

11;12

## Преобразователь частоты на основе полевого электронного эмиттера

© Г.С. Бочаров,<sup>1</sup> А.В. Елецкий<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Московский энергетический институт (технический университет),  
111250 Москва, Россия

<sup>2</sup> Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>3</sup> KINTECH Lab,  
123182 Москва, Россия  
e-mail: eletsii@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 4 мая 2011 г.)

Холодный полевой эмиттер на основе углеродной нанотрубки рассмотрен в качестве преобразователя частоты напряжения, подаваемого на его электроды. Такое свойство эмиттера связано с нелинейным видом вольт-амперной характеристики, которая описана классическим выражением Фаулера–Нордгейма. Расчеты показывают, что содержание высших гармоник в спектре тока эмиссии возрастает по мере снижения приложенного напряжения и по мере увеличения относительной амплитуды переменного сигнала.

### Введение

Важным элементом вакуумных электронных приборов являются катоды на основе холодных полевых эмиттеров [1,2], которые при наложении достаточно высокого напряжения служат источником электронного пучка. Интерес к таким устройствам особенно возрос в последние годы благодаря разработке холодных катодов на основе углеродных нанотрубок (УНТ) [3–12]. Преимущества таких катодов связаны с хорошими электрическими характеристиками УНТ, их термической и химической стабильностью, а также высоким аспектным отношением УНТ, благодаря которому достигается значительный эффект усиления электрического поля вблизи наконечника нанотрубки. Использование холодных полевых катодов на основе УНТ позволяет получать значительные токи эмиссии (порядка  $1 \text{ A/cm}^2$ ) при относительно невысоком уровне приложенного напряжения (на уровне  $1 \text{ kV}$ ), что, в свою очередь, открывает возможность существенного снижения весогабаритных характеристик вакуумных электронных приборов, работающих на принципе холодной полевой эмиссии. Малое межэлектродное расстояние в приборах рассматриваемого типа влечет за собой малую инерционность таких приборов, что, в свою очередь, позволяет использовать холодные полевые эмиттеры на основе УНТ в лампах бегущей волны и усилителях СВЧ-излучения в составе спутниковых телекоммуникационных систем связи [13–19]. Благодаря миниатюрным размерам рабочая частота таких приборов может достигать терагерцовых значений, что открывает возможность существенного увеличения информационной емкости соответствующих систем. Кроме того, в этом случае удается преодолеть проблемы, связанные с ограниченностью массы спутникового оборудования.

В настоящей работе обращается внимание на то обстоятельство, что в силу нелинейного характера вольт-амперной характеристики (ВАХ) холодного поле-

вого эмиттера в этом приборе происходит преобразование частоты подаваемого напряжения. В частности, при подаче на анод синусоидального гармонического напряжения ток эмиссии должен содержать также кратные гармоники. Такая особенность должна учитываться при использовании катодов на основе УНТ в спутниковых телекоммуникационных системах связи. Кроме того, это позволяет использовать подобные приборы в качестве основы устройства для умножения частоты переменного электрического сигнала. На такую возможность указывают представленные ниже результаты расчетов частотного спектра тока эмиссии при различных уровнях приложенного постоянного и переменного напряжений.

### Спектр тока эмиссии

Рассмотрим режим работы холодного полевого эмиттера на основе УНТ, работающего по триодной схеме. Согласно этой схеме, между анодом и катодом приложено постоянное напряжение  $U_0$ , обеспечивающее постоянное значение напряженности электрического поля в окрестности наконечника вертикально ориентированной УНТ  $E_0 = \beta U_0/d$ . Здесь  $d$  — расстояние между электродами, а  $\beta$  — коэффициент усиления электрического поля, величина которого примерно пропорциональна аспектному отношению нанотрубки (отношение высоты к диаметру) [11,12]. На вспомогательный электрод (сетку), расположенную в межэлектродном промежутке, накладывается синусоидальное переменное напряжение с амплитудой  $U_a$ , которое создает вблизи наконечника переменное электрическое поле с амплитудой  $E_a$ , величина которой много меньше  $E_0$ . Тем самым эмиссия имеет место на протяжении всего периода изменения электрического поля.

Вольт-амперная характеристика холодного полевого эмиттера приближенно описывается зависимостью

$E_0$ , V/nm	$E_a$ , V/nm	$k$							
		0	1	2	3	4	5	6	7
1	0.1	1.096	1	0.761	0.486	0.263	0.121	0.048	0.016
1	0.2	1.053	1	0.856	0.660	0.459	0.288	0.163	0.083
10	1	2.537	1	0.168	0.014	$4.68 \cdot 10^{-4}$	$-4.36 \cdot 10^{-6}$	$4.94 \cdot 10^{-7}$	$-8.34 \cdot 10^{-7}$
10	2	1.591	1	0.309	0.049	$3.28 \cdot 10^{-3}$	$-4.67 \cdot 10^{-5}$	$-9.85 \cdot 10^{-6}$	$5.35 \cdot 10^{-7}$

Фаулера–Нордгейма [1,2]

$$J = C_1 E^2 \exp\left(-\frac{C_2}{E}\right). \quad (1)$$

Здесь  $J$  — плотность тока эмиссии,  $E$  — напряженность электрического поля вблизи эмиттирующей поверхности, параметры  $C_1$  и  $C_2$  выражаются через мировые постоянные и характеристики эмиттера

$$C_1 = \frac{e^3}{8\pi h [t(y)]^2 \varphi}, \quad C_2 = \frac{8\pi \sqrt{2m}}{2he} \varphi^{3/2} \vartheta(y),$$

$$y = e \frac{(eE)^{1/2}}{\varphi}. \quad (2)$$

Здесь  $\varphi$  — работа выхода электрона для материала эмиттера,  $e$ ,  $m$  и  $h$  — фундаментальные постоянные, а функции  $t(y)$  и  $\vartheta(y)$  представляют собой медленно меняющиеся зависимости, хорошо аппроксимируемые выражениями  $t(y) \approx 1$  и  $\vartheta(y) \approx 1 - y^2$ . Полный ток эмиссии  $i$  определяется в результате интегрирования выражения (1) по эмиттирующей поверхности:  $i = \int_S J dS$ .

С учетом переменной составляющей напряженности электрического поля  $E(t) = E_a \cos \omega t$  уравнение Фаулера–Нордгейма (1) принимает следующий вид:

$$i(t) = \int_S C_1 (E_0 + E_a \cos \omega t)^2 \exp\left[-\frac{C_2}{E_0 + E_a \cos \omega t}\right] dS. \quad (3)$$

Поскольку  $E_a \ll E_0$ , значение показателя экспоненты в (3) всегда отрицательно и по абсолютной величине много больше единицы.

Переменная составляющая тока  $i(t)$  содержит наряду с периодической функцией, изменяющейся с частотой  $\omega$ , также кратные гармоники, изменяющиеся с частотами  $k\omega$  ( $k$  — целое число). Здесь для простоты пренебрегается возможным фазовым сдвигом синусоидальных составляющих тока эмиссии, что соответствует предположению о малом межэлектродном расстоянии в эмиттере. Впрочем, частотная зависимость фазового сдвига для различных геометрий эмиттера может быть установлена в рамках отдельной постановки задачи. Частотный спектр тока эмиссии найдем стандартным образом, разлагая зависимость тока эмиссии от времени (3) на отрезке  $t = (0, 2\pi/\omega)$  в ряд Фурье.

$$i(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega t), \quad (4)$$

где

$$a_k = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} i(t) \cos(k\omega t) dt, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Следует учитывать, что в силу нелинейного характера ВАХ, определяемой выражением Фаулера–Нордгейма (1), результат интегрирования (5) зависит как от средней величины напряженности электрического поля вблизи поверхности эмиттера  $E_0 = \beta U_0/d$ , так и от амплитуды переменного сигнала  $U_a$ .

В таблице представлены результаты расчетов относительного значения коэффициентов  $a_k$ , полученных на основании интегрирования (5) с учетом соотношения Фаулера–Нордгейма (3) для различных значений  $E_0$  и  $E_a$ . Эти значения характеризуют зависимость вклада высших гармоник в сигнал тока от величины приложенного к аноду постоянного напряжения и амплитуды переменного напряжения, прикладываемого к вспомогательному электроду. Расчет был выполнен для эмиттера на основе индивидуальной нанотрубки со следующими параметрами: диаметр  $D = 10$  nm, высота  $L = 10$   $\mu$ m, коэффициент усиления поля  $\beta = 1000$ , межэлектродное расстояние  $d = 0.1$  nm. Постоянная составляющая локального значения напряженности электрического поля  $E_0$  вблизи наконечника нанотрубки изменялась в диапазоне от 1 до 10 V/nm, переменная составляющая  $E_a = (10-20)\% \cdot E_0$ . Это соответствует изменению приложенного напряжения в диапазоне от 100 до 1000 V и изменению переменной составляющей в диапазоне от 10 до 200 V.

Соотношения  $a_k/a_1$  для разложения (4), вычисленные на основании выражений (5) для различных значений напряженности электрического поля вблизи поверхности эмиттера  $E_0$  и амплитуды переменного сигнала  $E_a$

Как видно из таблицы, ток эмиссии содержит значительный вклад (свыше 10%) высших гармоник. При этом вклад высших гармоник возрастает по мере уменьшения значения постоянного приложенного напряжения и по мере увеличения амплитуды переменного сигнала.

Следует отметить, что хотя представленные расчеты относятся к индивидуальной нанотрубке, их результаты легко распространяются на случай регулярного массива, составленного из нанотрубок одинаковой геометрии. Однако ситуация существенно усложняется в случае, если нанотрубки, составляющие массив, характеризуются разбросом размеров [12], а также если расстояние между

соседними УНТ в массиве не фиксировано. В этом случае коэффициент усиления отдельных УНТ не является постоянным, поэтому спектр тока эмиссии массива не соответствует представленному расчету для индивидуальной УНТ, а является результатом усреднения.

## Заключение

Выполненный анализ показывает, что в силу нелинейного характера ВАХ холодного полевого электронного эмиттера данный прибор является преобразователем частоты напряжения, подаваемого на его электроды. Конкретные расчеты, проведенные для эмиттера на основе УНТ, показывают, что содержание высших гармоник в спектре тока эмиссии возрастает по мере снижения приложенного напряжения и по мере увеличения относительной амплитуды переменного сигнала.

## Список литературы

- [1] *Gomer R.* Field Emission and Field Ionization. 2<sup>nd</sup> ed. NY: AIP, 1993. P. 535.
- [2] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [3] *Gulyaev Yu.V.* et al. Proc 7<sup>th</sup> Int. Vacuum. Microel. Conf. Grenoble, 1994. P. 322.
- [4] *Ghernoizatonskii L.A.* et al. // J. Vacuum Sci. & Tech. B. 1995. Vol. 13. P. 234.
- [5] *Ghernoizatonskii L.A.* et al. // J. Vacuum Sci. & Tech. B. 1996. Vol. 14. P. 3.
- [6] *Ghernoizatonskii L.A.* et al. // Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 233. P. 63.
- [7] *Гуляев Ю.В.* и др. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. Вып. 2. С. 84.
- [8] *De Heer W.A., Chatelain A., Ugarte D.* // Science. 1995. Vol. 270. P. 1179.
- [9] *Rinzler A.G.* et al. // Science. 1995. Vol. 269. P. 1550.
- [10] *Елецкий А.В.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 401.
- [11] *Елецкий А.В.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 897.
- [12] *Бельский М.Д.* и др. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 130.
- [13] *Minoux E.* et al. // Nano Lett. 2005. Vol. 5. P. 2135.
- [14] *Rupesinghe N.L.* et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2003. Vol. 21. P. 338.
- [15] *Milne W.I.* et al. // J. Mater. Chem. 2004. Vol. 14. P. 933.
- [16] *Teo K.B.* et al. // Nanotechnology. 2003. Vol. 14. P. 204.
- [17] *Chhowalla M.* et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90. P. 5308.
- [18] *Teo K.B.* et al. // Nature. 2005. Vol. 437. P. 968.
- [19] *Milne W.I.* et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24. P. 345.