

05;11;12

Гистерезис импульсных характеристик автоэлектронной эмиссии с наноклеродных пленок

© А.В. Архипов, М.В. Мишин, Г.Г. Соминский, И.В. Парыгин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: arhipov@rphf.spbstu.ru

(Поступило в Редакцию 18 января 2005 г.)

Экспериментально исследованы динамические свойства автоэлектронной эмиссии с наноклеродных пленок при микросекундной длительности импульсов прикладываемого к образцам электрического поля. Наблюдался гистерезис эмиссионных характеристик, параметры которого сложным образом зависели от амплитуды, длительности и формы импульсов. Для объяснения экспериментальных результатов предложена феноменологическая модель, основанная на представлении о двухступенчатом характере эмиссии с участием неглубоких уровней акцепторного типа, локализованных вблизи поверхности эмиттирующей области.

Введение

Прогресс последних лет в создании эффективных холодных катодов в значительной степени связан с использованием пленок на основе нанодисперсных форм углерода (нанотрубок, фуллероидов, наноклеродов, графита и т.д.) в качестве распределенных полевых эмиттеров электронов [1–8]. Согласно литературным данным, средние по площади значения плотности тока для таких систем могут превышать 1 A/cm^2 , причем заметная эмиссия (например, $1 \mu\text{A/cm}^2$) начинает фиксироваться уже при величине электрического поля (без учета его усиления на микрорельефе поверхности) менее 1 kV/mm . Причины столь высокой эмиссионной эффективности углеродных материалов могут быть различными. Наиболее ясны они в случае нанотрубок, где решающим фактором является значительное „геометрическое“ усиление поля. Существующие модели позволяют объяснить не только величины эмиссионных токов с нанотрубок, но и „тонкие“ эффекты, например отклонение эмиссионных характеристик от закона Фаулера–Нордгейма в области больших токов [9]. В то же время теоретическое описание эмиссионных процессов с наноклеродных пленок, структура поверхности которых не может обеспечить большого усиления поля, встречает существенные трудности. Величина работы выхода углеродных пленок весьма велика (не менее $4\text{--}4.5 \text{ eV}$), и сама демонстрируемая некоторыми из них высокая эмиссионная активность не находит однозначного объяснения. Не установлены механизмы таких типичных для углеродных пленок явлений, как гистерезис эмиссионных характеристик [10–13] и увеличение эмиссионной активности в результате термополевой обработки [14].

Ниже представлены результаты экспериментов, проводящихся в условиях, типичных для многих перспективных приложений полевых катодов. Электрическое поле создавалось в широком эмиссионном зазоре путем приложения постоянной или/и импульсной разности потенциалов до 50 kV . Эмиттированные электроны выводились за пределы эмиссионного зазора в бесполеую

область. Давление остаточного газа при измерениях составляло $3\text{--}10 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$.

Подготовка образцов и методика измерений

Исследованные в работе полевые катоды были изготовлены на базе двух основных видов наноклеродных материалов: 1) нанопористый углерод (НПУ), полученный химическим удалением кремния из его карбида (изготовитель — ФГУП „Прикладная химия“) [14], и 2) порошок „астраленов“ — тяжелых фуллероидов с размером частицы около 100 nm (изготовитель — фирма „Астрин-холдинг“) [15].

Для механической фиксации порошков на катоде использовались различные способы: электрофорез, спекание в керамической матрице, нанесение с биндером. После установки образца в вакуум производился его отжиг при температуре $200\text{--}300^\circ\text{C}$, а затем термополевое активирование по методике, описанной в [14].

Схема экспериментального прибора для измерения импульсных эмиссионных характеристик распределенных полевых катодов приведена на рис. 1. Эмиттер I вместе с используемым в процессе его активирования

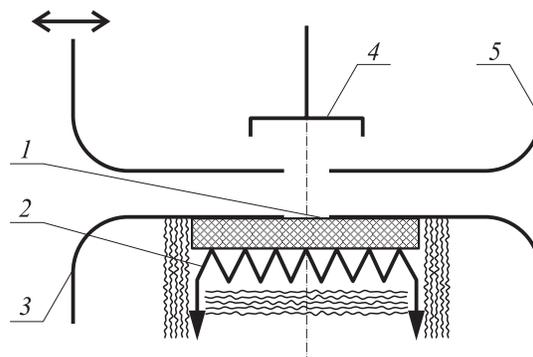


Рис. 1. Схема экспериментального прибора для измерения импульсных эмиссионных характеристик.

подогревателем 2 закреплен за отверстием диаметром 3.3 mm в тонкостенном (0.2 mm) защитном электроде 3. Поверхности эмиттера и защитного электрода в совокупности образуют катод квазиплоского эмиссионного зазора. Ширина зазора регулируется в пределах 1.5–5 mm. Коллектор эмиссионного тока 4 располагается внутри анода 5 за отверстием диаметром 2.5 mm. Такое расположение измерительного электрода позволяет исключить вклад эмиссии с защитного электрода и значительно уменьшить вклад емкостной наводки в регистрируемый импульсный токовый сигнал. Оставшаяся часть емкостного тока вычиталась из регистрируемого сигнала на стадии обработки результатов.

Гистерезис эмиссионных характеристик для „гладких“ импульсов напряжения

Типичные осциллограммы напряжения на эмиссионном зазоре $U(t)$ и тока коллектора 4 (рис. 1) $I(t)$ для случая „гладких“, колоколообразных импульсов напряжения показаны на рис. 2, *a*. Одна такая пара осциллограмм позволяет построить две вольт-амперные характеристики $I(U)$: для участков нарастания и спада напряжения. Будем называть эти зависимости прямой и обратной ветвями эмиссионной характеристики и обозначать $I_{up}(U)$ и $I_{down}(U)$ соответственно. Существенное несовпадение этих ветвей (гистерезис эмиссионной характеристики) был характерной чертой экспериментальных данных,

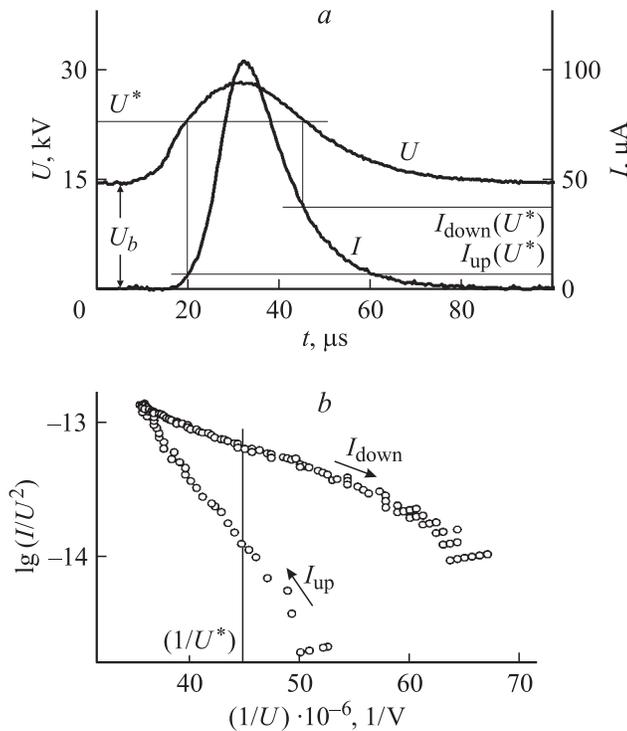


Рис. 2. Типичный вид осциллограмм напряжения на эмиссионном зазоре и тока эмиссии (*a*), а также соответствующая этим осциллограммам эмиссионная характеристика $I(U)$ в координатах Фаулера–Нордгейма (*b*). Эмиттер — пленка НПУ.

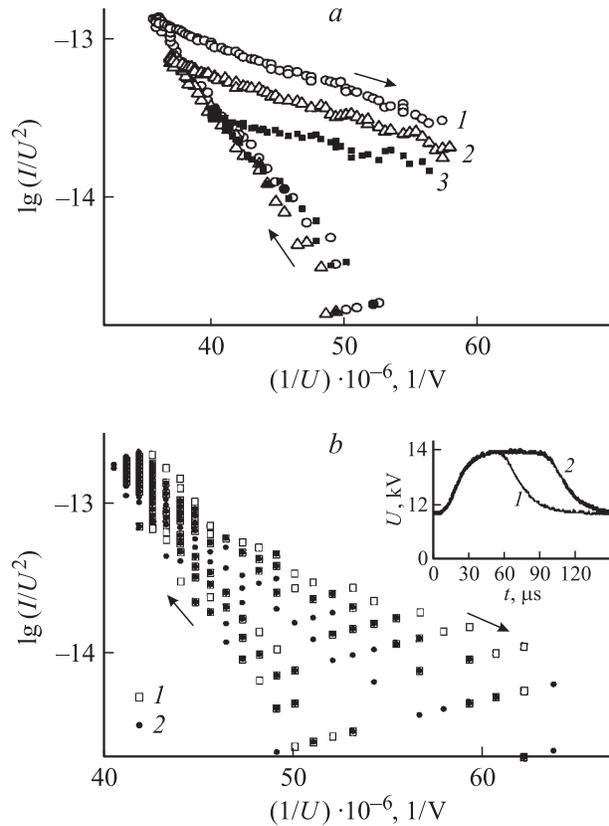


Рис. 3. Изменение эмиссионных характеристик при варьировании параметров прикладываемого напряжения. *a* — характеристика рис. 2 (*I*) сопоставляется с характеристиками (2, 3), полученными при той же амплитуде и форме импульсной компоненты напряжения и меньших величинах его постоянной составляющей U_b ; *b* — эмиссионные характеристики, измеренные для импульсов напряжения, различающихся длительностью плоской вершины; осциллограммы импульсов приведены на вставке. Эмиттер — пленка НПУ.

полученных нами для всех исследованных образцов углеродных пленок.

Эмиссионная характеристика для приведенной выше пары осциллограмм в координатах Фаулера–Нордгейма представлена на рис. 2, *b*. Прямолинейность обеих ее ветвей $I_{up}(U)$ и $I_{down}(U)$ говорит в пользу полевого механизма эмиссии. Различие углов их наклона к оси абсцисс в соответствии с теорией может быть интерпретировано как свидетельство быстрого изменения свойств эмиссионных центров (работы выхода W , эффективной площади и/или коэффициента усиления поля β) в момент перехода от увеличения поля к его спаду. Для любого фиксированного значения напряжения U^* отношение $I_{down}(U^*)/I_{up}(U^*) > 1$, что позволяет говорить об активировке эмиттера в течение импульса.

Эксперименты показали, что глубина гистерезиса (которую количественно можно оценить, например, тем же отношением $I_{down}(U^*)/I_{up}(U^*)$), определяется как свойствами эмиттера, так и условиями измерений. Рис. 3, *a* иллюстрирует характер изменения эмиссионных харак-

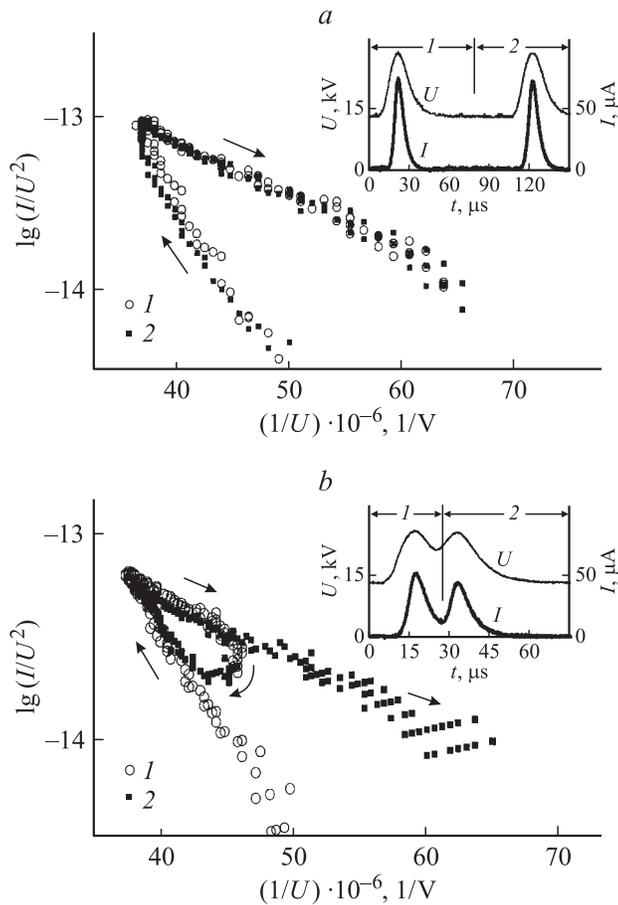


Рис. 4. Эмиссионные характеристики пленки НПУ, измеренные с использованием парных импульсов напряжения. Временная задержка между импульсами $\Delta t = 100$ (а), $20 \mu\text{s}$ (б). 1, 2 — номера импульсов.

теристик при варьировании постоянной составляющей напряжения U_b . Увеличение U_b и связанных с ним максимальных за импульс значений напряжения и тока приведено к практически параллельному смещению обратной ветви эмиссионной характеристики в область больших токов. Поскольку прямая ветвь при этом практически не изменялась, можно констатировать углубление гистерезиса при приложении большего поля и отборе большого тока.

Такое возрастание эмиссионной активности образцов в течение импульса можно было бы связать, например, с ростом температуры эмиссионных центров, перестройкой их структуры под действием поля или очисткой поверхности от адсорбированных газов. В любом из перечисленных случаев следовало бы ожидать сохранения активированного состояния эмиттера в течение некоторого времени после прекращения тока и углубления гистерезиса с ростом длительности импульса. Эти предположения были проверены экспериментально и не подтвердились. Рис. 3, б иллюстрирует неизменность эмиссионных характеристик при увеличении длительности импульса напряжения, производившемся за счет удлинения „полки“ (участка $U(t) \approx \text{const}$). Для

измерения времени поддержания активированного состояния эмиссионных центров проводились опыты с парой идентичных импульсов напряжения длительностью $\tau = 3 \mu\text{s}$ при регулируемой в пределах $\Delta t = 500\text{--}10 \mu\text{s}$ временной задержке между ними (рис. 4, а). Оказалось, что уменьшение задержки вплоть до $\Delta t = \tau$ не вызывает изменения начального участка эмиссионной характеристики для второго из импульсов, т.е. эмиттер выходит из активированного состояния сразу по прекращении тока. Графики для случая $\Delta t < \tau$, когда парные импульсы напряжения сливаются в единый импульс с двумя максимумами, приведены на рис. 4, б. Они позволяют оценить время перехода эмиттера в неактивированное состояние (на прямую ветвь характеристики) после начала повторного роста напряжения от минимума между „горбами“. Эта величина не превышает $5 \mu\text{s}$, что намного меньше, чем время поддержки повышенной активности эмиттера при монотонном спаде напряжения в конце импульса. Таким образом, не удается однозначно определить характерное время „памяти“ исследуемой системы, которое можно было бы отождествить с временем остывания эмиттера, восстановления его первоначальной структуры, осаждения монослоя газа и т.п. Обсуждаемые модели не объясняют явления быстрого возврата эмиттера в исходное, неактивированное состояние при прекращении тока или росте приложенного напряжения. На наш взгляд, теоретическое описание изложенных экспериментальных данных может быть дано на основании следующих предположений о механизме эмиссии.

Двухступенчатый механизм эмиссии электронов с углеродных пленок

Предположим, что наиболее эффективным механизмом полевой эмиссии для изучаемых пленок является непрямо́й перенос электронов из зоны проводимости объема эмиттера в вакуум через пространственно локализованные вблизи поверхности промежуточные состояния. Соответствующие этим акцепторным (изначально незаполненным) состояниям энергетические уровни расположены между уровнями Ферми и вакуума $0 < \chi_s < W$ (рис. 5). Их физическая природа для проводимого рассмотрения не важна, это могли бы быть, например, поверхностные электронные состояния графитовых частиц, уровни зоны проводимости алмазных или аморфных включений и т.д. [3,11,16]. Будем считать, что ток эмиссии с этих поверхностных состояний в вакуум описывается формулой, аналогичной закону Фаулера–Нордгейма,

$$I = I_{sv} = AN_s U^2 \exp(-a\chi_s^{3/2}/U), \quad (1)$$

где a, A (а также используемые в дальнейшем b, B, c и C) — константы; N_s — число заполненных электронами промежуточных состояний.

Величина N_s может быть определена через разность токов „из объема на поверхность“ I_{bs} и „с поверхности

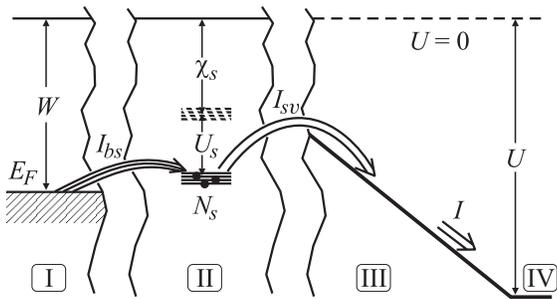


Рис. 5. К предлагаемой модели механизма эмиссии: I — объем эмиттера, II — акцепторные энергетические состояния его приповерхностного слоя, III — вакуум, IV — анод. В отсутствие напряжения на эмиссионном зазоре (пунктир): $U = 0$, $U_s = 0$, $N_s = 0$. 1 — эксперимент, 2 — расчет.

в вакуум“ I_{sv} .

$$N_s = \frac{1}{e} \int (I_{bs} - I_{sv}) dt. \quad (2)$$

Перенос электронов между объемом эмиттера и поверхностными состояниями опишем несимметричной вольт-амперной характеристикой, например, в виде экспоненты

$$I_{bs} = B (\exp(bU_s) - 1), \quad (3)$$

Имеющая размерность напряжения величина U_s может быть определена как мера изменения энергетического положения промежуточных уровней относительно уровня Ферми объема эмиттера. Это изменение определяется двумя факторами: проникновением в эмиттирующую пленку внешнего поля и зарядкой поверхности при заполнении акцепторных уровней. Соответственно

$$U_s = U/c - eN_s/C. \quad (4)$$

При удачном подборе констант решения системы уравнений (1)–(4) с хорошей точностью моделируют динамику эмиссии, в том числе для импульсов напряжения сложной формы (рис. 6).

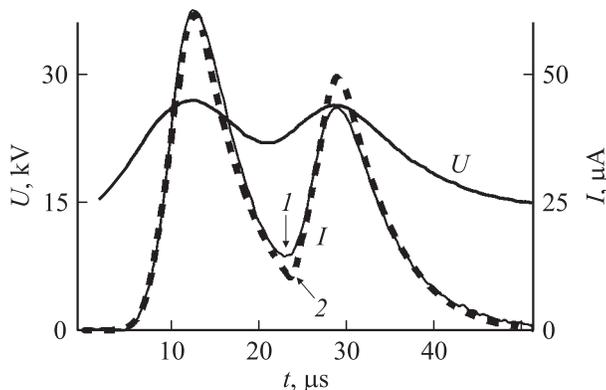


Рис. 6. Для реального импульса напряжения сложной формы (рис. 4, b) измеренный в эксперименте импульс тока эмиссии (1) сопоставлен с результатом численного решения уравнений (1)–(4) (2).

Результаты моделирования позволяют описать наблюдаемый в эксперименте гистерезис следующим образом. Возрастание эмиссионного тока с ростом приложенного к эмиссионному зазору напряжения во время регистрации прямой ветви эмиссионной характеристики $I_{up}(U)$ происходит как за счет увеличения прозрачности поверхностного барьера, так и в результате заполнения поверхностных уровней электронами (роста N_s), вызванного изменением энергетического положения этих уровней. В противоположность этому спад тока при измерении обратной ветви $I_{down}(U)$ может происходить при практически постоянном значении N_s . Если скорость снижения напряжения достаточно велика, эмиссия в вакуум не является эффективным механизмом освобождения промежуточных состояний от накопленных на них электронов, поскольку ток эмиссии падает вместе с величиной приложенного поля. Задаваемая уравнением (3) асимметрия характеристики $I_{bs}(U_s)$ делает неэффективным и отвод электронов в объем эмиттера. Таким образом, повышенная эмиссионная активность образцов на спаде импульса напряжения может быть объяснена высокой заселенностью промежуточных электронно-состояний N_s , величина которой определяется предысторией, т.е. достигнутыми ранее в течение этого импульса значениями напряжения и тока. Длительное удержание электронов на промежуточных состояниях возможно лишь при $U_s < 0$ (формула (3)), что, согласно (4), достигается действием поля самого избыточного (для данной величины внешнего поля) поверхностного заряда. При новом возрастании напряжения условие $U_s < 0$ быстро оказывается нарушенным и связь промежуточных состояний с объемом восстанавливается („переход объем–поверхность открывается“), что означает возврат эмиссионной характеристики $I(U)$ на прямую ветвь.

Дополнительное активирование эмиссии быстрым спадом электрического поля

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных продемонстрировало работоспособность предложенной выше модели для широкого диапазона длительностей и амплитуд импульсов напряжения. Расхождения модели и эксперимента появляются при увеличении скорости изменения поля выше некоторой предельной величины. В этом случае вид измеряемых импульсных эмиссионных характеристик изменяется качественно. На рис. 7, a сопоставлены данные, полученные для импульсов близкой амплитуды и длительности, различающихся тем, что в случае импульса 2 снижение приложенного к зазору напряжения начинается коротким интервалом неглубокого, но резкого „сброса“ (заштрихованные области на осциллограмме и эмиссионной характеристике). В течение этого временного промежутка и нескольких микросекунд после его окончания ток эмиссии продолжает нарастать при уменьшающемся

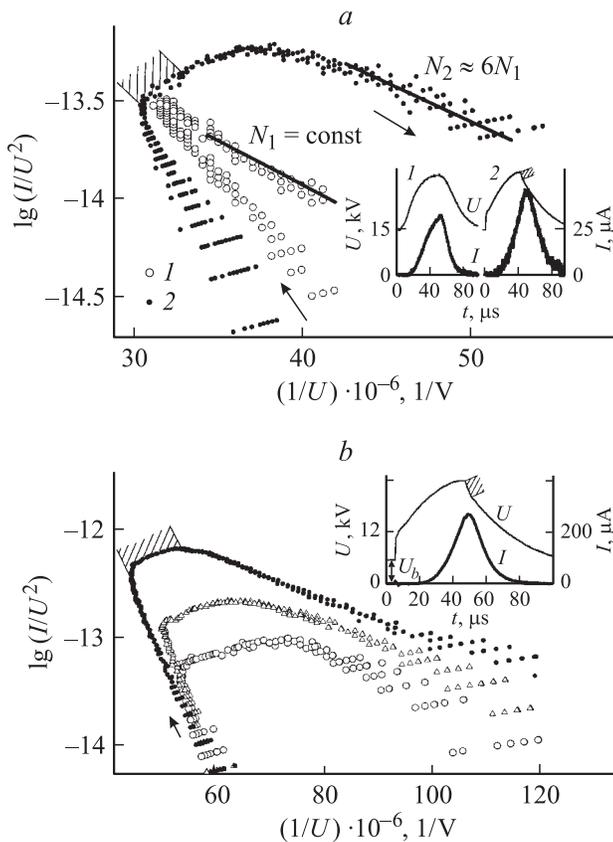


Рис. 7. *a* — эмиссионные характеристики пленки НПУ, измеренные при использовании гладкого колоколообразного импульса напряжения (1) и импульса напряжения (2), содержащего участок быстрого спада вскоре после максимума (отмечен штриховкой на осциллограмме и эмиссионной характеристике). *b* — эмиссионные характеристики, полученные при варьировании постоянного смещения U_b и сохранении формы и амплитуды импульсной компоненты напряжения. Осциллограммы на вставке соответствуют импульсу с наибольшим значением U_b . Источник эмиссии — небольшое количество астраленов на поверхности защитного электрода (нержавеющая сталь), появившееся в результате диффузии с образца.

напряжении. В целом задержка между максимумами напряжения и тока для приведенного импульса составляет около $8 \mu\text{s}$. В координатах Фаулера–Нордгейма этому интервалу соответствует участок характеристики, приблизительно параллельный линии $I = \text{const}$ (смещение вправо и вверх), отсутствующий на характеристике, полученной для „гладкого“ импульса 1. Накопившееся за относительно короткое время расхождение между двумя рассматриваемыми характеристиками сохраняется до окончания импульсов приложенного напряжения. Таким образом, можно констатировать долговременное активирующее действие интервала быстрого спада электрического поля на эмиссию с исследуемых образцов. Это явление дополнительно усиливает гистерезис импульсных эмиссионных характеристик, сохраняя основные его закономерности: связь глубины гистерезиса

$I_{\text{down}}(U^*)/I_{\text{up}}(U^*)$ с максимальными за импульс значениями напряжения и тока и постоянство угла наклона обратной ветви (рис. 7, *b*). В терминах феноменологической модели (1)–(4) наблюдаемый параллельный сдвиг обратной ветви эмиссионной характеристики следует связать не с изменением свойств эмиссионных центров (определяющих угол наклона обратной ветви), а с дополнительным ростом степени заполнения промежуточных электронных состояний N_s . Нам представляется возможным объяснить это явление на основе обсуждавшейся модели, приняв во внимание неоднородность поверхности эмиттера.

Уравнения (1)–(4) написаны в предположении, что эмиссия электронов происходит с единственного эмиссионного центра или с совокупности эмиссионных центров с близкими характеристиками. В действительности же поверхность исследованных пленочных эмиттеров образована наноразмерными частицами различной формы и с различной электронной структурой [14]. Однако эти два утверждения не обязательно противоречат друг другу. Будем считать, что большая часть тока эмиссии протекает через активные эмиссионные центры, представляющие собой наночастицы или комплексы наночастиц, форма и расположение которых обеспечивают наибольшее геометрическое усиление прикладываемого электрического поля, а электронная структура включает в себя наиболее высоко расположенные (т.е. характеризуются низшим электронным сродством χ_s) приповерхностные акцепторные уровни, служащие в качестве промежуточных электронных состояний при полевой эмиссии. Для частиц с более глубоким расположением акцепторных уровней эмиссия при той же степени усиления электрического поля будет менее эффективной из-за низкой проницаемости энергетического барьера, отделяющего промежуточные эти уровни от вакуума. Однако само заполнение электронами из объема расположенных на большей глубине акцепторных состояний для такого „неэмиттирующего центра“ может начинаться при меньшей напряженности приложенного поля и приводить к накоплению большего количества электронов. В случае стационарного или медленно меняющегося электрического поля эти электроны практически не участвуют в эмиссионных явлениях. Действие параллельной поверхности компоненты электрического поля на электроны приповерхностного слоя собирает их в центрах усиления поля (на выступах эмиттера) и изолирует эти центры друг от друга. Однако при резком уменьшении поля эффективность такой изоляции снижается и сила кулоновского расталкивания накопленных на приповерхностных состояниях в ограниченных областях эмиттера (прежде всего вблизи неэмиттирующих центров усиления поля) электронов может вызвать их перераспределение в пользу эмиттирующих центров. По нашему мнению, именно такое перераспределение электронов между различными участками поверхности неоднородной нанокристаллической пленки под действием нестационарного электрического поля могло вызывать

наблюдавшееся в эксперименте долговременное повышение ее эмиссионной активности после быстрого снижения приложенного к зазору напряжения [13].

Эмиссионные характеристики при различной форме импульса напряжения

Дальнейшее исследование зависимости вида эмиссионных характеристик от параметров прикладываемого к эмиссионному зазору импульса напряжения было проведено для нескольких образцов углеродных пленок и подтвердило соответствие обсуждавшихся выше модельных представлений экспериментально наблюдаемым закономерностям.

Согласно формуле (1), если скорость спада напряжения достаточна для выполнения условия $N_s \approx \text{const}$, угол наклона обратной ветви эмиссионной характеристики в координатах Фаулера–Нордгейма определяется только свойствами эмиттера и не должен зависеть от параметров импульса. На рис. 8 сопоставлены результаты, полученные для одного из образцов при приложении к зазору импульсов напряжения различной амплитуды (*a*) и длительности (*b*). Несмотря на разную скорость изменения напряжения при измерении эмиссионных характеристик, наклон обратных ветвей сопоставляемых пар графиков одинаков. Закономерности трансформации прямой ветви при изменении параметров импульса сложнее. Например, в случае импульса с длительностью переднего фронта $5 \mu\text{s}$ (рис. 8, *b*) прямолинейный участок прямой ветви практически неразрешим, поскольку ток эмиссии начинает регистрироваться лишь вблизи максимума напряжения (и возрастает приблизительно в 8 раз в течение следующих $5 \mu\text{s}$ при спадающем напряжении).

При медленном изменении напряжения, когда „пленивание“ электронов на акцепторных уровнях не происходит и условие $N_s \approx \text{const}$ не выполняется, не наблюдается и гистерезиса эмиссионных характеристик, как это можно видеть, например, для начального участка заднего фронта импульса, представленного на рис. 3, *b*.

При изменении свойств эмиттера угол наклона обратной ветви импульсных эмиссионных характеристик закономерно изменяется. На рис. 8, *c* сопоставляются данные, измеренные в процессе деградации одного из образцов. Общее снижение его эмиссионной активности сопровождается заметным (в несколько раз) ростом угла наклона обратной ветви. При этом наклон прямой ветви изменяется не столь существенно, что можно объяснить различным распределением тока между эмиссионными центрами для интервалов нарастания и спада напряжения. В течение переднего фронта импульса худшая проницаемость поверхностного барьера для центров глубоко расположенными промежуточными уровнями может компенсироваться большей скоростью заполнения этих уровней, что приводит к относительно равномерному распределению тока эмиссии между центрами.

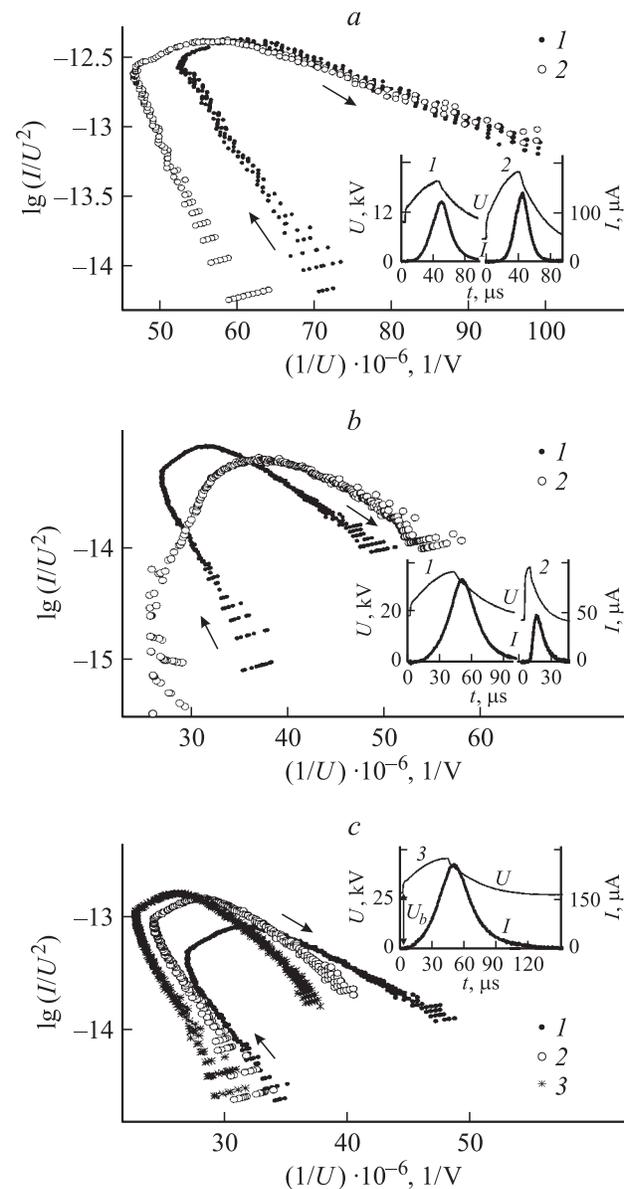


Рис. 8. *a* — эмиссионные характеристики, полученные с использованием импульсов напряжения различной амплитуды. Осциллограммы импульсов напряжения и тока приведены на врезке; эмиттер тот же, что и на рис. 7, *b*. *b* — эмиссионные характеристики для импульсов напряжения различной длительности, эмиттер — следовое количество НПУ на поверхности ниобиевой фольги. *c* — эмиссионные характеристики той же поверхности в процессе ее деградации в результате воздействия многократных пробоев эмиссионного промежутка. Характеристика 1 соответствует „свежему“ эмиттеру. Измерения проводились с сохранением формы и амплитуды импульсной компоненты напряжения и постепенным увеличением постоянного смещения U_b (для компенсации ухудшения эмиссионных свойств образца).

После начала заднего фронта импульса степень заполнения промежуточных уровней выравнивается (например, за счет перераспределения электронов под действием нестационарного поля) и эмиссия оказывается сосре-

доточенной в центрах с наименьшим значением χ_s . По-видимому, именно эти центры первыми разрушаются при деградации пленки, что и отражается на виде импульсных эмиссионных характеристик.

Заключение

Таким образом, результаты приведенных исследований свидетельствуют о сложном характере процесса автоэлектронной эмиссии с гетерогенных углеродных пленок. Для объяснения наблюдавшегося в импульсных экспериментах гистерезиса эмиссионных характеристик предложена модель непрямого переноса электронов в вакуум с участием промежуточных электронных состояний акцепторного типа. Обнаруженное явление активирования эмиссионных свойств углеродных пленок действием нестационарного электрического поля может иметь большую практическую значимость как для объяснения природы сложностей, возникающих при создании полевых пленочных эмиттеров для работы в режиме отбора больших токов, так и для разработки новых видов таких эмиттеров с улучшенными характеристиками.

Авторы выражают свою признательность ФГУП „Прикладная химия“, „Астрин-Холдинг инк.“ и ЦНИИ робототехники и технической кибернетики за предоставленные образцы наноуглеродных материалов, а также Л.М. Баскину, П.Г. Габдуллину и Б.А. Кригелю за интерес к работе, участие в ее обсуждении и техническое содействие.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-02-17206).

Список литературы

- [1] Bonard J.-M., Salvétat J.-P., Stockli T. et al. // Appl. Phys. 1999. Vol. A69. P. 245–254.
- [2] Talin A.A., Dean K.A., Jaskie J.E. // Sol. St. Electron. 2001. Vol. 45. P. 963–976.
- [3] Образцов А.Н., Павловский И.Ю., Волков А.П. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 89–95.
- [4] Xu N.S., Chen Y., Deng S.Z. et al. // J. Phys. D. 2001. Vol. 34. P. 1597–1601.
- [5] Bonard J.-M., Croci M., Klinke C. et al. // Carbon. 2002. Vol. 40. P. 1715–1728.
- [6] Pirio G., Legagneux P., Pribat D. et al. // Nanotechnology. 2002. Vol. 13. P. 1–4.
- [7] Obraztsov A.N., Volkov A.P., Nagovitsyn K.S. et al. // J. Phys. D. 2002. Vol. 35. P. 357–62.
- [8] Гуляев Ю.В. // Вестник РАН. 2003. Т. 73. № 5. С. 389–391.
- [9] Chen J., Chen H.Y., Deng S.Z. et al. // Abst. IFES'04. Seggau Castle (Austria), 2004. P. 76.
- [10] Okotrub A.V., Bulusheva L.G., Gusev'nilov A.V. et al. // Carbon. 2004. Vol. 42. P. 1099–1102.
- [11] Konov V. // Abstr. Intern. Workshop „Fullerines and Atomic Clusters“. St. Petersburg, 2003. P. 10.
- [12] Arkhipov A., Mishin M., Sominski G., Parygin I. // Proc. Intern. Conf. „Displays and Vacuum Electronics“ Garmisch-Partenkirchen (Germany), 2004. P. 121–124.

- [13] Arkhipov A.V., Mishin M.V., Sominski G.G. et al. // Abst. IFES'04. Seggau Castle (Austria), 2004. P. 102.
- [14] Бондаренко В.Б., Габдуллин П.Г., Гучев Н.М. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 113–116.
- [15] Ponomarev V.A., Nikitin V.A., Letenko D.G. et al. // Abstr. Intern. Workshop „Fullerines and Atomic Clusters“. St. Petersburg, 2003. P. 293.
- [16] Пшеничнюк С.А., Юмагузин Ю.М. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 105–112.