

08,11

Предел плотности тока для многоэмиттерных холодных катодов на основе углеродных наноструктур с высоким аспектным отношением

© В.И. Клещ^{1,2}, А.Б. Логинов¹, Р.Р. Исмагилов^{1,2}, А.Н. Образцов^{1,2}

¹ Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

E-mail: klesch@polly.phys.msu.ru

Поступила в Редакцию 25 февраля 2026 г.

В окончательной редакции 16 марта 2026 г.

Принята к публикации 16 марта 2026 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования характеристик многоэмиттерных холодных катодов на основе углеродных наноструктур с высоким аспектным отношением. Проведено сравнительное исследование вольт-амперных характеристик и эмиссионных картин для автокатодов на основе углеродных нанотрубок и нанографитных пленок, содержащих углеродные наносвитки. Методом конечных элементов выполнено численное моделирование распределения электрического поля в массиве эмиттеров и исследованы зависимости коэффициента усиления поля и плотности тока от параметров массива. На основе анализа экспериментальных и расчетных данных установлено, что предельное значение средней плотности тока для рассматриваемого класса катодов составляет порядка 1 A/cm^2 и определяется максимально достижимыми значениями локальной плотности тока автоэлектронной эмиссии (10^8 A/cm^2) и напряженности поля в вакуумном промежутке ($20\text{--}50 \text{ V}/\mu\text{m}$). Обсуждаются сравнительные характеристики наноуглеродных катодов, а также возможные пути создания катодов, обеспечивающих получение токов, превышающих установленное предельное значение.

Ключевые слова: автоэлектронная эмиссия, полевые катоды, углеродные нанотрубки, нанографитные пленки, вакуумная электроника.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62948.9141

1. Введение

В основе работы холодных катодов лежит явление автоэлектронной эмиссии, при котором электроны туннелируют из электропроводящего материала под действием внешнего электрического поля. Поскольку для наблюдения этого явления требуется создание напряженности поля в несколько вольт на нанометр, эмиттерам, как правило, придается остроконечная форма с радиусом острия менее 100 nm , что обеспечивает необходимое значение напряженности за счет локального усиления электрического поля. Благодаря отсутствию энергетических затрат на возбуждение электронов (в отличие, например, от случая термоэлектронной эмиссии) и высокой плотности состояний вблизи уровня Ферми, локальная плотность тока автоэлектронной эмиссии с поверхности металлического острия j_{max} может достигать значительной величины порядка 10^7 A/cm^2 в режиме постоянного напряжения и до 10^9 A/cm^2 в режиме коротких импульсов [1]. Однако общий ток формируемого электронного пучка обычно не превышает десятых долей миллиампера, что связано с малой площадью эмитирующей поверхности. Для достижения высоких значений тока используют так называемые многоэмиттерные автоэмиссионные катоды (автокатоды) большой площади, которые представляют собой массивы мик-

роразмерных эмиттеров, расположенных на подложке макроскопически больших размеров. Максимальная средняя плотность тока с поверхности такого катода J_{max} на практике оказывается на несколько порядков ниже величины j_{max} . Это обусловлено тем, что площадь эмиссии s для отдельного острия, которая определяется в основном его радиусом вблизи окончания ($s \approx \pi r^2$), существенно меньше, чем площадь поверхности катода S_0 , приходящаяся на каждый эмиттер, которая определяется характерным расстоянием между эмиттерами L ($S_0 \approx L^2$). При этом слишком плотное расположение эмиттеров снижает коэффициент усиления для каждого из них вследствие эффекта экранировки, а слишком редкое — уменьшает общее значение эмитирующей поверхности и, соответственно, тока. Поэтому определение оптимальных параметров отдельных эмиттеров и их взаимного расположения является важным для выявления условий, обеспечивающих достижение максимальной плотности тока многоэмиттерных холодных катодов.

Высокая прочность межатомных связей, наряду с другими факторами, делает привлекательными для создания автоэмиссионных катодов и изучения особенностей автоэлектронной эмиссии различные наноразмерные углеродные структуры в виде углеродных нанотрубок, наносвитков, нанопроволок, наностенок и пр. [2–5]. Та-

кие структуры имеют высокое аспектное отношение (характеризующее отношение геометрической высоты к радиусу, h/r), что обеспечивает высокий коэффициент усиления поля на поверхности в области эмиссии и позволяет наблюдать электронную эмиссию при относительно низких значениях напряжения. Фундаментальный научный интерес представляет исследование взаимосвязи уникального электронного строения таких наноуглеродных образований и их автоэмиссионных свойств, который, в частности, продиктован возможностью изучения особенностей электронной эмиссии из структур с пониженной размерностью. С практической точки зрения наибольший интерес представляют многоэмиттерные наноуглеродные катоды в виде тонких пленок, которые перспективны для применения в рентгеновских трубках, генераторах и усилителях сверхвысоко-частотного излучения, космических аппаратах и других устройствах [2–5]. К преимуществам таких автокатодов, по сравнению с катодами, изготавливаемыми с использованием микроэлектронных технологий [6,7], обычно относят относительную простоту и низкую стоимость их изготовления, более низкие требования к уровню вакуума, возможность нанесения на подложки не плоской формы и др. [8]. Однако их практическое применение в значительной степени сдерживается ограничениями в практически достижимых значениях средней плотности тока при необходимой долговечности и стабильности в условиях технического вакуума. Предельная плотность тока холодной эмиссии электронов определяется фундаментальными квантово-механическими закономерностями этого явления и имеет существенное значение для практического использования. При этом в литературе, посвященной исследованию автокатодов на основе углеродных нанотрубок и других углеродных наноструктур, зачастую приводятся противоречивые сведения о величине предельной плотности тока, которая варьируется в широком диапазоне от 0.1 до 100 А/см² [4,5]. Подобный разброс затрудняет оценку практической применимости наноуглеродных автокатодов и указывает на необходимость систематических исследований для получения количественных оценок. В частности, как отмечается рядом авторов [9], важным обстоятельством при исследовании автокатодов является необходимость проведения измерений в контролируемых условиях и с использованием однотипных методик, обеспечивающих сопоставимость получаемых данных и надежную обоснованность выводов из таких исследований.

Автоэмиссионные характеристики многоэмиттерных наноуглеродных катодов определяются их структурно-морфологическими и электронными свойствами, которые непосредственно зависят от методов, используемых для их создания [1]. В наиболее распространенных методах получения углеродных наноструктур с высоким аспектным отношением (углеродных нанотрубок, наностенок и др.) используется конденсация углерода из газовой фазы, формируемой с использованием дугового разряда, лазерной абляции и др. [2–5]. Синтезированные

этимися методами углеродные наноматериалы получают, как правило, в виде порошков. Изготовление из таких порошков катодов требует соответствующего клея (например, в виде полимерных связующих) для их закрепления на токоподводящую подложку [2]. Наличие клея ухудшает электрический, механический и тепловой контакт с подложкой, приводя к нестабильности эмиссии и деградации катода. Кроме этого, остаточные частицы катализатора, содержащиеся, например, в углеродных нанотрубках, могут ухудшать автоэмиссионные свойства [10].

В настоящей работе изучались катоды, изготовленные из материалов, синтезированных двумя способами, позволяющими минимизировать указанные недостатки. Для создания катодов на основе углеродных наносвитков использовался метод плазмохимического осаждения [11], реализация которого не требует катализатора и приводит к формированию вертикально ориентированных углеродных наноструктур, имеющих прочную (ковалентную) связь с подложкой и обладающих высоким аспектным отношением. Такие наноструктуры обеспечивают высокое значение коэффициента усиления поля, а также обладают эффективным теплоотводом и механической стабильностью. Также исследовались катоды на основе одностенных углеродных нанотрубок, которые синтезировались методом „аэрозольного“ газофазного осаждения с последующим сухим механическим переносом („сухой печатью“) на токопроводящую подложку [12]. Такой подход позволяет получать макроскопически однородные пленки без использования связующих, однако механический контакт в этом случае обеспечивается относительно слабым адгезионным взаимодействием (силами Ван-дер-Ваальса). Сопоставление автоэмиссионных характеристик катодов, изготовленных по указанным методикам, позволяет провести сравнительное исследование и выявить влияние механического контакта и морфологии эмиттеров на предельную плотность тока и стабильность работы автокатаода.

2. Экспериментальные условия и результаты

2.1. Структурные характеристики катодов

Исследовались многоэмиттерные катоды в виде подложек, изготовленных из кремния и покрытых слоем углеродных нанотрубок или нанографитным материалом, содержащим углеродные наносвитки. Синтез нанотрубок производился „аэрозольным“ методом [12]. В данном методе нанотрубки формируются на поверхности частиц железного катализатора, находящихся в состоянии взвеси (аэрозоля) в углеродсодержащей газовой смеси, при температуре порядка 900 °С. Продукты синтеза фильтруются через нитроцеллюлозные дисковые фильтры на выходе из аэрозольного реактора и формируют слои, состоящие из переплетенных между собой одностенных углеродных нанотрубок с диаметром около 2 nm.

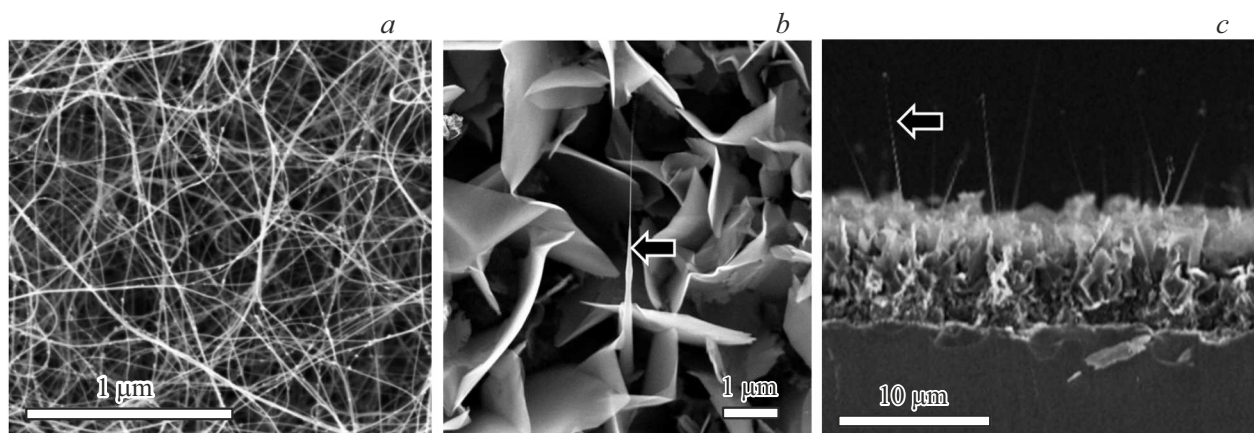


Рис. 1. *a)* РЭМ-изображение пленки одностенных углеродных нанотрубок на кремниевой подложке. *b)* РЭМ-изображение нанографитной пленки на кремниевой подложке (вид сверху). *c)* РЭМ-изображение скола нанографитной пленки, выращенной на кремниевой подложке. Стрелками показано положение углеродных наносвитков.

Полученные слои нанотрубок переносились на низкоомные кремниевые подложки размером $1 \times 1 \text{ cm}^2$ при механическом контакте с прижиманием и последующим отделением фильтра. После переноса на кремний края пленки по периметру подложки покрывались слоем диэлектрического лака шириной около 0.5 mm для исключения краевого эффекта в процессе измерения автоэлектронной эмиссии. Типичное изображение поверхности такого слоя нанотрубок на кремнии, полученное с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ), представлено на рис. 1, *a*. Толщина пленок составляла около $1 \mu\text{m}$. В основном нанотрубки были собраны в пучки диаметром до 10 nm .

Нанографитные пленки синтезировались непосредственно на кремнии методом плазмохимического осаждения [11]. Получаемые таким образом нанографитные пленки представляют собой плотно расположенные графитовые микропластинки, плоскости которых ориентированы преимущественно перпендикулярно плоскости подложки. Кроме пластинчатых кристаллитов графита, такие пленки, как правило, содержат иглоподобные структуры, которые также ориентированы перпендикулярно подложке и расположены на расстоянии порядка нескольких микрон друг от друга. Типичные РЭМ-изображения нанографитной пленки представлены на рис. 1, *b* и *c*. Иголоподобные образования, наблюдаемые на поверхности пленки, имеют форму скрученных призм с полигональным сечением, образованных спирально свернутым листом графена [13]. Структура таких наносвитков близка к структуре многостенной углеродной нанотрубки, в частности, они имеют внутренний канал с диаметром от 2 до 10 nm . Однако, в отличие от многостенных нанотрубок, их толщина постепенно уменьшается в направлении от подложки. Диаметр у основания наносвитков (вблизи подложки) составляет $100\text{--}300 \text{ nm}$, а вблизи вершины — около 2 nm . Длина наносвитков, как правило, составляет около $10 \mu\text{m}$, бла-

годаря чему их вершины находятся существенно выше уровня наностенок, как это видно из рис. 1, *c*.

2.2. Методика исследования автоэлектронной эмиссии

Исследование автоэмиссионных свойств многоэмиттерных автокатодов проводилось при комнатной температуре и уровне вакуума 10^{-6} Torr . Измерения проводились в диодной конфигурации с плоским анодом, расположенным параллельно катоду на расстоянии $d = 300 \mu\text{m}$. Для исследования пространственного распределения эмитируемых электронов (получения эмиссионной картины) использовался анод в виде плоского люминофорного экрана, представляющего собой стеклянную пластину, покрытую прозрачным электропроводящим слоем оксида индия-олова (ITO), поверх которого нанесен слой катодолюминофора. Размер изображения отдельного эмиссионного центра, Δx , на люминофорном экране прежде всего определяется величиной расстояния анод–катод, d , и, как правило, составляет около $100 \mu\text{m}$ при $d = 300 \mu\text{m}$, использованном в данных измерениях. Величина Δx обусловлена тем, что эмитированные электроны имеют значительную поперечную (тангенциальную) составляющую скорости, связанную с направлением силовых линий электрического поля, которые вблизи острия эмиттера ортогональны его поверхности [14]. Таким образом, максимальная плотность центров, которая может быть измерена при указанных условиях с помощью люминофорного экрана, составляет порядка $n \approx \Delta x^{-2} = 10^4 \text{ cm}^{-2}$.

Из-за опасности перегрева и разрушения люминофорного экрана, при измерениях больших токов, превышающих 1 mA , в качестве анода использовалась массивная стальная пластина. Регистрация вольт-амперных характеристик проводилась в режиме постоянного на-

пряжения с помощью источника питания Keithley 248 и амперметра Keithley 6487.

Следует подчеркнуть, что адекватная интерпретация результатов измерения вольт-амперных характеристик многоэмиттерных катодов возможна только при учете соответствующих эмиссионных картин. Визуализация распределения эмиссионных центров является важным требованием при исследовании многоэмиттерных катодов, и ее отсутствие может приводить к существенным ошибкам в определении средней плотности эмиссионного тока. Например, при неравномерном распределении эмиссионных центров (наличии областей с отсутствием эмиссии) возможно занижение плотности тока. В то же время эмиссия из неучтенных областей (например, с торцевой поверхности катода) может приводить к завышению оценки для плотности тока. Визуализация также позволяет с высокой точностью контролировать параллельность катода и анода, что особенно важно при измерениях, выполняемых с катодами большой площади.

Также важно отметить, что наблюдаемая плотность эмиссионных центров существенно зависит от приложенного напряжения. Из-за неизбежного статистического разброса параметров эмиттеров (см. раздел 4), при напряжении, близком к пороговому, свечение на экране возникает только от наиболее „эффективных“ эмиттеров с максимальным коэффициентом усиления поля. По мере увеличения напряжения в эмиссию последовательно вовлекаются новые эмиттеры, что увеличивает плотность эмиссионной картины. При высоких плотностях тока, когда напряжение существенно превышает пороговое значение, для катодов с высокой исходной плотностью эмиттеров наблюдается однородное свечение области люминофора, соответствующей всей площади катода [15].

Для сравнения свойств образцов по измеренным вольт-амперным характеристикам рассчитывалась зависимость усредненной по площади плотности тока с поверхности катода J от средней напряженности поля E в зазоре между анодом и катодом. Плотность тока рассчитывалась по формуле $J = I/S$, где I — измеренный ток, а S — эмитирующая площадь поверхности катода. Напряженность поля рассчитывалась по формуле $E = V/d$, где V — приложенное напряжение, а d — расстояние между электродами.

Полученные зависимости $J(E)$ анализировались с помощью феноменологической формулы Фаулера–Нордгейма [16]

$$J(E) = C_1(\beta E)^2 \exp\left(-\frac{C_2\varphi^{3/2}}{\beta E}\right), \quad (1)$$

где C_1 — параметр, зависящий от работы выхода материала катода φ и суммарной эмитирующей площади, $C_2 \approx 6.831 \text{ eV}^{-3/2} \text{ V nm}^{-1}$, β — среднее значение коэффициента усиления, определяемое как отношение величины локальной напряженности поля вблизи острия эмиттера E_{tip} к средней напряженности поля между электродами E ($\beta = E_{\text{tip}}/E$). Для определения коэффициента

усиления поля β проводилась линейная аппроксимация зависимости $J(E)$ в координатах Фаулера–Нордгейма, т.е. как зависимость величины $\ln(J/E^2)$ от $1/E$. Согласно формуле (1), угол наклона прямой определяется выражением $C_2\varphi^{3/2}/\beta$, откуда, зная работу выхода материала катода φ , можно определить коэффициент β . В настоящей работе использовалось значение $\varphi = 5 \text{ eV}$, характерное для углеродных нанотрубок и графита [17]. Кроме этого, из полученных вольт-амперных характеристик определялась пороговая напряженность поля как значение, необходимое для достижения средней плотности тока 0.1 mA/cm^2 .

2.3. Результаты исследования автокатодов

Результаты экспериментального исследования автокатодов на основе углеродных нанотрубок и наносвитков представлены на рис. 2. Катоды обоих типов демонстрировали высокую плотность и однородность распределения эмиссионных центров на эмиссионных картинах (рис. 2, *b* и *c*). Вольт-амперные характеристики катодов, измеренные при плотности тока до 1 mA/cm^2 , представлены на рис. 2, *d*. Пороговое поле для катодов данного типа составляло $1\text{--}2 \text{ V/}\mu\text{m}$. В координатах Фаулера–Нордгейма (рис. 2, *e*) вольт-амперные характеристики имеют линейный вид, а их аппроксимация дает значения коэффициентов усиления поля β в диапазоне от 2000 до 5000. Представленные результаты согласуются с ранее проведенными экспериментальными исследованиями для катодов на основе одностенных углеродных нанотрубок [18] и наносвитков [19].

Вольт-амперная характеристика катода на основе наносвитков для больших значений тока представлена на рис. 2, *f*. В данном случае размер катода составлял $1 \times 1 \text{ mm}^2$, а максимальный ток достигал 5 mA , что соответствует средней плотности тока 0.5 A/cm^2 . При дальнейшем увеличении тока до уровня 1 A/cm^2 наблюдались электрические пробой между катодом и анодом, и происходила быстрая деградация эмиссионных свойств. Для катодов на основе углеродных нанотрубок максимальная плотность тока была значительно ниже и не превышала 0.01 A/cm^2 . Это связано с тем, что нанотрубки относительно слабо связаны с подложкой, и под действием пондеромоторных сил отделяются и переносятся на анод.

3. Численное моделирование

Для проведения количественного анализа полученных экспериментальных данных была использована численная модель, в которой катод был представлен массивом одинаковых эмиттеров, расположенных на плоской подложке. В модели эмиттеры располагались в узлах квадратной сетки с шагом L (см. вставку на рис. 3, *a*). Аналогичные модели рассматривались ранее, например, в работах [20,21]. В настоящей работе было проведено сравнительное исследование для

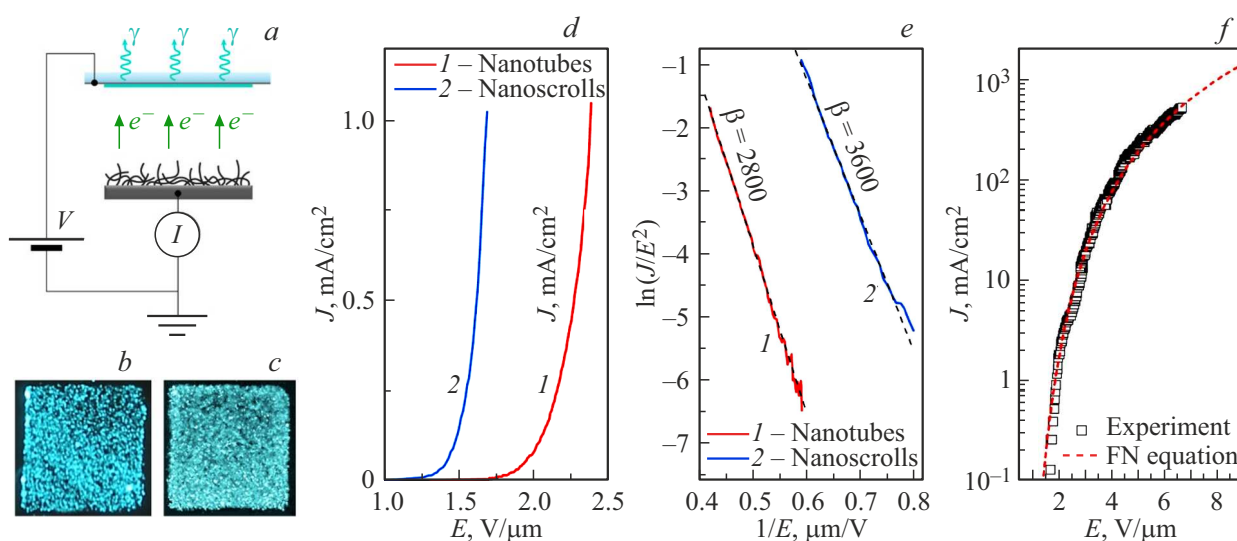


Рис. 2. *a)* Схема измерений вольт-амперных характеристик и эмиссионной картины. *b* и *c)* Фотографии эмиссионных картин для катодов на основе углеродных нанотрубок и наносвитков, полученные при плотности тока 1 mA/cm^2 . Размеры изображений $1 \times 1 \text{ cm}$. *d)* Зависимость средней плотности тока от напряженности электрического поля $J(E)$, для катодов на основе углеродных нанотрубок и наносвитков. *e)* Зависимости, представленные на панели (*d*), в координатах Фаулера–Нордгейма. *f)* Зависимость $J(E)$ для наносвитков при высокой плотности тока. Пунктирной линией показана аппроксимация по формуле (1).

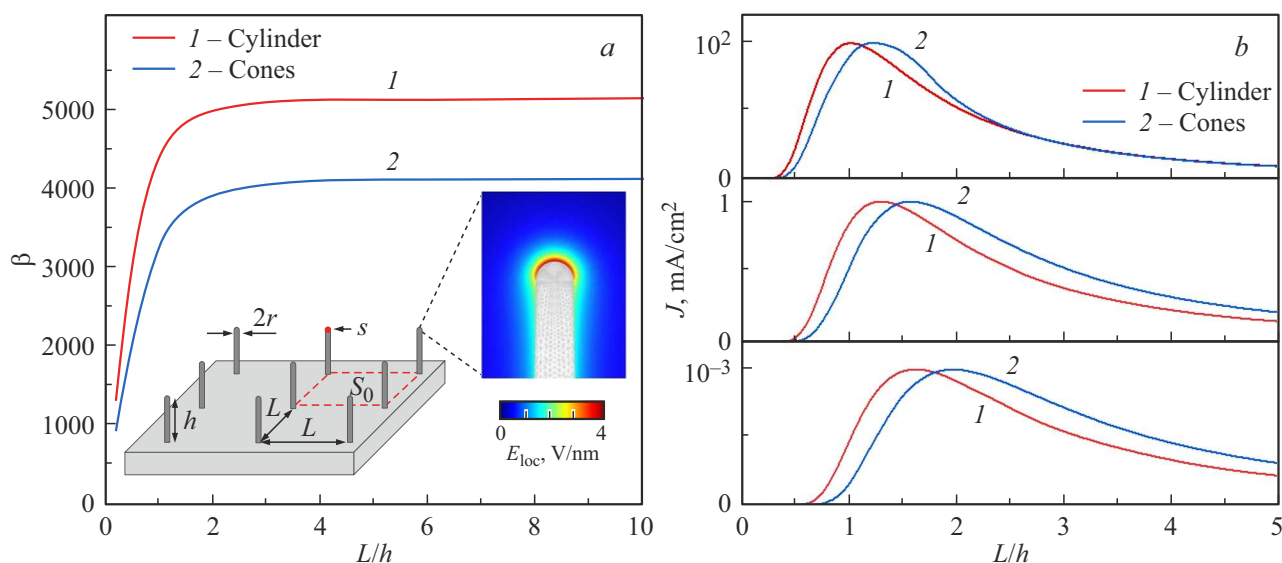


Рис. 3. *a)* Зависимость коэффициента усиления электрического поля от расстояния между эмиттерами, выраженного в виде отношения L/h . На вставке показано схематическое изображение многоэмиттерного катода (слева) и пример рассчитанного распределения напряженности поля вблизи окончания наносвитка при разности потенциалов $V = 100 \text{ V}$ (справа). *b)* Графики расчетных зависимостей средней плотности тока от расстояния (в виде отношения L/h) между эмиттерами для цилиндров и конусов при различных значениях напряжений 341 и 456 V, 189 и 246 V, 108 и 139 V (сверху вниз), соответствующих максимальной плотности тока 100, 1 и 0.001 A/cm^2 .

эмиттеров двух типов — в виде цилиндра (модель нанотрубки) и конуса (модель наносвитка), имевших полусферическое окончание. Плотность расположения и размеры изображений эмиссионных центров на катодолуминесцентном экране-аноде свидетельствуют о примерно одинаковых геометрических характеристиках эмиттирующих нанотрубок и наносвитков. При моделировании высота эмиттеров принималась равной $h = 10 \mu\text{m}$,

радиус окончания $r = 1 \text{ nm}$, а радиус основания конуса наносвитка $r_b = 150 \text{ nm}$. Плоский анод находился под положительным потенциалом V и располагался на расстоянии $d = 100 \mu\text{m}$ от катода. Для расчета распределения электрического поля в пространстве между катодом и плоским анодом численно решалась краевая задача Лапласа с периодическими граничными условиями с использованием метода конечных элементов

в программном пакете COMSOL Multiphysics. Пример расчета пространственного распределения локального электрического поля вблизи острия эмиттера в виде конуса представлен на вставке на рис. 3, а.

Коэффициент усиления поля β рассчитывался как отношение локальной напряженности поля на острие эмиттера E_{tip} к средней напряженности поля V/d . Расчеты показали, что при расстоянии между эмиттерами L , примерно равном высоте эмиттера h , эффект экранирования электрического поля соседними эмиттерами становится значительным и наблюдается заметное снижение β . Максимальное значение β_0 , достигаемое в случае, когда эмиттеры сильно удалены друг от друга, т. е. при $L \gg h$, для цилиндрических эмиттеров составило $\beta_0 \approx 0.5h/r \approx 5000$. Для конусообразных эмиттеров $\beta_0 \approx 0.4h/r \approx 4000$, что на 20 % меньше. Полученные значения хорошо согласуются по порядку величины со значениями, полученными из аппроксимации экспериментальных данных (рис. 2, е). Эти результаты подтверждают применимость классической теории Фаулера–Нордгейма, разработанной для металлов, к описанию исследуемых в работе углеродных эмиттеров.

Плотность тока с поверхности эмиттера j рассчитывалась как функция локальной напряженности поля E_{tip} с помощью формулы для эмиссионного тока из металла [16]:

$$j(E_{\text{tip}}) = A \frac{E_{\text{tip}}^2}{\varphi^2(y)} \exp\left(-B \frac{\varphi^{3/2}}{E_{\text{tip}}} \nu(y)\right). \quad (2)$$

Здесь $A \approx 1.541 \cdot 10^{-6} \text{ АевВ}^{-2}$, $B \approx 6.831 \text{ эВ}^{-3/2} \text{ В нм}^{-1}$, $t^2(y)$ и $\nu(y)$ — табулированные функции аргумента $y = C\sqrt{E}/\varphi$, где $C \approx 1.2 \text{ эВ}(\text{В/нм})^{-1/2}$ [16]. Работа выхода φ бралась равной 5 эВ. Полный ток эмиттера вычислялся как поверхностный интеграл от плотности тока $i = \int j(E_{\text{tip}}) ds$. Усредненная по площади плотность тока рассчитывалась по формуле $J = i/L^2$, т. е. как отношение полного тока к площади катода, приходящейся на отдельный эмиттер.

В результате проведенных расчетов были получены зависимости усредненной по площади плотности тока от расстояния между эмиттерами $J(L)$ при постоянном напряжении, показанные на рис. 3, б. Эти зависимости демонстрируют максимум при определенном значении L , наличие которого обусловлено балансом эффекта усиления поля и плотности расположения эмиттеров, как это обсуждалось выше. В представленных вычислениях напряжение подбиралось таким образом, чтобы максимум плотности тока соответствовал заданному значению, а именно 0.001, 1 и 100 А/см². Видно, что оптимальное расстояние L_{opt} , при котором достигается максимум плотности тока, лежит в диапазоне значений, равных от $1h$ до $2h$, где h — высота эмиттера. При этом отличие в значениях L_{opt} для случая цилиндров и конусов достигает 30 %.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что величина L_{opt} зависит не только от геометрии

эмиттера, но также и от приложенного напряжения, которое определяет уровень максимальной плотности тока. Более того, существенное влияние на величину L_{opt} также оказывает аспектное отношение h/r , размер межэлектродного промежутка d (в случае $d \approx h$), а также конкретный вид зависимости $j(E_{\text{tip}})$, который может отличаться от классического выражения (2) при высоких E_{tip} или из-за поправок, вызванных значительной кривизной эмиттера и эффектами размерного квантования [22–25]. В результате, в зависимости от перечисленных условий, величина L_{opt} может варьироваться в широких пределах — от десятых долей до нескольких единиц h . Важно отметить, что в литературе, посвященной многоэмиттерным автокатадам, зачастую предполагается, что максимум плотности тока достигается при $L_{\text{opt}} \approx 2h$ [21], однако приведенные выше расчеты демонстрируют, что это справедливо не для всех случаев.

4. Предел усредненной плотности тока

Проанализируем предельную среднюю плотность тока J_{max} для многоэмиттерных автокатодов и рассмотрим возможные пути ее увеличения за счет оптимизации параметров катодов.

4.1. Взаимосвязь локальной и средней плотности тока

Согласно рассматриваемой в данной работе модели, максимальное значение средней плотности тока может быть записано в виде

$$J_{\text{max}} = i_{\text{max}} \cdot n = j_{\text{max}} \cdot s/S_0 \approx j_{\text{max}} \cdot (r/L)^2, \quad (3)$$

где i_{max} — максимальный ток автоэлектронной эмиссии для одного эмиттера, который выражается через величину локальной плотности тока как $i_{\text{max}} = j_{\text{max}} s$, а n — плотность распределения эмиттеров по поверхности катода. Для многоэмиттерных автокатодов на основе углеродных нанотрубок и наносвистков, рассмотренных в настоящей работе, в первом приближении $r \approx 1 \text{ нм}$ и $L \approx 10 \text{ мкм}$. Следовательно, коэффициент $(r/L)^2$, характеризующий снижение средней плотности тока по сравнению с локальной плотностью тока, оказывается порядка 10^{-8} . Для увеличения максимальной плотности тока требуется повышение коэффициента $(r/L)^2$, которое может быть достигнуто путем увеличения радиуса r или уменьшения расстояния L . При этом будет происходить снижение коэффициента усиления поля β , так как $\beta \propto r^{-1}$ и $\beta(L) \propto L$ при $L < 2h$. В свою очередь, с уменьшением β будет увеличиваться средняя напряженность поля между катодом и анодом E_{max} , которую необходимо создать для получения максимальной плотности тока J_{max} . Однако максимально допустимая напряженность электрического поля в вакуумном устройстве с автокатодом имеет ограничения, связанные с рядом обстоятельств, рассмотренных ниже.

4.2. Предельное значение средней напряженности поля

Прежде всего, при уровне давления остаточных газов ниже 10^{-5} Торр, который обычно используется в отпаянных вакуумных приборах, значение напряженности поля, при котором происходит вакуумный пробой между двумя плоскими полированными металлическими электродами, составляет около $E_{\text{lim}} = 50 \text{ V}/\mu\text{m}$ [26]. Для сравнения, пробой в воздухе при нормальных условиях происходит при $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ [27]. На практике в составе вакуумных приборов с автокатадами часто используются различные функциональные элементы (вытягивающие апертуры и сетки, фокусирующие электроды и т.п.), напряженность электрического поля на поверхности которых может превышать среднюю напряженность поля в несколько раз, например, за счет краевых эффектов. Это означает, что предельная напряженность поля, при которой высока вероятность пробоя, может быть заметно меньше. В целом, как правило, конструкция вакуумных приборов разрабатывается исходя из требования, что средняя напряженность поля в приборе не превышает $20 \text{ V}/\mu\text{m}$ [28]. Также важно отметить, что увеличение рабочей напряженности поля приводит к необходимости приложения более высоких напряжений, что увеличивает вероятность ионизации остаточных газов и энергию ионов, бомбардирующих катод. В условиях интенсивной ионной бомбардировки происходит быстрое изменение геометрии эмиттеров в результате катодного распыления [29], которое приводит к снижению коэффициента усиления поля.

Таким образом, предельно допустимое значение средней напряженности электрического поля E_{lim} для вакуумного устройства с автокатодом лежит в диапазоне от 20 до $50 \text{ V}/\mu\text{m}$. Точное значение определяется конкретной конструкцией устройства, качеством обработки поверхностей электродов, а также условиями эксплуатации. При превышении E_{lim} вакуумные пробои и интенсивная ионная бомбардировка будут приводить к быстрой деградации автокатада и выходу из строя всего устройства. Следует подчеркнуть, что переход от давления $\sim 10^{-5}$ Торр к сверхвысокому вакууму ($< 10^{-9}$ Торр) не приведет к существенному увеличению предельной напряженности поля E_{lim} , поскольку основной причиной пробоя в рассматриваемых системах является локальный перегрев эмиттера, сопровождаемый поверхностной миграцией атомов и формированием микровыступов, которые инициируют вакуумную дугу [30]. Однако такое улучшение вакуума значительно снизит интенсивность ионной бомбардировки и приведет к увеличению ресурса работы катода.

4.3. Оптимизация параметров автокатада

Приведенные выше соображения позволяют заключить, что основными характеристиками, которые накла-

дывают физические ограничения на среднюю плотность тока из многоэмиттерного катода являются:

i) максимальное значение тока из отдельного эмиттера в массиве i_{max} и связанное с ним предельное значение локальной плотности тока j_{max} ;

ii) средняя напряженность поля E_{max} , при которой достигается максимальный ток.

Значения j_{max} и E_{max} определяют геометрические параметры многоэмиттерного автокатада r , h и L , требуемые для достижения максимально возможной плотности тока. Ниже рассмотрены различные соотношения между параметрами r , h и L и обсуждаются критерии их оптимизации.

Случай $r \approx 1 \text{ nm}$. Рассмотрим сначала случай углеродных нанотрубок или наносвитков, т.е. эмиттеров с радиусом острия $r = 1\text{--}2 \text{ nm}$. Максимальная средняя плотность тока порядка $J_{\text{max}} \approx 1 \text{ A}/\text{cm}^2$ для автокатада на основе наносвитков достигается в эксперименте при напряженности поля $E_{\text{max}} \approx 8 \text{ V}/\mu\text{m}$ (рис. 2, f). Характерное расстояние между эмиттерами (наносвитками) согласно РЭМ-исследованиям составляет $10\text{--}20 \mu\text{m}$ при характерной длине наносвитков $h_0 = 10 \mu\text{m}$ (рис. 1). Таким образом, расстояние между эмиттерами в пленке близко к оптимальному значению от $1h$ до $2h$, при котором достигается максимум плотности тока при уровне $1 \text{ A}/\text{cm}^2$ в модели одинаковых эмиттеров (рис. 3).

Для получения большей средней плотности тока, например, $10 \text{ A}/\text{cm}^2$, т.е. превышающей экспериментально полученное значение на порядок, согласно формуле (3), плотность эмиттеров необходимо увеличить в 10 раз, а расстояние между эмиттерами уменьшить соответственно в $\sqrt{10} \approx 3$ раза. Так как $\beta(L) \propto L$ (при $L < 2h$), то напряженность поля E_{max} также увеличится в 3 раза и достигнет величины $8 \cdot 3 = 24 \text{ V}/\mu\text{m}$. Увеличение средней плотности тока до уровня $10 \text{ A}/\text{cm}^2$ возможно также при уменьшении высоты эмиттеров в 3 раза $h = h_0/3$ и расположении их на оптимальном расстоянии порядка $1\text{--}2h$. Однако с уменьшением высоты эмиттера будет происходить соответствующее уменьшение коэффициента усиления β и увеличение требуемой напряженности поля E_{max} в 3 раза, т.е. до аналогичной величины $24 \text{ V}/\mu\text{m}$.

Полученная оценка $E_{\text{max}} = 24 \text{ V}/\mu\text{m}$ превышает нижнюю границу предельной напряженности поля E_{lim} , рассмотренной в разделе 4.2. Это означает, что попытка расположить эмиттеры на расстоянии, заметно меньшем оптимального, для получения более высокого тока будет приводить к быстрой деградации катода в результате катодного распыления, а также к возникновению вакуумных пробоев.

Таким образом, для случая цилиндрических или конусообразных эмиттеров с радиусом острия $1\text{--}2 \text{ nm}$ максимальная средняя плотность тока многоэмиттерного автокатада не может существенно превышать величину $J_{\text{max}} = 1 \text{ A}/\text{cm}^2$, при локальной плотности тока $j_{\text{max}} = j_{\text{max}}/s \approx 10^7\text{--}10^8 \text{ A}/\text{cm}^2$. При этом для получения данного значения J_{max} оптимальная высота эмитте-

ров составляет порядка $h = 10 \mu\text{m}$, оптимальное аспектное отношение $h/r \approx 5000\text{--}10000$, а оптимальное расстояние между эмиттерами должно лежать в диапазоне от 1 до $2h$, что соответствует плотности расположения эмиттеров около 10^5 cm^{-2} .

Случай $r < 1 \text{ nm}$. В случае массива эмиттеров с радиусом менее 1 nm существует возможность более плотного расположения эмиттеров при сохранении высокого коэффициента усиления поля и относительного низкого значения E_{max} . Однако для эмиттеров со сверхмалым радиусом ряд предположений, на которых строится традиционная теория автоэлектронной эмиссии, нарушается, т.к. размеры эмиттера становятся сравнимы с характерной шириной потенциального барьера вблизи его поверхности, а также с длиной волны де Бройля электрона в его объеме. Теоретическое рассмотрение таких эмиттеров, проведенное в последнее время [22–25], показывает, что значения плотности тока, получаемые в рамках традиционной теории Фаулера–Нордгейма, оказываются существенно завышенными (на 5–6 порядков величины) по сравнению с расчетами, учитывающими указанные выше эффекты. На практике это приводит к необходимости создания вблизи окончания нанотрубок чрезвычайно высокой напряженности поля. Согласно оценкам, основанным на экспериментальных данных для эмиттеров с радиусом около 0.7 nm [31,32], требуемая напряженность поля превышает 30 V/nm , а предельный ток с отдельного эмиттера при этом составляет около $1 \mu\text{A}$. Рассмотрение модели массива, в которой эмиттеры обладают указанными предельными характеристиками, показывает, что в этом случае средняя плотность тока, например, в 10 A/cm^2 будет достигаться при расстоянии между эмиттерами $L \approx 3 \mu\text{m}$. Минимальная средняя напряженность поля, которую при этом необходимо будет создать (при условии $L \approx 2h$), составит величину не менее $20 \text{ V/\mu m}$, что превышает предельно допустимое значение E_{lim} . Таким образом, как и в случае, рассмотренном ранее, добиться плотности тока, существенно превышающей 1 A/cm^2 , не представляется возможным.

Случай $r > 1 \text{ nm}$. Для эмиттеров, радиус которых превышает 1 nm , возможно достижение максимального тока более $10 \mu\text{A}$ на один эмиттер. Например, для отдельных многостенных углеродных нанотрубок с радиусом $r \approx 5\text{--}10 \text{ nm}$ предельный ток, достигаемый в эксперименте, составляет $i_{\text{max}} = 100\text{--}200 \mu\text{A}$ [33,34]. Соответствующая локальная плотность тока $j_{\text{max}} = i_{\text{max}}/\pi r^2 \approx 10^7\text{--}10^8 \text{ A/cm}^2$ в этом случае совпадает с оценкой, сделанной для случая углеродных наносвитков. Это, в частности, означает, что рассуждения, приведенные для случая $r \approx 1\text{--}2 \text{ nm}$, справедливы и для $r > 1 \text{ nm}$. Поэтому для обеспечения приемлемого значения средней напряженности поля E_{max} , с учетом определенного выше оптимального аспектного отношения $h/r \approx 5000\text{--}10000$, высота эмиттера для случая $r = 5\text{--}10 \text{ nm}$ должна составлять порядка $h \approx 100 \mu\text{m}$, при расстоянии между эмиттерами $L \approx 2h \approx 200 \mu\text{m}$. Максимальная средняя плотность

тока при этих параметрах будет также составлять $J_{\text{max}} \approx 1 \text{ A/cm}^2$.

Существенным отличием от случая $r \approx 1 \text{ nm}$ будет абсолютное значение плотности расположения эмиттеров, которое для $r \geq 5 \text{ nm}$ составит $n = 1/L^2 \leq 10^3 \text{ cm}^{-2}$. Полученная оценка плотности эмиттеров накладывает ряд ограничений при практическом использовании таких катодов. При низкой плотности эмиттеров более важной становится проблема однородности свойств от эмиттера к эмиттеру. Более того, формируемый электронный пучок будет менее однороден, что может ограничивать применимость таких катодов для ряда приложений. Также в рассматриваемом случае характерное расстояние между эмиттерами $L = 200 \mu\text{m}$ оказывается одного порядка с типичными расстояниями между элементами катодно-сеточных узлов, что может накладывать ограничения на их конструкцию.

Существенным фактором, влияющим на ток и стабильность многоэмиттерных катодов, является наличие разброса параметров отдельных эмиттеров в массиве, который обусловлен различием их геометрических характеристик (высоты, радиуса кривизны острия, угла ориентации), определяющих локальный коэффициент усиления поля, и локальным изменением электронных свойств, прежде всего работы выхода, из-за присутствия на поверхности адсорбатов, остатков катализатора, структурных дефектов и других причин. Проблема неоднородности свойств эмиттеров является общей для всех типов многоэмиттерных катодов, как углеродных, так и эмиттеров других типов, например, кремниевых и металлических [4]. Теоретическое моделирование таких нерегулярных массивов показывает, что наличие статистического разброса параметров эмиттеров приводит к появлению квадратичного члена в показателе экспоненты формулы Фаулера–Нордгейма (1) и качественно изменяет ход зависимости тока в области малых напряжений [15,35]. Практическим следствием разброса в параметрах индивидуальных нанотрубок является неравномерное распределение токовой нагрузки: при увеличении напряжения максимальное значение тока достигается на тех из них, которые обладают максимальным коэффициентом усиления. Локальный джоулев нагрев, ионная бомбардировка, действие пондеромоторных сил и другие факторы приводят к их разрушению, деградации эмиссионных свойств и снижению интегральных характеристик катода [36]. Теоретические оценки предельной плотности тока, выполненные в данной работе для регулярных массивов, представляют собой оценку сверху, достижимую в идеализированном случае. Для уменьшения разброса параметров (в частности, высот эмиттеров) разрабатываются технологические подходы, применяемые как на этапе синтеза (самоограничение роста наноструктур [37]), так и в виде постобработки наноматериалов (лазерная абляция, плазменное травление и др. [2,38]). Однако для многих типов многоэмиттерных катодов, включая массивы на основе углеродных нанотрубок

и наносвитков, негативный эффект их неоднородности в значительной степени может быть компенсирован в результате так называемой „тренировки“ катода. Этот процесс заключается в том, что при работе в режиме относительно высокого тока происходит селективное „выгорание“ наиболее эффективных эмиттеров под комплексным воздействием перечисленных выше факторов, которое приводит к постепенному перераспределению эмиссии на другие эмиттеры в массиве и способствует стабилизации характеристик всего катода [19,36].

Таким образом, проведенный анализ показывает, что предельная плотность тока для многоэмиттерных катодов на основе углеродных наноструктур с высоким аспектным отношением составляет порядка 1 A/cm^2 . Это значение соответствует локальной плотности эмиссионного тока из отдельного эмиттера на уровне $10^7 - 10^8 \text{ A/cm}^2$, что превышает максимальные плотности тока, обычно получаемые для металлических эмиттеров в режиме постоянного напряжения [1]. В целом, благодаря высокой механической прочности, тепло- и электропроводности, химической инертности углеродные нанотрубки и другие углеродные наноструктуры (наносвитки, наноконусы и т.п.), позволяют достигать более высоких плотностей тока по сравнению с эмиттерами на основе других материалов, обычно используемых для создания многоэмиттерных катодов, включая металлы, оксиды металлов, кремний и др. (см., например, [39]).

4.4. Преимущества автокатодов на основе нанографитных пленок

Необходимо также отметить ряд преимуществ нанографитных пленок с наносвитками по сравнению с автокатадами на основе углеродных нанотрубок.

- Эмиттеры в нанографитной пленке имеют надежный механический и электрический контакт с подложкой, обеспечиваемый прочными химическими связями, образуемыми непосредственно в процессе формирования материала.

- За счет конусообразной формы углеродные наносвитки обладают большей механической жесткостью и могут выдерживать большие пондеромоторные нагрузки, возникающие при приложении высокого электрического поля, чем нанотрубки. В частности, высокая прочность и жесткость наносвитков приводит к возможности напыления защитных слоев на их поверхность без существенного изменения их геометрии и автоэмиссионных свойств [40].

- В процессе автоэлектронной эмиссии при высоком токе происходит „выравнивание“ углеродных наноструктур по высоте, и в результате автоэлектронная эмиссия может наблюдаться не только из углеродных наносвитков, но и из кромок наностенок. В определенных случаях это может использоваться для увеличения срока службы нанографитного автокатада и стабильности его работы.

- Площадь поперечного сечения наносвитков и наностенок больше, чем в случае отдельных нанотрубок, что

приводит к более эффективному рассеянию джоулевого тепла в процессе автоэлектронной эмиссии.

4.5. Потенциальные пути увеличения предела плотности тока

В заключение рассмотрим потенциально возможные способы преодоления установленного предела средней плотности тока ($\sim 1 \text{ A/cm}^2$) для многоэмиттерных автоэмиссионных катодов. Как было отмечено выше, данный предел непосредственно следует из значения максимальной локальной плотности тока j_{max} и максимального значения средней напряженности поля E_{max} . Применяемые на практике способы преодоления физических ограничений на значения этих параметров обычно связаны с принципиальным изменением конструкции катода, либо с изменением режима работы устройства [36]. Так, например, гораздо большей локальной плотности тока возможно добиться при использовании коротких импульсов напряжения [1]. В этом случае эффекты, связанные с нагревом эмиттера и ионной бомбардировкой, могут быть существенно снижены. Принципиальное снижение величины прикладываемого напряжения возможно при использовании триодной конструкции устройства, используемой, например, в катодах Спиндта [6,7], где каждый эмиттер (например, нанотрубка) снабжен индивидуальным вытягивающим электродом, с помощью которого создается необходимое электрическое поле и контролируется его значение [4]. При этом плотность расположения таких эмиттеров, и, соответственно, средняя плотность тока не ограничиваются требованием пространственного разделения отдельных эмиттеров для достижения фокусировки электрического поля, существующего при использовании диодной конфигурации с общим вытягивающим анодом. Однако следует отметить, что сложность и стоимость изготовления таких катодов могут превышать условия экономической целесообразности. Одним из способов преодоления этих проблем может служить отказ от индивидуального контроля эмиссии отдельных эмиттеров и создание катодов Спиндта с единым вытягивающим электродом. Но в этом случае возникает проблема обеспечения единообразия характеристик отдельных эмиссионных центров, т.к. при отклонении параметров одного из таких центров ток его эмиссии может неконтролируемо возрастать, что будет приводить к локальному разрушению и выходу из строя всего катода. Практическое выполнение необходимых требований ведет к значительному ограничению площади таких катодов и снижению достижимых значений тока, получаемых с их помощью электронными пучками.

5. Заключение

Проведено исследование параметров многоэмиттерных автокатодов, состоящих из массивов острийных углеродных наноструктур в виде углеродных нанотрубок

и наносвитков. На основе экспериментальных данных и численного моделирования проведен анализ предельной средней плотности тока и предложены критерии оптимизации параметров катодов для обеспечения возможности увеличения тока и стабильности их работы. Также обсуждены преимущества катодов на основе углеродных наносвитков и рассмотрены потенциальные пути преодоления установленного предела плотности тока.

Проведенное комплексное исследование автоэмиссионных свойств многоэмиттерных катодов на основе углеродных наноструктур позволило установить фундаментальные ограничения и определить оптимальные параметры для достижения максимальной плотности тока. Экспериментальное исследование катодов на основе углеродных нанотрубок и нанографитных пленок с наносвитками показало, что оба типа образцов демонстрируют высокую плотность и однородность распределения эмиссионных центров, пороговые поля $1\text{--}2\text{ В/}\mu\text{м}$ и коэффициент усиления поля $2000\text{--}5000$. Предельная плотность тока составила $\sim 1\text{ А/см}^2$ для наносвитков, тогда как для углеродных нанотрубок этот показатель не превышал 0.01 А/см^2 из-за механического разрушения структуры под действием пондеромоторных сил. Методом конечных элементов проведено численное моделирование распределения электрического поля в массиве эмиттеров, которое показало, что оптимальное расстояние между эмиттерами, при котором достигается максимум плотности тока, существенно зависит от геометрии эмиттеров, приложенного напряжения, межэлектродного промежутка и других параметров, и может варьироваться в пределах от десятых долей до нескольких высот эмиттера. На основе совместного анализа экспериментальных и расчетных данных теоретически обоснован практический предел средней плотности тока $\sim 1\text{ А/см}^2$ для многоэмиттерных автокатодов, обусловленный предельными значениями локальной плотности тока для наноуглеродных структур ($\sim 10^8\text{ А/см}^2$) и допустимой напряженности поля в вакуумном промежутке ($20\text{--}50\text{ В/}\mu\text{м}$). Найденное оптимальное аспектное отношение для эмиттеров составило $5000\text{--}10000$. Выявлены существенные преимущества нанографитных пленок с наносвитками, по сравнению с углеродными нанотрубками, включая надежный контакт с подложкой, повышенную механическую жесткость и лучший теплоотвод. Полученные результаты представляют количественную основу для разработки высокоэффективных автоэмиссионных катодов на основе углеродных наноматериалов и могут быть использованы для дальнейшего улучшения их рабочих характеристик.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 25-72-31032, <https://rscf.ru/project/25-72-31032/>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Г.Н. Фурсей. Автоэлектронная эмиссия. Лань, СПб (2012).
- [2] N. Dwivedi, C. Dhand, J.D. Carey, E.C. Anderson, R. Kumar, A.K. Srivastava, H.K. Malik, M.S.M. Saifullah, S. Kumar, R. Lakshminarayanan, S. Ramakrishna, C.S. Bhatia, A. Danner. *J. Mater. Chem. C* **9**, 8, 2620 (2021).
- [3] Y. Saito. *Nanostructured Carbon Electron Emitters and Their Applications*. CRC Press (2022).
- [4] В.И. Шестеркин. Радиотехника и электроника **65**, 1, 3 (2020). [V.I. Shesterkin. *J. Commun. Technol. Electron* **5**, 1, 1 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1064226920010040>]
- [5] J. Li, Y. Tu, D. Ma, Y. Yang. *Nanomater.* **15**, 18, 1403 (2025).
- [6] C.A. Spindt. *J. Appl. Phys.* **39**, 7, 3504 (1968).
- [7] C.A. Spindt, C.E. Holland, A. Rosengreen, I. Brodie. *IEEE Trans. Electron Devices* **38**, 10, 2355 (1991).
- [8] P. Gröning, P. Ruffieux, L. Schlapbach, O. Gröning. *Adv. Eng. Mater.* **5**, 8, 541 (2003).
- [9] J.-M. Bonard, M. Croci, I. Arfaoui, O. Noury, D. Sarangi, A. Châtelain. *Diamond & Related Mater.* **11**, 3-6, 763 (2002).
- [10] Y. Saito. *Carbon Nanotube and Related Field Emitters: Fundamentals and Applications*. John Wiley & Sons (2010).
- [11] Н.О. Сквородников, С.А. Мальных, Ф.Т. Туякова, Р.Р. Исмагилов, А.Н. Образцов. *Кристаллография* **60**, 4, 634 (2015). [N.O. Skovorodnikov, S.A. Malykhin, F.T. Tuyakova, R.R. Ismagilov, A.N. Obraztsov. *Crystallogr. Rep.* **60**, 4, 578 (2015).]
- [12] А.Г. Насибулин, С.Д. Шандаков, М.Ю. Тиммерманс, Э.И. Кауппинен. *Успехи химии* **80**, 8, 805 (2011). [A.G. Nasibulin, S.D. Shandakov, M.Yu. Timmermans, E.I. Kauppinen. *Russ. Chem. Rev.* **80**, 8, 771 (2011).]
- [13] A.L. Chuvilin, V.L. Kuznetsov, A.N. Obraztsov. *Carbon* **47**, 13, 3099 (2009).
- [14] V.I. Kleshch, R.R. Ismagilov, V.V. Mukhin, A.S. Orekhov, A.S. Filatyev, A.N. Obraztsov. *Nanotechnol.* **33**, 41, 415201 (2022).
- [15] А.А. Захидов, А.Н. Образцов, А.П. Волков, Д.А. Ляшенко. *ЖЭТФ* **124**, 6, 1391 (2003). [A.A. Zakhidov, A.N. Obraztsov, A.P. Volkov, D.A. Lyashenko. *JETP* **97**, 6, 1240 (2003).]
- [16] М. Елинсон, Г. Васильев. *Автоэлектронная эмиссия. ГИФМЛ, М.* (1958).
- [17] T. Takahashi, H. Tokailin, T. Sagawa. *Phys. Rev. B* **32**, 12, 8317 (1985).
- [18] I.V. Obronov, V.I. Kleshch, E.A. Smolnikova, D.A. Bandurin, A.N. Obraztsov. *J. Nanoelectron. Optoelectron.* **8**, 1, 71 (2013).
- [19] V.I. Kleshch, D.A. Bandurin, P. Serbun, R.R. Ismagilov, D. Lützenkirchen-Hecht, G. Müller, A.N. Obraztsov. *Physica Status Solidi B* **255**, 1, 1700270 (2018).
- [20] V.I. Kleshch, A.N. Obraztsov, E.D. Obraztsova. *Fullerenes Nanotubes & Carbon Nanostruct.* **16**, 5-6, 384 (2008).
- [21] L. Nilsson, O. Groening, C. Emmenegger, O. Kuettel, E. Schaller, L. Schlapbach, H. Kind, J.-M. Bonard, K. Kern. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 15, 2071 (2000).
- [22] A. Chatziafratis, G. Fikioris, J. Xanthakis. *Proc. Royal Soc. A* **474**, 2214, 20170692 (2018).

- [23] A.A. Patterson, A.I. Akinwande. *J. Appl. Phys.* **117**, 17, 174311 (2015).
- [24] V. Pimonov, F. Panciera, G. Rouille, C. Weng, S. Perisanu, C.S. Cojocar, H. Taoum, C. Wei, S. Barranco Carceles, V.A. Verdugo-Gutiérrez, I. Aguilí, J.F. Sivignon, N. Blanchard, P. Legagneux, S.T. Purcell, A. Ayari, P. Vincent. *J. Vacuum Sci. Technol. B* **43**, 4, 043202 (2025).
- [25] V. Kleshch, P. Zestanakis, J. Xanthakis. *Appl. Surf. Sci.* **623**, 156990 (2023).
- [26] R. Little, S. Smith. *IEEE Trans. Electron Devices* **12**, 2, 77 (1965).
- [27] F.W. Peek. *Proc. Am. Institute of Electrical Engineers* **30**, 7, 1485 (1911).
- [28] R.V. Latham. *High Voltage Vacuum Insulation*. Academic Press, Cambridge (1995).
- [29] Н.Д. Моргулис. *УФН* **28**, 2, 202 (1946).
- [30] G. Meng, Y. Li, R.A. Koitermaa, V. Zadin, Y. Cheng, A. Kyritsakis. *Phys. Rev. Lett.* **132**, 17, 176201 (2024).
- [31] A. Pascale-Hamri, S. Perisanu, A. Derouet, C. Journet, P. Vincent, A. Ayari, S.T. Purcell. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 12, 126805 (2014).
- [32] V.I. Kleshch, V. Porshyn, A.S. Orekhov, A.S. Orekhov, D. Lützenkirchen-Hecht, A.N. Obraztsov. *Carbon* **171**, 154 (2021).
- [33] J.-M. Bonard, F. Maier, T. Stöckli, A. Châ telain, W.A. de Heer, J.-P. Salvetat, L. Forró. *Ultramicroscopy* **73**, 1–4, 7 (1998).
- [34] Z.L. Wang, R.P. Gao, W.A. de Heer, P. Poncharal. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 5, 856 (2002).
- [35] G.S. Bocharov, A.V. Eletskii, A.V. Korshakov. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **5**, 4, 371 (2003).
- [36] Н.В. Егоров, Е.П. Шешин, Автоэлектронная эмиссия. Принципы и приборы. Издательский дом „Интеллект“, Долгопрудный (2011).
- [37] I.V. Novikov, D.V. Krasnikov, I.H. Lee, E.E. Agafonova, S.I. Se-rebrennikova, Y. Lee, S. Kim, J.S. Nam, V.A. Kondrashov, J. Han, I.I. Rakov, A.G. Nasibulin, I. Jeon. *Adv. Mater.* **37**, 26, e2413777 (2025).
- [38] J. Zhao, Z. Li, M.T. Cole, A. Wang, X. Guo, X. Liu, W. Lyu, H. Teng, Y. Qv, G. Liu, K. Chen, S. Zhou, J. Xiao, Y. Li, Q. Dai. *Nanomater.* **11**, 12, 3244 (2021).
- [39] C.M. Collins, R.J. Parmee, W.I. Milne, M.T. Cole. *Adv. Sci.* **3**, 5, 1500318 (2016).
- [40] V.I. Kleshch, R.R. Ismagilov, E.A. Smolnikova, E.A. Obraztsova, F.T. Tuyakova, A.N. Obraztsov. *J. Nanophoton.* **10**, 1, 012509 (2016).

Редактор Е.В. Толстякова