

МЕХАНИЗМ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ НАНОУГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ал. А. Захидов, А. Н. Образцов, А. П. Волков, Д. А. Ляшенко*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 2004 г.

Автоэлектронная эмиссия из наноструктурированных углеродных материалов анализируется на основе модели эмиссионного центра, предполагающей наличие на поверхности эмиттера двух фаз углерода с существенно различающимися электронными свойствами. Предложенный в соответствии с этой моделью механизм эмиссии предполагает туннелирование электронов через двойной потенциальный барьер. Выполненный расчет вероятности туннелирования через двойной барьер указывает на то, что экспериментально наблюдаемая низковольтная автоэлектронная эмиссия может быть обусловлена наличием резонансных поверхностных состояний. Проведенная численная оценка указывает на возможность увеличения эмиссионного тока за счет резонансного туннелирования через двойной барьер на четыре и более порядков.

PACS: 79.70.+q, 73.63.Bd, 73.63.Fg

1. ВВЕДЕНИЕ

Автоэлектронная эмиссия (АЭ) представляет собой важный предмет для исследований в силу большого значения этого явления с фундаментальной и прикладной точек зрения [1–3]. В последнее время особый интерес привлекает исследование АЭ из различных углеродных материалов, отличительной особенностью которых является аномально низкое значение напряжения, требуемое для возникновения заметных эмиссионных токов. Величина соответствующего порогового электрического поля, создаваемого на поверхности такого углеродного эмиттера, оказывается существенно ниже, чем это предсказывается теорией Фаулера–Нордхейма (ФН), достаточно адекватно описывающей АЭ из металлов и полупроводников [1, 2]. Сравнительный анализ АЭ из алмазных пленок, углеродных нанотрубок и наноструктурированного углеродного материала позволяет сделать предположение о том, что механизм этой экспериментально наблюдаемой низковольтной эмиссии имеет единый универсальный характер для всех углеродных материалов и композитов и обусловлен возможностью образования на поверхности

графитоподобного углерода кластеров с электронными свойствами, аналогичными алмазу [4]. Кроме данных об электронных эмиссионных характеристиках, косвенными подтверждениями справедливости этого механизма и модели эмиссионного центра могут служить наблюдения катодолюминесценции [5] и фотоэлектронной эмиссии [6].

В рамках этих представлений возможно также непротиворечивое объяснение и других явлений, связанных с углеродными материалами, проявляющими низковольтную эмиссию электронов, включая углеродные нанотрубки [7–10], наноалмазные порошки, пленки и композиты [11–14], аморфные алмазоподобные и аналогичные им пленки [15], углеродные волокна [16] и т. п. Следует подчеркнуть, что для всех этих углеродных материалов наряду с низковольтной эмиссией может наблюдаться и обычная АЭ, аналогичная эмиссии из металлов и полупроводников. Для получения заметных эмиссионных токов из металлических и полупроводниковых эмиттеров требуются, как правило, существенно более высокие напряжения даже в тех случаях, когда их геометрические характеристики, определяемые, например, с помощью электронной микроскопии, аналогичны наночуглеродным структурам (см., например, [17, 18]). Как было показано в нашей недавней работе [19],

*E-mail: obraz@polly.phys.msu.ru

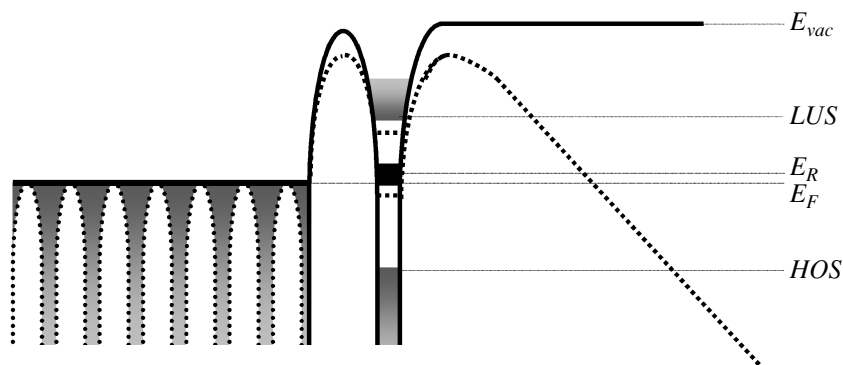


Рис. 1. Схематическое изображение энергетической диаграммы на границе раздела нанокристаллического углерода и вакуума. Показаны квантовые ямы, положение которых соответствует положению отдельных атомов углерода. Серым цветом показаны зоны разрешенных электронных состояний. Уровень Ферми (E_F) и уровень вакуума (E_{vac}) показаны горизонтальными линиями. Поверхностный слой атомов представлен отдельной квантовой ямой с двумя зонами разрешенных состояний (HOS и LUS), разделенных энергетической щелью (HOS–LUS). В области уровня Ферми показано положение резонансных уровней (E_R). Пунктиром показано видоизменение уровней энергии при наличии внешнего электрического поля

плотность низковольтных эмиссионных центров на поверхности углеродного катода может быть существенно (на несколько порядков) больше плотности центров, эмитирующих электроны при более высоких приложенных напряжениях. Данное обстоятельство, являющееся возможно следствием электростатической экранировки, существенно затрудняет интерпретацию экспериментальных наблюдений.

В данной работе представлены результаты дальнейшего анализа, направленного на выяснение деталей низковольтной эмиссии и на получение количественных оценок на основе предложенной ранее феноменологической модели эмиссионного центра и соответствующего механизма низковольтной эмиссии для углеродных материалов [4–6].

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ЭМИССИИ

Основной идеей обсуждаемой феноменологической модели низковольтного эмиссионного центра является предположение о том, что эмитируемые в вакуум электроны туннелируют последовательно через два потенциальных барьера, а не через один, как это имеет место в традиционной теории ФН. Очевидно, что при определенном соотношении параметров этих потенциальных барьеров вероятность туннелирования электронов при одном и том же приложенном напряжении может оказаться выше в случае двойного барьера по сравнению с одинарным. Аналогичные двойные потенциальные барьеры рассмат-

риваются при описании АЭ из катодов с адсорбированными на поверхности молекулами [1, 2], а также для катодов, состоящих из тонких слоев разнородных материалов [2, 20]. Отличие углеродных эмиттеров состоит в том, что наличие двойного потенциального барьера обусловлено наличием на их поверхности двух разных форм углерода с графитоподобными и алмазоподобными электронными свойствами [4–6].

На рис. 1 схематически представлена энергетическая зонная диаграмма для границы раздела такого нанокристаллического эмиттера и вакуума. При этом, в отличие от обычного представления таких диаграмм, на рис. 1 указаны положения отдельных атомов углерода в приповерхностной области и соответствующие им квантовые потенциальные ямы. Зоны разрешенных электронных состояний схематически показаны серым цветом. Для графита, относящегося к полуметаллам или полупроводникам с нулевой запрещенной зоной, уровень Ферми (E_F) располагается в верхней части соответствующих потенциальных ям. Поверхностный слой атомов отличается тем, что зоны разрешенных электронных состояний для этого слоя разделены энергетической щелью, ширина которой составляет около 4 эВ [5, 6], что близко к величине запрещенной зоны дефектного алмаза или алмазоподобного материала [15]. Нижняя граница верхней зоны разрешенных состояний обозначена на рис. 1 как LUS, а верхняя граница нижней зоны разрешенных состояний — как HOS. Естественно предположить, что уровень Ферми проходит по-

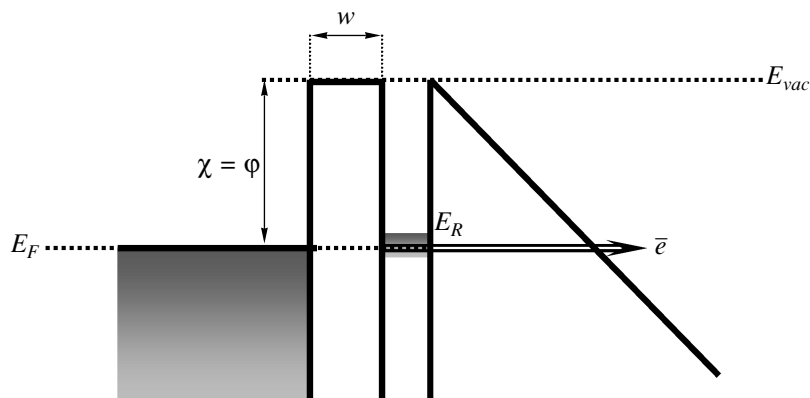


Рис. 2. Упрощенное схематическое представление энергетической зонной диаграммы на границе раздела наноуглеродного материала и вакуума с двумя потенциальными барьерами при наличии внешнего электрического поля

середине этой энергетической щели (LUS–HOS). Условно этот поверхностный слой углерода можно назвать «алмазоподобным». Возможный механизм формирования такого моноатомного алмазоподобного слоя на поверхности наноразмерных кристаллитов графита обсуждался нами ранее в работах [4–6, 21]. Аналогичная гетерогенность электронных свойств на поверхности углеродных нанотрубок может являться следствием различного рода структурных дефектов [22, 23] или может быть индуцирована внешним электрическим полем [24, 25]. Наличие углеродных кластеров с диэлектрическими алмазоподобными свойствами проявляется, например, в виде электростатического заряжения поверхности нанотрубок [26]. С учетом этого обстоятельства энергетическая зонная диаграмма, представленная на рис. 1, может быть признана справедливой по отношению к различным формам наноструктурированного графитоподобного материала, включая углеродные нанотрубки.

Принимая во внимание результаты исследований с помощью фотоэлектронной спектроскопии, мы можем полагать, что величина потенциального барьера на границе раздела между алмазоподобным кластером и вакуумом ($E_F - E_{vac}$) составляет около 4.5 эВ [6]. В нашей модели мы полагаем также величину потенциального барьера между двумя различными фазами углерода равной 4.5 эВ, что несколько ниже работы выхода графита. Толщина промежуточного слоя, разделяющего графито- и алмазоподобную части, и соответствующая ширина потенциального барьера между ними по порядку величины, видимо, несколько больше межплоскостного расстояния в графите, и для наших оценок будем по-

лагать их равной 0,4 нм. Также для упрощения дальнейших вычислений будем полагать форму внутреннего потенциального барьера прямоугольной, а форму барьера на границе эмиттер–вакуум с приложенным внешним полем — треугольной. В таком упрощенном виде энергетическая диаграмма для поверхности эмиттера представлена на рис. 2.

3. ВЕРОЯТНОСТЬ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ДВОЙНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

Эмиссионный ток определяется вероятностью туннелирования электронов из материала эмиттера в вакуум и в наиболее общем виде плотность тока может быть выражена в виде

$$j = e \int v_z T(E_z, F) dk, \quad (1)$$

где k — волновой вектор электрона, E_z — энергия электрона в среде, F — напряженность электрического поля у поверхности, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка,

$$v_z = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial k_z}$$

— групповая скорость электрона, $T(E_z, F)$ — коэффициент прозрачности барьера. Очевидно, что коэффициент $T(E_z, F)$ для двух последовательно расположенных барьеров отличается от случая с одним барьером. Для определения величины этого коэффициента рассмотрим сначала вероятность туннелирования через каждый барьер по отдельности.

Для второго барьера на внешней границе эмиттер–вакуум можно так же, как и в классической

теории АЭ, использовать ВКБ-приближение, а также предположение, что он имеет треугольную форму. Тогда коэффициент прохождения через второй барьер [27] будет иметь вид

$$T_2(E_z, F) = P_2^2 = \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e F} (E_0 - E_z)^{3/2} \right], \quad (2)$$

где E_0 — высота потенциального барьера на границе с вакуумом, равная в данном случае энергии свободного электрона в вакууме, отсчитываемой относительно уровня Ферми. Необходимо отметить, что на самом деле барьер на границе вещество–вакуум не является треугольным и строгое рассмотрение должно включать в себя учет сил электростатического изображения. Однако, как показано в работах [1, 2], при не слишком сильных полях влияние этих сил можно учесть достаточно простым образом уже в конечной формуле для тока в виде предэкспоненциального множителя.

В случае наиболее простой прямоугольной формы внутреннего потенциального барьера (на границе раздела между двумя различными фазами углерода) коэффициент прохождения электрона через него может быть записан в виде [27]

$$T_1(E_z, F) = P_1^2 = \exp \left[-2w \sqrt{\frac{2m(V - E_z)}{\hbar^2}} \right], \quad (3)$$

где $\chi = V - E_z$ — эффективная высота барьера, а w — его ширина. Выражение для коэффициента прохождения через два последовательных прямоугольных барьера может быть представлено в виде (см. [28, 29])

$$T(E_z, F) = \left| P_1 P_2 \{ e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi'_1} \} + \frac{P_1}{P_2} \{ e^{i\varphi_2} - e^{i\varphi'_2} \} + \frac{P_2}{P_1} \{ e^{i\varphi_3} - e^{i\varphi'_3} \} + \frac{1}{P_1 P_2} \{ e^{i\varphi_4} - e^{i\varphi'_4} \} \right|^{-2}, \quad (4)$$

где P_1 и P_2 — соответствующие каждому из барьеров амплитудные коэффициенты прохождения, а выражения, стоящие в фигурных скобках, представляют собой комбинации фазовых коэффициентов. Точный вид этих фазовых соотношений определяется высотой и шириной потенциальных барьеров, а также волновым вектором электрона. Записанное в таком наиболее общем виде выражение (4) может быть использовано в некотором приближении и для анализа туннелирования через два последовательных барьера, один из которых имеет треугольную

форму, а другой — прямоугольную. Поскольку толщина внутреннего барьера значительно меньше, чем внешнего, очевидно, что коэффициент прохождения через первый барьер гораздо больше, чем через второй. Тогда из всей суммы в правой части выражения (4) наибольший вклад дают второе и четвертое слагаемые. Из этих двух наибольший вклад дает четвертое слагаемое. С учетом обратной зависимости в выражении (4) это означает, что коэффициент прохождения $T(E_z, F)$ имеет максимальное значение при обращении в нуль выражения в фигурных скобках в четвертом слагаемом. Условия, приводящие к увеличению вероятности прохождения барьеров, естественно рассматривать в качестве условий резонансного туннелирования. Резонанс такого рода наступает тогда, когда энергия туннелирующего электрона совпадает со стационарными уровнями энергии в изолированной потенциальной яме, имеющей параметры (высота и ширина), аналогичные квантовой яме, заключенной между двумя потенциальными барьерами [28, 29]. В частности, для рассматриваемого случая АЭ с поверхности углеродного материала можно сделать вывод, что условия резонанса будут выполняться, если энергии электронов около уровня Ферми будут совпадать с энергиями электронных состояний, связанных с атомами в приповерхностной области катода.

Наличие системы поверхностных состояний является обычным для различных материалов. Однако параметры этих состояний, включая их энергетическое положение, специфичны для каждого материала, способа обработки его поверхности и т. п. В рамках данного исследования, не обсуждая факторов, определяющих эти параметры, мы отмечаем, что некоторые из поверхностных состояний могут участвовать в туннелировании электронов. Очевидно, что сильное внешнее поле оказывает влияние на энергетическое положение поверхностных состояний, смещая их вниз за счет частичного падения напряжения в приповерхностном слое. Такое смещение может приводить всю систему в резонансное состояние или выводить из резонанса. На рис. 1 резонансные состояния схематически показаны сплошной (энергетическое положение без внешнего поля) и пунктирной (положение при приложенном внешнем поле) линиями.

Необходимо отметить, что точное решение задачи о нахождении фаз для соотношений, стоящих в фигурных скобках в выражении (4), в явном виде представляется задачей весьма сложной и требует отдельных дополнительных исследований, включая более точное определение формы потенциальных ба-

рьеров. Однако знания этого явного вида для фазовых соотношений не требуется в случае резонансного туннелирования через систему из двух барьеров. Аналогичные резонансные механизмы электронной эмиссии обсуждались ранее в приложении к состояниям, появляющимся на поверхности катодов вследствие адсорбции различных молекул [1, 2], а также для углеродных катодов (см., например, [11, 12]). В случае модели эмиссионного центра, обсуждаемой в данной работе, поверхностные состояния могут быть обусловлены кластерами с алмазоподобными электронными свойствами, образующимися на поверхности хорошо упорядоченных графитоподобных наноразмерных образований типа углеродных нанотрубок или наноразмерных кристаллитов графита. С этой точки зрения природа указанных поверхностных состояний одинакова для всех типов низковольтных углеродных эмиттеров. Это означает, что выводы данного рассмотрения применимы ко всем типам таких низковольтных углеродных эмиттеров, имеющих на поверхности соответствующие поверхностные состояния.

Далее мы будем рассматривать исключительно случай резонансного туннелирования, при котором $\varphi_4 - \varphi'_4 = 2\pi n$, где n — целое число. Тогда четвертое слагаемое (являющееся произведением вероятностей прохождения через оба барьера и классическим аналогом вероятности прохождения через два барьера) можно не учитывать, остается только второе. Можно показать, что одновременное обращение в нуль разности фаз при втором и четвертом слагаемых в выражении (4) невозможно [28, 29]. Тогда, используя выражение (4), можно получить формулу для плотности эмиссионного тока, которая с учетом сил электростатического изображения записывается как

$$j = \frac{e^3}{8\pi h} \frac{1}{\left(\frac{\sqrt{\varphi}}{eF} - \frac{w}{2\sqrt{\chi}}\right)^2} \times \exp\left(1.03 \frac{8\pi e^2}{3h} \sqrt{\frac{2m}{\varphi}}\right) \times \exp\left(-0.95 \frac{4\pi\sqrt{2m}}{h} \left(\frac{2\varphi^{3/2}}{3eF} - \sqrt{\chi} w\right)\right). \quad (5)$$

Формула (5) отличается от соотношения, получаемого в соответствии с обычной теорией ФН для плотности тока АЭ (см. [1–3]), дополнительными слагаемыми в предэкспоненциальном множителе и в показателе экспоненты. При указанных выше парамет-

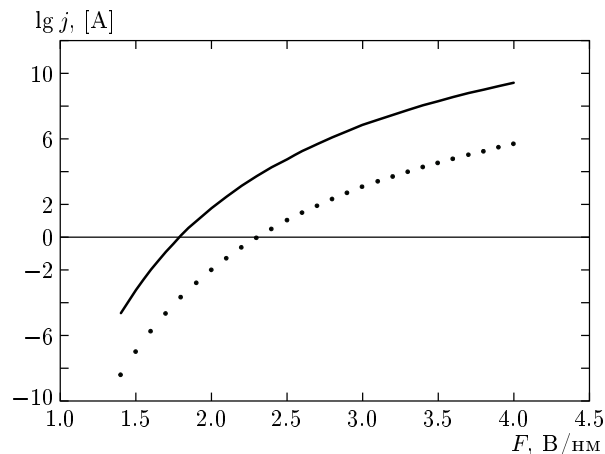


Рис. 3. Зависимость туннельного тока в соответствии с обычной теорией ФН (точки) и для случая низковольтной эмиссии через двойной потенциальный барьер, описываемой формулой (5) (сплошная линия)

рах нашей феноменологической модели ($\chi = 4.5$ эВ, $w = 4$ Å) и для напряженности электрического поля $F < 5 \cdot 10^9$ В/м выполняется соотношение

$$\frac{w}{2\sqrt{\chi}} / \frac{\sqrt{\varphi}}{eF} \ll 1.$$

Таким образом, при условии, что толщина внутреннего барьера меньше толщины внешнего, эта величина, входящая в предэкспоненциальный множитель, не вносит значительных изменений в формулу для плотности тока по сравнению с аналогичной формулой ФН для тока АЭ.

В то же время другое дополнительное слагаемое ($\chi^{1/2}w$), стоящее в показателе степени экспоненты, оказывает существенное влияние на величину эмиссионного тока, получаемую с помощью формулы (5). При подстановке указанных выше параметров в формулу (5) получается, что величина плотности тока эмиссии может приобретать значения, превышающие на четыре порядка те, которые получаются в случае эмиссии из металлических или полупроводниковых эмиттеров в соответствии с теорией ФН. На рис. 3 для сравнения представлены зависимости плотностей тока от внешнего электрического поля, рассчитанные по формуле (5) и по уравнению ФН для АЭ.

Данные выводы относятся к отдельным эмиссионным центрам. Однако на практике обычно эмиссия происходит из множества эмиссионных центров на поверхности катода. Геометрические характеристики эмиссионных центров несколько отличаются

друг от друга, что приводит к различию в пороговых значениях среднего электрического поля, при котором начинается эмиссия из различных центров [19]. Количество таких эмитирующих центров для металлических и полупроводниковых катодов должно увеличиваться с ростом напряжения, по мере того как напряженность локального электрического поля преодолевает некоторое пороговое значение, определяемое работой выхода. При этом максимальная плотность тока эмиссии, определяемая концентрацией свободных носителей заряда и их подвижностью, достигается при полях, значительно превышающих пороговые. В отличие от этого, количество центров, эмиссия из которых происходит по обсуждаемому резонансному механизму, может снижаться с увеличением напряженности поля. К такому уменьшению плотности эмиттеров может приводить насыщение эмиссионного тока вследствие конечной плотности резонансных поверхностных состояний, количество которых, очевидно, меньше количества свободных электронов в материале эмиттера. Указанный эффект наблюдается, например, в эмиссии электронов из пленочных нанокристаллических катодов [19]. Такая особенность углеродных эмиттеров приводит в низковольтной области к еще большему увеличению суммарного эмиссионного тока с макроскопически большой поверхности катодов, содержащих множество эмиссионных центров, чем это предсказывается формулой (5) для плотности тока.

Для выяснения роли внутреннего барьера полезно также рассмотреть зависимость отношения резонансного эмиссионного тока (I_R) к току обычной автоэлектронной эмиссии ФН (I_{FN}) от параметра ширины внутреннего барьера w :

$$\frac{I_R}{I_{FN}} = \frac{\varphi}{\left(\sqrt{\varphi} - \frac{eFw}{2\sqrt{\chi}}\right)^2} \times \exp\left(0.95 \frac{4\pi\sqrt{2m}}{h} \sqrt{\chi} w\right). \quad (6)$$

Для значения электрического поля $F = 2 \cdot 10^9$ В/м эта зависимость представлена на рис. 4. Стоит отметить, что подобные оценки справедливы, если w существенно меньше характерной ширины внешнего барьера, т. е. внутренний барьер достаточно прозрачен для электронов. Зависимость отношения величин эмиссионных токов от ширины барьера выражает довольно парадоксальный, на первый взгляд, факт, что при увеличении ширины одного из потенциальных барьеров вероятность туннелирования электронов через два последо-

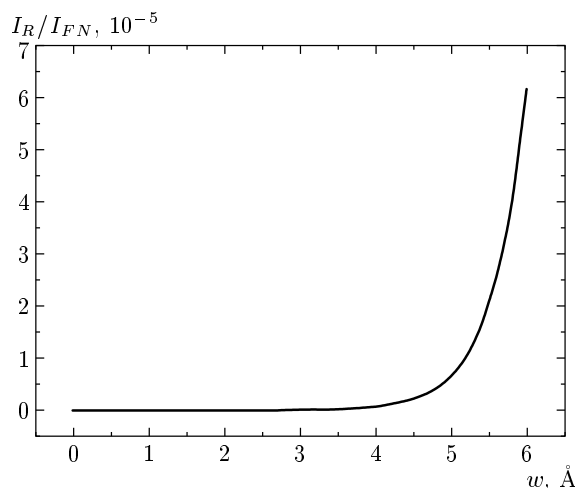


Рис. 4. Зависимость отношения туннельного тока автоэлектронной эмиссии к току, описываемому теорией ФН, от параметра ширины внутреннего барьера w . Отношение взято при внешнем поле $F = 2$ В/нм, приложенному к эмиссионному центру

вательных энергетических барьера может расти, причем экспоненциально. Этот чисто квантовый эффект вызван наличием между барьерами одного или нескольких квазистационарных резонансных уровней. Как уже отмечалось, количество резонансных уровней, участвующих в рассматриваемой эмиссии электронов, связано с наличием на поверхности углеродных катодов специфических кластеров с модифицированными электронными свойствами. Существенно меньшая плотность этих резонансных уровней по сравнению с плотностью свободных носителей заряда, способных потенциально принять участие в создании эмиссионного тока, приводит к тому, что хотя вероятность туннелирования может расти экспоненциально, однако суммарный туннельный ток весьма ограничен. Более детальный анализ ограничений, накладываемых на туннельный резонансный ток сверху, требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований резонансных состояний на поверхности нанокристаллических материалов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, как следует из проведенного анализа, наличие резонансных поверхностных состояний позволяет объяснить механизм низковольтной автоэлектронной эмиссии из нанокристаллических мате-

риалов. Принципиально важным моментом является гетерогенность свойств поверхности изогнутого графитного слоя атомов и, соответственно, наличие двойного потенциального барьера. Эти обстоятельства определяют возможность низковольтной эмиссии электронов из различных наноуглеродных материалов, которая носит резонансный характер и возможна при определенном положении поверхностных энергетических уровней. Плотность тока в случае низковольтной эмиссии экспоненциально зависит от толщины поверхностного слоя с модифицированными электронными свойствами. Для достижения эффективного резонансного туннелирования также необходимо, чтобы ширина этого слоя была сравнима с шириной потенциального барьера на границе с вакуумом. Формирование таких атомарно тонких слоев на поверхности углеродных материалов является их уникальной особенностью, определяемой тем обстоятельством, что атомы углерода могут образовывать хорошо проводящие графитоподобные и диэлектрические алмазоподобные формы.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (проект № 01-0254) и CRDF (проект № RP2-2559-MO-03).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ненакаливаемые катоды*, под ред. М. И. Елинсона, Советское Радио, Москва (1974).
2. R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, AIP, New York (1993).
3. D. Temple, *Mat. Sci. Eng.* **R24**, 185 (1999).
4. А. Н. Образцов, А. П. Волков, И. Ю. Павловский, Письма в ЖЭТФ **68**, 56 (1998).
5. А. П. Волков, А. Н. Образцов, И. Ю. Павловский, А. С. Петров, В. И. Петров, И. Ю. Топильский, *Поверхность* № 5–6, 161 (1999).
6. А. Н. Образцов, А. П. Волков, А. И. Боронин, С. В. Кошечев, ЖЭТФ **120**, 970 (2001).
7. J.-M. Bonard, Th. Stoeckli, F. Maier, W. A. de Heer, and A. Chatelain, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1441 (1998).
8. K. A. Dean, P. von Allmen, and B. R. Chalamala, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 1959 (1999).
9. Z. L. Wang, R. P. Gao, W. A. de Heer, and P. Poncharal, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 856 (2002).
10. Y. Chen, D. T. Shaw, and L. Guo, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2469 (2000).
11. A. V. Karabutov, V. G. Ralchenko, I. I. Vlasov, S. K. Gordeev, and S. B. Korchagina, *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 597 (2003).
12. A. V. Karabutov, V. D. Frolov, and V. I. Konov, *Diamond Rel. Matter.* **10**, 840 (2001).
13. J. W. Steeds, A. Gilmore, K. M. Bussmann, J. E. Butler, and P. Koidl, *Diamond Rel. Matter.* **8**, 996 (1999).
14. J. B. Cui, M. Stammer, J. Ristein, and L. Ley, *J. Appl. Phys.* **88**, 3667 (2000).
15. J. Robertson, *Thin Solid Films* **296**, 61 (1997).
16. R. V. Latham and D. A. Wilson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **14**, 2139 (1981).
17. K. W. Wong, X. T. Zhou, F. C. K. Au, H. L. Lai, C. S. Lee, and S. T. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2918 (1999).
18. M. Kanechika and Y. Mitsushima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 7111 (2000).
19. Ал. А. Захидов, А. Н. Образцов, А. П. Волков, Д. А. Ляшенко, ЖЭТФ **124**, 1391 (2003).
20. V. T. Binh and Ch. Adessi, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 864 (2000).
21. А. Н. Образцов, А. П. Волков, И. Ю. Павловский, А. Л. Чувилин, Н. А. Рудина, В. Л. Кузнецов, Письма в ЖЭТФ **69**, 381 (1999).
22. K. Suenaga, C. Colliex, and S. Iijima, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 70 (2001).
23. Z. Klusek, P. Kowalczyk, and P. Byszewski, *Vacuum* **63**, 145 (2001).
24. C. Kim, B. Kim, S. M. Lee, C. Jo, and Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1187 (2001).
25. T. Kuzumaki, Y. Takamura, H. Ichinose, and Y. Horiike, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3699 (2001).
26. Z. L. Wang, R. P. Gao, W. A. de Heer, and P. Poncharal, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 856 (2002).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).
28. E. O. Kane, *J. Appl. Phys.* **32**, 83 (1961).
29. Е. О. Кейн, в кн. *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста, Мир, Москва (1973), с. 9.