

УДК 53.082.72: 621.3.032.26

© В. Э. Птицын, В. А. Трегубов

## О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ ДО 100 ГВт/см<sup>2</sup>

Показано, что использование термополевых эмиттеров со сверхвысокой яркостью а также специальных условий фокусировки и транспортировки электронных потоков с высокой зарядовой плотностью позволяет формировать субмикронные электронные пучки с плотностью мощности до  $\sim 100$  ГВт/см<sup>2</sup>.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования фундаментальной научной проблемы взаимодействия концентрированных потоков энергии с конденсированным веществом позволили получить ряд фундаментальных научных результатов, которые в настоящее время широко используются в науке и технологии.

В частности, выполненные исследования показали, что процесс взаимодействия интенсивных потоков лазерного излучения с веществом имеет пороговый характер. Установлено, что при уровнях плотности мощности лазерного излучения порядка 100 МВт/см<sup>2</sup> и выше конденсированное вещество переходит в состояние плотной неравновесной плазмы.

В результате исследований проблемы вакуумного пробоя, в процессе развития которого генерируются интенсивные потоки электронов, взаимодействующие с поверхностью анода вакуумного диода, было обнаружено, что и в этих условиях (если плотность мощности потока электронов превышает  $\sim 50$  МВт/см<sup>2</sup> [1, 2]) также имеет место фазовый переход вещества анода в плотную плазму.

Таким образом, независимо от физической природы падающего на вещество излучения для инициирования фазового перехода необходимо, чтобы уровень плотности мощности потока излучения превышал некое пороговое значение ( $P_l$ ), которое, как показано в [2], составляет  $P_l \sim 50$  МВт/см<sup>2</sup>.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований проблемы взаимодействия высокоинтенсивных потоков электронов с конденсированным веществом, проведенных в ИАиП РАН, опубликованы в работах [2–14].

Анализ данных, полученных в этих исследованиях, позволяет сделать весьма важное заключение.

• Фазовый переход конденсированное вещество—плазма может быть инициирован как мощными лазерными пучками, так и высокоинтенсивными потоками электронов. В условиях взаимодействия интенсивных потоков электронов с конденсированным веществом фазовый переход имеет место в широком круге различных физических явлений, таких как вакуумный пробой, ионная эмиссия с поверхности жидких металлов, а также термополевая эмиссия с поверхности твердотельных микрокристаллов тугоплавких переходных металлов в сильных электрических полях; скользящий разряд по поверхности диэлектриков. В перечисленных явлениях фазовый переход развивается "естественным" образом, вследствие взаимосвязанных, самосогласованных процессов.

Как следует из данных [15–18], электронные пучки с высокой плотностью мощности могут быть использованы для решения широкого круга современных научно-технологических проблем, таких как:

- моделирование и реализация технологических процессов по профилированию и модифицированию структур микроэлектроники и микрометаллургии;
- создание точечных (до  $\sim 1$  мкм) источников тормозного и характеристического рентгеновского излучения с плотностью мощности до  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>;
- создание лазеров на свободных электронах;
- формирование кристаллических наноструктур на поверхности конденсированных сред.

Перечисленные возможности применения интенсивных потоков электронов позволяют сделать вывод о том, что разработка и создание систем формирования субмикронных пучков с высоким уровнем плотности мощности ( $P > 50$  МВт/см<sup>2</sup>) является актуальной проблемой приборостроения.

Следует отметить, что возможность разработки и создания систем формирования высокоинтенсивных субмикронных электронных пучков впер-

вые была сформулирована в ИАиП РАН в инициативных научных проектах:

1. "Исследование и разработка физических и корпускулярно-оптических принципов формирования субмикронных электронных пучков с высокой плотностью мощности" и

2. "Экспериментальное и теоретическое исследование принципов формирования электронных пучков со сверхвысокой приведенной яркостью".

Указанные проекты получили финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 98-02-18101 и № 02-02-17268).

### ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ ЯРКОСТЬЮ И ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

По определению, плотность мощности потока электронов с энергией  $E$  на поверхности образца-мишени можно записать в виде

$$P = \beta \times \Omega \times (E / e)^2, \quad (1)$$

где  $\beta$  — удельная яркость электронного пучка;  $\Omega$  — телесный угол, в пределах которого распределен поток электронов;  $e$  — заряд электрона. Удельная (или приведенная) яркость на оси аксиального электронного пучка определяется выражением

$$\beta(z) = J(z) / (\Omega(z) U(z)) [A/(B \text{ м}^2 \text{ ср})], \quad (2)$$

где  $z$  — осевая координата электронного пучка;  $J(z)$  — плотность тока электронного пучка,  $U$  — потенциал электростатического поля, определяющий энергию электронов в данной точке. Отметим, что, в соответствии с общей теоремой Лиувилля,  $\beta$  является инвариантом электронно-оптической системы (ЭОС), если в ней отсутствуют абберационные искажения. В реальных ЭОС, в которых всегда существуют абберации, максимальное значение функции  $\beta(z)$  достигается на эмиттирующей поверхности катода (или эмиттера) электронов. Другими словами это означает, что в результате транспортировки и фокусировки пучка средствами электронной оптики удельная яркость пучка на поверхности исследуемого образца-мишени (в плоскости изображения) не может превышать значений  $\beta(z=0) \equiv \beta(0)$ , соответствующих эмиссионной поверхности катода (эмиттера).

Таким образом, формально плотность мощности электронного пучка, сформированного ЭОС на поверхности образца-мишени, можно представить в виде

$$P = \kappa \times \beta(0) \times \Omega \times (E / e)^2 [(Вт/м^2)], \quad (3)$$

где  $\kappa$  ( $\kappa \leq 1$ ) — коэффициент, характеризующий влияние аббераций ЭОС на удельную яркость сформированного потока электронов.

Как легко видеть из (3), при заданных значениях энергии  $E$  и телесного угла  $\Omega$  плотность мощности  $P$  пропорциональна  $\beta(0)$ . Феноменологически это означает, что для формирования потоков электронов с высокой удельной яркостью и плотностью мощности источник электронов ЭОС должен обладать высокой эмиссионной способностью (т. е. эмиттер электронов должен обеспечивать эмиссию максимальных плотностей тока при минимальных уровнях экстрагирующих напряжений) и, кроме того, телесный угол эмиссии электронов ( $\Omega(0)$ ) должен быть малым. Дополнительно к этому условию ЭОС должна обладать минимальными значениями коэффициентов аббераций (коэффициент  $\kappa$  должен иметь значения, близкие к единице).

Как известно, среди различных типов катодов максимальным значением  $\beta(0)$  обладают термополевые катоды-эмиттеры. Использование термополевых эмиттеров (и в частности, так называемых Шоттки-катодов [19]) в электронно-зондовых приборах и установках позволяет получать электронные пучки, удельная яркость которых в плоскости изображения достигает весьма высоких значений и составляет  $\beta \approx 10^8$  A/(B м<sup>2</sup> ср).

Однако указанные значения  $\beta$  недостаточны для решения вышеперечисленных проблем науки и технологии. Исходя из вышеизложенного, для разработки системы формирования электронных пучков со сверхвысокой удельной яркостью и плотностью мощности необходимо решить следующие, конкретные задачи.

1. Создать новый тип термополевых эмиттеров электронов, которые бы обладали сверхвысокими уровнями  $\beta(0)$ . Как показали проведенные ранее исследования [20, 21], достичь значений  $\beta(0) \gg 10^8$  A/(B м<sup>2</sup> ср) можно только в том случае, если в качестве эмиттера электронов использовать совершенные микрокристаллы, находящиеся в равновесной форме с минимальной свободной поверхностной энергией (СПЭ). Дополнительно к данному условию необходимо, чтобы эмиттирующая поверхность микрокристалла имела возможно меньшие значения работы выхода, и одновременно необходимо, чтобы атомы поверхностного слоя эмиттера имели высокие значения энергии связи (или когезии).

2. Разработать и создать новые нетривиальные методы и принципы фокусировки и транспортировки потоков электронов с высокой зарядовой и пространственной плотностью от поверхности эмиттера до поверхности образца-мишени. Для решения этой задачи нами были предложены и разработаны оригинальные представления и метод

транспортировки и фокусировки электронных потоков с большими плотностями тока [22].

**МЕТОДЫ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ  
ДЛЯ РАЗРАБОТКИ КОНЦЕПЦИИ  
ПОСТРОЕНИЯ И СОЗДАНИЯ СИСТЕМ  
ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗОНДОВ  
СО СВЕРХВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ ЯРКОСТЬЮ**

Как видно из выражения (1), для повышения  $\beta(0)$  необходимо разработать эмиттеры электронов, которые были бы способны эмиттировать потоки электронов с высокой плотностью тока в пределах малых телесных углов при относительно низких экстрагирующих напряжениях. Из данных работ [20, 23–25] следует, что для получения максимальных значений  $\beta$  необходимо, чтобы эмиттер электронов обладал следующими конкретными свойствами или особенностями.

- Вершина термополевого эмиттера должна представлять микрокристалл, поверхность которого имеет равновесную форму, соответствующую минимуму свободной поверхностной энергии (СПЭ). Это означает, что при прочих равных условиях поверхность микрокристалла должна быть ограничена кристаллографическими плоскостями с минимальными индексами Миллера. Для кристаллов с объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой этому условию соответствует огранка микрокристалла гранями типа  $\{111\}$ .

- Эмиттирующая поверхность микрокристалла должна иметь сравнительно низкую работу выхода.

- Атомы в приповерхностном слое микрокристалла должны иметь весьма высокие значения ( $\geq 5-6$  эВ) энергии когезии. Отметим, что выполнение этого условия определяет высокую временную стабильность эмиссионных свойств термополевого катода.

- Поверхность вершины микрокристалла-эмиттера в направлении оси ЭОС должна иметь высокую кривизну. При выполнении этого условия телесный угол  $\Omega(0)$  вследствие особенностей распределения потенциала поля у вершины микрокристалла оказывается весьма малым ( $\sim 10^{-2}$  ср). Кроме того, как следствие при высокой кривизне эмиттирующей поверхности процессы диссипации энергии (тепло Джоуля, эффект Ноттинггама), выделяющейся в условиях термополевой эмиссии, преимущественно происходят на значительном удалении от вершины эмиттера [20]. Последнее обстоятельство, при прочих равных условиях, позволяет получать более высокие стационарные плотности тока термополевой эмиссии.

Вышеперечисленным условиям отвечают карбиды и нитриды тугоплавких металлов и полупроводников [25], а также эмиттеры, полученные

в результате адсорбции Zr, Hf, Al, Mg на поверхность тугоплавких металлов [20, 21, 24] при невысоком ( $\sim 10^{-4}$  Па) парциальном давлении кислорода.

Следует отметить, что эмиссионные свойства некоторых из этих материалов исследовались ранее [24, 25]. Однако при проведении экспериментов огранка вершины эмиттеров не соответствовала равновесной форме кристаллов, отвечающих минимуму СПЭ. В связи с этим значения  $\beta$  для изученных эмиттеров не превышали

$$\beta \approx 10^8 \text{ A/(B м}^2 \text{ ср)}.$$

Впервые эмиссионные свойства микрокристаллов, приведенных посредством термополевой перестройки в сильном электрическом поле к равновесной форме с минимальной СПЭ, были получены и исследованы в работах [10, 20, 21]. В этих работах было показано, что для таких форм поверхности удельная яркость достигает значений  $\beta(0) \approx 10^{10} \text{ A/(B м}^2 \text{ ср)}$ . Полученные результаты дают достаточные основания полагать, что и другие вышеперечисленные перспективные материалы позволят создать эмиттеры со столь же (или более) высокими значениями  $\beta(0)$ , если эмиттирующая поверхность эмиттера отвечает условию равновесия с минимальной СПЭ.

Таким образом, метод создания электронных источников со сверхвысокой яркостью заключался в разработке физической нанотехнологии и создании термополевых катодов, эмиттирующая поверхность которых является поверхностью микрокристалла, находящегося в равновесной форме с минимальной СПЭ.

Для решения задачи фокусировки и транспортировки эмиттированных потоков электронов с высокими зарядовой и пространственной плотностями от поверхности эмиттера до поверхности образца-мишени были разработаны оригинальные методы, суть которых заключается в том, чтобы, по возможности, исключить начальное диафрагмирование исходного эмиссионного потока и сфокусировать полный поток экстрагированных электронов на поверхности мишени без потери исходных зарядовой и пространственной плотностей. Как показано в [22], одно из возможных решений задачи фокусировки исходного существенно непараксиального потока электронов заключается в том, чтобы исходный поток эмиттированных электронов (после акта эмиссии) транспортировать в однородном магнитном поле, индукция которого задается таким образом, чтобы за время пролета электрона последний совершал половину лармовского оборота. При таком подходе, во-первых, у электронного пучка образуется всего лишь один кроссовер, что позволяет практически исключить влияние эффекта Берша, и, во-вторых, при таком "резонансном" принципе фокусировки электроны в процессе транспортировки практически не ока-

зывают влияния на величину потенциала поля полезадающих электродов, т. к. в процессе транспортировки поле потока электронов оказывается весьма слабым (кроме, разумеется, области взаимодействия пучка с мишенью). Решение задачи об учете влияния поля пространственного заряда было ранее получено аналитически [14], и поэтому эффект влияния поля пространственного заряда на траектории электронов может быть достаточно корректно учтен при моделировании всей ЭОС как целостной системы формирования пучка.

Как показали проведенные исследования, применение указанного принципа фокусировки позволяет достигать весьма малого коэффициента увеличения ЭОС (не более  $\sim 2-3$  раз), и, следовательно, исходные значения плотности тока термополевой эмиссии, а также удельной яркости электронного пучка на поверхности мишени будут уменьшаться не более чем на порядок по сравнению с  $J(0)$  и  $\beta(0)$ . Как показано ниже, использование термополевых эмиттеров с высокой яркостью и указанного принципа фокусировки и транспортировки пучка позволяет создавать на поверхности образца-мишени субмикронные пучки электронов с плотностью мощности до  $\approx 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭОС ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ СО СВЕРХВЫСОКОЙ УДЕЛЬНОЙ ЯРКОСТЬЮ И ПЛОТНОСТЬЮ МОЩНОСТИ

В целях теоретического обоснования возможности формирования электронных пучков с удельной яркостью  $\beta(0) \sim 10^{10}$  А/(м<sup>2</sup> ср В) и  $P \gg \gg 50$  МВт/см<sup>2</sup> были решены следующие задачи.

- Проведено сопоставление эмиссионных свойств термоэмиссионных и термополевых эмиттеров и показано, что для создания субмикронных электронных пучков со сверхвысокой плотностью мощности наиболее эффективными являются термополевые эмиттеры электронов.

- Проведен анализ проблемы влияния поля пространственного заряда электронов термополевой эмиссии на физический механизм этого процесса в сильных электрических полях ( $F > 5$  В/нм) и показано, что в этих условиях эмиссионный процесс становится нестационарным в результате образования у вершины эмиттера слоя микроплазмы. Установлено, что заметное влияние поле пространственного заряда на процесс эмиссии начинает оказывать только при  $J > 10^7$  А/см<sup>2</sup> [14, 20].

- Выполнено исследование механизма взаимодействия интенсивных электронных пучков с поверхностью металлов. Показано, что возбуждение фазового перехода конденсированного вещества в плотную плазму (процесса электронной

абляции) происходит при условии, что уровень плотности мощности потока электронов превышает пороговые значения  $\sim 50$  МВт/см<sup>2</sup> [2].

Для выбора типа катода — эмиттера электронов для ЭОС использовались известные соотношения, которые позволяют связать электронно-оптические характеристики ЭОС и эмиссионные параметры катода. Эти соотношения для ЭОС с термополевым катодом и термоэмиссионным катодом соответственно имеют вид:

$$\tilde{I}_{TF} \geq \frac{\pi}{6.6} \cdot \frac{e \cdot P_1}{E} \cdot r^{5/4} \cdot C_1^{1/2} \cdot C_2^{1/6} \cdot \rho^{4/3}, \quad (4)$$

$$\tilde{I}_T \geq \frac{e \cdot P_1 \cdot C_2^{2/3} \cdot \rho_v^2}{E \cdot \rho^{2/3}}, \quad (5)$$

где  $\tilde{I}_{TF}$ ,  $\tilde{I}_T$  — угловая интенсивность эмиссии для термополевого и термоэмиссионного катодов соответственно;  $e$  — заряд электрона;  $P_1$  — пороговая плотность мощности электронного пучка;  $r \equiv eV_e/E$ ;  $V_e$  — экстрагирующее напряжение;  $E$  — энергия пучка электронов на поверхности образца-мишени;  $C_1$  и  $C_2$  — коэффициенты сферической аберрации линз электронной пушки и объективной линзы соответственно;  $\rho$  — радиус электронного пучка на поверхности образца мишени;  $\rho_v$  — радиус кроссовера, создаваемого термоэмиссионным катодом.

Полагая  $\rho \leq 1.0$  мкм,  $P_1 \approx 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $r \approx 1$ ,  $E \approx \approx 10$  кэВ,  $\rho_v \approx 10$  мкм,  $C_1 \approx C_2 \approx 0.1$  см, легко оценить порядок величины угловой интенсивности эмиссии для создания микроннога с указанными параметрами. Вычисления приводят к следующим значениям:  $\tilde{I}_{TF} \geq 5$  мА/ср,  $\tilde{I}_T \geq 1$  А/ср. Откуда следует, что для формирования субмикронных зондов с высокой плотностью мощности, превышающей порог электронной абляции конденсированного вещества, необходимо использовать только термополевые катоды со сверхвысокой яркостью [10, 20, 21].

Далее, как отмечалось, для того чтобы при прочих равных условиях на поверхности образца-мишени создать пучок с максимальной плотностью мощности, необходимо, во-первых, стремиться использовать полный поток эмиттированных электронов, во-вторых, ЭОС должна обладать минимальными коэффициентами аберраций, и, наконец, в процессе транспортировки интенсивного потока электронов пучок электронов не должен иметь промежуточных кроссоверов. Последнее условие определяется необходимостью минимизации влияния на параметры пучка известного эффекта Берша.

Для реализации этих условий была предложена весьма простая схема построения ЭОС (рис. 1). Эта комбинация электродов "помещалась"

в однородное магнитное поле, направление вектора индукции которого ( $\mathbf{B}$ ) было коллинеарным оси ЭОС. В первом приближении численное значение вектора индукции задавалось таким образом, чтобы время пролета электрона до поверхности образца-мишени равнялось половине периода ларморовского вращения электрона в магнитном поле. Для проведения численных расчетов расстояние от эмиттера до поверхности образца-мишени выбиралось равным  $\sim (3-5)$  см. После выполнения начального траекторного анализа, значение  $\mathbf{B}$  корректировалось таким образом, чтобы величина кроссовера пучка совпала с плоскостью мишени. Следует отметить, что при таком принципе фокусировки и транспортировки пучка значение индукции магнитного поля весьма невелико и составляет  $\approx (0.03-0.08)$  Т. Такие магнитные поля легко создаются простыми техническими средствами. В качестве эмиттера электронов были использованы  $ZrO/W <100>$  эмиттеры. Плотность эмиссионного тока рассчитывалась по известному уравнению Мерфи—Гуда. Расчеты полей и траекторный анализ проводился с использованием пакета программ ТАУ [26].

### Принципы построения и алгоритмы программы ТАУ

Программный комплекс ТАУ предназначен для моделирования электровакуумных приборов и включает алгоритмы, обеспечивающие расчет 2D и 3D электрических и магнитных полей и потоков заряженных частиц.

Основой расчета физических полей является интегральный метод и основанный на нем метод функции источника. Матричная функция источника связывает источники поля (заряды и токи) с потенциалом электрического поля или вектором

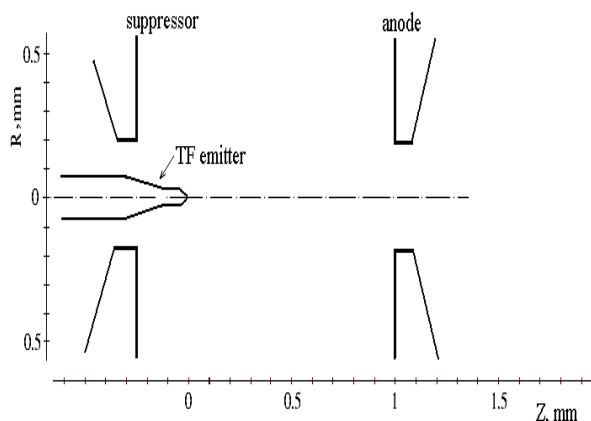


Рис. 1. Конфигурация электродов в ЭОС формирования субмикронных пучков с высокой плотностью мощности (показана часть ЭОС, в которой происходит экстракция электронов)

магнитной индукции и формируется путем преобразования канонической функции Грина для точечного источника.

При расчете электрического поля используется модель заряда простого слоя на поверхности электродов: кусочно-линейная на участках 2D электродов и кусочно-постоянная на участках 3D электродов. Эта модель позволяет устранить особенность ядра интегрального уравнения Фредгольма первого рода путем интегрирования особенности по участку электрода. Электрическое поле может быть рассчитано интегральным методом или задано формулой.

При расчете магнитного поля используется доменная модель ферромагнетика. 2D-домены — кольца с произвольным четырехугольным сечением, для 3D магнитных систем используется библиотека стандартных типов доменов, полученных на основе призмы с четырехугольным основанием. Намагниченность домена считается одинаковой во всем его объеме и определяется величиной магнитной индукции в центре домена. Магнитное поле может быть рассчитано интегральным методом или задано таблицей или формулой.

Для расчета движения заряженных частиц используется алгоритм step-by-step, позволяющий моделировать как статические, так и динамические режимы работы электронных приборов. Уравнения движения решаются с учетом релятивистских эффектов методами Рунге—Кутты и прогноза—коррекции.

Потенциал электростатического поля определялся по уравнению

$$U = \int_V \rho G dV + \int_S \sigma G ds. \quad (6)$$

Здесь  $G$  — функция Грина первой краевой задачи для уравнения Лапласа.

Обычно источники поля на границе неизвестны, а заданы потенциалы электродов. Для электростатической задачи с известной объемной плотностью заряда  $\rho$  из (6) получаем интегральное уравнение Фредгольма 1 рода для неизвестной поверхностной плотности простого слоя заряда на границе  $\sigma$ :

$$\int \sigma G ds = U - \int \rho G dV. \quad (7)$$

В численных алгоритмах интегрирование заменяется суммированием, при этом вместо непрерывного распределения объемных и поверхностных зарядов вводятся дискретные заряды, которые обычно получают интегрированием непрерывных распределений по малому объему или участку поверхности. Заменяя интегралы конечными суммами по дискретным источникам, получим выражения:

$$U_m = \sum_{i=1}^N G_{i,m}^0 q_i + \sum_{j=1}^M G_{j,m}^0 Q_j, \quad (8)$$

$$\sum_{i=1}^N G_{i,m}^0 q_i = U_m - \sum_{j=1}^M G_{j,m}^0 Q_j. \quad (9)$$

Здесь  $G_{i,m}^0$  — функция источника для свободной (бесконечной) области. В простейшем случае она совпадает с канонической функцией Грина. Функция Грина для точечного источника имеет следующий вид:

- в трехмерной декартовой системе координат

$$G_{i,m}^0 = \frac{1}{4\pi r}, \quad (10)$$

$$r = \sqrt{(x_i - x_m)^2 + (y_i - y_m)^2 + (z_i - z_m)^2};$$

- в плоской декартовой системе координат

$$G_{i,m}^0 = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln[(z_i - z_m)^2 + (x_i - x_m)^2]; \quad (11)$$

- в цилиндрической системе координат

$$G_{i,m}^0 = \frac{1}{2\pi^2\epsilon_0} \frac{K(p_{i,m})}{\sqrt{(z_i - z_m)^2 + (r_i + r_m)^2}}, \quad (12)$$

$$p = \frac{2\sqrt{r_i r_m}}{\sqrt{(z_i - z_m)^2 + (r_i + r_m)^2}}.$$

Здесь  $K(p)$  — полный эллиптический интеграл первого рода. Для расчета магнитных полей использовалось выражение для матричной функции источника, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\mathbf{B}_m = \sum_{i=1}^N \mathbf{G}_{i,m} \mathbf{j}_i. \quad (13)$$

Здесь  $\mathbf{B}_m = (B_z, B_r)$  — вектор магнитной индукции,  $\mathbf{j} = (j_1, j_2, j_3, j_4)$  — вектор токов на гранях домена,

$$\mathbf{G} = \begin{vmatrix} G_{z,1} & G_{z,2} & G_{z,3} & G_{z,4} \\ G_{r,1} & G_{r,2} & G_{r,3} & G_{r,4} \end{vmatrix},$$

$\mathbf{G}$  — матричная функция источника, связывающая четыре компоненты вектора тока домена с двумя компонентами вектора магнитной индукции. Составляющие функции источника для  $B_z$  и  $B_r$  определяются дифференцированием выражения для

векторного магнитного потенциала по координатам  $z$  и  $r$ :

$$G_z = \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA) dS, \quad G_r = \int \frac{\partial}{\partial z} (A) dS. \quad (14)$$

Здесь  $A$  — векторный магнитный потенциал от единичного дискретного тока (в случае осевой симметрии это псевдоскаляр)

$$A = \frac{\mu_0}{\pi} \left( \frac{\sqrt{(z_i - z_m)^2 + (r_i + r_m)^2}}{2r_m \cdot [K(p) - E(p)]^{-1}} - \frac{1}{\sqrt{(z_i - z_m)^2 + (r_i + r_m)^2}} K(p) \right), \quad (15)$$

$K(p)$  и  $E(p)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Токи на гранях домена определяются намагниченностью домена

$$\mathbf{j} = \mu_0 \cdot \text{rot } \mathbf{M}. \quad (16)$$

При проведении траекторных расчетов решались уравнения движения всех заряженных частиц, присутствующих в рассматриваемой области:

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = q \cdot (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]), \quad (17)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}.$$

Здесь  $q$  и  $m$  — заряд и масса частицы;  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{r}$  — скорость и радиус-вектор частицы;  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  — напряженность электрического поля и магнитная индукция.

Данная форма уравнения движения позволяла учесть зависимость массы частицы от скорости

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (18)$$

Здесь  $m_0$  — масса покоя частицы,  $c$  — скорость света.

В программном комплексе ТАУ использовались два алгоритма решения уравнений движения: метод Рунге—Кутта для системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (шаг интегрирования при использовании метода Рунге—Кутта не меняется) и метод прогноза и коррекции с изменением шага интегрирования. Если погрешность решения уравнения движения оказывалась меньше заданной величины, шаг интегрирования удваивался, если больше, то выполнялось еще одно приближение для коррекции.

**Табл. 1.** Параметры пучка, сформированного ЭОС с термополювым катодом (работа выхода эмиттирующей поверхности  $\varphi = 2.9$  eV)

$J_0(\text{A/cm}^2)$	$R = 0.01 \mu\text{m}$	$R = 0.1 \mu\text{m}$	$R = 0.5 \mu\text{m}$
$10^5$	$U_e = 2.37$ kV $B = 0.0208$ T $I_b = 0.0089$ $\mu\text{A}$ , $R_c = 0.083$ $\mu\text{m}$ $J_c = 41.2$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 9.8 \cdot 10^4$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 6.28$ kV $B = 0.0321$ T $I_b = 0.92$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.17$ $\mu\text{m}$ $J_c = 1.0 \cdot 10^3$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 6.4 \cdot 10^6$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 14.42$ kV $B = 0.049$ T $I_b = 23.5$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.84$ $\mu\text{m}$ $J_c = 1.56 \cdot 10^3$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 2.25 \cdot 10^7$ W/cm <sup>2</sup>
$10^8$	$U_e = 3.90$ kV $B = 0.0254$ T $I_b = 9.62$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.074$ $\mu\text{m}$ $J_c = 5.6 \cdot 10^4$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 2.2 \cdot 10^8$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 10.18$ kV $B = 0.041$ T $I_b = 950$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.12$ $\mu\text{m}$ $J_c = 2.1 \cdot 10^6$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 2.1 \cdot 10^{10}$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 24.26$ kV $I_b = 235$ mA

**Табл. 2.** Параметры пучка, сформированного ЭОС с термополювым катодом (работа выхода эмиттирующей поверхности  $\varphi = 4.5$  eV)

$J_0$ (A/cm <sup>2</sup> )	$R = 0.01 \mu\text{m}$	$R = 0.1 \mu\text{m}$	$R = 0.5 \mu\text{m}$
$10^5$	$U_e = 4.3$ kV $B = 0.0268$ T $I_b = 0.0094$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.10$ $\mu\text{m}$ $J_c = 29.9$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 1.3 \cdot 10^5$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 11.66$ kV $B = 0.044$ T $I_b = 0.94$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.13$ $\mu\text{m}$ $J_c = 1.78 \cdot 10^3$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 2.1 \cdot 10^7$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 27.95$ kV $B = 0.068$ T $I_b = 23.8$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.69$ $\mu\text{m}$ $J_c = 1.6 \cdot 10^3$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 4.5 \cdot 10^7$ W/cm <sup>2</sup>
$10^8$	$U_e = 7.55$ kV $B = 0.0353$ T $I_b = 9.40$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.12$ $\mu\text{m}$ $J_c = 2.10 \cdot 10^4$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 1.6 \cdot 10^8$ W/cm <sup>2</sup>	$U_e = 21.57$ kV $B = 0.06$ T $I_b = 940$ $\mu\text{A}$ $R_c = 0.18$ $\mu\text{m}$ $J_c = 9.40 \cdot 10^5$ A/cm <sup>2</sup> $P_m = 2.0 \cdot 10^{10}$ W/cm <sup>2</sup>	

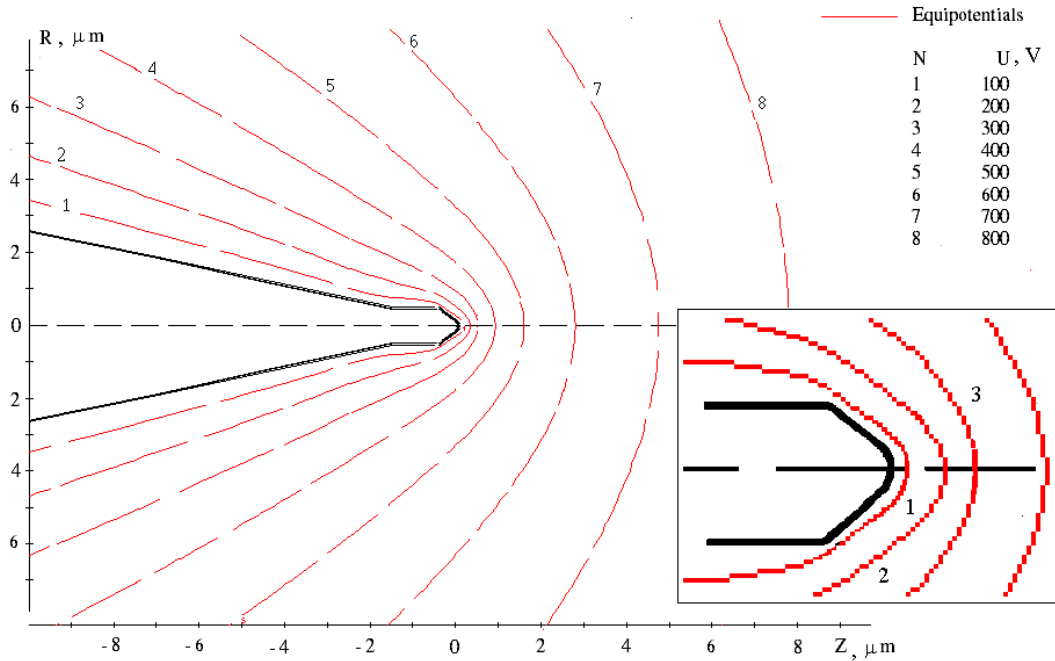


Рис. 2. Распределение потенциала электростатического поля вблизи эмиттирующей поверхности термополевого эмиттера ( $R = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 2.9 \text{ eV}$ ,  $J_0 = 10^8 \text{ A/cm}^2$ )

Если же после этого погрешность оставалась большой, то шаг уменьшался вдвое. На каждом шаге интегрирования в соответствии с выбранной моделью пучка рассчитывались заряды и токи в ячейках сетки и проверялось положение частицы относительно электродов. Если траектория частицы пересекала поверхность электрода, то вырабатывался признак попадания частицы на электрод.

Численные расчеты параметров ЭОС с термополевым катодом, а также результаты моделирования электронных траекторий представлены соответственно в табл. 1 и 2 и на рис. 2–4. Обозначения, использованные в табл. 1, 2, имеют следующий физический смысл:  $J_0$  — плотность тока термополевой эмиссии для заданных значений потенциала экстракции  $U_e$  и радиуса эмиттера  $R$ ;  $B$  — индукция однородного магнитного поля;  $I_b$  — ток зонда;  $R_c, J_c, P_m$  — соответственно радиус кроссовера, плотность тока и плотность мощности в плоскости кроссовера.

Отметим, что, если за поверхностью анода (экстрактора, рис. 3) ввести дополнительную электростатическую линзу, позволяющую уменьшить

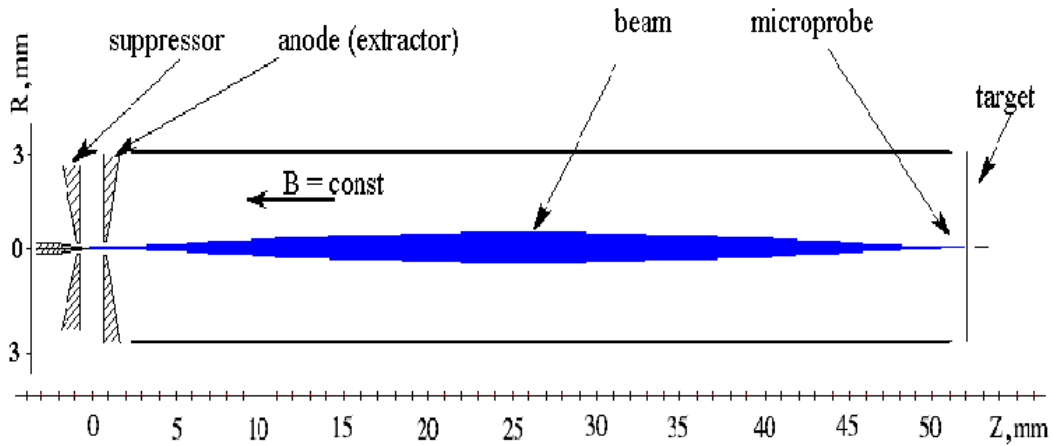
тангенциальные составляющие скорости электронов, инжектируемых в пространство транспортировки пучка, то плотность мощности зонда на поверхности мишени может быть увеличена до  $\approx 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ .

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

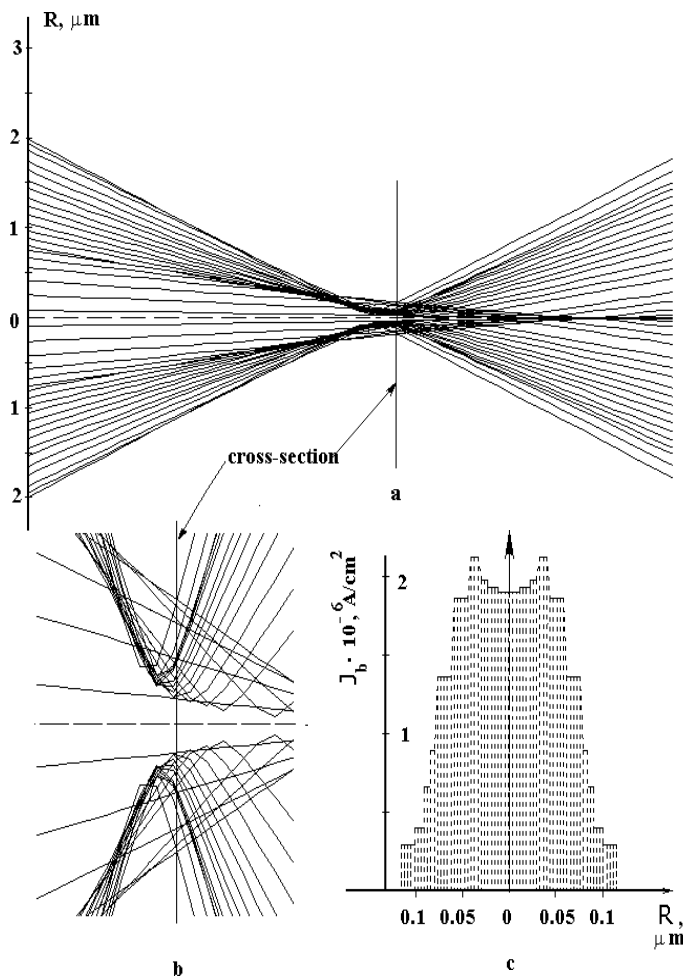
Обобщая вышеизложенное, можно констатировать, что в результате проведенных экспериментальных и теоретических исследований проблемы формирования субмикронных электронных пучков, плотность мощности которых значительно превышает порог электронной абляции конденсированного вещества, получены данные, позволяющие приступить к практической разработке и созданию опытных образцов ЭОС с необходимыми параметрами.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-02-17268 и СПб. Научного Центра 2002 года.





**Рис. 3.** Конфигурация электродов ЭОС и поперечное сечение пучка ( $R = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\varphi = 2.9 \text{ eV}$ ,  $U_c = 10.18 \text{ kV}$ ,  $B = 0.041 \text{ T}$ ,  $I_b = 950 \mu\text{A}$ ,  $R_c = 0.12 \mu\text{m}$ ,  $J_c = 2.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ ,  $P_m = 2.1 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ )



**Рис. 4.** Траектории электронов в кроссовере пучка (a, b) и распределение плотности тока (c) на поверхности мишени ( $R = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\varphi = 2.9 \text{ eV}$ ,  $U_c = 10.18 \text{ kV}$ ,  $B = 0.041 \text{ T}$ ,  $I_b = 950 \mu\text{A}$ ,  $R_c = 0.12 \mu\text{m}$ ,  $J_c = 2.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ ,  $P_m = 2.1 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ )

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
2. *Птицын В.Э.* Феноменологическая модель абляции // Научное приборостроение. 1999. Т. 10, № 4. С. 20–24.
3. *Птицын В.Э.* Влияние десорбции атомов на эмиссию электронов в сильном электрическом поле. СПб.: ИАиП РАН, 1992. Препринт № 52. 20 с.
4. *Птицын В.Э.* К проблеме пробоя вакуумной электроизоляции // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55, вып. 6. С. 325–328.
5. *Ptitsin V.E.* Instability of Thermal Field Electron Emission // Surf. Sci. 1991. V. 246. P. 373–377.
6. *Ptitsin V.E. and Shevchenko S.I.* On the Mechanism of the LMIS Emission // Surf. Sci. 1992. V. 266. P. 191–196.
7. *Ptitsin V.E.* Instability of the Metal Microcrystal Surface at Intense Electron Emission // J. Vac. Sci. and Technol, A. 1993. V. 11, N 5. P. 2447–2451.
8. *Ptitsin V.E.* Theory of Abnormal Desorption // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65, N 4. P. 1476–1479.
9. *Ptitsin V.E.* Model of the Mechanism of Liquid Metal Ion Source Emission // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65, N 4. P. 1354.
10. *Птицын В.Э.* Термополевые процессы, активируемые воздействием сильных электрических полей и концентрированных потоков энергии на конденсированное вещество. Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук, СПб.: ИАиП РАН, 1996. 345 с.
11. *Гелевер В.Д., Птицын В.Э., Галль Л.Н., Жуков В.А.* О возможности создания на базе термополевых катодов низкоэнергетических субмикронных электронных зондов с высокой плотностью мощности и о перспективах использования таких зондов // Известия РАН (сер. физич.). 1998. № 3. С. 615–621.
12. *Птицын В.Э., Галль Л.Н., Комяк Н.И.* О механизме эмиссии ионов и возбужденных нейтральных атомов с поверхности жидкого металла в сильных электрических полях // Доклады РАН. 1998. Т. 363, № 3. С. 469–471.
13. *Галль Л.Н., Кузьмин А.Г., Птицын В.Э.* Развитие методов элементного анализа диэлектриков // Известия РАН (сер. физич.). 1998. № 10, С. 145–151.
14. *Птицын В.Э., Комяк Н.И., Кольцов С.Н.* О влиянии поля пространственного заряда эмиттируемых электронов на процесс термополе-
- вой эмиссии // Доклады РАН. 1998. Т. 363, № 4. С. 319–321.
15. Лучинин В.В. Микросистемная техника. Направления и тенденции развития // Научное приборостроение. 1999. Т. 9, № 1. С. 3–18.
16. *Brau C.F.* High-brightness electron beams — small free-electron lasers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1998. A 407. P. 1–7.
17. *Tsai C.C., Foster C.A., Milora S.L. et al.* Electron-beam rocket acceleration of hydrogen pellets // J. Vac. Sci. And Technol, A. 1993. V. 11, N 4 Jul/Aug. P. 1252–1257.
18. *Klimenkov M., Matz W., Nepijko S.A., Lehman M.* Crystallisation of Ge nanoclusters in SiO<sub>2</sub> caused by electron irradiation in TEM // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B. 2001. V. 179. P. 209–214.
19. *Fransen M.J., Overwijk M.H.F., Kruit P.* Brightness Measurements of a ZrO/W Schottky Emitter in a Transmission Electron Microscope // Applied Surface Science. 1999. V. 146. P. 357–362.
20. *Ptitsin V.E.* Non-Stationary Thermal Field Emission // Advances in Imaging and Electron Physics / Ed. P.W. Hawkes. Academic Press, 2000. V. 112. P. 165–231.
21. *Птицын В.Э., Максимов С.В.* Термополевой катод с двойной локализацией эмиссии // Научное приборостроение. 1999. Т. 9, № 4. С. 51–61.
22. *Ptitsin V.E., Tregubov V.F.* A high power density submicron electron beam source // Program and Abstracts of 47 Int. Field Emission Symposium. Berlin, 2001. P. EO.16.
23. *Шаскольская М.П.* Кристаллография. М.: Высшая школа, 1984. 376 с.
24. *Шредник В.Н.* Диффузия и рост кристаллов на металлической поверхности, изучаемые в атомном масштабе. Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1986.
25. *Ткаченко В.А.* Исследование эмиссионных свойств новых материалов и разработка на их основе технических автокатодов. Автореф. дис. ... канд. технич. наук. Л.: ЛЭТИ им. В.И. Ульянова, 1981.
26. *Трегубов В.Ф.* Программный комплекс TAU // Web-site: [www.solver.spb.ru](http://www.solver.spb.ru).

*Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург*

Материал поступил в редакцию 7.07.2002.

## **ON THE POSSIBILITY OF FORMING SUBMICRON ELECTRON BEAMS WITH A POWER DENSITY OF UP TO 100 GW/cm<sup>2</sup>**

**V. E. Ptitsin, V. A. Tregubov**

*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

It is shown that using thermal field emitters of superhigh brightness and also special methods of focusing and transporting high charge density electron fluxes, one can form submicron electron beams with a power density of up to  $\sim 100$  GW/cm<sup>2</sup>.