

10;11

Единичный наноразмерный эмитирующий выступ на поверхности полевого эмиттера из карбида вольфрама

© О.Л. Голубев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: O.Golubev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 февраля 2009 г.

С помощью метода полевой эмиссионной микроскопии изучены формоизменения эмиттера из карбида вольфрама при одновременном воздействии сильных электрических полей и высоких температур. Показано, что с использованием контролируемого снижения величины напряженности приложенного электрического поля при определенной температуре эмиттера можно вырастить на поверхности эмиттера единичный наноразмерный выступ, который может эмитировать заряженные частицы с такой же стабильностью, как и эмиттеры из углеродных материалов. При этом величины эмиссионных токов, плотностей токов, углов эмиссии и приведенных яркостей сопоставимы с таковыми для эмиттеров из углеродных нанотрубок, а преимуществами такого единичного наноразмерного выступа являются его полная воспроизводимость и способность эмитировать не только электроны, но и ионы.

PACS: 79.70.+q, 83.60.Np

Эмиттеры заряженных частиц с высокой степенью локализации эмиссии в малом телесном угле, использующие явления полевой электронной эмиссии и полевого испарения, могут представлять большой интерес как источники электронов и ионов для разнообразных электронно-лучевых устройств высокого разрешения. Весьма эффективными источниками подобного рода могут оказаться так называемые термополевые микровыступы [1–3]. Термополевые микровыступы — это кристаллические наросты на вершине полевого эмиттера, возникающие вследствие одновременного воздействия сильных электрических полей напряженностью F от нескольких V/nm до нескольких десятков V/nm и высоких температур T , достаточных для интенсивной поверхностной диффузии атомов материала эмиттера. Микровыступы имеют близ-

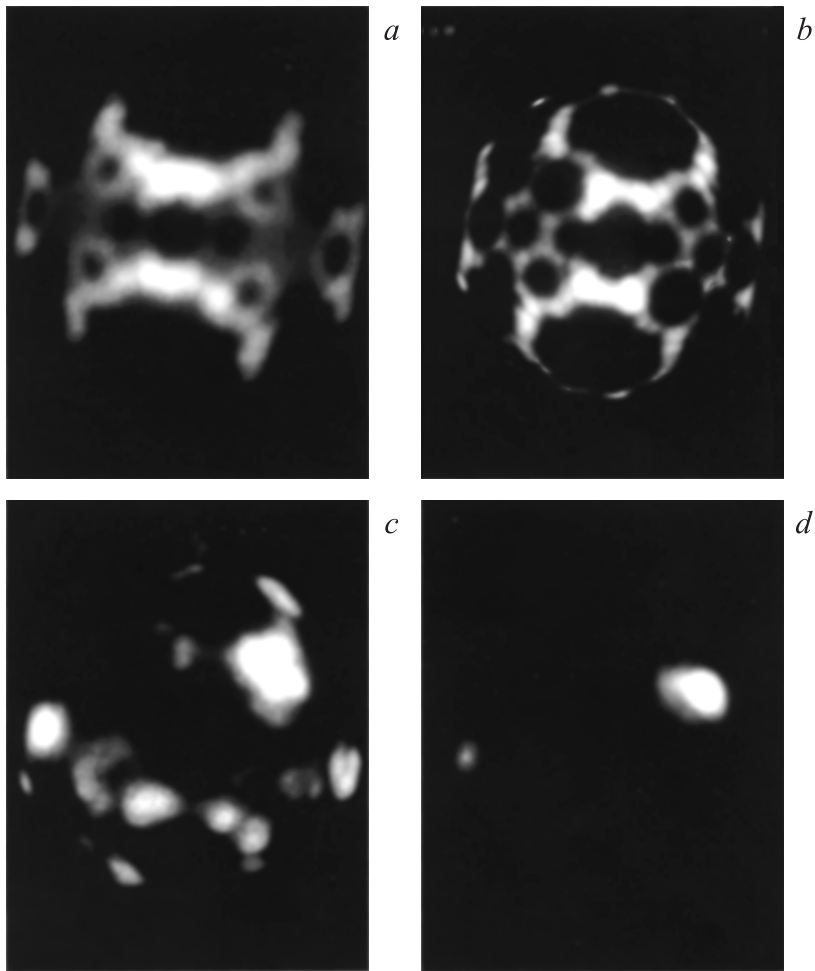
кую к конической форму с высотой 25–20 nm и радиусом кривизны $r \sim 1–3$ nm [4,5]. Именно микровыступы могут служить эффективными точечными источниками электронов с рекордно высокими плотностями тока вплоть до величин $J \sim 10^{10}$ A/cm² [6], могут они также эмитировать и ионы различных элементов в случае одновременного воздействия высоких T и F [7,8].

В настоящее время помимо металлических эмиттеров большой интерес вызывают эмиттеры из углеродных и углеродсодержащих материалов. Главным преимуществом таких эмиттеров является их химическая инертность к воздействию остаточных газов, малое изменение работы выхода при адсорбции и устойчивость к ионной бомбардировке, все это дает возможность получать высокую стабильность и устойчивость эмиссии заряженных частиц. В связи с этим большой интерес могут представлять эмиттеры из карбида вольфрама. Подобные эмиттеры относительно легко получаются при взаимодействии W-эмиттера либо непосредственно с углеродом, либо с парами практически любого углеводорода (бензол, парафин, стеарин и т.д.). При этом, как показано в [9,10], при науглероживании W может образовываться как классический гексагональный карбид WC или W_2C , так и карбид WC, имеющий такую же, как и у W, структуру объемно центрированного куба, но с иным развитием граней; такую структуру принято называть „ребристый кристалл“. Структура ребристого кристалла имеет состав WC [11], всегда предшествует образованию гексагонального карбида при науглероживании и предшествует образованию чистого вольфрама при удалении углерода с помощью прогрева эмиттера. Изучение термодинамических формоизменений подобного рода эмиттеров при одновременном воздействии высоких T и F (термодинамических воздействий) весьма интересно. Особый интерес представляет собой проблема получения на поверхностях таких эмиттеров единичного наноразмерного эмитирующего выступа, который может служить идеальным точечным источником электронов и ионов. Данный микровыступ будет обладать такой же высокой степенью локализации эмиссии, как и микровыступы металлических эмиттеров и при этом иметь устойчивость к адсорбции остаточных газов, малое изменение работы выхода и стабильность эмиссии, характерные для углеродных эмиттеров.

Работа выполнялась с использованием классических методов полевой эмиссионной микроскопии. Прибор содержал в двух разделенных

объемах эмиттеры из W, в одном из этих объемов находился источник атомов углерода. Карбидизация одного из эмиттеров производилась посредством напыления на его поверхность нескольких моноатомных слоев аморфного углерода и последующего прогрева эмиттера при $T \sim 1000$ К. Процесс карбидизации контролировался посредством наблюдения на экране прибора превращения характерной эмиссионной картины чистого W в картину, характерную для карбида W. Вакуум в приборах был $\sim 10^{-11}$ Торр по активным адсорбирующимся газам. Величины F и работы выхода ϕ определялись классическим методом характеристик Фаулера–Нордгейма. При определении F величина ϕ полагалась равной 4.5 eV для W и 4.4 eV для карбида W [12]. В случае термополевого воздействия необходимо различать начальное поле обработки F_{tr} , которое всегда определяется относительно исходной формы отжига острия, и конечное поле F_{fin} , которое получается у поверхности эмиттера после изменения его формы. Термополевая обработка эмиттера при определенных T и F_{tr} проводилась всегда в течение стандартного времени $t = 1$ min.

На рисунке, *a* показано полевое электронное изображение исходной поверхности острейного монокристалла WC. Видно, что эмиттер имеет объемно центрированную кубическую структуру; отличия от чистого W состоят главным образом в формировании протяженных плоских областей вокруг граней {100} вместо рыхлых, ступенчатых в случае W, а также разрастании плоских граней типа {221} слева и справа от центральной грани {110}. Фактор поля $\beta = 13900$ 1/cm, определенный из характеристики Фаулера–Нордгейма, позволяет оценить и радиус кривизны эмиттера r , так как $\beta = 1/kr$, то величина радиуса $r = 257$ nm, если принять величину коэффициента $k = 2.8$ — наиболее подходящую, как показано в [13], для острий, длительно прогретых в вакууме. Рисунок, *b* показывает эмиссионную картину поверхности после термополевого воздействия при $F_{tr} = 2.28$ V/nm и $T = 1500$ К (полярность приложенного напряжения при термополевым воздействию — обратная той, которая вызывает полевую электронную эмиссию с эмиттера), на изображении заметны расширившиеся грани типа {112} и формирование широких плоских граней типа {111}, которые на изображении чистого W всегда выглядят как ярко эмитирующие ступенчатые области, фактор поля при этом незначительно повышается до $\beta = 17850$ 1/cm. Рост T обработки до 1700 К и поля до $F_{tr} = 4.52$ V/nm вызывает образование на поверхности большого числа



Полевые электронные изображения изменений поверхности эмиттера из карбида вольфрама в процессе одновременного воздействия высоких T и F : *a* — исходный эмиттер, *b* — после воздействия при $F_{ir} = 2.28 \text{ V/nm}$ и $T = 1500 \text{ K}$, *c* — после воздействия при $F_{ir} = 4.52 \text{ V/nm}$ и $T = 1700 \text{ K}$, *d* — после плавного снижения F_{ir} от 4.52 до 3.12 V/nm при $T = 1700 \text{ K}$.

микровыступов, которые наиболее охотно вырастают вдоль острых ребер, разделяющих области граней $\{110\}$ и $\{100\}$; эту ситуацию демонстрирует рисунок, *c*, при этом величина β возрастает до $\beta = 26630$ 1/cm и $F_{fin} = 21.3$ V/nm.

Получение большого числа микровыступов большой проблемы не представляет. Однако вырастить на поверхности карбидного эмиттера единичный наноразмерный выступ представляет собой определенную проблему. В данной работе выращивание единичного микровыступа производилось следующим образом. Микровыступы в процессе роста достигают стационарного состояния, когда величина растягивающего давления пондеромоторных сил электростатического поля $P_F = F^2/8\pi$ равна величине сжимающего давления сил поверхностного натяжения $P_\gamma = 2\gamma/r$ (γ — коэффициент поверхностного натяжения) [5]. Если последовательно снижать величину P_F , т.е. величину приложенного напряжения U , то величина P_γ будет больше P_F вначале для самого острого выступа, он сильно затупится и перестанет эмиттировать. Понижая величину напряжения дальше, мы сможем таким же способом последовательно ликвидировать эмиссию и других выступов до тех пор, пока на поверхности не останется единичный эмитирующий микровыступ. Такая процедура приводит к успеху практически всегда, поскольку весьма мала вероятность, что на поверхности вырастут хотя бы два совершенно одинаковых выступа. Подобный единичный микровыступ показан на рисунке, *d*, он получен после плавного снижения поля F_{ir} от величины $F_{ir} = 4.52$ V/nm, характерной для ситуации, показанной на рисунке, *c*, когда на поверхности много микровыступов, до $F_{ir} = 3.1$ V/nm при той же $T = 1700$ К. Выступ этот имеет очень большой фактор поля $\beta = 58370$ 1/cm, величина $F_{ir} = 32.1$ V/nm, и эмиссионный ток $i = 10$ nA получается уже при величине приложенного напряжения $U = 1350$ V, тогда как исходный эмиттер до процедуры термополевого воздействия давал такой же ток $i = 10$ nA при величине $U = 4250$ V.

Подобные единичные микровыступы могут служить источниками как электронов, так и ионов. Как точечные источники электронов они могут обладать предельно высокой приведенной яркостью. Такие источники необходимы, в частности, для получения высокого разрешения в электронной микроскопии. Согласно [14,15], приведенная яркость источника B_r есть

$$B_r = I^*/\pi R_v^2 U, \quad (1)$$

Величины эмиссионных токов, плотностей тока, углов эмиссии и приведенных яркостей для исходного эмиттера из карбида W (рисунок, *a*) и наноразмерного выступа, выращенного на его поверхности (рисунок, *d*)

№ п.п.	$I, \mu\text{A}$	$j, \text{A}/\text{m}^2$	ω, sr	$B_r, \text{A}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{V})$
Исходный эмиттер	1	$1.12 \cdot 10^8$	2.5	$4.43 \cdot 10^6$
	2	$2.05 \cdot 10^8$	2.5	$9.26 \cdot 10^6$
Наноразмерный выступ	1	$4.83 \cdot 10^{12}$	0.05	$2.49 \cdot 10^{10}$
	2	$8.52 \cdot 10^{12}$	0.05	$5.34 \cdot 10^{10}$

где R_v — радиус виртуального источника, а I^* — угловая плотность тока, при этом

$$R_v = 1.7 \cdot 10^{-5} \sqrt{r/k\phi^{1/2}}, \quad (2)$$

$$I^* = I/\omega, \quad (3)$$

где телесный угол эмиссии в стерadiansах $\omega = \pi\alpha^2$ и α есть полуугол пучка электронов. Величины приведенных яркостей и плотностей тока показаны в таблице для исходного карбидного эмиттера, показанного на рисунке, *a*, для которого $r = 230 \text{ nm}$, $R_v = 3.36 \text{ nm}$, $k = 2.8$, и микровыступа, показанного на рисунке, *d*, для которого $r = 32 \text{ nm}$, $R_v = 0.4 \text{ nm}$ и $k = 26$. Величины приведены для двух значений эмиссионного тока 1 и $2 \mu\text{A}$. Значения коэффициента k для эмиттеров с единичным микровыступом значительно больше по сравнению с эмиттерами сглаженной формы отжига и достигают величин $k = 24-26$ для эмиттера из чистого W [5].

Данные таблицы показывают, что микровыступ позволяет уменьшить на 3 порядка угол эмиссии, повысить на 4 порядка плотность тока и почти на 4 порядка приведенную яркость по сравнению с эмиттером исходной формы отжига. Такого же порядка эмиссионные параметры можно получить и для эмиттеров из углеродных нанотрубок [13], однако очевидным преимуществом микровыступа является тот факт, что в случае затупления выступа его легко можно восстановить, проведя с эмиттером вышеописанную процедуру термополевой обработки при контролируемом снижении приложенного напряжения. Также в отличие от нанотрубок карбидный микровыступ может быть точечным эмиттером ионов при одновременном воздействии высоких T и F в режиме

высокотемпературного полевого испарения, причем может эмитировать как атомарные ионы W и C, так и комплексные ионы W_mC_n различной зарядности [11]. Величины же токов, плотностей токов и яркостей в случае эмиссии ионов будут на 5–6 порядков меньше по сравнению с эмиссией электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-09-00912).

Список литературы

- [1] Шредник В.Н. // Рост кристаллов. М.: Наука, 1980. Т. 13. С. 68–79.
- [2] Vlasov J.A., Golubev O.L., Shrednik V.N. // J. De Phys. Coll. 1988. C6. Suppl. N 11. V. 49. P. C6-131–C6-136.
- [3] Павлов В.Г., Рабинович А.А., Шредник В.Н. // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 7. С. 2045–2048.
- [4] Vitenko V.G., Golubev O.L., Vlasov Yu.A. et al. // Surf. Sci. 1992. V. 266. P. 165–169.
- [5] Власов Ю.А., Голубев О.Л., Шредник В.Н. // Рост кристаллов. М.: Наука, 1991. Т. 19. С. 5–21.
- [6] Павлов В.Г., Рабинович А.А., Шредник В.Н. // ЖТФ. 1975. Т. 45. В. 10. С. 2126–2134.
- [7] Голубев О.Л., Логинов М.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 9. С. 107–114.
- [8] Гурин В.Н., Корсукова М.М., Логинов М.В., Шредник В.Н. // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 9. С. 97–104.
- [9] Комар А.П., Таланин Ю.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1958. Т. 22. В. 11. С. 580–593.
- [10] Голубев О.Л., Шайхин Б.М., Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. В. 15. С. 714–718.
- [11] Логинов М.В., Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 13. С. 1–9.
- [12] Фоменко В.С. // Эмиссионные свойства материалов: Справочник. Киев: Наук. думка, 1981. 338 с.
- [13] Castilgo C.M.C., Kinghan D.G. // Surf. Sci. 1986. V. 173. N 1. P. 75–96.
- [14] Hawkes P.W., Kasper E. // Principles of Electron Optics II: Applied Geometrical Optics. London: Academic, 1996. 346 p.
- [15] Niels De Jonge // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 2. P. 673–681.