

УДК 621.385.833.28

Д. Д. ГОРОДСКИЙ, С. С. ЗАДОРЖНЫЙ, А. Е. ЛУКЬЯНОВ,
Э. И. РАУ, Г. В. СПИВАК

О ФОРМИРОВАНИИ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ГЛУБОКИХ ОТВЕРСТИЙ

Использовано продольное магнитное поле для получения в электронном микроскопе изображения глубоких и узких отверстий. Приведен теоретический и экспериментальный материал, свидетельствующий о перспективности этого метода.

В настоящее время для исследования массивных объектов со сложным рельефом поверхности широко используется растровый электронный микроскоп (РЭМ). Сверхоптическая разрешающая способность РЭМ достигается благодаря малому диаметру электронного зонда. Замечательной особенностью РЭМ является исключительно большая глубина резкости изображения, обусловленная малым углом схождения первичного пучка электронов и отсутствием изображающих электронно-оптических линз на пути вторичных электронов от образца к сцинтиллятору. Наилучшее качество изображения поверхности образца достигается в режиме сбора медленных вторичных электронов. Однако при исследовании глубинных частей узких отверстий, пор и т. п. из-за широкого углового распределения вторичных электронов коллектором улавливается лишь малая их часть. Резко падают яркость и контрастность изображения, а также отношение сигнал/шум. Так, практически невозможно получить изображение рельефа дна отверстия в однородном материале с отношением высоты к диаметру отверстия больше 10.

Улучшить качество изображений можно погружением образца в магнитное поле, направленное вдоль оптической оси микроскопа. Тогда траектории вторичных электронов, движущихся внутри пор, имеют вид спиралей, «навитых» на силовые линии магнитного поля. При этом даже из очень глубоких отверстий можно извлечь большую часть вторичных электронов.

Ранее в [1] описана магнитная линза для создания в образце продольного осесимметричного магнитного поля и приведены микрофотографии, подтверждающие ее эффективность.

В настоящей работе детально количественно рассмотрена магнитная коллекторная система РЭМ, предназначенная для исследования пористых образцов, и проведена экспериментальная проверка законо-

мерностей формирования изображений, полученных с помощью такой системы.

Моделью глубокой поры при расчетах служило круглое отверстие с плоским дном (глубина h , диаметр d). Если дно рассматривать с помощью РЭМ обычным способом (без магнитного поля), то яркость изображения мала и при больших отношениях h/d почти не зависит от расстояния до центра отверстия. При наложении продольного магнит-

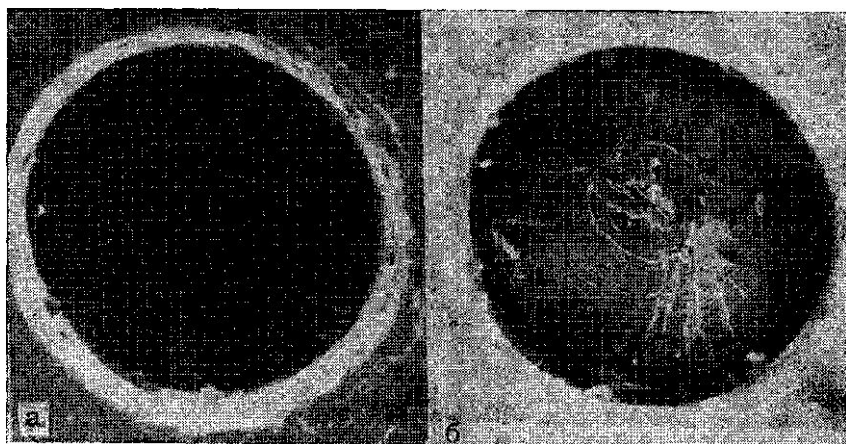


Рис. 1. Изображения глубокого отверстия в образце из латуни ($h=3$ мм, $d=0,4$ мм): а — в обычном режиме РЭМ (изображение дна отсутствует), б — при включении магнитного поля, пронизывающего образец (виден рельеф дна отверстия)

ного поля яркость изображения дна значительно возрастает, но становится неравномерной по радиусу (рис. 1), а именно, достигает максимума в центре и спадает от нуля у края. Можно сравнительно легко рассчитать яркость изображения, предполагая, что распределение вторичных электронов по углам вылета косинусоидальное, а по энергиям — максвелловское [2]:

$$\omega(U, \theta) = A \exp\left(-\frac{U}{U_0}\right) \sqrt{U} \cos \theta. \quad (1)$$

Яркость изображения $J(\delta, \xi)$ дна отверстия описывается следующим выражением:

$$I(\delta, \xi) = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \operatorname{erf}(\beta) + 2\beta^2 [1 - \operatorname{erf}(\beta)] - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta \exp(-\beta^2) \right\} d\varphi, \quad (2)$$

где φ — азимутальный угол; $\xi = \frac{\eta}{R}$ — отношение текущего расстояния (точки на дне) от центра к радиусу отверстия; $\delta = B/B_0$ (B — величина индукции магнитного поля); $B_0 = \sqrt{32U_0/\eta d^2}$ — величина индукции, при которой все вторичные электроны с энергией $U < U_0(B)$ вылетают из отверстия; $\eta = l/m$ — отношение заряда электрона к его

массе; $\beta = \frac{\delta(1-\xi^2)}{1-\xi \sin \varphi}$; J — яркость изображения открытой горизонтальной поверхности при условии улавливания коллектором всех вторичных электронов;

$$\text{erf}(\beta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\beta} \exp(-x^2) dx.$$

При численных расчетах параметр энергетического распределения U_0 был равным 5 В (что примерно соответствует этой величине для

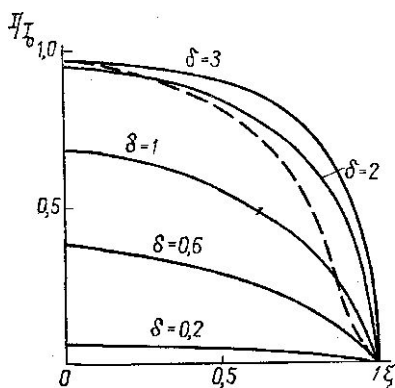


Рис. 2. Зависимость яркости изображения от расстояния до центра глубокого отверстия ($\xi=r/R$) при различных значениях $\delta=B/B_0$

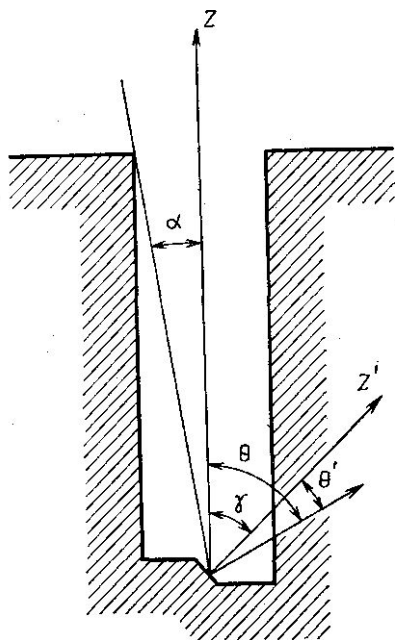


Рис. 3. К расчету контраста изображений глубоких отверстий и пор

большинства металлов); так, для отверстия диаметром $d=30$ мкм параметр $B_0=10$ кГс. Расчет по формуле (2) проводился с помощью ЭЦВМ и дал результаты, приведенные на рис. 2 (сплошные линии). Экспериментально полученная при $\delta \approx 3$ зависимость имеет несколько иной характер (пунктирная кривая).

Вследствие общей потери примерно 30% вторичных электронов на пути от магнитной линзы до сцинтиллятора она дана в приведенном виде. Дело в том, что при расчете магнитное поле предполагалось однородным по длине отверстия, а в реальном устройстве [1] по мере удаления от дна отверстия силовые линии начинают расходиться. Вторичные электроны, вылетевшие со дна ближе к краю отверстия, «нависаясь» на силовые линии, оседают на стенках углубления, что и приводит к снижению яркости у края.

Третичные электроны, выбитые из отвесных стенок отверстия быстрыми вторичными электронами, движутся в магнитном поле по

спиралям и при достаточной глубине отверстия ($h/d \geq 3-4$) возвращаются на стенки, не принимая участия в формировании видеосигнала. Когда магнитного поля нет, третичные электроны лишь незначительно увеличивают видеосигнал со дна отверстия. Поэтому третичными электронами и в этом случае можно пренебречь.

Как видно из рис. 2, при достаточной величине магнитного поля ($B/B_0 \geq 1$) из центральной части отверстия с неограниченной глубиной теоретически может быть извлечено более 75% вторичных электронов. При отсутствии поля и $h/d \approx 15$ наружу вылетает примерно $1/900$ часть вторичных электронов. В этом случае магнитное поле дает увеличение яркости в 675 раз в центре отверстия и примерно в 500 раз на расстоянии $R/2$ от центра.

Представляет интерес и влияние магнитного поля на контраст изображения глубинных участков пор или отверстий. Как известно [2], коэффициент вторичной эмиссии возрастает с увеличением угла наклона площадки, на которую падает первичный пучок. Поэтому если в РЭМ исследуется рельеф открытой поверхности, то участки с большим углом наклона выглядят более яркими.

Рассчитаем контраст изображения дна глубокого круглого отверстия без магнитного поля и с ним. Поток первичных электронов падает на наклонный участок поверхности в центральной части дна глубокого отверстия с выходной апертурой α (рис. 3). Угол наклона этого участка относительно горизонтали равен γ . Угловое распределение вторичных электронов $I_0 f(\gamma) \cos \theta'$ при этом повернуто относительно оси Z на угол γ . В системе, связанной с оптической осью Z , это распределение имеет вид

$$I(\theta, \varphi, \gamma) = I_0 f(\gamma) [\cos \theta \cos \gamma + \sin \theta \cos \varphi \sin \gamma],$$

где $f(\gamma)$ учитывает зависимость вторичной эмиссии от угла наклона площадки γ .

Сравним выходящие наружу потоки вторичных электронов с горизонтальной поверхности на дне отверстия $J(0)$ и наклонной площадки $J(\gamma)$. При отсутствии магнитного поля:

$$J(0) = 2J_0 \int_0^\alpha \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta \, d\varphi \, d\theta,$$

$$\begin{aligned} J(\gamma) &= 2J_0 \int_0^\alpha \int_0^\pi f(\gamma) [\cos \theta \cos \gamma + \sin \theta \cos \varphi \sin \gamma] \sin \theta \, d\varphi \, d\theta = \\ &= J(0) f(\gamma) \cos \gamma \end{aligned}$$

для достаточно малых α и не слишком больших γ .

(Если $\alpha < \frac{\pi}{2} - \gamma$, то второе слагаемое под интегралом дает нуль).

Отсюда следует, что контраст изображения наклонной площадки

$$K = \frac{J(\gamma) - J(0)}{J(0)} = f(\gamma) \cos \gamma - 1,$$

и при $f(\gamma) = 1/\cos \gamma$ контраст $K=0$, т. е. изображение отсутствует. Если $f(\gamma) < 1/\cos \gamma$, как это обычно бывает [2], то контраст будет отрицательным, т. е. наклонные участки дна будут на изображении темнее горизонтальных, в противоположность обычному контрасту в РЭМ.

Это подтверждается экспериментально. На рис. 4, а для иллюстрации приведена микрофотография участка круглой проволоочки диаметром 40 мкм на дне отверстия с отношением $h/d=4$ (диаметр отверстия $d=0,7$ мм), и соответствующая осциллограмма яркости изображения. Середина проволоочки на изображении светлее, чем ее края, что противоположно контрасту изображения проволоочки, находящейся на от-

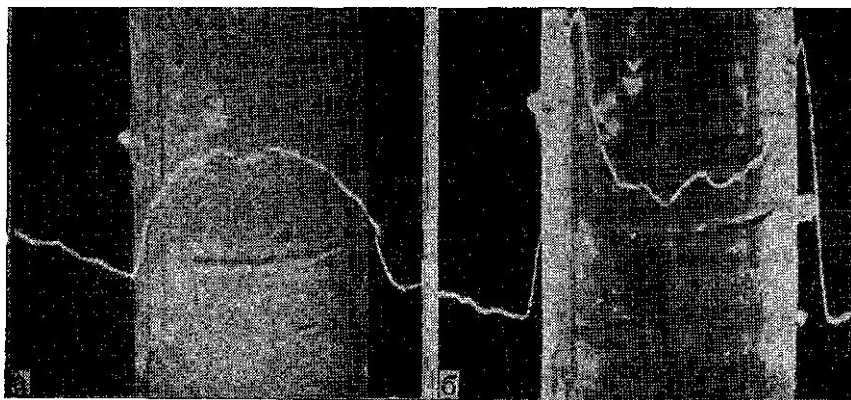


Рис. 4. Изображение проволоочки, расположенной на дне отверстия ($h/d=4$), с осциллограммами распределения яркости при выключенном (а) и включенном (б) магнитном поле. Величина видеосигнала в случае а в несколько десятков раз меньше, чем в случае б

крытой поверхности. Если при исследовании рельефа пор обычным способом не принимать во внимание это обращение контраста, то наклонные участки можно ошибочно принять за горизонтальные и наоборот.

Рассмотрим теперь контраст изображения наклонной поверхности на дне отверстия при наложении продольного однородного магнитного поля, считая, что $f(\gamma) = 1/\cos \gamma$ (самый неблагоприятный вариант зависимости $f(\gamma)$ при исследовании пор в обычном режиме работы РЭМ). Подробный анализ приводит к следующим выражениям для вышедших наружу потоков вторичных электронов $J(0)$ и $J(\gamma)$ соответственно с горизонтальной и наклонной площадок:

$$J(0) = \pi J_0 \int_0^{\pi} \sin 2\theta \Psi(\theta, B) d\theta, \quad (3)$$

$$J(\gamma) = \pi J_0 \int_0^{\frac{\pi}{2} - \gamma} \sin 2\theta \Psi(\theta, B) d\theta +$$

$$+ J_0 \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin 2\theta [\arccos(-\operatorname{ctg} \theta \operatorname{ctg} \gamma) + \sqrt{\operatorname{tg}^2 \theta \operatorname{tg}^2 \gamma - 1}] \Psi(\theta, B) d\theta, \quad (4)$$

где

$$\Psi(\theta, B) = \operatorname{erf}(\sigma) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sigma \exp(-\sigma^2),$$

причем $\sigma = \frac{B}{B_0 \sin \theta} = \delta / \sin \theta$. Функция $\Psi(\theta, B)$ представляет собой «пропускную способность» отверстия с наложенным магнитным полем для вторичных электронов с энергетическим распределением вида (1) при угле вылета θ .

Контраст изображения

$$K = \frac{J(\gamma) - J(0)}{J(0)}$$

рассчитывался по формулам (3) и (4) с помощью ЭЦВМ для разных значений магнитного поля и углов наклона площадки. Результаты рас-

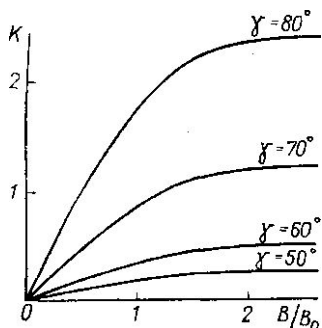


Рис. 5. Контраст изображения площадки на дне глубокого отверстия при различных углах γ

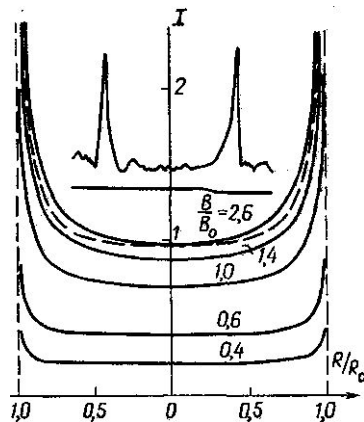


Рис. 6. Теоретическая зависимость яркости изображения круглой проволоочки на дне глубокого отверстия при различных значениях магнитного поля и экспериментальная осциллограмма

чета приведены на рис. 5. При достаточно больших B ($\frac{B}{B_0} \geq 1,5 \div 2$) контраст почти достигает максимального значения, равного контрасту на открытой поверхности. Он будет приближаться к этой величине при любой зависимости $f(\gamma)$, в том числе и при $f(\gamma) = 1/\cos \gamma$, когда без магнитного поля контраст отсутствует. Поэтому при включении магнитного поля наклонные участки проволоочки (см. рис. 4, б) становятся светлыми, т. е. восстанавливается обычный контраст.

Картина становится рельефной и появляется значительно больше различных деталей поверхности.

Теоретически рассчитанная яркость изображения круглой проволоочки на дне бесконечно глубокого отверстия для различных значений B/B_0 приводится на рис. 6, в верхней части которого — экспериментальная осциллограмма яркости для $B/B_0 \approx 3$, при $h/d = 4$ удовлетворительно согласующаяся с теоретической зависимостью. Для сравнения экспериментальная зависимость в приведенном виде дана на графике пунктиром. Таким образом, расчет и эксперимент показывают, что магнитная коллекторная система резко увеличивает яркость изо-

бражений труднодоступных участков и существенно улучшает их контраст, причем контраст интерпретируется однозначно.

Все расчеты в данной работе проводились для круглого отверстия. Углубления в реальных искусственных и естественных образцах могут быть произвольной формы, однако действие магнитной коллекторной системы будет сходным.

Глубокие отверстия и поры можно исследовать в РЭМ и в режиме тока поглощенных электронов, не используя магнитное поле, как, например, это делалось в работе [3]. Изображение здесь возникает за счет различия числа вылетевших наружу вторичных электронов с наклонной и горизонтальной поверхностей (хотя их количество мало при больших h/d). Если ток вторичных электронов зависит от угла наклона площадки как $J(\gamma) = J_0 f(\gamma)$, то контраст

$$K = \frac{J(\gamma) - J(0)}{J(0)} \approx \left(\frac{d}{2h}\right)^2 [1 - f(\gamma) \cos \gamma] > 0,$$

где $J(\gamma)$ и $J(0)$ — яркости наклоненной на угол γ и горизонтальной площадки на дне отверстия.

Контраст в режиме поглощенного тока получается положительным (обычного знака), но малым по величине, потому что почти весь ток зонда поглощается внутри отверстия и в видеосигнале присутствует большая постоянная составляющая. Последнюю, вообще говоря, можно уменьшить радиотехническими методами, однако вследствие малости полезного сигнала отношение сигнал/шум мало и изображение получается удовлетворительным только при небольших h/d ($h/d \approx 2-4$). Отметим, что применение магнитного поля и в режиме тока поглощенных электронов позволит значительно улучшить качество изображения за счет резкого увеличения полезного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов А. Е., Рау Э. И., Спивак Г. В., Городский Д. Д. «Изв. АН СССР», сер. физ., **36**, 1896, 1972; Lukianov A. E., Rau E. I., Spivak G. V., Gorodsky D. D. *Proceed. 5-th Europ. Conf. Electron Microscopy, Manchester, 1972*, p. 186.
2. Брюининг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М., 1958.
3. Johnson L., Kamrath W. *Proceed. 5-th SEM Symp. IIRI, Chicago, USA, 1972*, p. 90.

Поступила в редакцию
11.11 1973 г.

Кафедра
электроники