося в прямом направлении,

$$f_\eta(x, \mu) = \left(C_1 \frac{e^{ax}}{w/a + \mu} + C_4 \frac{e^{-ax}}{w/a - \mu} \right) G(\mu), \quad (6)$$

для потока, распространяющегося в обратном направлении,

$$f_r(x, \mu) = (C_3 e^{ax} + C_4 e^{-ax}) \frac{G(\mu)}{w/a - \mu}. \quad (7)$$

Тогда с учетом (3) плотность потока первичных электронов в интервале углов от Θ до $\Theta + d\Theta$ на глубине x будет

$$dj = vdn = v^2 f(x, \mu) d\mu.$$

Следовательно, в микрообъеме dV интегральная плотность потока первичных электронов, распространяющихся в направлении координатной оси Ox на глубине x , будет

$$j(x) = 2\pi v^2 \int_{-1}^1 \mu f(x, \mu') d\mu'. \quad (8)$$

После подстановки в (8) функции распределения $f_\eta(x, \mu)$ из (6) и выполнения интегрирования получаем выражение для интегральной плотности потока первичных электронов, распространяющихся в направлении возрастания координаты x ,

$$d_\eta(x) = v^2 (C_1 B_{11} e^{ax} + C_4 B_{12} e^{-ax}), \quad (9)$$

где

$$B_{11} = \int_0^\pi \frac{G(\Theta) \sin 2\Theta d\Theta}{w/a + \cos \Theta}, \quad B_{12} = \int_0^\pi \frac{G(\Theta) \sin 2\Theta d\Theta}{w/a - \cos \Theta}.$$

Но так как при нормальном падении функция $G(\Theta)$ четная, то $B_{11} = -B_{12}$. С учетом (7) интегральная плотность потока в обратном направлении на глубине x будет

$$j_r(x) = v^2 B_{21} (C_3 e^{ax} + C_4 e^{-ax}), \quad (10)$$

где

$$B_{21} = \int_{\pi/2}^\pi \frac{G(\Theta) \sin 2\Theta d\Theta}{w/a - \cos \Theta}. \quad (11)$$

Для определения постоянных интегрирования были использованы следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} j_\eta(0) &= j_0 - j_r(0), \\ j'_\eta(x) \Big|_{x \geq h} &= 0, \\ j_r(h) &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где h — толщина свободного слоя.

В случае слоя бесконечно большой толщины $h = R_p$, j_0 — интегральная плотность потока первичных частиц, падающих на поверхность свободного слоя толщиной h .

После подстановки в (12) значений из (9) и (10) возникает система из трех алгебраических уравнений, совместное решение которых позволяет определить постоянные интегрирования C_1, C_3, C_4 :

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{(1-r)e^{-ah}j_0}{2v^2B_{11}\operatorname{ch}(ah)}, \\ C_3 &= \frac{(r-1)e^{-ah}j_0}{2v^2B_{12}\operatorname{ch}(ah)}, \quad C_4 = \frac{(1-r)e^{ah}j_0}{2v^2B_{12}\operatorname{ch}(ah)}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $r = j_r(0)/j_0$, r — интегральный коэффициент обратного рассеяния.

Подставив значения постоянных интегрирования C_3, C_4 из (13) в (10) при $x = 0$, получаем [15]

$$\begin{aligned} 2h \leq R_p, \quad r &= \left(1 + \frac{B_{12}}{B_{21}} \operatorname{cth}(2ah)\right)^{-1}, \\ 2h \geq R_p, \quad r &= \left(1 + \frac{B_{12}}{B_{21}} \operatorname{cth}(1)\right)^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Для вычисления интегрального коэффициента обратного рассеяния r необходимо знать величину $a = R_p^{-1}h$ и отношение B_{12}/B_{21} . Величину a можно вычислить по формуле [15]

$$a = a_0(\rho Z)^{0.69} E_p^{-\frac{2}{n}} F\left(\frac{b_m}{n}\right), \quad (15)$$

где $n = n_0 + cZ$, $a_0 = 2.24 \cdot 10^{-4}$, $n_0 = 1.287$, $c = -2.05 \cdot 10^{-3}$; ρ (г/см³) — плотность вещества мишени; $[E_p] = \text{keV}$.

Так как коэффициенты B_{12}, B_{21} имеют достаточно сложное аналитическое выражение, а их отношение еще более сложный вид, то с целью упрощения дальнейших вычислений отношение этих коэффициентов заменяется достаточно простой аналитической функцией

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{B_1}{B_2} B(Z), \quad (16)$$

где

$$B_1 = \frac{w}{a} \ln \frac{w/a + 1}{w/a - 1} - 2, \quad B_2 = \frac{w}{a} \ln \frac{w/a}{w/a - 1} - 1. \quad (17)$$

Значения коэффициентов, используемых в (18), (19)

E_p, keV	B_0	g	b_0	b_1	b_2
10	77.50	-0.843	-13.27	0.4476	$-3.20 \cdot 10^{-3}$
40	83.23	-0.832	-12.63	0.4395	$-3.10 \cdot 10^{-3}$

Как показывает анализ, в интервале энергий 10–40 keV функцию $B(Z)$ можно представить в следующем виде:

$$12 < Z < 50 \quad B(Z) = B_0 Z^g, \quad (18)$$

$$56 < Z < 90 \quad B(Z) = b_0 + b_1 Z + b_2 Z^2. \quad (19)$$

Значения коэффициентов B_0, g, b_0, b_1, b_2 приведены в таблице. Можно показать [16], что средний продольный пробег R_p пропорционален полному пробегу R , величину которого можно определить на основе использования теории Бете [17]. Их этой теории следует, что полный пробег электронов в веществе определяется законом торможения Бете, который справедлив лишь при энергии электронов $E \gg J$, J — средний потенциал ионизации атома.

В [15] показано, что на основе использования закона непрерывных потерь энергии Бете может быть получено следующее выражение для полного макроскопического сечения взаимодействия:

$$w = w_0 \rho A^{-1} (Z - b) E_p^{-\frac{2}{n}} F\left(\frac{b_m}{n}\right), \quad (20)$$

где $w_0 = 6.3 \cdot 10^{-4}$; b — постоянная экранирования; $b_m = \langle \Delta E \rangle / E_p$ — средняя относительная потеря энергии первичного электрона, прошедшего через слой вещества толщиной h , ее величина может быть вычислена при использовании результатов работы [18]; n — показатель степени в степенном потенциале взаимодействия налетающего первичного электрона с остовом атома; $F(b_m/n)$ — функция, учитывающая потери энергии первичных электронов в твердом теле,

$$F\left(\frac{b_m}{n}\right) = \sum_{i=1}^Z A_i \left(\frac{b_m}{n}\right)^i; \quad (21)$$

$A_0 = A_1 = 1, A_2 = (2 + n)/3, A_3 = (1 + n)/2A_2, A_4 = (2 + 3n)/5A_3, A_5 = (1 + 2n)/3A_4, A_6 = (2 + 5n)/42A_5, A_7 = (1 + 3n)/60A_6.$

В настоящей работе постоянная экранирования b вычислялась теоретически на основе использования модели Томаса–Ферми с учетом энергии связи атомных электронов в различных электронных оболочках атома. Их значения приведены в [19]. Тогда с учетом (15) и (20) для полубесконечного слоя имеем

$$\frac{w}{a} = 2.81 \rho^{0.31} A^{-1} Z^{-0.69} (Z - b)^2. \quad (22)$$

В выражения (20) и (22) входит постоянная экранирования b , ее физический смысл заключается в следующем. При движении быстрого первичного электрона в твердом теле происходят его непрерывные столкновения с атомами вещества, сопровождающиеся упругим и неупругим рассеянием. Если преобладающими являются малоугловые отклонения, это означает, что при столкновениях в основном происходит упругое рассеяние, при котором первичный электрон достаточно глубоко проникает в электронную оболочку атома. В процессе движения внутри атома рассеяние первичного электрона в основном происходит в электрическом поле ядра и сильно связанных с ним атомных электронов. Сильно связанные электроны вместе с ядром создают результирующее электрическое поле, под действием которого и движется первичный электрон в пределах атома. Таким образом, под постоянной экранирования b в формулах (20) и (22) понимается число атомных электронов, участвующих в экранировании электрического поля ядра атома. Следовательно, предполагается, что в твердом теле рассеяние атомами быстрых электронов можно рассматривать как рассеяние на статическом силовом центре, в электрическом поле которого находится первичный электрон. Тогда потенциальная энергия первичного электрона в результирующем электрическом поле ядра и экранирующих ядро атомных электронов будет

$$U(r) = \frac{Z^* e^2}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{r_0}}, \quad (23)$$

где $Z^* = Z - b$, r_0 — радиус экранирования.

В [15] показано, что полное микроскопическое сечение упругого рассеяния первичного электрона на экранированном поле атомного ядра имеет вид

$$\sigma = \left(\frac{Z^* e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \frac{\pi}{\alpha^2 (1 + \alpha^2)}, \quad (24)$$

$$\alpha^2 = 7.46 \cdot 10^{-6} (Z^*)^{2/3} \left(\frac{c}{v} \right)^2, \quad (25)$$

где c — скорость света в вакууме.

Так как рассеяние первичного электрона на отдельных атомах твердого тела представляет собой статистический процесс, то, используя (24), можно в малоугловом приближении вычислить средний угол рассеяния первичного электрона в твердом теле

$$\langle \Theta \rangle = \frac{4\alpha^2 (1 + \alpha^2)}{\pi} \int_0^\pi \frac{\Theta \sin \Theta d\Theta}{\left(\sin^2 \frac{\Theta}{2} + \alpha^2 \right)^2}. \quad (26)$$

Из (25) следует, что величина α^2 зависит от постоянной экранирования. В свою очередь величина b зависит от энергии первичных электронов и особенностей строения атомов твердого тела, с которыми взаимодействуют первичные электроны. Как известно, в результате столкновения первичного электрона с атомом импульс

первичного электрона меняется на величину

$$\hbar q = 2\hbar k \sin \frac{\Theta}{2}, \quad (27)$$

k — волновое число первичного электрона.

Следовательно, такую же величину импульса получает и атом, на котором рассеивается первичный электрон. Значит, условию упругого рассеяния, при котором величина импульса первичного электрона не меняется, а меняется лишь направление движения, должна соответствовать величина переданного атому импульса (27), которому в свою очередь можно сопоставить энергию

$$\Delta E = 4E_p \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \quad (28)$$

Тогда, исходя из физического смысла постановки задачи, условию упругого рассеяния на сильно связанных атомных электронах должно соответствовать неравенство $\Delta E \leq E_i$, где E_i — энергия связи атомных электронов, полностью участвующих в процессе экранирования электрического поля ядра. Если же $\Delta E > E_i$, то атомные электроны с указанной энергией связи будут участвовать в экранировании лишь частично. Поэтому для них следует ввести понятие эффективного числа электронов, участвующих в экранировании. Сказанное относится к сферически симметричной электронной оболочке атома. Если же соответствующая электронная оболочка не является сферически симметричной, то следует еще учесть отступление от сферической симметрии путем введения соответствующего коэффициента, как это сделано в [15].

Вычисление $\langle \Theta \rangle$ проводилось методом последовательных приближений интеграла (26) до тех пор, пока $\langle \Theta \rangle$ не достигало предельного значения. Значение b , при котором $\langle \Theta \rangle$ достигает максимальной величины, принято в работе за постоянную экранирования.

На рис. 1 и 2 приведены вычисленные значения $\langle \Theta \rangle$ и b при $E_p = 10$ и 40 keV. Полученные таким образом постоянные экранирования в дальнейшем использовались при вычислении w/a по формуле (22). Тогда с учетом (15), (17), (18) из (14) можно вычислить интегральный коэффициент обратного рассеяния с учетом макроскопической анизотропии свойств вещества для различных

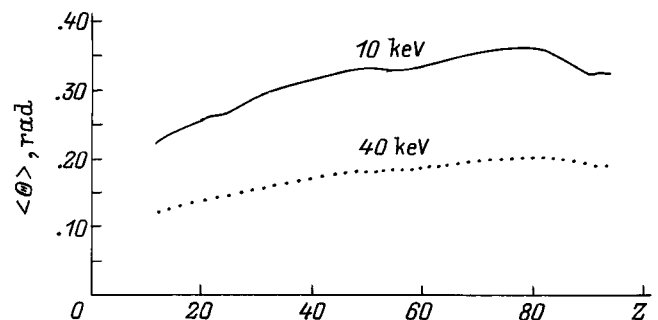


Рис. 1. Зависимость среднего угла рассеяния первичного электрона атомами мишени от порядкового номера элемента.

энергий первичных электронов и для различного порядкового номера элемента. В случае свободного слоя большой толщины первичные электроны проникают на глубину, не превышающую среднюю длину продольного пробега R_p . Так как в процессе обратного рассеяния первичные электроны двигаются сначала в прямом, а затем в обратном направлениях, то эффективная глубина их выхода $R_p/2$, но полный продольный пробег по-прежнему остается неизменным и равным R_p . Поэтому в (14) под $2h$ следует понимать полный продольный пробег R_p . А так как по физическому смыслу параметр взаимодействия $a = R_p^{-1}$, то в (14) произведение $2ah = 1$.

На рис. 3 приведены вычисленные по формулам (14) и (22) значения w/a , а на рис. 4 и 5 — теоретические и экспериментальные значения r [20,21]. Сравнение показывает хорошее соответствие между ними в широком интервале изменения Z . Кроме того, теория предсказывает, что монотонность изменения интегрального коэффициента обратного рассеяния r в зависимости от порядкового номера элемента Z , как это следует из работы [20], не должна иметь места, а должна наблюдаться некоторая квазипериодичность. Это вызвано постепенным заполнением электронных оболочек атомами с ростом Z . Некоторое несоответствие теории и опыта, по-видимому, связано с недостаточно точным отображением экспериментальных результатов эмпирическими формулами, использованными для сравнения теории с экспериментом [20].

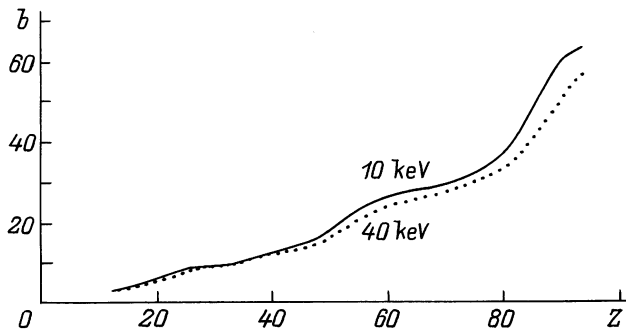


Рис. 2. Зависимость постоянной экранирования b от порядкового номера элемента.

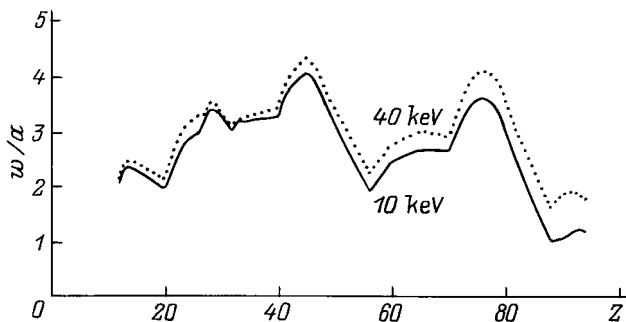


Рис. 3. Зависимость отношения w/a от порядкового номера элемента.

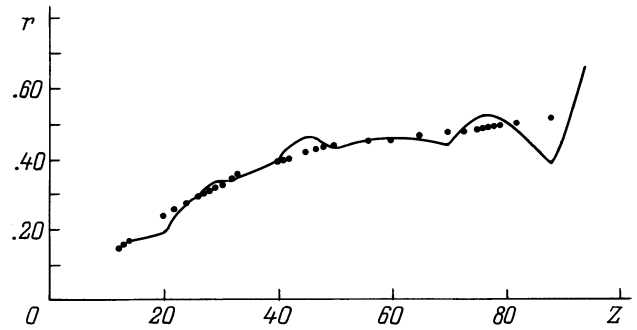


Рис. 4. Теоретические (сплошная кривая) и экспериментальные значения [20,21] интегральных коэффициентов обратного рассеяния при нормальном падении потока ускоренных электронов на поверхность мишени ($E_p = 10 \text{ keV}$).

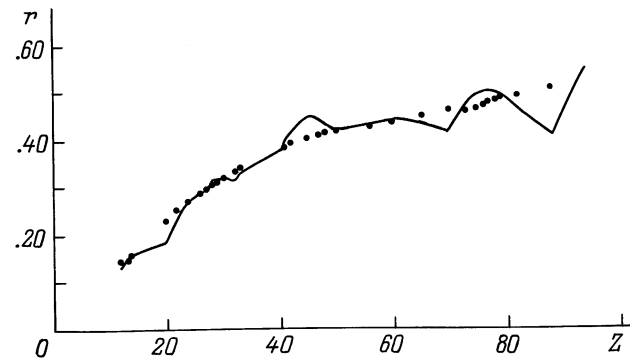


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $E_p = 40 \text{ keV}$.

Из (15) можно вычислить показатель степени n . Видно, что с ростом Z величина n убывает, стремясь к единице. Это указывает на то, что упругое рассеяние первичных электронов тяжелыми атомами близко к кулоновскому, а рассеяние на легких атомах может значительно отличаться от него. По-видимому, это главным образом связано с некоторыми особенностями в законе потерь энергии: рассеяние на легких атомах сопровождается большими потерями энергии, нежели на тяжелых.

Заключение

Установленные закономерности позволяют вычислить интегральный коэффициент обратного рассеяния для любых твердых тел в интервале энергий 10–100, а также предсказать возможные значения r для тех веществ, которые в естественных условиях в твердом состоянии не наблюдаются, или для тех веществ, эмиссионные свойства которых в настоящее время еще достаточно не изучены (актиноиды). Все это указывает на большое прикладное значение полученных результатов.

Приведенные на рис. 3 значения w/a на основе результатов [22,23] позволяют качественно предсказать, какие из твердых тел обладают остронаправленным распреде-

лением по углам обратно рассеянных первичных электронов, а какие — широким распределением по углам. Здесь может быть дана следующая рекомендация: у всех веществ с малой величиной w/a угловая полуширина должна быть значительной. Поэтому можно утверждать, что полуширина углового распределения потока обратно рассеянных первичных электронов от твердого тела бесконечно большой толщины из Mg, Al, Si примерно одинакова и мала, а, например, из Pt, Au, Pb должна быть значительной. Значит, для получения лучшей разрешающей способности используемого в электронной литографии шаблона и более резкого контраста в изображении, получаемого с помощью растрового электронного микроскопа и в других аналогичных случаях, необходимо использовать легкие вещества и покрытия из них.

Развитый подход может быть применен для анализа эмиссионных свойств различных химических соединений, находящихся в твердом состоянии. Он может также быть использован и в случае наклонного падения потока первичных электронов на свободный слой конечной толщины твердого тела и на многослойные покрытия [24].

Работа выполнялась при финансовой поддержке фирмы "ИКА" (191119, Санкт-Петербург, ул. Днепропетровская, 31–33), за что руководству фирмы автор выражает свою признательность.

Список литературы

- [1] *Валиев К.А., Раков А.В.* Физические основы субмикронной литографии в микроэлектронике. М., 1984. 352 с.
- [2] *Броудай И., Мерей Д.* Физические основы микротехнологии. М., 1985. 496 с.
- [3] Практическая растровая электронная микроскопия / Под ред. Д. Гоулдстейна, Х. Яковица. М., 1978. 275 с.
- [4] Физические основы рентгеноспектрального локального анализа / Под ред. И.Б. Боровского. М., 1973. 312 с.
- [5] *Cox M., Love G., Scott V.* // J. Phys. D. 1978. Vol. 12. P. 1441–1447.
- [6] *Janev R.K., Harrison M.F.A., Drawin H.W.* // Nucl. Fusion. 1989. Vol. 29. P. 109–116.
- [7] *Woods M.E., Hopkins B.J., Matthews G.F.* et al. // J. Phys. D. 1987. Vol. 20. P. 1136–1143.
- [8] *August H.J., Wernisch J.* // J. Microscopy. 1990. Vol. 157. N 2. P. 247–254.
- [9] *Werner W., Tilinin I., Hayek M.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 7. P. 4819–4833.
- [10] *Kornyashkin Ju.D.* // Thin Solid Films. 1990. Vol. 190. P. 373–382.
- [11] *Корнюшкин Ю.Д.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 4. С. 1175–1179.
- [12] *Корнюшкин Ю.Д.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1982. № 12. С. 2288–2290.
- [13] *Jablonski A.* // Surface and Interface Analysis. 1984. Vol. 6. N 6. P. 291–294.
- [14] *Корнюшкин Ю.Д.* // Поверхность. 1992. № 12. С. 13–18.
- [15] *Корнюшкин Ю.Д.* // Поверхность. 1993. № 6. С. 24–32.
- [16] *Комар А.П., Круглов С.П., Лопатин И.В.* Измерение полной энергии пучков тормозного излучения от электронных ускорителей. Л., 1972. 236 с.

- [17] *Spenser L.D.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. N 6. P. 1597–1608.
- [18] *Tabata T., Ito R., Okabe S.* // Jap. J. Appl. Phys. 1972. Vol. 11. P. 1220–1222.
- [19] *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М., 1986. 344 с.
- [20] *Вятский А.Я., Кабанов А.Н., Трунев В.В.* // РнЭ. 1972. Т. 17. С. 1983–1998.
- [21] *Вятский А.Я., Кабанов А.Н., Смирнов Б.Н., Трунев В.В.* // РнЭ. 1976. Т. 21. С. 895–898.
- [22] *Корнюшкин Ю.Д.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 2. С. 627–629.
- [23] *Корнюшкин Ю.Д.* // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 9. С. 2842–2847.
- [24] *Kornyashkin Ju.D.* // Phys. St. Sol (a). 1986. Vol. 95. Pt K81. P. 247–254.