

11

## Управление локализацией электростатического поля в автоэмиссионных структурах

© Н.П. Абаньшин, Б.И. Горфинкель, А.Н. Якунин

НИИ „Волга“, Саратов

Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

E-mail: anyakunin@mail.ru

Поступило в Редакцию 29 ноября 2010 г.

Рассмотрены особенности различных методов повышения автоэмиссионного тока углеродосодержащих структур путем реализации геометрических и физических неоднородностей, приводящих к локализации электростатического поля в микро-, нано- и мезомасштабах. Предложена автоэмиссионная гетеро-структура, в которой активация эмиссионного слоя углеродных нанотрубок обеспечивается за счет внедрения диэлектрических включений. Описан механизм локализации электростатического поля в таких системах. Обоснована эффективность использования мезомасштабных диэлектрических включений для создания простой технологии изготовления надежных и долговечных автоэммиттеров с повышенным уровнем токоотбора.

С разработкой нежных и долговечных холодных полевых эмиттеров в последние годы связывают не только появление нового класса микроэлектронных приборов [1], но и перспективы замены традиционных источников света на основе ламп накаливания альтернативными энергосберегающими катодолуминесцентными [2,3], а также создание сверхъярких дисплеев и графических индикаторов [4].

Основными проблемами, требующими решения при создании полевых катодов с высоким уровнем тока эмиссии, являются:

- низкая долговечность вследствие деградиционных процессов эмитирующей поверхности катода в условиях технического вакуума;
- необходимость использования высокого ускоряющего напряжения для обеспечения напряженности электростатического поля, достаточной для полевой эмиссии значительного по величине тока;
- сложность технологии изготовления автоэмиссионных структур с развитой эмитирующей поверхностью.

Поэтому именно параметры долговечности, низковольтности и технологичности определяют в целом качество полевого катода.

Поскольку вероятность туннелирования растет с повышением напряженности внешнего электростатического поля на поверхности катода, то наиболее известным и распространенным методом стимулирования автоэмиссии является цененаправленное формирование эмиттера в виде острий или лезвий, например [5]. Их геометрические параметры во многом определяют значение параметра усиления электростатического поля  $\beta$  — отношение истинной напряженности электрического поля на поверхности геометрической неоднородности к средней напряженности на зазоре „анод–катод“. По масштабу геометрические неоднородности можно отнести к микро-, нано- и мезонеоднородностям. Каждому из них соответствует вполне определенная технология изготовления.

Многоострый катод для электровакуумного прибора [6], который является аналогом классического катода Спиндта, представляет собой матрицу конусообразных острий из молибдена и может быть идентифицирован как структура с микромасштабными неоднородностями. Для изготовления такой структуры используется метод электронно-лучевого напыления молибдена на вращающуюся подложку со сформированными в диэлектрике отверстиями диаметром порядка  $1\ \mu\text{m}$ , ориентированную под углом к испарителю. Обеспечивается расстояние между соседними острийными эмиттерами  $5\ \mu\text{m}$ .

Исследование свойств катодов Спиндта показало [5], что структура электростатического поля в системе способствует формированию сфокусированного потока высокоэнергетичных ионов, бомбардирующего каждый индивидуальный эмиттер. Результатом является деградация эмиссионных свойств, термическое разрушение острий.

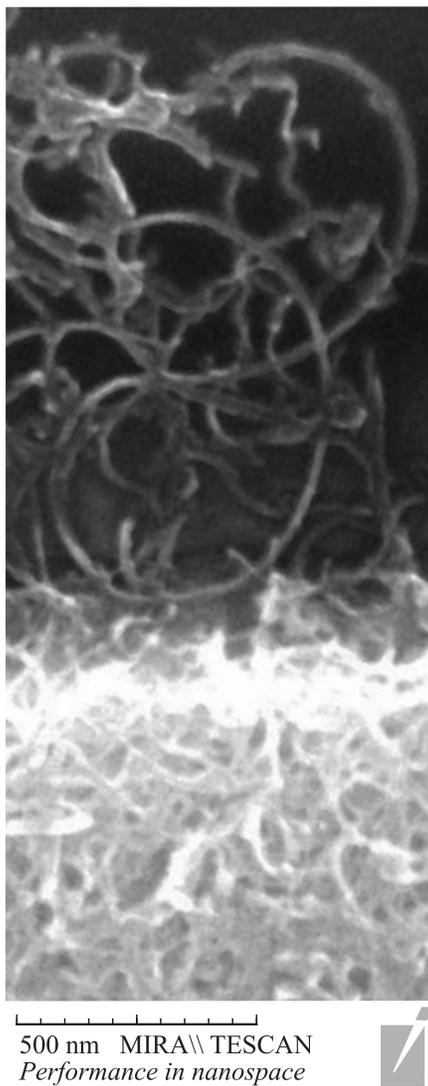
Также к категории микромасштабных эмитирующих элементов можно отнести множитель электронов автоэмиссионного катода [7]. Используется эффект вторичной эмиссии при облучении потоком ускоренных электронов поликристаллической алмазной пленки  $p$ -типа проводимости толщиной  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  на поверхности проводника. Обеспечивается увеличение тока до 30 раз, однако для умножения автоэмиссионного тока лишь в 5–6 раз необходимо ускорение первичного потока напряжением не менее 1 кВ. Такое повышение рабочих напряжений не всегда является приемлемым.

Малый диаметр углеродных нанотрубок (УНТ), составляющий  $10\text{--}40\ \text{nm}$ , обуславливает наноразмерный масштаб геометрической

неоднородности. Благодаря высокому аспектному отношению длины УНТ (несколько микрометров) к диаметру параметр усиления  $\beta$  индивидуальной УНТ может достигать 1000 и более при больших межэлектродных расстояниях „анод–катод“ [8]. Уменьшение расстояния между плоскостью анода и кончиком УНТ до величины, сравнимой с диаметром УНТ, приводит к росту  $\beta$  до полутора раз. Результаты теоретических исследований [8,9] показывают, что экспоненциальная зависимость тока полевой эмиссии от напряженности поля в соответствии с соотношением Фаулера–Нордгейма [1] делает эмиссию индивидуальной УНТ весьма критичной по отношению к целому ряду параметров: высоте УНТ, углу наклона к основанию катодной подложки, расстоянию до соседних УНТ, статистических характеристик разброса УНТ в массиве.

Существующий разброс УНТ в массиве приводит к тому, что для соседних нанотрубок условия токоотбора могут коренным образом отличаться, в результате чего для наиболее нагруженных из них может наблюдаться термическое разрушение [10]. Экспериментально такого рода неустойчивости могут проявляться в виде отсутствия стабильного свечения экрана дисплея [4] или светоизлучающей лампы [2] в режимах, близких к предельно допустимым. Изменения распределения яркости свечения покрытой люминофором поверхности не являются периодическими, носят произвольный, непредсказуемый характер. Теоретические оценки, приведенные в [8,9], указывают на существование некоторого оптимального расстояния между индивидуальными УНТ, расположенными в виде регулярного массива, которое обеспечивает максимальный токоотбор автоэмиссии при приемлемом уровне взаимного экранирования УНТ. Однако технология формирования регулярного массива идентичных УНТ [11] чрезвычайно сложна, трудоемка, требует дорогостоящего оборудования и в ближайшее время вряд ли найдет промышленное применение. Реальная же структура эмиссионного слоя УНТ, изготовленного по традиционной простой технологии катафоретического осаждения из суспензии УНТ, имеет вид, представленный на рис. 1, и весьма далека от упорядоченной.

В работе [12] обсуждается модель полевой эмиссии с пленок широкозонных полупроводников, указывая при этом на схожесть наблюдаемых физических процессов в них и в алмазоподобных пленках. Показано, что любые примесные структуры, обладающие дипольным моментом и локализованные под эмиссионной поверхностью, могут



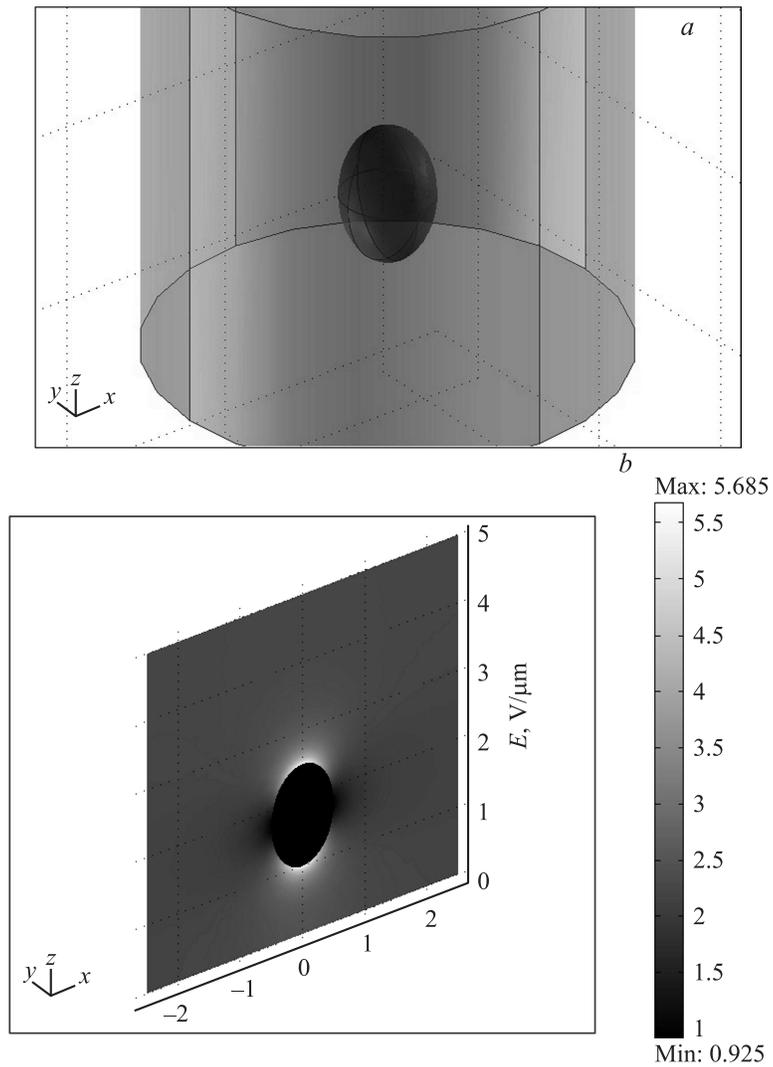
**Рис. 1.** Поверхность эмиссионного слоя УНТ, полученного технологией катафоретического осаждения из суспензии с углеродными нанотрубками.

создавать поля эмиссионного знака в малых областях поверхности, т.е. существует теоретическая возможность локализации поля в наноразмерной окрестности дипольной молекулы. Однако реализация этой возможности зависит от целого ряда факторов: ориентации диполя по отношению к поверхности, приповерхностного заряда диполя, глубины положения, наличия в окрестности других диполей. Таким образом, прогнозируется вероятностный характер процесса локализации поля, не обязательно приводящего к стимуляции полевой эмиссии.

В данной работе предлагается довольно простой, но эффективный способ модификации слоя УНТ, полученного традиционным методом, для повышения его эмиссионной способности и других эксплуатационных параметров. Для понимания механизма формирования локального поля, стимулирующего полевую эмиссию, рассмотрим модельную задачу о распределении электростатического поля в плоском диоде, между электродами которого помещено диэлектрическое включение (ДВ), размеры которого существенно меньше размеров электродов. В основе эффекта усиления напряженности электростатического поля на таких неоднородностях лежит известное физическое явление скачка нормальной составляющей напряженности поля на граничной поверхности двух сред с различными значениями диэлектрической проницаемости.

В качестве объектов моделирования для исследования локализации распределений потенциала и напряженности поля выбраны структуры с ДВ, ограниченным эллипсоидом вращения с осями  $1.0\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ , относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 6$ . Дифференциальное уравнение Лапласа с граничными условиями сопряжения вакуумного пространства с ДВ решено численным методом конечных элементов. Пример одного из четырех вариантов анализируемой структуры приведен на рис. 2, *a*.

Результаты численного моделирования распределения напряженности поля в описанной структуре приведены на рис. 2, *b, c* и в таблице. Анализ полученных результатов позволяет выявить следующую особенность. В отличие от случая, когда непрерывный неограниченный слой диэлектрика помещен в диод и напряженность поля при этом на границе меняется скачком, оставаясь постоянной в каждой из подобластей — в диэлектрике и в вакууме, локальная диэлектрическая неоднородность изменяет характер скачка напряженности поля на границе. Электростатическое поле перестает быть однородным в каждой из подобластей. В вакууме вблизи поверхности сопряжения „диэлектрик–вакуум“ на



**Рис. 2.** К расчету электростатического поля диэлектрического включения в плоском диоде: *a* — расчетная область (вариант 2), *b* — топограмма распределения модуля напряженности поля в сечении XOZ (вариант 2), *c* — распределение модуля напряженности поля вдоль оси OZ (вариант 2).

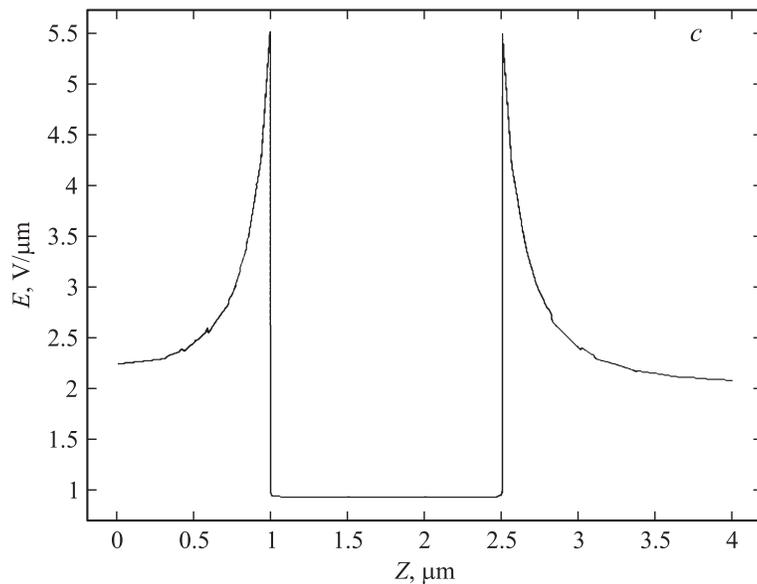


Рис. 2 (продолжение).

рис. 2, *b* наблюдаются как зоны повышения напряженности поля (выше первоначальной средней напряженности поля), так и зоны ослабления (ниже первоначальной средней напряженности поля). Этот эффект является следствием возникновения связанных зарядов на поверхности

Результаты расчета параметров локализации электростатического поля диэлектрическим включением

Номер варианта	Размер диэлектрика вдоль вектора напряженности внешнего поля, $\mu\text{m}$	Максимум напряженности поля в зоне локализации, $\text{V}/\mu\text{m}$	Максимальный коэффициент усиления поля $\beta_\epsilon$
1	1.00	5.88	2.94
2	1.50	5.68	2.84
3	1.00	3.82	1.91
4	1.07	4.85	2.43

ДВ при поляризации материала и на топограмме распределения электростатического потенциала визуально проявляется как „выталкивание“ эквипотенциалей из объема диэлектрика в направлениях, параллельных вектору напряженности внешнего поля.

Первая из названных зон локализована на участке граничной поверхности диэлектрика, которую силовые линии внешнего поля пересекают под углами, близкими к  $90^\circ$ . Уровень скачка напряженности поля, наблюдаемого в зоне локализации, может быть оценен из кривой распределения на рис. 2, с. Максимум напряженности поля в этой зоне в 1.9–2.9 раза превышает среднюю напряженность поля в диоде (см. данные в таблице, где через  $\beta_\epsilon$  обозначено отношение максимума напряженности поля в зоне локализации к средней напряженности внешнего поля). Однако скачок напряженности поля значительно локализован в пространстве — при удалении по нормали от поверхности диэлектрика более чем на  $2\ \mu\text{m}$  напряженность поля падает до среднего уровня. Вместе с тем окрестность, в которой уровень коэффициента усиления напряженности поля  $\beta_\epsilon$  остается выше 1.5, составляет толщину  $0.3\ \mu\text{m}$ , что вполне приемлемо для практического использования эффекта локализации электростатического поля диэлектриком при разработке новых приборов автоэмиссионной электроники с улучшенными параметрами. Две другие зоны, в которых наблюдается ослабление поля, связаны с участками граничной поверхности диэлектрика, расположенными параллельно или под малыми углами к силовым линиям внешнего поля.

Добавки в суспензию частиц диэлектрика определенных фракций обеспечивают в процессе катафоретического осаждения эмиссионного слоя УНТ внедрение в него системы диэлектрических включений. Сформированный своего рода распределенный „виртуальный управляющий электрод“ приводит к дополнительной мезомасштабной локализации внешнего поля. Расчет электростатического поля отдельной нанотрубки, расположенной вблизи диэлектрического включения, показал дополнительное возрастание максимума модуля напряженности поля УНТ приблизительно вдвое. Найдено, что достаточным условием существования положительного эффекта является обеспечение размера диэлектрического включения, превышающего приблизительно на порядок диаметр УНТ. Это позволяет управлять локализацией электростатического поля в мезомасштабной окрестности ДВ и гарантированно стимулировать полевою эмиссию с поверхности УНТ, попадающих в зону влияния ДВ такой гетероструктуры. ДВ, увеличивая число и площадь центров

полевой эмиссии, играют также роль пассивной защиты элементарных эмиттеров от ионной бомбардировки и разрушения, способствуют повышению долговечности автоэмиссионных приборов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-07-00526-а).

## Список литературы

- [1] Елецкий А.В. // УФН. 2002. Т. 172. С. 401.
- [2] Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И. // Материалы II Саратовского салона изобретений, инноваций и инвестиций. Саратов, 2006. С. 8.
- [3] Лейченко А., Шешин Е., Щука А. // Электроника: НТБ. 2007. № 6. С. 94.
- [4] Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Якунин А.Н. // Проблемы точной механики и управления: Сб. научн. трудов. Саратов: ИПТМУ РАН, 2004. С. 135.
- [5] Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Якунин А.Н. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 20. С. 52.
- [6] Григорьев Ю.А., Шалаев П.Д., Бурцев А.А. и др. // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 7. С. 22.
- [7] Ильичев Э.А., Кулешов А.Е., Полторацкий Э.А., Рычков Г.С. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 1. С. 44.
- [8] Бельский М.Д., Бочаров Г.С., Елецкий А.В., Sommerer T.J. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 2. С. 130.
- [9] Abanshin N.P., Gorfinkel B.I., Yakunin A.N. // Proceedings of the 27th Int. Display Research Conference. Moscow, Russia, 2007. P. 323.
- [10] Бочаров Г.С., Елецкий А.В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 4. С. 107.
- [11] Татаренко Н.И., Кравченко В.Ф. Автоэмиссионные структуры и приборы на их основе. М.: Физматлит, 2006. 192 с.
- [12] Баскин Л.М., Нейттанмяки П., Пламеневский Б.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 12. С. 86.