

УДК 537.533.2

© В. Д. Гелевер, В. А. Жуков, В. Э. Птицын

## К ПРОБЛЕМЕ ФОРМИРОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗОНДОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

Показана взаимосвязь между электронной яркостью зонда, сформированного электронно-оптической системой, и отношением диаметра сформированного зонда к диаметру кроссовера (в пушке с термоэмиссионным катодом) или же к диаметру виртуального катода (в пушке с термополевым катодом). Проведены расчеты некоторых параметров зондов с высокой плотностью мощности, сформированных электронно-оптическими системами с термоэмиссионными и термополевыми катодами.

### ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием новых направлений микроэлектроники таких, как микромеханика и микроэлектромеханика [1], в настоящее время актуальной является проблема разработки следующего поколения электронно-оптических инструментов, способных осуществлять глубокое профилирование и модифицирование поверхности конденсированного вещества под воздействием субмикронных электронных пучков с высокой плотностью мощности ( $P > 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>).

Перспективность использования субмикронных зондов с высокой плотностью мощности в целях профилирования и модифицирования структур микроэлектроники основана на результатах исследований взаимодействий концентрированных потоков энергии с конденсированным веществом, в которых, в частности, было показано, что при взаимодействии с поверхностью конденсированного вещества интенсивных лазерных и электронных [2] пучков с плотностями мощности  $P > 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> возбуждается фазовый переход вещества в плотную плазму (явление абляции). В процессе развития фазового перехода имеет место интенсивная сублимация поверхностных слоев вещества, в результате которой происходит профилирование поверхности вещества на большую глубину за времена порядка 0,1 нс и менее. Важно отметить, что динамика процесса сублимации вещества, а также теплофизические и структурные характеристики вещества (после прекращения воздействия пучком) существенно зависят от плотности тока ( $J_p$ ) электронов в пучке, энергии ( $E$ ) и пространственного распределения электронов в пучке, диаметра ( $d$ ) пучка (или зонда), а также длительности воздействия на вещество мощным электронным пучком.

Принимая во внимание вышесказанное, постановка технического задания на разработку и соз-

дание электронно-оптической системы (ЭОС), предназначенной для формирования электронных зондов с высокой плотностью мощности, требуют предварительного ответа на следующие вопросы общего характера, а именно:

— Какие из известных в настоящее время источников электронов или катодов, предпочтительнее использовать в таких ЭОС ?

— Как связаны параметры формируемого зонда с характеристиками катода и зондоформирующих линз (или систем линз) ?

Цель проведенных исследований и настоящего сообщения заключается в том, чтобы получить обоснованные ответы на поставленные выше вопросы.

### 1. О ВЗАИМОСВЯЗИ ЯРКОСТЕЙ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРОННОГО ЗОНДА, СФОРМИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

Для того чтобы иметь возможность сравнивать различные типы катодов с точки зрения возможности их использования в электронно-оптических системах (ЭОС), предназначенных для формирования субмикронных электронных зондов с высокой плотностью мощности, необходимо исходить из соотношений, которые бы отражали взаимосвязь между яркостью источника электронов ( $B_0$ ) и яркостью электронного зонда ( $B_{1p}$ ) на поверхности образца-мишени.

Однако, по нашим данным, до настоящего времени общее феноменологическое выражение, которое бы связывало между собой  $B_0$  и  $B_{1p}$  с параметрами ЭОС, в литературе отсутствует. Как представляется, это связано с тем, что в специальной литературе обычно анализируются конкретные ЭОС с априорно заданными или рассчитываемыми значениями электронно-оптических

и эмиссионных параметров и взаимосвязь между  $B_0$  и  $B_{1p}$  в конечных выражениях, которые обычно сводятся к расчету диаметра формируемого электронного зонда, остается неясной. В связи с этим ниже рассмотрена упрощенная модель однолинзовой ЭОС, на основе которой получены искомые соотношения между  $B_0$  и  $B_{1p}$ .

По определению, данному в [3], яркость  $B_0$  может быть записана в виде

$$B_0 \approx 4I_0/\pi^2 d_0^2 \alpha_0^2, \quad (1)$$

где  $I_0$ ,  $d_0$ ,  $\alpha_0$  — соответственно ток эмиссии, диаметр источника, полуугол расходимости тока эмиссии с поверхности источника. Отметим, что выражение (1) правомерно только при достаточно малых углах  $\alpha_0$  ( $\alpha_0 \leq 10^{-2}$  рад). В случае термоэмиссионных катодов под  $d_0$  следует понимать диаметр кроссовера электронной пушки, тогда как применительно к ЭОС с термополевым катодом с локализованной эмиссией  $d_0$  означает диаметр виртуального источника. С помощью систем линз источник электронов отображается на поверхность образца-мишени в зонд заданного диаметра ( $d_{1p}$ ). На рис. 1, для простоты анализа и наглядности,

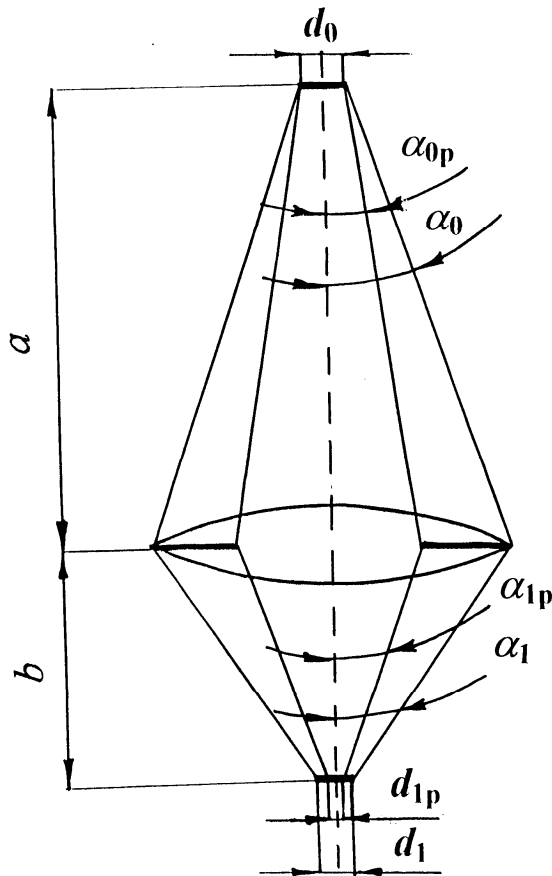


Рис. 1. Схематичный ход лучей в обобщенной однолинзовой системе формирования электронного зонда на объекте

приведена обобщенная однолинзовая система формирования зонда. Электронная яркость зонда на поверхности образца-мишени может быть записана аналогичным выражению (1) соотношением

$$B_{1p} = 4I_{1p}/\pi^2 d_{1p}^2 \alpha_{1p}^2, \quad (2)$$

где  $I_{1p}$ ,  $\alpha_{1p}$  — соответственно ток зонда и угол сходимости зонда на образце-мишени.

При отсутствии aberrаций в формирующей системе линз должно иметь место равенство

$$B_0 = B_{1p}, \quad (3)$$

ибо в этих условиях, очевидно, справедливы следующие простые соотношения

$$I_0 = I_{1p}, d_{1p} = m d_0, \alpha_0 = m \alpha_{1p}, m = a/b, \quad (4)$$

где  $m$  — коэффициент увеличения (или уменьшения) линзы,  $a$  и  $b$  — расстояния от средней плоскости линзы до источника и изображения соответственно.

Наличие aberrаций у линз, в общем случае, оказывает существенное влияние на параметры формируемого зонда, что приводит к нарушению соотношений (4). Для уменьшения и минимизации aberrаций в линзе обычно устанавливается апертурная диафрагма, которая, естественно, уменьшает величину тока зонда на объекте. В результате установки апертурной диафрагмы ток зонда становится равным:

$$I_{1p} = I_0 \alpha_{0p}^2 / \alpha_0^2 = I_0 \alpha_{1p}^2 m^2 / \alpha_0^2, \quad (5)$$

где  $\alpha_{0p}$ ,  $\alpha_{1p}$  — соответственно апертурный угол пучка в области источника электронов и полуугол сходимости пучка на объекте (рис. 1).

Максимальное значение тока зонда при заданном его диаметре ( $d_{1p}$ ) или максимальное значение плотности тока зонда ( $J_{1p} = 4I_{1p} / \pi d_{1p}^2$ ) обычно обеспечиваются методом подбора оптимальных значений уменьшения линзы (системы линз)  $m$  ( $m_{opt}$ ) и угла сходимости пучка  $\alpha_{1p}$  ( $\alpha_{opt}$ ). Согласно (1), (2) и (5) отношение  $B_{1p} / B_0 \equiv K_B$ , которое характеризует эффективность или качество ЭОС, можно записать в виде

$$K_B \approx m_{opt}^2 (d_0/d_{1p})^2. \quad (6)$$

В случае использования в ЭОС термоэмиссионных катодов (обычно  $d_{1p} < d_0$ ), при учете только коэффициента сферической aberrации ( $C_{s2}$ ) объективной линзы, которая обычно имеет значение уменьшения  $m_2 < 1$ , оптимальное уменьшение составляет  $m_{opt} \approx 3 d_{1p} / 4 d_0$ ,  $\alpha_{opt} \approx (d_{1p} / 2 C_{s2})^{1/3}$  [3]. Если эти соотношения для уменьшения и апертуры подставить в (5), то получим:

$$I_{1p} \approx 0,35 I_0 d_{1p}^{8/3} \alpha_0^{-2} d_0^{-2} C_{s2}^{-2/3} \quad (7)$$

и

$$J_{1p} \propto d_{1p}^{2/3}.$$

Кроме того, легко видеть, что  $K_B \approx 9/16$ . Последнее означает, что в таких ЭОС из-за aberrаций в объективной линзе яркость зонда примерно в два раза меньше электронной яркости термоэмиссионного катода.

Если в ЭОС используется термополевой катод, имеющий малый размер виртуального источника электронов ( $d_0 \sim (10-20)$  нм), то для получения максимальной плотности тока в зондах с  $d_{1p} > d_0$  необходимо, чтобы обеспечивались следующие соотношения [4]

$$m_{opt} \approx 1,15 (C_{s2}/C_{s1})^{1/4} (eV_e/E)^{3/8}, \quad (8)$$

$$\alpha_{opt} \approx \frac{1,83 \left( \frac{eV_e}{E} \right)^{1/8} a_{1p}^{1/3}}{C_{s2}^{1/12} C_{s1}^{-1/4} \left( 1 + \frac{3E}{eV_e} \right)^{1/6}}. \quad (9)$$

где  $C_{s1}$ ,  $C_{s2}$  соответственно коэффициенты сферической aberrации прикатодной и объективной линз,  $e$  — заряд электрона,  $V_e$  — экстрагирующее напряжение. Так как оптимальное уменьшение

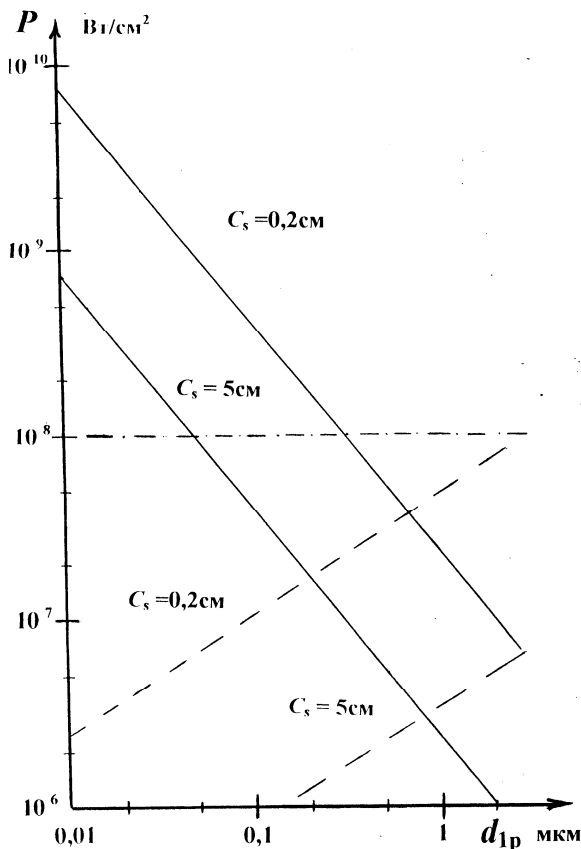


Рис. 2. Зависимость плотности мощности электронного зонда, сформированного ЭОС с термоэмиссионными (---) и термополевыми (—) катодами

при сравнительно больших диаметрах зонда ( $d_{1p} > d_0$ ) определяется только коэффициентами aberrаций линз и не зависит от диаметра зонда, то легко видеть, что  $I_{1p} \propto d_{1p}^{2/3}$  и соответственно  $J_{1p} \propto d_{1p}^{-4/3}$ , т.е. с ростом диаметра зонда плотность тока уменьшается, тогда как в ЭОС с термоэмиссионным катодом плотность тока растет по мере роста диаметра зонда. При обычных параметрах ЭОС  $m_{opt} \approx 1-2$ . Тогда для  $d_{1p} \approx 0,1$  мкм,  $(d_{1p}/d_0) \approx 10$  получается, что в ЭОС с термополевым коэффициентом  $K_B$  по порядку величины составляет  $10^{-2}$ . Эта особенность работы ЭОС с термополевым катодом при формировании зондов большого диаметра (когда происходит большая потеря яркости источника электронов из-за aberrаций прикатодной линзы) принципиально не позволяет формировать электронные зонды, которые одновременно имели бы большой (порядка мкм) диаметр и высокую электронную яркость. Отсюда, в частности, следует, что для повышения яркости зонда и соответственно плотности мощности зонда, формируемого ЭОС с термополевым катодом, в ЭОС необходимо прежде всего минимизировать aberrации прикатодной линзы.

В следующем разделе работы приведены расчеты численных значений плотности мощности зонда в зависимости от диаметра зонда, сформированного ЭОС с разными типами катодов.

## 2. О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНДОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ С РАЗНЫМИ ТИПАМИ КАТОДОВ

Максимальная плотность тока зонда ( $J_{1p}$ ), сформированного ЭОС с термоэмиссионным катодом, описывается выражением [3]:

$$J_{1p} \approx 3\pi B_0 d_{1p}^{2/3} / 4 C_{s2}^{2/3}. \quad (10)$$

Используя данные, приведенные в [4], можно показать, что для термополевого катода аналогичная зависимость может быть представлена в виде

$$J_{1p} \approx 5,3 r^{1/4} J_{\Omega} / (d_{1p}^{4/3} C_{s2}^{1/6} C_{s1}^{1/2}), \quad (11)$$

где  $r = E/eV_e$ ,  $J_{\Omega}$  — угловая интенсивность эмиссии термополевого катода.

На основании выражений (10) и (11) были выполнены расчеты плотности мощности зондов ( $P = J_{1p} E$ ; рис. 2) для ЭОС с термоэмиссионными и термополевыми катодами при следующих исходных параметрах источников электронов и зондоформирующих линз:  $B_0 = 1,5 \times 10^5$  А/см<sup>2</sup>·ср,  $E = 30$  кВ,  $V_e = 5$  кВ,  $J_{\Omega} = 0,5$  А/ср,  $C_{s2} \sim C_{s1} \sim 0,2$  см и  $C_{s2} \sim C_{s1} \sim 5,0$  см.

Как следует из приведенных на рис. 2 графиков, ЭОС с термоэмиссионным катодом способны

формировать зонды с высокой плотностью мощности ( $P > 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) только сравнительно больших диаметров ( $> 1$  мкм) и при условии, что ЭОС обладает достаточно низкими значениями коэффициентов сферической аберрации (около 1 мм). Практически это означает, что такой зонд можно сформировать, используя в ЭОС короткофокусные магнитные линзы. Здесь следует отметить, что при прочих равных условиях среди термокатодов наиболее яркостью обладают термокатоды из гексаборида лантана, и поэтому использование этих катодов для формирования зондов с высокой плотностью мощности и диаметром  $d > 1$  мкм является наиболее предпочтительным.

Получение субмикронных зондов с высокой плотностью мощности (рис. 2) возможно только на основе использования термополевых катодов при сравнительно малых значениях коэффициентов сферической аберрации линз ЭОС. При этом нужно отметить, что термополевые катоды (в частности, так называемые Schottky катоды [5]), обладающие угловой интенсивностью эмиссии порядка 1 мА/ср, позволяют достигать значений плотности мощности зонда, не превышающих величин порядка ( $10^9$ – $10^{10}$ ) Вт/см<sup>2</sup>. Разработанные в настоящее время в ИАиП РАН термополевые катоды с двойной локализацией эмиссии [2] имеют на два порядка величины большую яркость и угловую интенсивность эмиссии по сравнению с катодами Schottky, что позволяет в субмикронном диапазоне диаметров зонда получать пучки электронов с плотностью мощности вплоть до значений порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Такие уровни плотности мощности электронных зондов оказываются соизмеримыми с уровнем плотности мощности потоков фотонов, излучаемых мощными современными лазерами.

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что проведенные выше расчеты относятся к обобщенной модели электронно-оптической системы, и поэтому выполненные на основе этой модели численные расчеты, разумеется, имеют оценочный характер. Сравнение полученных здесь расчетных данных с параметрами зондов реальных ЭОС показали, что наши теоретические оценки и экспериментальные параметры получаемых зондов согласуются в пределах порядка величины. Такое согласие расчетных и экспериментальных данных следует признать вполне удовлетворительным, так как в электронной оптике численные значения большинства исходных данных, в частности таких, как коэффициенты аберраций, всегда задаются с большими погрешностями. Кроме того, укажем, что в силу модельности развитых представлений, в формуле (11) не учитываются особенности поведения суммарных коэффициентов аберраций системы линз с промежуточным мнимым изображением катода. Более корректные и детальные тео-

ретические исследования таких систем [6] показали, что суммарные коэффициенты аберраций зависят от возбуждения, параметров и положения первой линзы, которая создает мнимое изображение катода для второй линзы. Предложенные в [7] аналитические выражения для суммарных коэффициентов аберраций можно, в частности, использовать для более точных оценок влияния суммарных коэффициентов аберраций системы линз на плотность мощности формируемого зонда. На основании данных, полученных в работе [7], в [8] была предложен метод оптимизации ЭОС, в состав которой включены дополнительные корректирующие, иммерсионные и апертурная линзы. Изменяя возбуждения линз, оказалось возможным варьировать коэффициенты аберраций и уменьшение системы линз, апертуру зонда, а также энергию электронов. Более того, в [8] было показано, что за счет специального выбора возбуждения дополнительных линз можно минимизировать значение диаметра зонда при заданных значениях тока зонда и соответственно обеспечить максимальную плотность мощности зонда, формируемого ЭОС с определенным типом источника электронов.

В заключение отметим, что, несмотря на весьма значительную погрешность рассчитанных здесь численных значений плотности мощности зонда, сформированного ЭОС с различными типами катодов, практическая значимость предложенных здесь модельных представлений заключается в том, что полученные на основе этих представлений расчетные данные позволяют производить априорный выбор необходимого типа источника электронов в зависимости от требуемых параметров электронного зонда на поверхности образца-мишени.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено феноменологическое выражение для яркости зонда, сформированного ЭОС с разными типами источников электронов, и показано, что яркость зонда на поверхности образца-мишени при заданных характеристиках катода ( $B_0$ ) и зондоформирующей системы линз ( $C_{s2}$ ,  $C_{s1}$ ) определяется соотношением диаметров зонда и источника электронов.

Выполнены расчеты плотности мощности зондов в зависимости от диаметра зондов, формируемых ЭОС с разными типами катодов, и показано, что в субмикронном диапазоне диаметров зонда получение зондов с высокой плотностью мощности ( $> 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) возможно только ЭОС с термополевыми катодами.

Работа поддержана грантом РФФИ № 98-02-18101.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лучинин В.В. // Научное приборостроение. 1999. Том 9, №1. С. 3–18.
2. Птицын В.Э. // Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. ИАНП РАН, 1996. 350 с.
3. Castaing R. // Publication O.N.E.R.A. 1952. P. 55.
4. Veneklasen L.H. // Optik. 1972. V. 36, N 4. P. 410–433.
5. Swanson L.W., Schwind G.A. Handbook of Charged Particle Optics. N. Y.: Acad. Press, 1997. P. 77–102.
6. Гелевер В.Д., Птицын В.Э., Галль Л.Н. и др. // Известия РАН. Сер. физическая. 1998. Т. 62, № 3. С. 615–621.
7. Гелевер В.Д., Жуков В.А., Симуткин В.Д. // Известия РАН. Сер. физическая. 1999. Т. 64, № 7. С. 26–28.
8. Гелевер В.Д. // Тезисы докладов. Российский симпозиум по РЭМ. 1999. Черноголовка. С. 13.

*Институт аналитического приборостроения РАН,  
Санкт-Петербург*

Материал поступил в редакцию 10.01.2000.

## ON THE PROBLEM OF FORMING SUBMICRON HIGH POWER DENSITY ELECTRON PROBES

**V. D. Gelever, V. A. Zhukov, V. E. Ptitsin**

*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

The relationship is given between the electron luminosity of the probe formed by an electron-optical system and the probe diameter to the crossover (for the thermal emission cathode gun) or virtual cathode (for the thermal field cathode gun) diameter ratio. Some parameters of high power density probes formed by electron-optical systems with thermal emission and thermal field cathodes are calculated.