

## Влияние теплового движения молекул остаточного газа на деградацию полевого эмиссионного катода на основе углеродных нанотрубок

© Г.С. Бочаров,<sup>1</sup> А.В. Елецкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет „Московский энергетический институт“, 111250 Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, 123182 Москва, Россия  
e-mail: eletsii@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 13 декабря 2012 г.)

Вычислена скорость деградации углеродных нанотрубок в холодном полевым эмиссионном катоде с учетом теплового движения атомов остаточного газа. В качестве механизма деградации рассмотрен процесс распыления поверхности углеродных нанотрубок ионами, образующимися в результате ионизации молекул остаточного газа электронным ударом. Показано, что учет начального теплового движения атомов, ионизация которых является источником ионов, приводит к существенному снижению скорости деградации по сравнению с результатами приближенных расчетов, основанных на предположении о покоящихся атомах.

### Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) благодаря высокому аспектному отношению и хорошей электропроводности обладают уникальными эмиссионными характеристиками [1–5], что открывает возможность для разработки на их основе нового поколения полевых электронных эмиттеров, работающих при относительно невысоком уровне приложенного напряжения (порядка 1 kV). Такая возможность обусловлена эффектом усиления электрического поля [6], в силу которого напряженность поля вблизи наконечника УНТ может в сотни раз превышать среднее значение в межэлектродном промежутке. Широкое распространение катодов на основе УНТ и перспективы их использования в плоских дисплеях [7–9], рентгеновских и осветительных трубках [10], а также в генераторах и усилителях сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, входящих в состав спутниковых телекоммуникационных систем [11,12], требуют установления физических факторов, определяющих механизмы деградации указанных устройств и ограничивающих время их жизни.

Известно три основных механизма деградации холодных полевых эмиттеров на основе УНТ: разрушение контактов, термическое разрушение и ионное распыление [6]. Механизм деградации, связанный с разрушением контактов, не имеет универсального характера и проявляется при недостаточном внимании к изготовлению контактов. Указанная проблема может быть преодолена в результате использования буферного слоя между подложкой и нанотрубками. Основным механизмом деградации эмиттеров на основе УНТ, который ограничивает значение тока эмиссии, является термическое разрушение нанотрубок вследствие джоулева нагрева. Как показывают детальные экспериментальные [6,13] и теоретические [6,14,15] исследования, этот эффект

имеет характер тепловой неустойчивости и проявляется при превышении некоторого критического значения тока эмиссии, когда нарушается тепловой баланс между омическим нагревом УНТ при эмиссии и теплоотводом за счет теплопроводности. Пороговый характер этого эффекта позволяет избежать термического разрушения УНТ, работая при напряжениях (токах) ниже критического значения. В отличие от этого механизм ионного распыления проявляется при любом значении приложенного напряжения и тока эмиссии [16], поэтому он должен рассматриваться отдельно, как это делается в работах [17,18]. Согласно механизму распыления, рассмотренному в этих работах, ионы, образующиеся в результате ионизации молекул остаточного газа электронным ударом, ускоряются в электрическом поле и бомбардируют поверхность эмиттера, что приводит к ее ионному распылению. Энергетический спектр ионов, вызывающих распыление материала катода, определяется пространственным распределением электрического потенциала в межэлектродном промежутке. Зависимость вероятности распыления от массы и энергии иона выражается известными классическими соотношениями, которые подтверждены многочисленными экспериментами.

Следует отметить, что подход к описанию указанного выше механизма распыления, развитый в цитированных выше работах [17,18], основан на упрощающем предположении, пренебрегающем тепловым движением молекул остаточного газа, ионизация которых является источником образования ионов, бомбардирующих катод. В силу этого предположения траектория иона совпадает (и противоположна по направлению) с траекторией электрона, вызвавшего ионизацию. Тем самым все образовавшиеся ионы движутся вдоль силовых линий электрического поля и участвуют в бомбардировке

эмиттера (нанотрубки). Однако оценки, выполненные в [17,18], показывают, что учет начального теплового движения молекул остаточного газа приводит к тому, что лишь некоторая доля ионов достигает поверхности нанотрубки, в то время как остальные ионы в силу начального движения в радиальном направлении попадают на подложку мимо эмиттера, что не приводит к его деградации. В настоящей работе, в развитие ранних работ [17,18], проводится количественный расчет распределения ионного тока по поверхности катода в окрестности нанотрубки с учетом теплового движения молекул остаточного газа. Показано, что влияние указанного эффекта на замедление скорости деградации эмиттера возрастает по мере увеличения межэлектродного расстояния.

## Траектория ионов

На рис. 1 приведена модельная конфигурация, в рамках которой будет вычисляться скорость распыления. Нанотрубка высотой  $H$  и радиусом  $R \ll H$  ориентирована вертикально и расположена на проводящей заземленной подложке. Действие продольного постоянного электрического поля вызывает автоэлектронную эмиссию электронов. Ионы, образующиеся в результате ионизации молекул остаточного газа электронным ударом, бомбардируют поверхность нанотрубки, которая ориентирована перпендикулярно поверхности подложки. Источником электронной эмиссии является наконечник нанотрубки. Хотя температура вакуумной камеры ( $\sim 0.1$  eV) на много порядков ниже характерной энергии ионов ( $\sim 10^2 - 10^3$  eV), при расчете скорости деградации УНТ катода в результате ионной бомбардировки необходимо отказаться от упрощения, связанного с пренебрежением учета начального теплового движения атомов, из которых под действием электронного удара образуются ионы, участвующие в

бомбардировке катода. Это следует из оценки характерного разброса ионов по поверхности мишени  $\Delta\rho \approx v\tau_i$ . Здесь  $v \approx \sqrt{2kT/M} \approx 5 \cdot 10^4$  cm/c — характерная тепловая скорость атомов;  $\tau_i \approx \sqrt{ML/2eE}$  — характерное время, за которое ион, образовавшийся в межэлектродном пространстве и движущийся в направлении поверхности катода под действием электрического поля  $E$ , достигнет этой поверхности,  $L$  — межэлектродное расстояние,  $M$  — масса молекулы остаточного газа,  $e$  — заряд электрона,  $k$  — константа Больцмана. Подставляя значения  $M \approx 5 \cdot 10^{-23}$  g (для молекул воздуха),  $L = 10^{-2}$  cm,  $E = 10^4$  V/cm, получаем для промежутка времени оценку  $\tau_i \approx 0.4 \cdot 10^{-8}$  с. Отсюда следует, что даже для миниатюрных межэлектродных промежутков  $L = 10^{-2}$  cm ион испытывает смещение по отношению к положению нанотрубки, из которой эмитирован соответствующий электрон, на расстояние  $\Delta\rho \approx v\tau_i \approx 10^{-4}$  cm, которое более чем на порядок превышает характерный радиус нанотрубки  $R \approx 10^{-6} - 10^{-5}$  cm. Отсюда следует, что значительная часть ионов, достигающая поверхности катода, не попадает на нанотрубку и тем самым не вызывает ее деградации. Это определяет необходимость постановки задачи о деградации УНТ в результате ионного распыления с учетом начального теплового движения атомов.

Будем считать, что вертикально ориентированная нанотрубка, помещенная в вакуумный промежуток длиной  $L$ , эмитирует под действием постоянного электрического поля  $E$  тонкий электронный пучок, заключенный в цилиндре радиусом  $R$ . При соударении электронов с молекулами остаточного газа возможна ионизация, в результате которой образуются ионы, движущиеся в направлении поверхности катода. Из предположения, что ион образовался из покоящегося атома, следует, что траектория иона совпадает (и противоположна по направлению) с траекторией электрона, соударение которого с молекулой привело к образованию данного иона. Отказ от этого предположения и учет начального теплового движения атома приводят к некоторому смещению положения точки падения иона относительно точки расположения нанотрубки.

При рассмотрении траектории ионов, образовавшихся под действием электронного удара, можно не учитывать продольную составляющую начальной тепловой скорости атомов. Это следует из сравнения характерного времени  $\tau_i$ , за которое ион достигает поверхности катода, со временем  $\tau_E$ , за которое ион теряет свою начальную скорость, направленную против электрического поля. Оценка дает  $\tau_E = mv/eE \approx 10^{-10}$  s, что более чем на порядок меньше результата приведенной выше оценки для  $\tau_i$ . Это означает, что учет начального теплового движения атомов в продольном направлении (направлении электрического поля) несущественно (порядка нескольких процентов) изменяет время достижения ионом поверхности катода, а следовательно, и смещение положения иона на поверхности  $\Delta\rho$ . Пренебрегая этой продольной компонентой, представим распределение тока ионов по

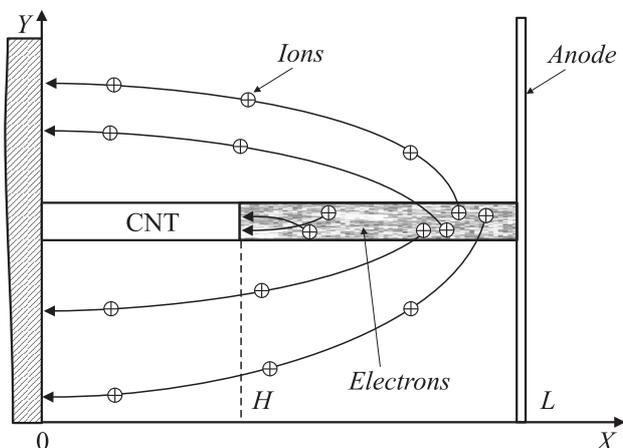


Рис. 1. Модельная конфигурация электрода, для которой будет вычисляться скорость распыления.

поверхности мишени в следующем виде:

$$\frac{dJ(\rho)}{d\rho} = \int_0^L N_e(z) N v_e(z) \sigma_{\text{ion}}[\varepsilon_e(z)] S(z) f(v_\rho) dv_\rho. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{\text{ion}}[\varepsilon_e(z)]$  — сечение ионизации молекулы остаточного газа электронным ударом при энергии соударения  $\varepsilon_e(z)$ , которая определяется потенциалом рассматриваемой точки  $z$  относительно заземленной поверхности катода:

$$\varepsilon_e(z) = eU(z), \quad (2)$$

где  $N$  — концентрация молекул остаточного газа, постоянная по межэлектродному промежутку,  $N_e(z)$  — локальное значение плотности электронов, которое выражается через плотность тока электронов соотношением  $j_e = N_e(z)v_e(z)$ ,  $S(z)$  — площадь поперечного сечения пучка, которая изменяется в силу его угловой расходимости,  $v_e(z)$  — скорость эмитируемого электрона в точке  $z$ , которая определяется электрическим потенциалом в этой точке:

$$v_e(z) = \sqrt{eU(z)/2m},$$

$$f(v_\rho) = Av_\rho \exp[-Mv_\rho^2/2kT]$$

— равновесная (максвелловская) функция распределения молекул остаточного газа по радиальным скоростям,  $A = M/kT$  — нормировочная постоянная,  $e, m$  — заряд и масса электрона соответственно,  $M$  — масса молекулы остаточного газа,  $T$  — температура,  $k$  — константа Больцмана. Выражение (1) упрощается благодаря использованию естественного соотношения  $I_e = j_e S$  ( $I_e$  — ток эмиссии), которое справедливо в предположении об однородном распределении плотности электронов по сечению пучка. Нарушение этого предположения не изменяет основные качественные выводы данного исследования. Отметим, что выражение (1) представляет число ионов, бомбардирующих за секунду поверхность  $(\rho, \rho + d\rho)$ , так что  $J$  имеет размерность  $\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

Значения радиальной компоненты начальной тепловой скорости иона  $v_\rho$  и радиального смещения положения точки, в которой ион достигает поверхности катода, относительно точки  $(\rho = 0, z = 0)$ , связаны между собой следующим соотношением:

$$v_\rho \tau_i(z) = \rho, \quad (3)$$

где  $\tau_i(z) = \sqrt{Mz/2eE}$  — время, за которое ион, образовавшийся в точке  $z$ , достигает поверхности катода.

При интегрировании (1) следует задать распределение электрического потенциала по объему промежутка. Простейшая зависимость такого типа, удовлетворяющая условиям  $U(z = 0) = 0$ ,  $U(z = L) = U$ , представляет линейную функцию

$$U(z) = Uz/L, \quad (4)$$

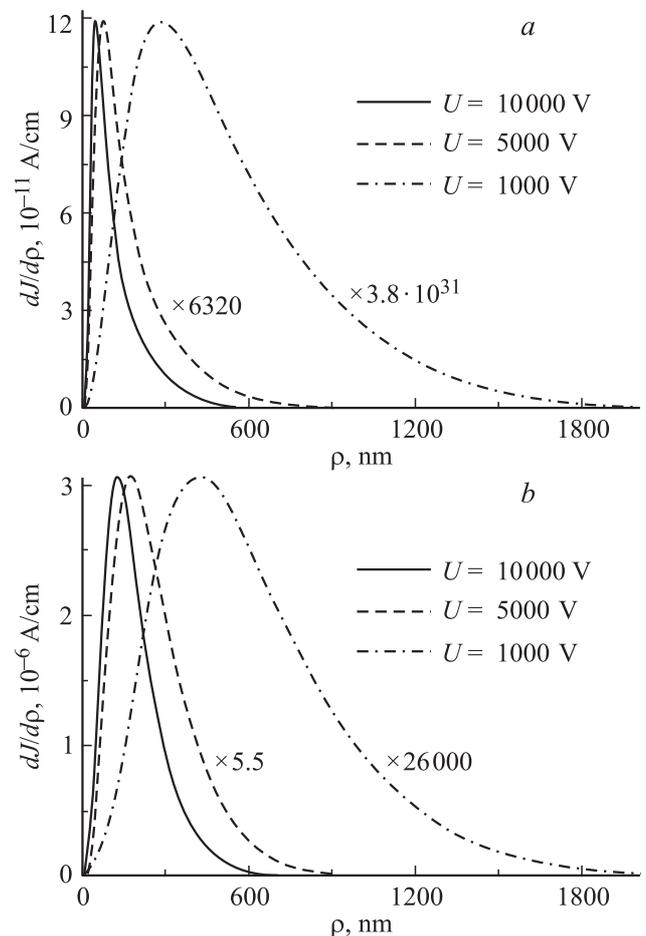
которая характерна для плоского конденсатора. Зависимость (4) нарушается в окрестности наконечника нанотрубки, где имеет место эффект усиления электрического поля, однако, как легко показать, в указанной области

энергия электронов еще недостаточна для ионизации молекул остаточного газа, поэтому данная область не вносит сколько-нибудь заметного вклада в интеграл (1).

Используя приведенные выше выражения (2)–(4), представим соотношение (2) в следующем виде:

$$\frac{dJ(\rho)}{d\rho} = I_e N \left( \frac{eU}{kTL} \right) \int_0^L \frac{dz}{z^2} \rho^2 \sigma_{\text{ion}}[\varepsilon_e(z)] \exp\left[-\frac{eE\rho^2}{zkT}\right]. \quad (5)$$

Результат интегрирования представляет собой распределение тока ионов по поверхности катода. На рис. 2 представлено несколько типичных распределений подобного рода, вычисленных на основании интеграла (5) для различных значений межэлектродного расстояния  $L$ , средней напряженности электрического поля  $E = U/L$  и



**Рис. 2.** Распределения тока ионов  $J$  по поверхности мишени  $\rho$ , вычисленные при различных значениях приложенного напряжения  $U$ : *a* — основные параметры расчета: радиус нанотрубки  $R = 5 \text{ nm}$ , высота нанотрубки  $H = 1 \text{ }\mu\text{m}$ , давление остаточного газа  $P = 10^{-4} \text{ Torr}$ , температура  $T = 1000 \text{ K}$ , межэлектродное расстояние  $L = 100 \text{ }\mu\text{m}$ . Напряженность электрического поля вблизи наконечника нанотрубки  $E = 10, 5$  и  $1 \text{ V/nm}$  соответственно. *b* —  $R = 5 \text{ nm}$ ,  $H = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $P = 10^{-4} \text{ Torr}$ ,  $T = 1000 \text{ K}$ ,  $L = 100 \text{ }\mu\text{m}$ .  $E = 100, 50$  и  $10 \text{ V/nm}$  соответственно. Для напряжений  $5000$  и  $1000 \text{ V}$  графики построены в увеличенном масштабе.

аспектного отношения нанотрубки  $\alpha = H/2R$ . При расчетах предполагалось, что основным сортом остаточного газа является воздух, при этом пренебрегалось несущественным отличием в энергетических зависимостях сечения ионизации молекул азота и кислорода. В качестве такой зависимости использованы экспериментальные данные [19], которые в области высоких энергий электрона скорректированы на основании борновского приближения. Кроме того, при расчете использовалась связь между плотностью тока эмиссии и напряженностью электрического поля в области наконечника нанотрубки, которая с учетом эффекта усиления электрического поля дается выражением Фаулера–Нордгейма [4,5]

$$j_e = C_1 E^2 \beta^2 \exp[-C_2/\beta E]. \quad (6)$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  — параметры, не зависящие от приложенного напряжения, а коэффициент усиления электрического поля  $\beta$ , грубо говоря, равен аспектному отношению нанотрубки  $\alpha = H/2R$  [5,21]. Как видно из результатов расчета, с ростом межэлектродного расстояния, а также по мере снижения приложенного напряжения уменьшается доля тока, достигающего поверхности нанотрубки. Такой эффект связан с ролью начального теплового движения молекул остаточного газа.

### Скорость деградации и эффективное время жизни эмиттера

Для вычисления скорости деградации материала эмиттера в результате ионного распыления, определяемой как масса эмиттера, теряемая за единицу времени, используется выражение

$$\frac{dM}{dt} = \frac{U}{kTL} M_c N I_e \times \int_0^R d\rho \int_0^L Y[\varepsilon_i(z)] \rho^2 \sigma_{\text{ion}}[\varepsilon_e(z)] \exp\left[-\frac{eE\rho^2}{zkT}\right] \frac{dz}{z^2}, \quad (7)$$

где  $Y[\varepsilon_i(z)]$  — коэффициент ионного распыления материала эмиттера, определяемый как среднее число атомов, вылетающих с поверхности эмиттера в результате ее бомбардировки ионом с энергией  $\varepsilon_i$ . Этот коэффициент зависит от типа иона, материала поверхности и энергии  $\varepsilon_i$ , с которой ион достигает поверхности катода,  $M_e$  — масса атома углерода. Выражение (7) использовалось для расчета характерного времени жизни эмиттера на основании следующего соотношения [17,18]:

$$t = \frac{M_{\text{CNT}}}{dM/dt}, \quad (8)$$

где  $M_{\text{CNT}}$  — масса нанотрубки, которая зависит от радиуса и высоты нанотрубки (так, в случае нанотрубки с  $R = 5 \text{ nm}$ ,  $H = 10 \mu\text{m}$  масса  $M_{\text{CNT}} = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ g}$ ).

Для определения энергетической зависимости коэффициента ионного распыления  $Y(\varepsilon_i)$  был использован

классический подход [20], согласно которому распыление атома является результатом передачи энергии, превышающей энергию связи, при упругом рассеянии иона. При этом предполагалось, что энергия связи атома углерода в УНТ такая же, как в решетке кристаллического графита. Учитывая, что энергетические зависимости сечения ионизации и коэффициента ионного распыления для азота и кислорода практически совпадают, конкретные расчеты проводились для азота. Тем самым результаты расчетов могут использоваться также в случае, когда остаточным газом является атмосферный воздух.

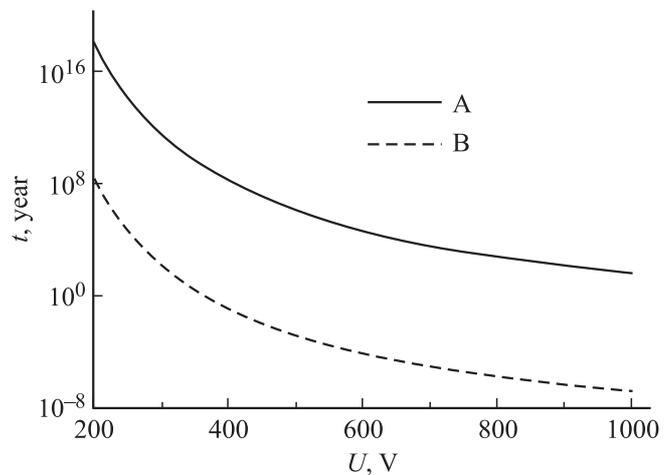


Рис. 3. Зависимости времени жизни  $t$  нанотрубки от приложенного напряжения  $U$  с учетом теплового движения (А) и без учета теплового движения (В). Параметры расчета: радиус нанотрубки  $R = 5 \text{ nm}$ , высота нанотрубки  $H = 10 \mu\text{m}$ , давление остаточного газа  $P = 10^{-4} \text{ Torr}$ , температура  $T = 1000 \text{ K}$ , межэлектродное расстояние  $L = 100 \mu\text{m}$ .

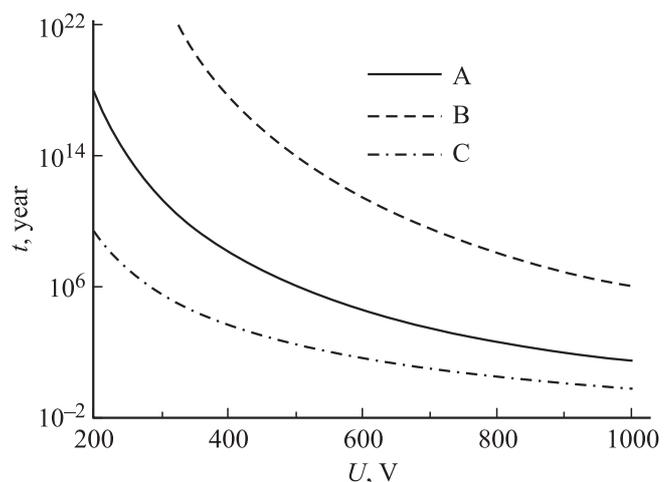
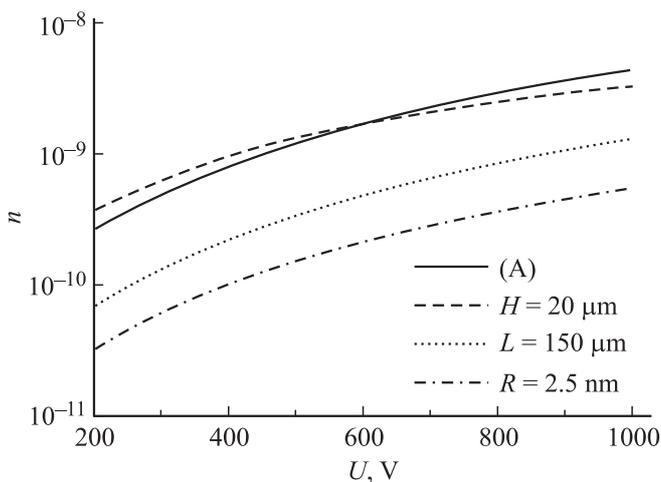


Рис. 4. Зависимости времени жизни  $t$  нанотрубки от приложенного напряжения  $U$  с учетом теплового движения. Параметры расчета: давление остаточного газа  $P = 10^{-4} \text{ Torr}$ , температура  $T = 1000 \text{ K}$ , радиус нанотрубки  $R = 5 \text{ nm}$ . А — межэлектродное расстояние  $L = 100 \mu\text{m}$ , высота нанотрубки  $H = 10 \mu\text{m}$ . В —  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $H = 10 \mu\text{m}$ . С —  $L = 100 \mu\text{m}$ ,  $H = 20 \mu\text{m}$ .



**Рис. 5.** Отношение скорости деградации с учетом теплового режима к скорости деградации без учета теплового режима, в зависимости от приложенного напряжения. Параметры расчета:  $A$  — радиус нанотрубки  $R = 5$  нм, высота нанотрубки  $H = 10$  мкм, давление остаточного газа  $P = 10^{-4}$  Торр, температура  $T = 1000$  К, межэлектродное расстояние  $L = 100$  мкм. В остальных расчетах изменен только один параметр, указанный на графике.

Результаты вычислений зависимостей характерного времени жизни эмиттера от напряженности электрического поля, длины межэлектродного промежутка и аспектного отношения нанотрубки на основании выражений (7) и (8) приведены на рис. 3 и 4. Резкая зависимость этого параметра от приложенного напряжения связана с резким характером зависимости Фаулера–Нордгейма (6). Роль учета теплового движения атомов, из которых образуются ионы, можно видеть из зависимостей, представленных на рис. 5, где показано отношение скоростей деградации УНТ эмиттера, вычисленных с учетом и без учета теплового движения атомов. Расчет проводился по формуле

$$n(U) = \frac{dM/dt_1}{dM/dt_2} = \frac{t_2}{t_1}, \quad (9)$$

где индекс 1 относится к расчету с учетом теплового движения, индекс 2 — без учета теплового движения.

Необходимо иметь в виду, что введенное выше определение времени жизни эмиттера (8) имеет условный смысл и не должно восприниматься буквально. Это связано с уменьшением длины нанотрубки в процессе ее деградации, которое сопровождается снижением коэффициента усиления электрического поля. В результате ток эмиссии при фиксированном значении приложенного напряжения со временем падает, падает также и скорость деградации. Согласно соотношению Фаулера–Нордгейма, коэффициент усиления электрического поля входит в показатель резко меняющейся экспоненты, поэтому уже небольшое изменение длины нанотрубки вследствие деградации сопровождается существенным

снижением тока эмиссии при фиксированном значении приложенного напряжения. При проведении представленных расчетов этот эффект изменения геометрии УНТ в процессе эмиссии не принимался во внимание, так что можно считать, что вычисленные значения времени жизни эмиттера относятся к ситуации, когда фиксировано значение тока эмиссии. Однако при этом величина приложенного напряжения уже не является постоянной. Тем не менее, как показывают результаты расчетов, величина интеграла (7) в основной области изменения напряжения практически не меняется, так что влияние приложенного напряжения на время жизни эмиттера проявляется через резко меняющуюся вольт-амперную характеристику, соответствующую зависимости Фаулера–Нордгейма. Таким образом, хотя приведенное выше определение времени жизни УНТ имеет формальный смысл, можно считать, что это определение имеет отношение к ситуации, когда фиксирован ток эмиссии.

Полученные результаты относятся к индивидуальной нанотрубке, эмиттирующей электроны. Холодный полевой катод содержит массив таких нанотрубок, причем, как следует из выполненных ранее расчетов [5,22], оптимальное расстояние между нанотрубками в массиве лежит в диапазоне между  $0.3H$  и  $H$  ( $H$  — высота нанотрубки) в зависимости от приложенного напряжения. Поскольку характерная высота нанотрубок, используемых в холодных полевых эмиттерах, находится в пределах  $1-10$  мкм, это означает, что оптимальное расстояние между нанотрубками в массиве варьирует от долей микрона до нескольких микрон. Сравнивая это значение с расстоянием, характеризующим разброс ионного тока в окрестности нанотрубки  $\Delta r \approx 0.1$  мкм (рис. 2), получаем, что в оптимальном режиме работы эмиттера ионы, образующиеся в результате ионизации молекул остаточного газа электронами, эмитируемыми определенной нанотрубкой, могут вносить вклад в деградацию только этой нанотрубки и практически не достигают соседних нанотрубок. Тем самым результаты, полученные выше для скорости деградации индивидуальной нанотрубки, сохраняют свое значение также для катода, содержащего массив таких нанотрубок.

## Заключение

Выполненные расчеты показывают, что, несмотря на малое значение температуры газа по сравнению с характерными значениями приложенного напряжения, учет начального теплового движения молекул остаточного газа существенно изменяет результаты вычисления скорости деградации эмиттера на основе УНТ в результате ионного распыления. Начальное движение молекул приводит к изменению ионной траектории, которая уже не обязательно заканчивается на поверхности нанотрубки, испустившей соответствующий электрон. Таким образом, характерное время деградации, вычисленное

с учетом начального движения молекул, оказывается на несколько порядков более продолжительным, чем это следует из расчетов, выполненных в пренебрежении этим эффектом [17,18].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках гранта 12-02-01005.

## Список литературы

- [1] *Gulyaev Yu.V.* et al. // Proc. 7th Int. Vacuum Microel. Conf., Grenoble. 1994. P. 322; Vacuum Sci. Tech. 1995. Vol. 13. P. 234; Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 233. P. 63.
- [2] *De Heer W.A., Chatelain A., Ugarte D.* // Science. 1995. Vol. 270. P. 1179.
- [3] *Rinzler A.G.* et al. // Science. 1995. Vol. 269. P. 1550.
- [4] *Елецкий А.В.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 401–438.
- [5] *Елецкий А.В.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 897–930.
- [6] *Bocharov G.S.* et al. // Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures. 2011. Vol. 19. P. 92–99.
- [7] *Jung I.S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 901.
- [8] *Wang Q.H., Yan M., Chang R.P.H.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 1294.
- [9] *Mauger M., Vu T.B.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24. P. 972.
- [10] *Obraztsov A.N., Klesch V.I.* // X-ray diode lighting tube. Patent № 2008141395/09(053681) Russia. 2008.
- [11] *Teo K.B.K.* et al. // Nature. 2005. Vol. 437. P. 968.
- [12] *Milne W.I.* et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24. N 1. P. 345.
- [13] *Sveningsson M.* et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 085 429.
- [14] *Бочаров Г.С., Елецкий А.В.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 4. С. 107–112.
- [15] *Huang N.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 075 501.
- [16] *Fujieda T., Okai M., Tokumoto H.* // Jap. J. Appl. Phys. 2009. Vol. 48. P. 025 002.
- [17] *Bocharov G.S., Eletskiy A.V.* // Fullerene, Nanotubes, and Carbon Nanostructures. 2012. Vol. 20. P. 444–450.
- [18] *Бочаров Г.С., Елецкий А.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 7. С. 112–116.
- [19] *Itikawa Y.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. Vol. 35. P. 31; Vol. 38. P. 1.
- [20] *Eckstein W.* et al. // In: Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion. IAEA, Vienna. 2001. P. 37–38.
- [21] *Бельский М.Д., Бочаров Г.С., Елецкий А.В., Sommerer T.J.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 130–137.
- [22] *Бочаров Г.С., Елецкий А.В., Sommerer T.J.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 4. С. 111–116.