

Новый алгоритм моделирования видеосигнала в измерительном сканирующем электронном микроскопе

Л. Г. ГАГАРИНА¹, А. В. НИКИТИН²

¹ Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва, Россия

² Институт искусств и информационных технологий, Москва, Россия,
e-mail: nikitin.arkady2015@yandex.ru

Изложены основные представления о физических процессах формирования видеосигнала в сканирующем электронном микроскопе. Построен новый библиотечный алгоритм моделирования видеосигнала. Опробование алгоритма показало его приемлемую точность, детальное соответствие модельных видеосигналов их экспериментальным аналогам. Расчёт модельного видеосигнала в 500 точках занимает не более 1 с, что во много тысяч раз быстрее, чем по методу Монте-Карло.

Ключевые слова: моделирование видеосигнала, аналитическая модель, библиотечный алгоритм.

The main ideas about physical processes of video signal formation in scanning microscope SEM are shortly described. On these ideas and corresponding quantitative expressions (the analytical model) is built a new «library» algorithm of video signal modeling in SEM. The testing of given algorithm shows its acceptable accuracy, the detailed conformity of model video signals to their experimental analogues. The unsurpassed high productivity is achieved: less than one second is spent on calculation of model video signal consisting of 2.5 thousand points using the ordinary PC! It is many thousands times faster than the modelling by using the widely spread Monte Carlo method.

Key words: video signal modelling, analytical model, library algorithm.

В [1, 2] сообщалось о разработке математических моделей для имитации видеосигналов в сканирующем электронном микроскопе (scanning electronic microscope SEM), работающем в режиме прецизионных измерений нанометровых размеров элементов интегральных схем. Было показано, что моделирование видеосигнала позволяет выявить, исследовать и, в конечном счете, устранить ряд методических погрешностей, свойственных традиционным методам и алгоритмам измерений. Это существенно для повышения достоверности результатов измерений и основанных на них решений о признании контролируемых изделий годными или негодными. Подробный анализ причин недостаточной достоверности измерительных результатов и негативных последствий таких погрешностей приведен в [2].

Особенность новых моделей состоит в принципиальном отказе от вычислений видеосигнала в SEM с помощью метода Монте-Карло [3] и замене его системой алгебраических соотношений. Авторы исходят из того, что видеосигнал является ответом сканируемого объекта на возбуждение пучком первичных электронов. Мерой такого ответа может служить суммарный поток вторичных электронов, покидающих объект при его возбуждении электронным зондом. В данном случае объектами измерений служат рельефные детали: выступы (канавки) с прямоугольным (реже трапециoidalным) сечением. К таким деталям относятся, в частности, шины металлической разводки сигналов, контактные окна в изолирующих слоях и другие детали фоторезистивной маски. Эти элементы обычно ограничены участками почти плоских поверхностей. Поэтому при моделировании SEM-изображений таких элементов в качестве меры видеосигнала принимается сумма всех потоков медленных вторичных электронов (МВЭ), покидающих объект через плоские грани: боковые стенки, верхние плато и донные участки углублений. При этом учитывают потери на экранирование этих потоков соседними рельефными элементами.

При таком подходе моделирование видеосигнала $S(u)$ в SEM обычно проводят в два этапа. На первом из них вычисляется точечная функция объекта $K(u')$ — ответ объекта на возбуждение единичным первичным электроном, падающим на поверхность в точку с координатой u' [4]. На втором этапе выполняется стандартная операция свертки с функцией распределения плотности потока первичных электронов по его сечению. В соответствии с теоретическими и экспериментальными результатами эта функция аппроксимируется известным гауссовым выражением с параметром σ , который может служить мерой разрешения SEM. Зависимость между $S(u)$ и $K(u')$ имеет вид [5]:

$$S(u) = \int_a^b K(u') \exp\left[-(u-u')^2/\sigma^2\right] du'. \quad (1)$$

Строго говоря, вместо пределов интегрирования a, b должны быть $\mp\infty$, но если принять их равными $\pm 5\sigma$, то погрешность такого приближения окажется менее $1,4 \cdot 10^{-11}$, что вполне приемлемо для практических целей. Основная трудность моделирования SEM-изображений заключается в поиске функции $K(u')$ и связана с промежуточными задачами, которые помогут выявить принципиальные особенности аналитического подхода и использовать их для резкого увеличения производительности моделирования.

Типичная частная задача моделирования связана с потоком МВЭ через неограниченную плоскость от единичного источника, расположенного на глубине z от поверхности. Пусть на объект нормально к его поверхности падает пучок первичных электронов (рис. 1, а). В глубине z образуется область возбуждения, каждая точка которой представляет собой элементарный источник МВЭ $w dz$, где w — среднее число МВЭ, возникающих на участке dz при его возбуждении одним первичным электроном. На поверхности распределение плотности потока МВЭ от этого источника, очевидно, имеет круговую симметрию с центром в точке проекции ис-

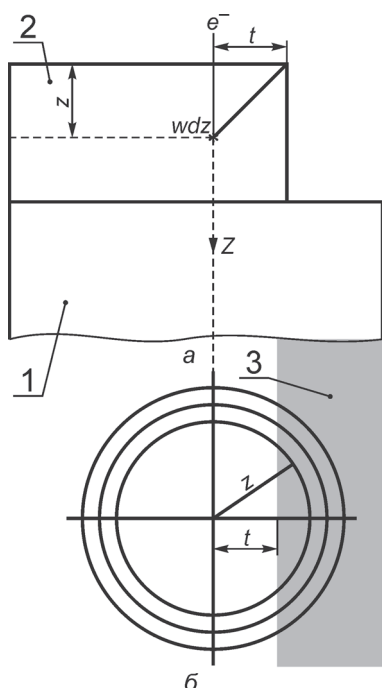


Рис. 1. Геометрия проникновения первичного электрона вглубь объекта (а) и вид на верхнюю грань по направлению падающего пучка (б) — зону выхода МВЭ, имеющую круговую симметрию:

1 — подложка; 2 — элемент печатного монтажа; 3 — область распространения МВЭ за краем

точника и спадает от центра к периферии (при возрастании радиуса r) по закону [4, 5]:

$$I(r) = \frac{wdz}{4\pi} \frac{z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \exp\left(-\sqrt{r^2 + z^2}/\lambda\right), \quad (2)$$

где $z/\sqrt{r^2 + z^2} = \cos \gamma$ — наклон потока МВЭ к поверхности;

$\exp\left(-\sqrt{r^2 + z^2}/\lambda\right)$ характеризует поглощение МВЭ на пути к поверхности; λ — длина поглощения.

Интегрируя (2) по r от 0 до ∞ , получим полный поток МВЭ от единичного источника через неограниченную плоскость:

$$P = \int_0^\infty 2\pi r I(r) dr. \text{ Заменяем переменную } s = \sqrt{r^2 + z^2}/\lambda \text{ и за-}$$

$$\text{пишем } P = \frac{wdz}{2\lambda} \int_{z/\lambda}^\infty \frac{e^{-s}}{s^2} ds.$$

Чтобы исключить влияние различных материалов сканируемых образцов, воспользуемся соотношением $K_0 = w\lambda/4$ — табличным коэффициентом вторичной эмиссии любого материала [5]. Это позволяет выразить все потоки МВЭ в долях K_0 независимо от материала объекта. В результате полный поток через бесконечную плоскость от точечного источника можно записать в виде

$$P = \frac{wdz}{2} \frac{z}{\lambda} E_2(\lambda/z); E_2(\lambda/z) \equiv \int_{z/\lambda}^\infty \frac{e^{-s}}{s^2} ds, \quad (3)$$

где $E_2(z/\lambda)$ — известная интегральная показательная функция второго ранга аргумента (z/λ) .

Если ввести функцию $E_3(z/\lambda) = (z/\lambda)E_2(z/\lambda)$, то можно представить (3) как

$$P = 0,5wdz E_3(z/\lambda). \quad (4)$$

При расчёте вкладов МВЭ, формирующих видеосигнал, постоянно возникает необходимость вычисления потоков не столько через бесконечную плоскость, как в случае (3), (4), сколько через плоскость, ограниченную ширмой, отстоящей на расстояние t от центра распределения. Здесь t — параметр, смысл которого иллюстрирует рис. 1, б. Поток МВЭ через верхнюю грань ограничен её шириной, обрывающейся на расстоянии t от проекции элементарного источника на верхнюю грань. Нормированную часть потока, отсекаемую ширмой, можно выразить формулой

$$P_n(z, t) = \frac{wdz}{2} \frac{z}{\pi\lambda} \int_a^\infty \arctg \left[\frac{\lambda}{t} \sqrt{s^2 - \left(\frac{z}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{t}{\lambda}\right)^2} \right] \frac{\exp(-s)}{s^2} ds, \quad (5)$$

где нижний предел интегрирования $a = \sqrt{z^2 + t^2}/\lambda$.

Поток МВЭ от единичного источника через ограниченную плоскость

$$P(z, t) = 0,5wdz \{E_3 z/\lambda - P_n(z, t)\}.$$

По (5) вычисляются потоки МВЭ от элементарных источников через плоские участки контролируемых рельефных элементов. Полный поток МВЭ от объекта со сложным рельефом получается интегрированием (5) по z , т. е. по всей траектории первичного электрона внутри объекта контроля. При этом учитывается ослабление потока первичных электронов по мере их продвижения в глубину объекта. Наконец, вычисление видеосигнала в этой же точке выполнялось по совокупности рассчитанных значений точечной функции объекта в ходе операции свертки этой функции с гауссовым распределением плотности электронов по сечению первичного пучка по (1).

Компьютерные программы, составленные на основе описанных представлений, использовали для практического моделирования видеосигналов в SEM. Однако широкому применению аналитических моделей препятствуют существенные вычислительные затраты, хотя они заметно меньше, чем при моделировании по методу Монте-Карло. В частности, вычисления массива $K(u')$ по программам [1] занимали 7 мин в расчёте на «один профиль» (50 точек), что заметно лучше, чем по методу Монте-Карло. Тем не менее, поиски способов ускорения моделирования продолжались.

Ниже приведены результаты паллиативного решения, позволяющего использовать преимущества аналитической модели, но без чрезмерных затрат вычислительных ресурсов и времени. Заметим, что согласно изложенному выше в каждой точке вычисления видеосигнала приходится многократно (до сотни раз) рассчитывать интеграл специального вида с весьма сложным подынтегральным выражением. Анализ формы выражения (5) показал, что его значение определяется только параметрами z, t . Именно для интегралов подобного типа с наибольшей выгодой можно использовать прием, описываемый ниже.

Итак, в предлагаемом способе выбран библиотечный двумерный массив интегралов $I = f(z, t)$, вычисленных заранее и сохраненных в памяти компьютера. Массив создан по

принципу частой сетки с разбивкой на 100 значений по z , t . Принята неравномерная разбивка: ее шаг обратно пропорционален производной по каждому параметру, что с запасом обеспечивает диапазон их изменений 0,01—150 нм. Этот массив можно использовать для нахождения интегралов с промежуточными значениями параметров z_a , t_a , не совпадающими с узлами разбивки, с применением линейной и нелинейной (в данном случае кубической) интерполяций.

Изначально целесообразность разработки выбранного подхода зависела от ответов на три принципиальных вопроса: какая точность интегрирования может быть достигнута; какой выигрыш по времени реализуется при библиотечном подходе; насколько результаты моделирования соответствуют эксперименту.

Что касается точности получаемых результатов, то при попадании t , z на узлы сетки разбиения, т. е. при отсутствии аппроксимационных процедур, результаты прямого счёта по Ромбергу [9] и библиотечному методу совпадают до одиннадцатого знака мантиссы. Для интегралов с параметрами, находящимися между узлами сетки, наблюдаются расхождения, о масштабах которых удобнее судить по данным, приведенным в таблице, где Δ — абсолютные разности между значениями интегралов, вычисленных по библиотечному методу (B) с линейной аппроксимацией, и полученными прямым интегрированием по Ромбергу (R); δ — их относительные различия, выраженные в процентах от средних значений указанных интегралов по столбцам.

Сопоставление библиотечного и прямого численного (по Ромбергу) способов вычисления интегралов при линейной аппроксимации

№	t	z	$B \cdot 10^3$	$R \cdot 10^3$	$\Delta \cdot 10^6$	$\delta \cdot 10^4, \%$
1	7,65	0,023	0,111795	0,111406	0,39	45
2	7,65	0,033	0,160400	0,159842	0,56	44
3	7,65	0,043	0,209003	0,208277	0,73	48
4	7,65	0,053	0,257605	0,256709	0,90	47
5	7,65	0,063	0,306203	0,305139	1,1	46
6	7,65	0,073	0,354799	0,353566	1,2	48
7	7,65	0,083	0,403390	0,401989	1,4	50
8	7,65	0,093	0,451978	0,450386	1,6	47
9	7,65	0,103	0,500552	0,498822	1,7	48
10	7,65	0,230	0,111683	1,11307	3,8	45
11	8,15	0,023	0,0947192	0,0944135	0,31	39
12	8,15	0,033	0,135900	0,135462	0,44	44
13	8,15	0,043	0,177080	0,176508	0,57	34
14	8,15	0,053	0,218258	0,217554	0,70	41
15	8,15	0,063	0,259434	0,258597	0,83	39
16	8,15	0,073	0,300608	0,299638	0,97	40
17	8,15	0,083	0,341779	0,340676	1,1	38
18	8,15	0,093	0,382947	0,381711	1,2	39
19	8,15	0,103	0,424103	0,422742	1,4	38
20	8,15	0,230	0,946323	0,943370	3,0	39
21	8,65	0,023	0,806806	0,804375	0,24	34
22	8,65	0,033	0,115758	0,115409	0,35	26
23	8,65	0,043	0,150835	0,150380	0,45	33
24	8,65	0,053	0,185910	0,185349	0,56	27
25	8,65	0,063	0,220984	0,220318	0,67	32
26	8,65	0,073	0,256055	0,255284	0,77	31
27	8,65	0,083	0,291125	0,290248	0,88	31
28	8,65	0,093	0,326192	0,325210	0,98	34
29	8,65	0,103	0,361251	0,360168	1,1	31
30	8,65	0,230	0,806127	0,803776	0,24	32

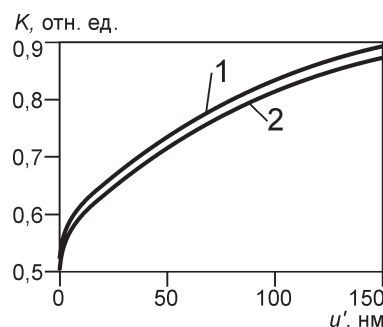


Рис. 2. Изменение точечной функции объекта $K(u')$, построенной: 1 — по библиотечному методу; 2 — по Ромбергу

Среднее расхождение по всем строкам таблицы составляет около $3 \cdot 10^{-3} \%$, такую точность можно считать приемлемой для практического использования библиотечного метода в процессах моделирования видеосигнала в SEM.

Подобная таблица составлена и для интегралов, вычисляемых по библиотечному методу с кубической аппроксимацией. Результаты анализа показывают, что такая аппроксимация не имеет преимуществ, $\delta \approx 4 \cdot 10^{-3} \%$. Компьютерная программа, реализующая этот алгоритм, составлена, отлажена и испытана.

Особый интерес представляет уточнение реальной производительности библиотечного подхода. Для этой цели в качестве объекта моделирования выбран фрагмент типичной структуры интегральной схемы — ход изменений $K(u')$ на гладкой поверхности вблизи рельефного выступа (см. рис. 1, а). На рис. 2 показаны две кривые, передающие ход изменения этой функции, стремящейся к единице, при удалении от границы рельефного выступа (за которую принят нормированный коэффициент вторичной эмиссии). По мере приближения зонда к выступу функции $K(u')$ снижается и стремится к значению 0,5 у края, что подтверждается расчётами. Для удобства кривая 1, отвечающая библиотечному методу, сдвинута вверх на 0,02 единицы. Как следует из рис. 2, ход изменения $K(u')$ в обоих случаях идентичен. Функции $K(u')$ рассчитаны в 150 точках, при этом прямой расчёт интегралов по Ромбергу (кривая 2 на рис. 2) требует около 20 мин. На расчёты кривой по библиотечному методу, проведённые в том же диапазоне значений $u' = 0 \dots 150$ нм, но с разбивкой на 15000 частей, было затрачено около 3 с, т. е. 0,2 мс на точку или 5000 точек за 1 с! Если же включать в расчёты вычисление видеосигналов $S(u)$ по (1), то за 1 с можно рассчитать 2800 точек.

Осталось выяснить, насколько модель соответствует реальному видеосигналу, полученному непосредственно в SEM для одного и того же объекта при одинаковых условиях эксперимента и параметрах модели. На рис. 3 показано такое подобие. Обращаем внимание на различия в интенсивности «краевых максимумов» видеосигнала: внутренние края

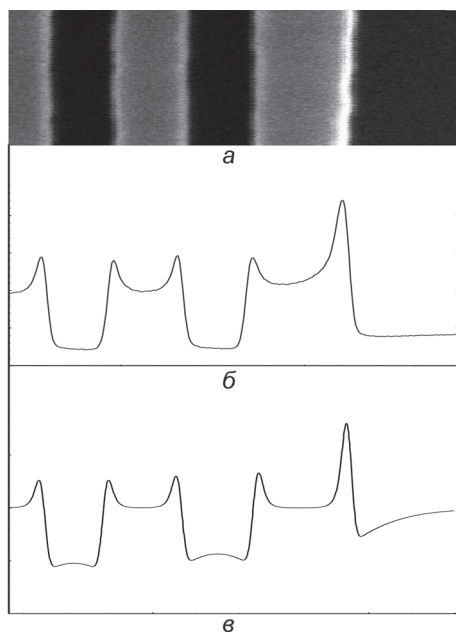


Рис. 3. Сопоставление эксперимента и модели:

а — SEM-изображение системы одинаковых полосок на фрагменте интегральной схемы; *б* — осциллограмма экспериментального видеосигнала, усреднённого для снижения шумов по десяти соседним строкам раstra; *в* — модельный видеосигнал

всех полосок выглядят примерно одинаково и менее яркими, чем внешний край последней полоски. Такая особенность проявляется на экспериментальных и модельных видеосигналах; она заметна и на обычных SEM-изображениях, полученных от подобных систем полосок. Авторам неизвестны результаты моделирования по методу Монте-Карло, в которых наблюдалась бы подобная особенность.

Таковы основные характеристики описанного приёма вычислений интегралов специального типа и, значит, возможностей моделирования с применением рекомендуемой процедуры. Это позволяет, в частности, использовать моделирование для коррекций результатов измерений в процессе их проведения практически в реальном времени и стимулирует разработку новых методов измерений. Отме-

тим, что преимущества библиотечного подхода трудно реализовать, если в основу моделирования положить метод Монте-Карло.

Литература

1. **Никитин А. В.** Использование математического моделирования для измерений нано-размеров в микроэлектронике // Измерительная техника. 2011. № 12. С. 25—29.
2. **Никитин А. В.** Проблемы измерений размеров в микроэлектронной технологии // Измерительная техника. 2012. № 8. С. 15—20.
3. **Newbury D. E., Joy D. C., Echlin P., Fiory C. E., Goldstein J. I.** Advanced Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis. N.Y., London: Plenum press, 1987.
4. **Амосов Р. М., Кузнецова В. В., Никитин А. В.** Характеристики потока вторичных электронов, формирующих видеосигнал в РЭМ // Электронная техника. Микроэлектроника. 1982. Вып. 5—6. С. 43—49.
5. **Никитин А. В.** Моделирование процессов получения и контроля микроизображений в микроэлектронике: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. докт. физ.-мат. наук. М., 1992.
6. **Babin S., Borisov S., Ivanchikov A.** Monte-Carlo modeling of SEM using CHARIOT software and opportunity for calibration of linewidth metrology // Scanning. 2007. V. 29. N. 2. P. 80—84.
7. **Lowney J. R.** Application of Monte Carlo to simulations to critical dimension metrology in a scanning electron microscope // Scanning Microscopy. 1996. N. 10(3). P. 667—678.
8. **Lowney J. R.** MONSEL II: Monte Carlo simulation of SEM signals for linewidth metrology // Microbeam Anal. 1995. N. 4. P. 131—136.
9. **Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М.** Численные методы. М.: Бином, 2011.

Дата принятия 01.07.2015 г.