

12,19

Катастрофическое разрушение углеродных нанотрубок при деградации автоэлектронных эмиттеров

© С.В. Булярский, А.А. Дудин, А.В. Лакалин, А.П. Орлов

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН,
Москва, Россия

E-mail: bulyar2954@mail.ru

Поступила в Редакцию 23 марта 2023 г.

В окончательной редакции 2 апреля 2023 г.

Принята к публикации 2 апреля 2023 г.

Моделируется катастрофическая деградация эмиссионных катодов на основе углеродных нанотрубок, которая происходит из-за разрушения нанотрубки в дефектной области в результате перегрева. Модель учитывает разогрев нанотрубки путем выделения тепла Джоуля, а также радиационное излучение и охлаждение вследствие эффекта Ноттингема, заключающегося в уменьшении температуры эмиттирующего конца за счет энергии, уносимой потоком эмиттированных электронов. Предложенная модель сравнивается с экспериментом по деградации одиночной нанотрубки. Эксперимент подтверждает катастрофическое разрушение и показывает, что разрушению способствует возникновение термоэлектронной эмиссии, которая вызывает быстрый рост тока и, соответственно, температуры дефектной области нанотрубки.

Ключевые слова: автоэлектронные эмиттеры, деградация, разогрев нанотрубки, дефекты, катастрофическое разрушение.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55507.40

1. Введение

Использование углеродных нанотрубок (УНТ) как материала для создания автоэлектронных эмиттеров началось практически сразу после их появления [1,2]. Исследования в этом направлении развивались, что было связано с созданием ряда новых устройств на их основе: мониторов [3], миниатюрных рентгеновских трубок [4,5], светодиодов [6], усилителей терагерцевого диапазона [7,8], быстродействующих вакуумных переключателей [9], электрических систем движения [10].

Несмотря на перспективы применения автоэлектронных эмиттеров с УНТ, оно тормозится ограниченным сроком службы, связанным с их достаточно быстрой деградацией. Стабильность этих устройств и причины их деградации исследованы пока недостаточно. Измерение стабильности тока эмиссии, как правило, проводится в течение 24 ч, что явно недостаточно для практического применения, а изучение поведения приборов в течение их жизни проводится редко [11–13].

Для стабилизации тока холодных катодов используются различные методы. Например, вместо пучков УНТ, равномерно распределенных по поверхности, используют фибры из углеродных волокон [14,15], которые демонстрируют более высокую стабильность по сравнению с вертикальными массивами углеродных нанотрубок. Для повышения стабильности эмиссионного тока создают матричные холодные катоды, которые состоят из пучков вертикальных нанотрубок с диаметрами порядка одного микрона и меньше. Такая конструкция уменьшает ослабление электрического поля за счет экранирования друг друга соседними нанотрубками и

улучшает их охлаждение. Кроме того, для стабилизации эмиссии проводят искусственное старение холодных катодов при повышенных плотностях постоянного тока в течение определенного времени [16,17]. Постоянный ток, который протекает в теле УНТ при работе в качестве эмиттера, приводит к ее нагреву [18]. Несмотря на охлаждение конца эмиттирующей нанотрубки за счет эффекта Ноттингема, ее перегрев может быть значительным и достигать тысяч градусов. При такой температуре нанотрубка начинает разрушаться за счет испарения углерода с ее поверхности. Необходимо заметить, что УНТ, составляющие пучок, имеют разную длину. Концы длинных нанотрубок находятся ближе к аноду, и электрическое поле в этой области больше. В связи с этим, ток в длинных трубках больше, чем в коротких. Они разогреваются сильнее и разрушаются быстрее. Пучок нанотрубок выравнивается при токовом старении, и ток катода стабилизируется. Механизм, который приводит к укорачиванию нанотрубок, до сих пор исследован недостаточно. Только испарение вещества нанотрубки не должно вызывать столь быстрого изменения их размеров, как это наблюдается на практике. Имеет место катастрофическое разрушение нанотрубки, когда отламывается ее конец с размерами, составляющими существенную часть ее длины. Такое разрушение нанотрубки свидетельствует о ее неоднородном разогреве. В работе [18] сделан расчет распределения температуры вдоль нанотрубки при условии, что эта трубка имеет однородное сопротивление. Однако исследования морфологии углеродных нанотрубок выявляют дефектные области разнообразной природы, которые должны при-

водить к неоднородности сопротивления тела трубки. Целью настоящей статьи является выяснение вопроса о влиянии дефектных областей нанотрубки с повышенным электрическим сопротивлением на ее катастрофическое разрушение при протекании повышенного тока.

2. Разогрев углеродной нанотрубки с дефектами

Электрический ток вызывает нагрев УНТ. Этот нагрев является неоднородным. Когда углеродная нанотрубка используется в качестве автоэлектронного эмиттера, то она находится в вакууме и одним концом прикреплена к подложке, через которую происходит отвод тепла. Площадь поверхности и масса подложки велики, поэтому можно считать, что закрепленный конец нанотрубки имеет температуру подложки. Отвод тепла также осуществляется за счет излучения с боковой поверхности УНТ. Тем не менее, температура нанотрубки имеет тенденцию увеличения к ее концу [18]. Однако сам конец охлаждается за счет эффекта Ноттингема, который обусловлен потерей энергии, уносимой потоком эмитированных электронов [18,19]. Поэтому максимум температуры нанотрубки расположен на некотором расстоянии от эмитирующего конца [18]. Наличие дефектных областей нанотрубки с повышенным сопротивлением должно приводить к дополнительному разогреву УНТ. Для того, чтобы это показать, рассматривалась УНТ с тремя дефектными областями с повышенными сопротивлениями.

При моделировании дополнительные удельные сопротивления дефектных областей задавались функциями Гаусса:

$$\xi_i(x) = \rho_i \exp\left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\gamma_i^2}\right), \quad (1)$$

где $\xi_i(x)$ — распределение дополнительного удельного сопротивления вдоль всей УНТ, вносимого i -ым дефектом ($i = 1, \dots, n$, где n — количество дефектов); ρ_i — дополнительное удельное сопротивление области i -го дефекта; μ_i — координата расположения центра i -го дефекта; γ_i дисперсия распределения дефектной области, которая составляла величину существенно меньшую, чем длина УНТ.

Полное удельное сопротивление УНТ, с учетом распределения по координате и температурной зависимости, будет иметь вид

$$\rho(x, T) = \left(\rho_0 + \sum_{i=1}^n \rho_i \exp\left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\gamma_i^2}\right)\right) \times (1 - \alpha T + \beta T^{3/2}), \quad (2)$$

где ρ_0 — постоянная составляющая удельного сопротивления тела УНТ; α и β — температурные коэффициенты удельного сопротивления.

Моделирование осуществлялось путем решения нестационарного уравнения теплопроводности

$$k_0 \frac{\Theta}{T} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right) - \frac{2\pi r}{S} \eta \sigma (T^4 - T_0^4) + I^2 \frac{\rho(x, T)}{S^2} = \rho_{dens} c_{sp} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (3)$$

где r — внешний радиус УНТ; S — площадь поперечного сечения УНТ ($S = \pi r^2$), $k(T) = k_0 \frac{\Theta}{T}$ — коэффициент теплопроводности вдоль оси УНТ [19], $T = T(x, t)$ — температура вдоль оси УНТ, T_0 — температура подложки, $\rho(x, T)$ — удельное электрическое сопротивление УНТ, η — коэффициент серости теплового излучения УНТ ($\eta < 1$), $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ — постоянная Стефана–Больцмана, I — ток, протекающий через УНТ, Θ — температура Дебая, ρ_{dens} — плотность УНТ, c_{sp} — удельная теплоемкость УНТ.

Первое слагаемое уравнения (3) отвечает за поток тепла в УНТ в результате градиента температуры вдоль нанотрубки, второе — за отвод тепла за счет теплового излучения с боковой поверхности, а третье — за выделение тепла в результате протекания тока.

Уравнение теплопроводности (3) дополнялось следующими начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} T(0, t) &= k_0 \frac{\Theta}{T(0, t)} \lambda S \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} + T_0, \\ \frac{\partial T(L, t)}{\partial x} &= - \left(k_0 \frac{\Theta}{T(L, t)} \right)^{-1} \eta \sigma (T^4(L, t) - T_0^4) - \left(k_0 \frac{\Theta}{T(L, t)} \right)^{-1} \frac{3k_B T(L, t)}{2} \frac{I}{qS}, \\ T(x, 0) &= T_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где L — длина УНТ, k_B — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, λ (К/Вт) — интегральный коэффициент, описывающий зависимость температуры закрепленного конца от контактного сопротивления между УНТ и подложкой, а также от других параметров. При задании положения УНТ закрепленный на подложке конец располагался в точке $x = 0$, а эмитирующий — в точке $x = L$. При $\lambda = 0$ получаем простой вариант граничного условия $T(0, t) = T_0$, при котором температура закрепленного конца УНТ будет такой же, как у основного объема подложки.

Как будет ясно из приведенного в следующем разделе описания экспериментальной установки, электрод, на котором закреплена УНТ, значительно массивнее самой трубки. Для крепления УНТ к этому электроду, представляющему собой вольфрамовую иглу, применялось локальное напыление платины, индуцированной электронным пучком в камере микроскопа, при котором обеспечивались надежная механическая прочность и низкое контактное сопротивление. Поэтому на границе

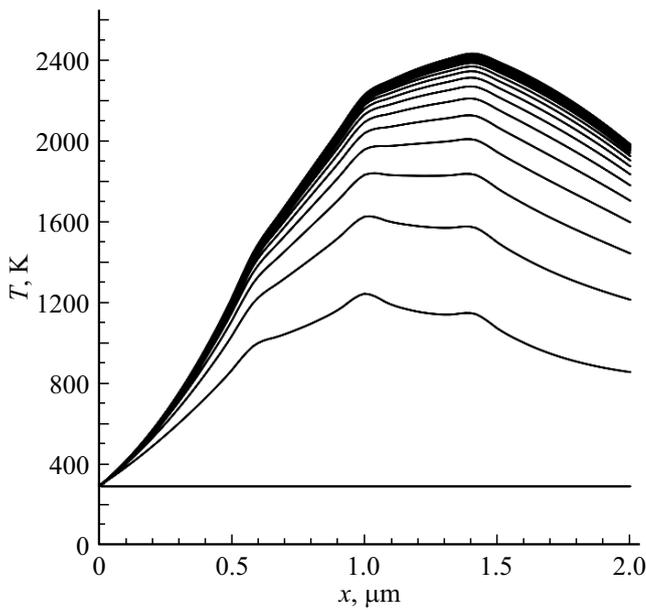


Рис. 1. Распределение температуры вдоль УНТ на временном интервале $t = 0 - 10^{-7}$ с шагом $\Delta t = 5 \cdot 10^{-9}$ с при токе $I = 10 \mu\text{A}$ при наличии трех точечных локальных дефектов.

$x = 0$ при расчетах полагалось $\lambda = 0$ и, соответственно, использовалось условие $T(0, t) = T_0$.

Уравнение (3) с начальными и граничными условиями (4) и удельным сопротивлением (2) решалось численно со следующими значениями коэффициентов:

$$\alpha = 8.5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}, \quad \beta = 9.8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-3/2}, \quad \lambda = 0,$$

$$\rho_0 = 3.26 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{m}, \quad L = 2 \mu\text{m}, \quad r = 7 \text{ nm}, \quad T_0 = 300 \text{ K},$$

$$I = 10 \mu\text{A}, \quad \Theta = 1190 \text{ K}, \quad k_0 = 25.21 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}), \quad \eta = 0.9,$$

$$\rho_{dens} = 1400 \text{ kg}/\text{m}^3, \quad c_{sp} = 710 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K}),$$

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = 10\rho_0 = 3.26 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{m},$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 0.01L = 0.02 \mu\text{m},$$

$$\mu_1 = 0.3L = 0.6 \mu\text{m}, \quad \mu_2 = 0.5L = 1.0 \mu\text{m},$$

$$\mu_3 = 0.7L = 1.4 \mu\text{m}.$$

Полученное решение для распределения температуры УНТ в различные моменты времени представлено на рис. 1. Положения особенностей на кривых соответствуют координатам μ_i — местам расположения центров локальных дефектов.

Расчет показывает, что после включения тока нанотрубка постепенно разогревается. Особенности распределения температуры наблюдаются в дефектных областях, причем с течением времени абсолютный максимум может достигаться на различных расстояниях от подложки, постепенно смещаясь к эмиттирующему концу нанотрубки. Температура достигает критической в одной из дефектных областей с увеличением величины тока. В этом месте нанотрубка может испаряться с большей

скоростью и разрываться, что является причиной катастрофической деградации.

Испарение углерода с поверхности УНТ в вакууме можно учесть с помощью закона Герца–Кнудсена [20]:

$$J = p_s(T) \sqrt{\frac{m_0}{2\pi k_B T}}, \quad (5)$$

где J — плотность потока массы испаряемого вещества ($\text{kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$); $J = \frac{1}{\Delta S} \frac{dm}{dt}$; ΔS — площадь, с которой происходит испарение; dm — масса испаренного вещества за время dt ; m_0 — масса атома испаряемого вещества (углерода); $p_s(T)$ — давление насыщенных паров вещества (углерода) при абсолютной температуре T .

Зависимость давления насыщенных паров углерода от температуры может быть описана, например, выражением [21]:

$$p_s(T) = 1.36943 \cdot 10^{13} \exp\left(-\frac{80472.5}{T}\right), \quad (6)$$

в котором температура T измеряется в К, давление p_s — в Па.

Необходимо связать уравнение Герца–Кнудсена с параметрами УНТ. Рассмотрим элемент длины УНТ Δl (рис. 2). За время dt с боковой поверхности этого элемента испарится тонкий слой углерода толщины dr . Масса УНТ изменится на величину $dm_{CNT} = \rho_{dens} dV = \rho_{dens} dS \Delta l = \rho_{dens} 2\pi r dr \Delta l$. Тогда с учетом соотношения $dm = -dm_{CNT}$, получаем массу испаренного углерода

$$dm = -\rho_{dens} 2\pi r dr \Delta l. \quad (7)$$

С другой стороны, из уравнения Герца–Кнудсена (5) следует, что с боковой поверхности этого элемента ΔS_{Ω} испарится углерод массой

$$\begin{aligned} dm &= \Delta S_{\Omega} p_s(T) \sqrt{\frac{m_0}{2\pi k_B T}} dt \\ &= 2\pi r \Delta l p_s(T) \sqrt{\frac{m_0}{2\pi k_B T}} dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Приравнявая (7) и (8), получаем

$$\frac{\partial r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_{dens}} p_s(T) \sqrt{\frac{m_0}{2\pi k_B T}}. \quad (9)$$

Здесь $r = r(x, t)$, $T = T(x, t)$. Начальным условием для r будет $r(x, 0) = r_0$, где r_0 — исходный радиус УНТ перед нагревом.

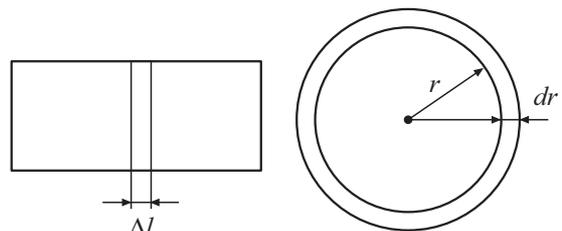


Рис. 2. Элемент длины УНТ.

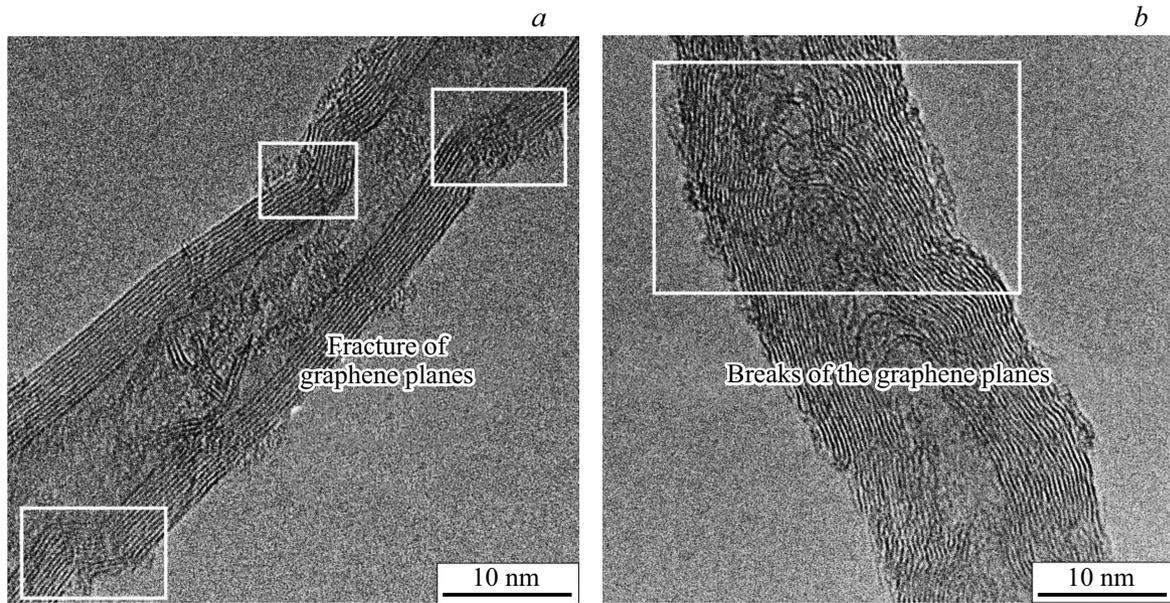


Рис. 3. Изображения многослойных углеродных нанотрубок с макроскопическими дефектами: а) перелом графеновых плоскостей; б) обрывы графеновых плоскостей нанотрубки.

Чтобы описать процесс испарения углерода из УНТ в вакууме, необходимо совместно решать уравнение (9) и нестационарное уравнение теплопроводности (3).

В итоге получается следующая система из двух дифференциальных уравнений с начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned}
 & k_0 \frac{\Theta}{T} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right) - \frac{2}{r} \eta \sigma (T^4 - T_0^4) \\
 & + \frac{I^2}{(\pi r^2)^2} \left(\rho_0 + \sum_{i=1}^n \rho_i \exp \left(-\frac{(x - \mu_i)^2}{2\gamma_i^2} \right) \right) \\
 & \times (1 - \alpha T + \beta T^{3/2}) = \rho_{dens} c_{sp} \frac{\partial T}{\partial t}, \\
 & T(0, t) = k_0 \frac{\Theta}{T(0, t)} \lambda S \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} + T_0, \\
 & \frac{\partial T(L, t)}{\partial x} = - \left(k_0 \frac{\Theta}{T(L, t)} \right)^{-1} \eta \sigma (T^4(L, t) - T_0^4) \\
 & - \left(k_0 \frac{\Theta}{T(L, t)} \right)^{-1} \frac{3k_B T(L, t)}{2} \frac{I}{qS}, \\
 & T(x, 0) = T_0, \\
 & \frac{\partial r}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_V} p_S(T) \sqrt{\frac{m_0}{2\pi k_B T}}, \\
 & r(x, 0) = r_0,
 \end{aligned} \tag{10}$$

где $r = r(x, t)$, $T = T(x, t)$. Таким образом, система (10) полностью описывает процесс изменения температуры вдоль УНТ и уменьшение ее радиуса в результате испарения углерода с ее поверхности.

3. Экспериментальная проверка модели катастрофической деградации

Для экспериментальной проверки модели катастрофической деградации УНТ была изготовлена измерительная установка на основе сканирующего электронного/ионного микроскопа FEI HeliosNanoLab 650 DualBeam с системой наноманипуляторов Kleindiek ММЗА-ЕМ. Для измерения эмиссионных характеристик использовался программируемый двухканальный источник-измеритель Keithley 2634В, позволяющий генерировать и измерять напряжение и ток с низким уровнем шума. По оригинальной методике [22] одиночная углеродная нанотрубка извлекалась из вертикального массива с помощью манипуляторов электронного микроскопа и закреплялась на острие вольфрамовой иглы.

Массивы углеродных нанотрубок выращивались на кремниевых подложках. Синтез проходил при температуре 700°C с никелевым катализатором из смеси ацетилена, аммиака и аргона в соотношении: 1:1:3. На рис. 3 показаны изображения одиночных нанотрубок, полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения. Трубки были многослойными, количество стенок изменялось от 15 до 25, они содержали макроскопические дефекты, также показанные на рис. 3. Указанные дефекты могут создавать области повышенного электрического сопротивления.

Вольфрамовая игла с закрепленной на ней УНТ служила катодом (С), а нанотрубка — эмиттером, из которого происходила эмиссия электронов. Расположенный рядом на небольшом расстоянии (с зазором $< 500 \text{ nm}$) острый кончик иглы во втором манипуляторе служил анодом (А), как это показано на рис. 4, а.

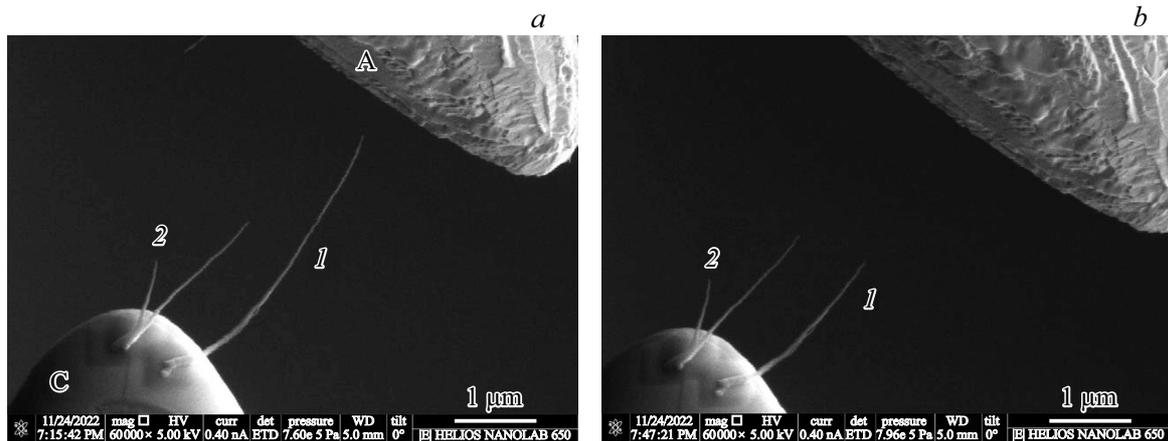


Рис. 4. Изображение эмиссионной системы в растровом электронном микроскопе с закрепленной нанотрубкой (1), через которую протекает эмиссионный ток: (а) сразу после создания; (б) после катастрофической деградации нанотрубки (1), вызванной разогревом при большом токе. На рисунке также имеются изображения нанотрубок, которые не деградировали (2).

Измерения вольт-амперной характеристики катод–анод проводились в высоковакуумной рабочей камере микроскопа в двух режимах. Первый режим заключался в измерении эмиссионной вольт-амперной характеристики при плавном увеличении напряжения до максимального, ограниченного током, а затем уменьшения напряжения до нуля (в эксперименте ограничительный ток задавался порядка 100 нА). Второй режим заключался в ступенчатом увеличении тока до предельных величин эмиссии из одиночной УНТ. При этом источник питания работал в режиме источника тока, который поддерживал ток постоянным в течение примерно одной минуты, а затем ток ступенчато увеличивался. Время выдержки определялось по стабилизации напряжения на УНТ, которое при переходе на новое значение тока изменялось, а потом стабилизировалось на некотором новом значении. На определенном шаге при достижении предельного тока УНТ ломалась из-за того, что перегрев одной из дефектных областей становился критическим. На рис. 4, б видно, как при этом изменялось расстояние от конца нанотрубки до анода. После того, как УНТ ломалась, напряженность электрического поля у нового эмитирующего конца резко падала, и ток уменьшался практически до нуля. В этом и состоит суть катастрофической деградации.

Вольт-амперная характеристика в первом режиме была измерена между катодом и анодом и представлена на рис. 5. Кривая 1 — вольт-амперная характеристика при увеличении напряжения от нуля до U_{\max} , а кривая 2 — измерение при обратном направлении изменения напряжения от U_{\max} до нуля. Результаты показывают, что эмиссионная вольт-амперная характеристика имеет гистерезис, который может быть связан с разогревом образца. На это указывает увеличение тока кривой 2 по сравнению с кривой 1.

Безусловно, сопротивление образца растет при нагреве нанотрубки, так как с температурой возрастает удельное сопротивление, поэтому ток должен был падать. Од-

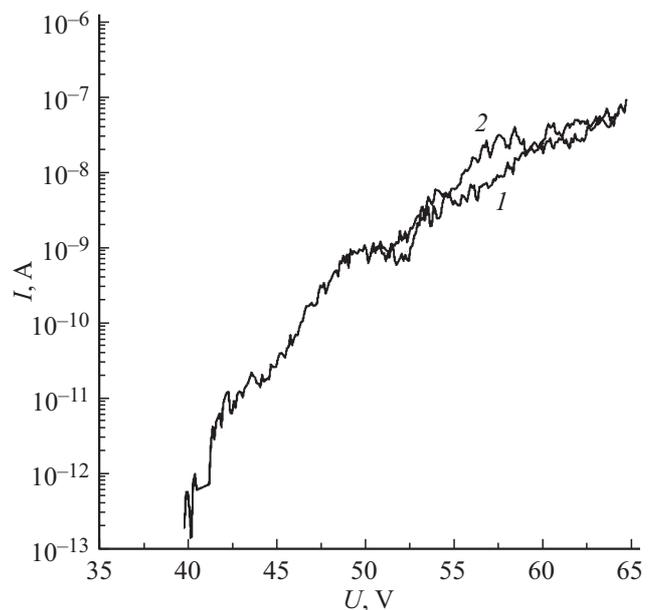


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика системы катод–УНТ–анод, показанной на рис. 3: 1 — при увеличении напряжения от 0 до U_{\max} ; 2 — при уменьшении напряжения от U_{\max} до 0.

нако общий ток определяется не только сопротивлением тела нанотрубки, но и сопротивлением на границе с вакуумом. Данное сопротивление определяется, с одной стороны, туннелированием электронов под потенциальным барьером, возникающим на границе нанотрубки с вакуумом за счет работы выхода, а с другой — термоэлектронной эмиссией над потенциальным барьером [18]. Эти сопротивления включены параллельно и последовательно с сопротивлением тела нанотрубки. При разогреве вероятность термоэлектронной эмиссии растет, а эквивалентное сопротивление этого процесса и общее сопротивление на границе с вакуумом падет.

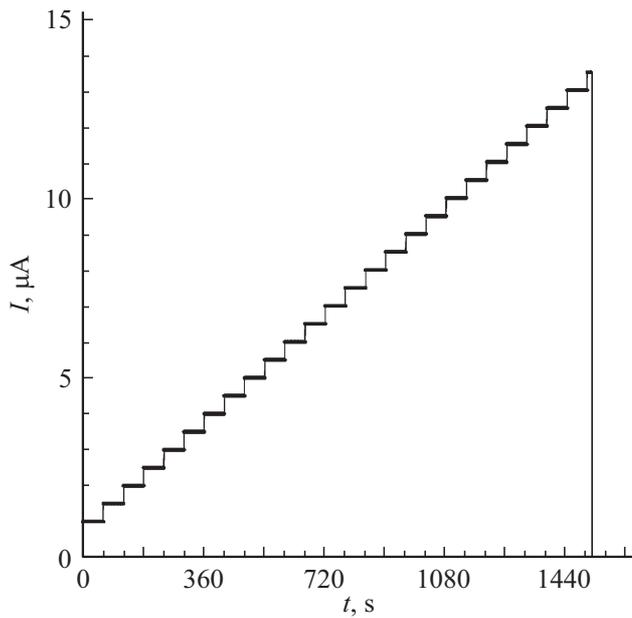


Рис. 6. Зависимость тока от времени при ступенчатом увеличении тока с временной выдержкой на каждой ступеньке 60 с. Катастрофическая деградация наступила на 1513-ой секунде (вертикальная линия).

Таким образом, увеличение тока связано с термоэлектронной эмиссией. С увеличением тока растет перегрев, процесс нарастает лавинообразно, и трубка разрывается в месте максимального перегрева, как это показано на рис. 4, *b*.

Экспериментальная характеристика второго режима показана на рис. 6. В этом эксперименте источник питания включался в режиме задания тока, который увели-

чивался ступенчато от $1 \mu\text{A}$ до $13.5 \mu\text{A}$ с шагом $0.5 \mu\text{A}$. На каждой ступеньке тока осуществлялась выдержка в течении 1 min, достаточная для разогрева нанотрубки. Катастрофическая деградация наступила на 1513-ой секунде (вертикальная линия) при токе $13.5 \mu\text{A}$.

Данный эксперимент был смоделирован с использованием полученной системы уравнений (10).

Согласно РЭМ-изображению (рис. 4), УНТ имела следующие геометрические размеры: первоначальная длина $3 \mu\text{m}$, длина после деградации $2 \mu\text{m}$, средний радиус 15 nm . Так как наибольшего значения температура достигает в месте расположения дефекта, то было сделано предположение, что разрушение УНТ произошло именно в этом месте. Соответственно, рассматривалась УНТ с одним дефектом ($n = 1$) со значениями параметров $\rho_1 = 13.5\rho_0 = 4.401 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{m}$, $\sigma_1 = 0.03 \mu\text{m}$, $\mu_1 = 2 \mu\text{m}$. При решении системы (10) остальные коэффициенты задавались, как указано выше. В результате было рассчитано время, через которое возникнет разрушение УНТ: $t \approx 1526 \text{ s}$. Это значение достаточно близко к экспериментальной величине. На рис. 7 представлены зависимости $T(t)$ и $r(t)$, рассчитанные для точки с координатой $x \approx 2.0 \mu\text{m}$, в окрестности которой произошло разрушение. Видно, что на 1526-ой секунде в этой точке уменьшение радиуса УНТ и увеличение температуры принимает лавинообразный характер.

4. Заключение

На основании проведенных расчетов и экспериментов можно сделать следующие выводы.

1. Наличие эффекта Ноттингема приводит к охлаждению эмитирующего конца УНТ. В результате область с

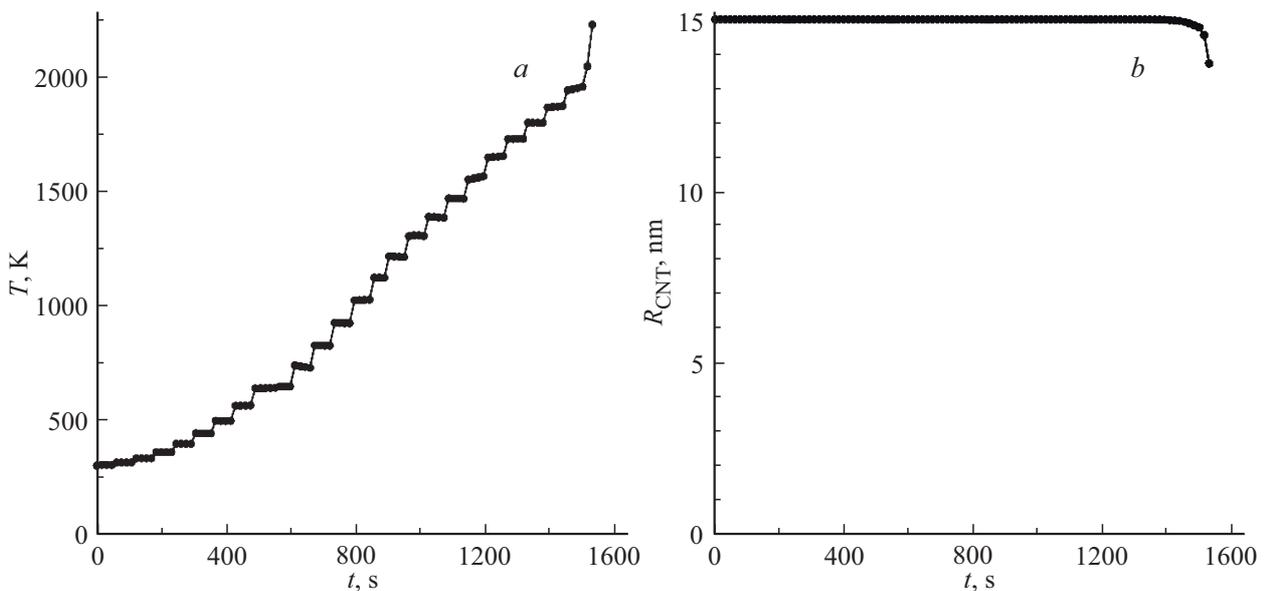


Рис. 7. Рассчитанные зависимости температуры (*a*) и радиуса УНТ (*b*) от времени в точке с координатой $x \approx 2.0 \mu\text{m}$ для эксперимента со ступенчатой разверткой тока.

наибольшей температурой находится, точка, в которой температура максимальна, находится на некотором удалении от края.

2. Наличие локальных дефектных областей и связанное с ним дополнительное сопротивление УНТ приводят к увеличению температуры всей УНТ и к особенностям в распределении температуры в окрестности дефектов.

3. Катастрофическая деградация УНТ, находящейся в вакууме, происходит следующим образом. УНТ нагревается неравномерно. В дефектной области температура выше. С повышением температуры может иметь место испарение вещества нанотрубки с ее поверхности.

Лавинообразному нарастанию температуры способствует явление термоэлектронной эмиссии, которое уменьшает общее сопротивление в пространстве катод–анод, что увеличивает ток, при этом в первую очередь увеличивается ток термоэлектронной эмиссии и т.д. Происходит быстрый рост температуры одной из дефектных областей, как правило, расположенной ближе к эмитирующему концу. Перегрев может достигать температур испарения углерода с поверхности нанотрубки, и это является одной из причин деградации. Важно обратить внимание, что разогрев происходит именно в областях дефектов. Поэтому нагрев неоднороден, и трубка может ломаться именно в местах дефектов, что наблюдается на практике в процессе эксплуатации.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 0004-2022-0004, с использованием уникальной научной установки „Комплекс оборудования для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий“ Института нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.A. Chernozatonskii, Y.V. Gulyaev, Z.J. Kosakovskaja, N.I. Sinitsyn, G.V. Torgashov, Y.F. Zakharchenko, E.A. Fedorov, V.P. Val'chuk. *Chem. Phys. Lett.* **233**, 1–2, 63 (1995). [https://doi.org/10.1016/0009-2614\(94\)01418-U](https://doi.org/10.1016/0009-2614(94)01418-U)
- [2] W.A. de Heer, A. Châtelain, D. Ugarte. *Science* **270**, 5239, 1179 (1995). <https://doi.org/10.1126/science.270.5239.1179>
- [3] M. Mauger, V.T. Binh. *J. Vac. Sci. Technol. B* **24**, 2, 997 (2006). <https://doi.org/10.1116/1.2179454>
- [4] A.P. Gupta, S. Park, S.J. Yeo, J. Jung, C. Cho, S.H. Paik, H. Park, Y.C. Cho, S.H. Kim, J.H. Shin, J.S. Ahn, J. Ryu. *Materials* **10**, 8, 878 (2017). <https://doi.org/10.3390/ma10080878>
- [5] S. Park, A.P. Gupta, S.J. Yeo, J. Jung, S.H. Paik, M. Mativenga, S.H. Kim, J.H. Shin, J.S. Ahn, J. Ryu. *Nanomaterials* **8**, 6, 378 (2018). <https://doi.org/10.3390/nano8060378>
- [6] M. Croci, I. Arfaoui, T. Stöckli, A. Chatelain, J.-M. Bonard. *Microelectronics J.* **35**, 4, 329 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2003.07.003>
- [7] C. Paoloni, M. Mineo, A. Di Carlo, A.J. Durand, V. Krozer, M. Kotiranta, F. Bouamrane, T. Bouvet, S. Megtert. In: *Proc. 2012 IEEE Thirteenth Int. Vacuum Electron. Conf. (IVEC)*. Monterey, CA, USA. 24–26.04.2012. IVEC (2012) (IEEE). P. 237–238.
- [8] H.Y. Yuan, X.R. Wang. *Sci. Rep.* **6**, 22638 (2016). <https://doi.org/10.1038/srep22638>
- [9] N.L. Rupesinghe, M. Chhowalla, K.B.K. Teo, G.A.J. Amaratunga. *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 1, 338 (2003). <https://doi.org/10.1116/1.1527635>
- [10] I. Levchenko, S. Xu, G. Teel, D. Mariotti, M.L.R. Walker, M. Keidar. *Nature Commun.* **9**, 1, 879 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41467-017-02269-7>
- [11] B. Galante, G.A. Tranquille, M. Himmerlich, C.P. Welsch, J. Resta López. *Phys. Rev. Accel. Beams* **24**, 11 (2021). <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.113401>
- [12] N.T. Hong, K.H. Koh, S. Lee, P.N. Minh, N.T.T. Tam, P.H. Khoi. *J. Vac. Sci. Technol. B* **27**, 2, 749 (2009). <https://doi.org/10.1116/1.3097850>
- [13] J.T.L. Thong, C.H. Oon, W.K. Eng, W.D. Zhang, L.M. Gan. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 17, 2811 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1412590>
- [14] S.B. Fairchild, P. Zhang, J. Park, T.C. Back, D. Marincel, Z. Huang, M. Pasquali. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47**, 5, 2032 (2019). <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2900219>
- [15] Y. Guo, J. Wang, B. Li, Y. Zhang, S. Deng, J. Chen. *Nanomaterials* **12**, 11, 1882 (2022). <https://doi.org/10.3390/nano12111882>
- [16] J.H. Kim, J.S. Kang, K.C. Park. *Micromachines* **9**, 12, 648 (2018). <https://doi.org/10.3390/mi9120648>
- [17] J.H. Ryu, K.S. Kim, C.S. Lee, J. Jang, K.C. Park. *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 2, 856 (2008). <https://doi.org/10.1116/1.2884757>
- [18] С.В. Булярский, А.А. Дудин, А.В. Лакалин, А.П. Орлов, А.А. Павлов, Р.М. Рязанов, А.А. Шаманаев. *ЖТФ* **88**, 6, 920 (2018). <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.06.46026.2447> [S.V. Bulyarskiy, A.A. Dudin, A.V. Lakalin, A.P. Orlov, A.A. Pavlov, R.M. Ryazanov, A.A. Shamanaev. *Tech. Phys.* **63**, 6, 894 (2018). <https://doi.org/10.1134/S1063784218060099>]
- [19] J. Paulini, T. Klein, G. Simon. *J. Phys. D* **26**, 8, 1310 (1993). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/26/8/024>
- [20] J.P. Hirth, G.M. Pound. *Condensation and Evaporation: Nucleation and Growth Kinetics*. Macmillan, N.Y. (1963). 191 p.
- [21] К.П. Шумский, А.И. Мяскин, И.С. Максимовская. *Основы расчета вакуумной сублимационной аппаратуры. Машиностроение, М.* (1967). 224 с.
- [22] А.А. Дудин, А.П. Орлов, Е.В. Зенова, А.М. Тагаченков. *НМСТ* **20**, 9, 515 (2018). [A.A. Dudin, A.P. Orlov, E.V. Zenova, A.M. Tagachenkov. *NMST* **20**, 9, 515 (2018). <https://doi.org/10.17587/nmst.20.515-520>].

Редактор Е.Ю. Флегонтова