

11;12

Определение оптимального вакуума при полевой эмиссии из алмазоподобной пленки

© К.В. Рейх^{1,2}, Е.Д. Эйдельман^{1,3}, А.Т. Дидейкин¹, А.Я. Вуль¹¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия³ Санкт-Петербургская химико-фармацевтическая академия,
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: eidelman@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 5 июня 2007 г.)

Предложена модель, объясняющая эффект аномально высокой полевой эмиссии электронов из алмазоподобных пленок при низком вакууме. Показано, что эффект связан с образованием на пленке заряда положительных ионов, возникающих из-за ионизации остаточных газов в межэлектродном пространстве. Определена величина вакуума, соответствующая максимальному току эмиссии.

PACS 79.70.+q, 73.50.-h

Введение

Нанокуглеродные структуры обладают уникальными свойствами. Внешние электрические поля, необходимые для наблюдения полевой эмиссии из этих структур малы по сравнению с полями, необходимыми в случае полевой эмиссии из металлов. Этот факт является причиной интенсивных исследований, направленных на создание нового типа автоэлектронных катодов для вакуумной электроники [1]. Несмотря на изготовление лабораторных макетов полевых катодов из углеродных нанотрубок и нанокуглеродных пленок [2] до настоящего времени не удалось добиться воспроизводимых и заранее заданных эмиссионных параметров полевых катодов из нанокуглеродных материалов. Причина заключается в том, что до настоящего времени неизвестно, какие свойства нанокуглеродных материалов определяют эффективность полевой эмиссии. Ранее в [3] было показано, что эмиссия электронов происходит из локализованных на поверхности алмазоподобных пленок особых областей — эмиссионных центров. Однако какими свойствами должен обладать участок пленки, чтобы стать таким „эмиссионным центром“, остается неясным. Недавно в [4] был предложен механизм эмиссии из таких пленок, далее мы дадим его более подробное описание.

Для объяснения уменьшения напряженности внешних электрических полей, приводящих к возникновению и поддержанию полевой эмиссии из алмазоподобных (DLC) пленок, предложен целый ряд моделей эмиссии [5–7]. Однако анализ, проведенный в [5], показывает, что ни одна из них в отдельности не может объяснить всей совокупности или хотя бы основные экспериментально наблюдаемые при эмиссии из DLC-пленок факты.

В настоящей работе предлагается еще одна модель (см. рисунок, *a*). Она основана на предположении об образовании на поверхности пленки в электрическом

поле слоя заряда положительных ионов, оседающих из межэлектродного пространства. Оседающие ионы возникают вследствие ударной ионизации остаточных газов эмитированными электронами.

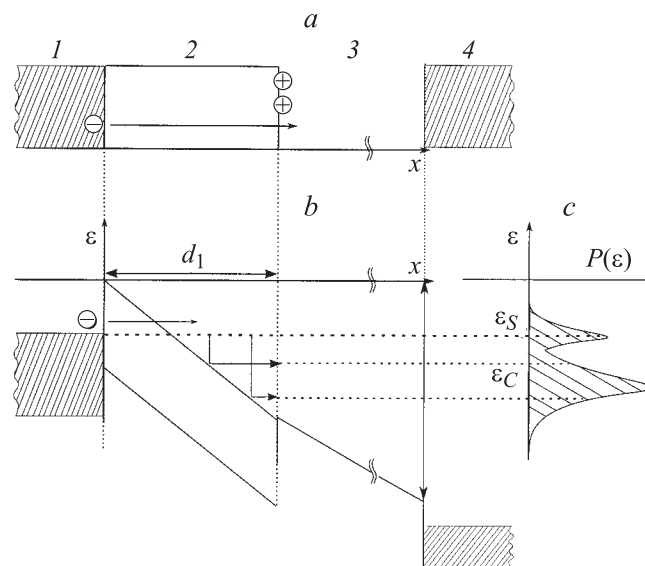


Схема и энергетическая диаграмма эмитирующей системы. Схема эмитирующей системы (*a*), энергетическая диаграмма (*b*) и распределение эмитированных электронов по энергии (*c*). *a* — подложка (катод) (1), пленка (2), вакуумный промежуток (3), анод (анализатор) (4). Электрон может попасть на анод, если туннелирует в зону проводимости пленки, а оттуда — в вакуум. Наличие положительных ионов на поверхности пленки увеличивает вероятность туннелирования электронов; *b* — d_1 — толщина пленки; *c* — $P(\epsilon)$ — распределение эмитированных электронов по энергии, ϵ_S — энергия Ферми материала подложки, ϵ_C — энергия неупруго рассеянных в пленке электронов. Отсчет энергии производится от энергии вакуума.

Отметим сразу, что предлагаемая модель является развитием и модификацией известной модели „подложка–пленка“, в которой предполагается наличие слоя положительного заряда дырок у границы подложка–пленка (см. обзор [8]). Новизна предлагаемой модели состоит в том, что положительно заряженный слой располагается на поверхности *DLC*-пленки, а не между подложкой и пленкой — на поверхности металлических катодов образования слоя положительных ионов не происходит.

Из сказанного следует, что полевая эмиссия из *DLC*-пленок должна быть лучше при не очень высоком вакууме. И это действительно так! В работе будет показано, что оптимальное давление около 10^{-5} Па.

Описание модели

В модели полевой эмиссии „подложка–пленка“ [8] считается, что электроны эмитируют из подложки в алмазоподобную пленку (материал, имеющий преимущественно sp^3 -гибридизацию атомов углерода), которую можно считать диэлектриком. Из пленки электроны попадают в вакуум. Ясно, что основной ток будет задаваться именно процессом туннелирования электронов из подложки в пленку. Процессами рекомбинации в пленке будем пренебрегать. Можно считать, что эмиссионный ток из подложки в пленку определяется законом Фаулера–Нордгейма ($F-N$), только со значениями напряженности поля, взятыми вблизи подложки, а не в вакууме. Без учета каких-либо других эффектов эта напряженность поля меньше, чем поле в вакууме. Разные авторы (см. например, [8]) предполагают, что это поле может быть больше, чем в вакууме, выдвигая для этого различные гипотезы. Здесь предложим механизм, на наш взгляд, наилучшим образом согласованный с имеющимися экспериментальными данными для *DLC*-пленок.

Эмиссия из наноуглерода наблюдается при достаточно низком вакууме [9], т.е. в камере есть остаточные газы, наличие таких газов может привести к их ионизации эмитированными электронами. Положительно заряженные ионы будут из-за дрейфа в электрическом поле двигаться к пленке. Оседание ионов на поверхности пленки приведет к существенному повышению электрической напряженности во всей пленке. Кроме процесса осаждения ионов на поверхности *DLC*-пленки будет происходить и процесс их рекомбинации с эмитированными электронами. Возникающие атомы будут уходить в межэлектродное пространство и поддерживать стационарное состояние остаточного газа. Поэтому в стационарном случае (при данном постоянном приложенном напряжении) на поверхности пленки имеется постоянная концентрация положительно заряженных ионов.

Плотность тока эмиссии

Из сказанного выше ясно, что для расчета эмиссионного тока j можно воспользоваться видоизмененной формулой FN

$$j = AE_0^2(E) \exp\left(-\frac{B\varphi^{3/2}}{E_0(E)}\right), \quad (1)$$

где E_0 — поле у поверхности подложка–пленка; A и B — постоянные; φ — работа выхода. Поле E_0 отличается от внешнего поля E и зависит от него. В вакууме действует поле E , а около поверхности подложка–пленка действует существенно большее поле E_0 . Для объяснения экспериментальных данных поле E_0 должно быть в $\beta = 1000$ раз больше, чем E .

Для нахождения зависимости $E_0(E)$ необходимо решить самосогласованную задачу, т.е. решить уравнение баланса для ионов и электронов в *DLC*-пленке с учетом процессов образования ионов в вакууме и рекомбинации их у поверхности.

Если концентрация поверхностного заряда P на пленке задана, то поле, приложенное к поверхности подложки, будет определяться выражением

$$E(E_0) = \frac{e}{\varepsilon_d \varepsilon} P(E). \quad (2)$$

Здесь кроме обозначений, которые были введены ранее, ε_d — относительная диэлектрическая проницаемость *DLC*-пленки. Концентрация ионов на поверхности P может быть определена из условия

$$\frac{\partial P}{\partial t} = W_2 - W_1. \quad (3)$$

Здесь W_1 , W_2 — скорости соответственно процессов рекомбинации и генерации ионов. Скорость процесса рекомбинации W_1 должна быть пропорциональна концентрации положительного заряда P и току $j(E)$, K_1 — коэффициент пропорциональности:

$$W_1 = K_1 P j. \quad (4)$$

Скорость осаждения ионов на подложку W_2 можно вычислить, зная концентрацию ионов в камере и скорость дрейфа к подложке. Можно считать, что в первом приближении скорость дрейфа линейным образом зависит от напряженности электрического поля в вакууме E . Ионы в камере образуются за счет ионизации эмитированными электронами. Это может происходить при достаточно разряженном вакууме, когда на длине свободного пробега электрон может набрать энергию, достаточную для ионизации. В этом случае количество ионов в камере пропорционально эмиссионному току

$$W_2 = K_2 j E, \quad (5)$$

K_2 — соответствующий коэффициент пропорциональности.

Зависимость от времени концентрации ионов на поверхности и соответственно внутреннего поля E_0 задается уравнением (3). В стационарном случае скорости рекомбинации и осаждения ионов должны быть равными $W_1 = W_2$. Тогда поле у границы подложка–пленка запишется как $E_0 = \beta E$. Таким образом, напряженность поля оказывается в β раз больше, чем приложенное. Используя (2), (4) и (5), найдем, что β определяется из параметров задачи следующим образом:

$$\beta = \frac{e}{\varepsilon_d \varepsilon} \frac{K_2}{K_1}. \quad (6)$$

При больших значениях β можно объяснить экспериментально наблюдаемые малые эффективные работы выхода (см., например, [5]).

Сравнение теории и эксперимента

Для объяснения больших напряженностей полей на границе подложка–пленка необходима достаточно большая концентрация ионов P . Концентрацию можно оценить из формулы (2). Зная, что экспериментально измеряемый параметр $\beta = 1000$, а поля в вакууме $E \approx 1 \text{ В}/\mu\text{м}$, найдем что $P \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Напомним, что параметр β определяется из сравнения термодинамической работы выхода, определяемой, например, из опытов по фотоэффекту ($\varphi = 4.3 \text{ eV}$ для графита) и эффективной работы выхода φ_e , определяемой по наклону прямых в координатах $1/E$, $\ln(j/E^2)$ (координаты $F-N$). Этот наклон определяется достаточно хорошо.

Связь термодинамической и эффективных работ выхода очевидна

$$\varphi_e^{3/2} = \frac{\varphi^{3/2}}{\beta}. \quad (7)$$

Хорошо известно (см., например, [5,8]), что эффективные работы выхода из *DLC*-пленок имеют величины порядка десятых и даже сотых электронвольта. Отсюда и следует, что $\beta \cong 1000$.

Таким образом, при концентрации одновалентных ионов на поверхности пленки $P = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, наблюдаемые из опытов по полевой эмиссии из *DLC*-пленок малые работы выхода, находят в предлагаемой модели простое объяснение.

Вид распределений эмитированных электронов по энергии данный тип моделей также хорошо объясняет [10]. Наличие интенсивного широкого пика (см. рисунок, *b*) при энергиях меньших, чем уровень Ферми подложки, объясняется сильными процессами неупругого рассеяния. В [11] было показано, что независимо от принимаемой для объяснения полевой эмиссии модели ширину пика энергетического распределения можно объяснить наличием между эмиссионным центром и подложкой разности температур в сотни градусов Кельвина. С точки зрения предлагаемой модели это означает, что характерная энергия неупругих процессов в *DLC*-пленке порядка сотых электронвольта. Эта величина подлежит экспериментальной проверке.

Заключение

Для осуществления предлагаемого механизма необходимо, чтобы во внешнем электрическом поле $E \approx 1 \text{ В}/\mu\text{м}$ электрон на длине свободного пробега l набрал энергии достаточно для ионизации $\varphi \approx 5 \text{ eV}$. Поэтому среднее расстояние между атомами в камере не должно быть меньше $5 \mu\text{м}$, что при нормальных условиях соответствует давлению в 10^{-5} Па . Это оптимальное давление для предложенного здесь механизма эмиссии. Действительно, при больших давлениях не будет происходить процессов ионизации, при меньших давлениях ионизационные процессы возможны, но общая концентрация атомов в камере, а следовательно и концентрация ионов на поверхности пленки, будет мала. Коэффициент K_2 и поэтому (6) β -фактор будет также мал. Отметим, что на практике эмиссии наблюдается при давлениях в эмиссионной камере [5], близких к оптимальному.

Образующийся на поверхности алмазоподобной пленки заряд положительных ионов можно представить себе как виртуальную „сетку“, а саму систему — пленка–анод — как вакуумный триод. Оптимальному давлению соответствует оптимальная концентрация ионов. При оптимальной концентрации $P = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ расстояние между ионами в среднем больше 4 нм . Это означает, то ионы будут „сидеть“ на алмазоподобных (*sp*³-гибридизированных) областях. Оптимальный заряд на „сетке“ должен соответствовать выходу электронов из подложки, но не должен приводить к уменьшению эмиссионного тока из-за рекомбинации электронов с образующими „сетку“ ионами. Заряд на поверхности („сетки“) определяется оптимальным уровнем вакуума, при котором, с одной стороны, количество остаточных газов достаточно для создания необходимой концентрации ионов, а с другой — не уменьшает длины свободного пробега эмитированных электронов в вакуумном промежутке до расстояний, меньших, чем это необходимо для ионизации газа. Это давление оказывается равным 10^{-5} Па .

Работа поддержана грантом „Ведущие научные школы“ (НШ 9085.2006.2) и программой президента РАН П-03 „Квантовая макрофизика“ (проект 2.12).

Список литературы

- [1] Robertson J. // *Thin Solid Films*. 1997. Vol. 296. P. 61–65.
- [2] Lee N.S., Chung D.S., Kang J.H., Choi Y.S., Kim H.Y., Park S.H., Jin Y.W., Yi W.K., Yun M.J., Jung J.E., Lee C.J., You J.H., Jo S.H., Lee C.G., Kim J.M. // *Diamond and Related Materials*. 2001. Vol. 10. P. 265–270.
- [3] Dideykin A.T., Eidelman E.D., Vul' A.Y. // *Solid State Commun.* 2003. Vol. 126. P. 495–498.
- [4] Dideykin A., Sykmanov D., Reich K., Eydeman E., Vul' A. // *Joint Int. Conf. Nanocarbon & Nanodiamond*. St. Petersburg, 2006. P. 50.
- [5] Vul' A.Ya., Eidelman E.D., Dideykin A.T. // *Synthesis, Properties and Applications of Ultrananocrystalline Diamonds* N.Y.: Springer, 2005. Vol. 192. P. 383–394.

- [6] *Forbes R.G.* // Sol. State Electronics. 2001. Vol. 45. P. 779–808.
- [7] *Altman I.S., Pikhitsa P.V., Chei M.* // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84. P. 1126–1128.
- [8] *Cutler P.H., Miskovsky N.M., Lerner P.B., Moon S.* // Appl. Surf. Sci. 1999. Vol. 146. P. 126–133.
- [9] *Gu Ch., Jin Z., Wang Yu., Jin W., Ji H., Yuan G., Wang W.* // Diamond and Related Materials. 2000. Vol. 9. P. 1604–1607.
- [10] *Pshenichnyuk S.A., Yumaguzin Yu.M.* // Diamond and Related Materials. 2004. Vol. 13. P. 125–132.
- [11] *Рейх К.В., Эйдельман Е.Д., Вуль А.Я.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 123–126.