

## Взаимодействие излучения углекислотного лазера с массивом нанотрубок при наличии постоянного электрического поля

© Н.Р. Садыков<sup>†</sup>, Н.А. Скоркин\*

Филиал Южно-Уральского государственного университета,  
456770 Снежинск, Россия

\* Снежинский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского  
ядерного университета „МИФИ“,  
456776 Снежинск, Россия

(Получена 27 сентября 2011 г. Принята к печати 3 октября 2011 г.)

Исследована зависимость плотности тока от ширины переднего фронта амплитуды переменного (высокочастотного) поля при различных значениях постоянного (или нестационарного) поля. Получена зависимость усиливаемого СВЧ излучения в 2-миллиметровом диапазоне от продольной координаты. Исследована задача по генерации субмиллиметрового излучения при воздействии на систему параллельно ориентированных углеродных нанотрубок двухчастотного углекислотного лазерного излучения (CO<sub>2</sub>-лазер) при наличии постоянного (или нестационарного) поля. Показана возможность использования свободно ориентированных параллельных друг другу углеродных нанотрубок.

В настоящее время в науке интенсивно развивается новое направление — наноэлектромагнетизм [1], суть которого состоит в объединении макроскопической электродинамики и микроскопической теории электронных свойств низкоразмерных структур типа нанотрубок (НТ), фуллеренов и т.д. Эти исследования включают, например, линейную и нелинейную оптику, классическую и квантовую электродинамику, эффекты переноса излучения и антенные свойства углеродных нанотрубок (УНТ) и композитов на их основе. НТ представляет собой цилиндрические молекулы с нанометровым диаметром и микрометровой длиной [1–4]. Такое сочетание масштабов длины и диаметра приводит к дополнительным уникальным свойствам УНТ, одним из которых является возможность генерации сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения [5].

НТ демонстрируют целый спектр самых неожиданных электрических, магнитных, оптических свойств. Им также свойственна сверхпроводимость (квантовая проводимость [6,7]), квантовая емкость [8], НТ обладают большим значением кинетической индуктивности [6,8]. Кроме того, в зависимости от конкретной схемы сворачивания графитовой плоскости НТ могут быть проводниками, полуметаллами и полупроводниками [1].

Для определения рабочих параметров наноэлектронных устройств на основе УНТ актуальной является задача по установлению транспортных характеристик УНТ. Большое число работ посвящено исследованию транспортных свойств углеродных нанотрубок, подвергающихся воздействию либо постоянного электрического поля, либо только электромагнитного поля волны. В работе [9] исследуется влияние переменного электрического поля на проводимость системы однослойных НТ полупроводникового типа, находящейся в постоянном электрическом поле. В работе получена зависимость плотности тока в системе от характеристик приложенных полей и выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

В данной работе исследована зависимость плотности тока от ширины переднего фронта амплитуды переменного (высокочастотного) поля при различных значениях постоянного (или нестационарного) поля, а также получена зависимость усиливаемого СВЧ излучения в 2-миллиметровом диапазоне от продольной координаты. Исследована задача по генерации субмиллиметрового излучения при воздействии на систему параллельно ориентированных УНТ двухчастотного углекислотного лазерного излучения (CO<sub>2</sub>-лазер) при наличии направленного вдоль нанотрубок постоянного (или нестационарного) поля. В работе также показано, что в данной задаче можно использовать свободно ориентированные в волноводе параллельные друг другу и направлению нестационарного поля УНТ.

Для решения сформулированной задачи в соответствии с [9] воспользуемся УНТ типа „зигзаг“.

Для УНТ типа „зигзаг“ закон дисперсии носителей тока имеет вид [1]

$$\varepsilon_{v,s} = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (1)$$

где  $s = 1, 2, \dots, m$ ,  $\gamma_0$  — интеграл перескока,  $a = 3b/(2\hbar)$ ,  $b = 0.142 \text{ nm}$  — расстояние между соседними атомами углерода в графене. НТ (1) имеет тип  $(m, 0)$ ,  $m$  — не кратно 3. Плотность тока вдоль оси  $Oz$  можно найти по формуле

$$j_z = \frac{2eNL}{(2\pi\hbar)^2} \int v_z(p_z, s) f(p_z, s) d^2p, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $N$  — число НТ на единицу площади подложки,  $L = 2\pi R$  — длина окружности нанотрубки,  $R = \sqrt{3}bm/(2\pi)$ ,  $f(p_z, s)$  — функция распределения носителей заряда, которая определяется из кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации  $\tau = 1/\nu$  и пренебрежения эффектами, связанными с неоднородностью поля [9],

$$\frac{\partial f(t, p)}{\partial t} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + eE_z \frac{\partial f}{\partial p_z} = -\nu [f(t, p) - f_0(p)]. \quad (3)$$

<sup>†</sup> E-mail: n.r.sadykov@rambler.ru

В соотношении (3)  $f_0(p)$  — фермиевская равновесная функция распределения по импульсам,  $E_z = (0, 0, E_1 + E_0 \cos \omega t)$ .

Как и в работе [9], в уравнении (3) осуществим преобразование  $p_z \rightarrow p_z - eA_z/c$ , что равносильно введению обобщенного импульса  $P_z = p_z + eA_z/c$ . Пренебрежем в (3) вторым слагаемым в левой части. В результате с помощью метода характеристик получаем

$$f(p, t) = f_0\left(p + \frac{e}{c}A(t)\right) \exp(-vt) + v \int_{-\infty}^t \exp[v(t' - t)] f_0\left(p + \frac{e}{c}[A(t) - A(t')]\right) dt', \quad (4)$$

где  $E_z = -\partial A_z/c \partial t$ ,  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал поля. При  $E_z = (0, 0, E_1 + E_0 \cos \omega t)$  будет иметь место соотношение  $A_z(t) = -cE_1 t - (cE_0/\omega) \sin \omega t$ .

Подставляя (4) в (2) и проведя замену переменных

$$p_z \rightarrow p - \frac{e}{c}[A_z(t) - A_z(t')],$$

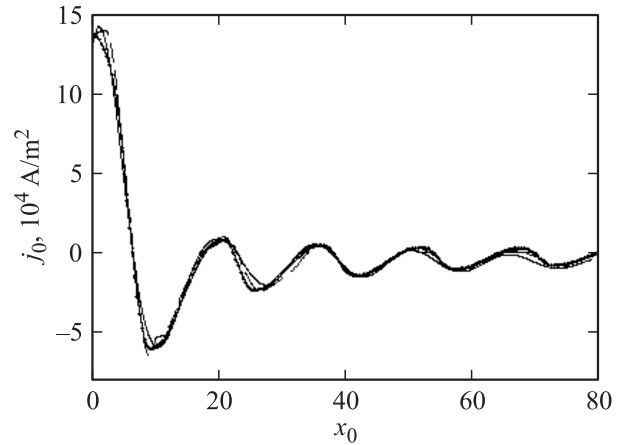
получаем выражение для постоянной составляющей плотности тока в следующем виде [9]:

$$j_0 = \frac{eNv}{\pi \hbar} \sum_s \int_{-p_0}^{p_0} \int_{-\infty}^t v_z \left\{ p - \frac{e}{c}[A_z(t) - A_z(t')], s \right\} \times \exp[v(t' - t)] f_0(p_z, s) dt' dp_z. \quad (5)$$

Раскладывая скорость носителей тока в (5) в ряд Фурье, окончательно получим выражение для постоянной составляющей тока

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi \hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2\left(\frac{aeE_0 l}{\omega}\right) \sin \varphi_n \cos \varphi_n, \\ v_z(x, s) = \sum_l a_{ls} \sin(lx), \quad a_{ls} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(x, s) \sin(lx) dx, \\ A_z(t) - A_z(t') = -cE_1(t - t') - \frac{c}{\omega} E_0(\sin \omega t - \sin \omega t'), \\ B(s, l, T) = \int_{-p_0}^{p_0} \cos(lap_z) \times \left[ 1 + \exp\left(\frac{\gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s/m) + 4 \cos^2(\pi s/m)}}{kT}\right) \right]^{-1} dp_z, \\ \sin \varphi_n = \frac{v}{\sqrt{v^2 + (laeE_1 + n\omega)^2}}, \\ \cos \varphi_n = \frac{laeE_1 + n\omega}{\sqrt{v^2 + (laeE_1 + n\omega)^2}}. \quad (6)$$

При выводе соотношений (6) на временах, превышающих время релаксации  $\tau = 1/v$ , пренебрегают первым



**Рис. 1.** Зависимости постоянных составляющих плотностей тока  $j$  от  $x_0$  при  $x_1 = 4$ . Линия с маркерами в виде кружочков — результат расчета по формуле (6), штриховая — результат оцифровки кривой из статьи [12], сплошная линия — результат аппроксимации аналитическим выражением оцифрованной кривой.

слагаемым в (4). Усреднение по времени проводится в интервале времени  $\Delta t \gg \tau$  [9].

Из проведенного в [9] численного анализа соотношения (6) следует периодическая зависимость постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля при наличии переменного поля с постоянной амплитудой и наоборот: зависимость постоянной составляющей тока от амплитуды напряженности переменного электрического поля при наличии постоянного поля. Покажем, что, исходя из такой закономерности, можно реализовать процесс генерации СВЧ излучения миллиметрового диапазона. Сначала рассмотрим периодическую зависимость постоянной составляющей плотности тока от амплитуды напряженности переменного электрического поля при наличии постоянного поля. Следуя работе [9], положим  $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с. Действительно, на рис. 1 приведены зависимости постоянных составляющих плотностей тока  $j$  от  $x_0 = aeE_0/v$  при  $x_1 = 4$ . Линия с маркерами в виде кружочков — результат расчета по формуле (6), штриховая — результат оцифровки кривой из статьи [9], сплошная линия — результат аппроксимации аналитическим выражением оцифрованной кривой. Частота усиливаемого излучения равна  $\omega = 5v$ . Сплошная кривая на рис. 1 — аналитическая аппроксимация постоянной составляющей плотности тока от величины  $x_0$  формулой

$$j_{an} = j_0 + j_1 \exp\left(-\frac{x_0}{A}\right) \cos\left(\frac{2\pi x_0}{B} + \tilde{\varphi}_0\right), \quad (7)$$

где  $A = 8.56$ ,  $B = 18.6$ ,  $\tilde{\varphi}_0 = 0.89$ ,  $j_0 = -8.93 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$ ,  $j_1 = 1.82 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$ . Из рис. 1 видно, что плотность тока при изменении амплитуды напряженности переменного электрического поля  $E_0$  в интервале  $0 \leq x_0 \leq 80$  меняется почти по периодическому закону (5 периодов).

Это означает, что если в рассматриваемой среде на основе упаковки из УНТ распространяется переменное электрическое поле волны  $E_0$  с наклонным передним фронтом в фиксированной точке  $z$  и распространяется нестационарное электрическое поле  $E_1$ , то плотность тока будет меняться по гармоническому закону. Такая зависимость должна привести к генерации излучения. Пусть кривая на рис. 1 является функцией  $j = f(x_0)$ , где  $a = 3b/(2\hbar)$ . Пусть ширина переднего фронта амплитуды переменного поля (волны) равняется  $\Delta T$ . Тогда частота генерируемого излучения должна удовлетворять условию  $\Omega\Delta T = 10\pi$ . Переменное электрическое поле  $E_0$  за время  $\Delta T$  сместится на расстояние  $\Delta z = c\Delta T$ . Поэтому при  $x_1 = 4$  постоянная составляющая плотности тока при распространении переменного электрического поля будет модулирована как

$$j(t, z) = f_0(x_{\max} \bar{t}/\Delta T),$$

где

$$\bar{t} = t - z/c, \quad 0 \leq \bar{t} \leq \Delta T, \quad x_{\max} = 80.$$

При  $\bar{t} < 0$  и  $\bar{t} > \Delta T$  имеет место соотношение  $j(t, z) = 0$ .

В соответствии с [10] положим  $\Delta T = 3 \cdot 10^{-11}$  с, а в соответствии с [11]  $\nu = 1/\tau$ ,  $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с. Пусть  $\bar{t} = t - z/c$ . Тогда из формулы (7) следует, что

$$j_{\text{ан}} = j_0 + j_1 \exp(-\bar{t}/T_2) \cos(\Omega\bar{t} + \tilde{\varphi}_0),$$

где  $T_2 = A\Delta T/x_{\max} \approx 0.32 \cdot 10^{-11}$  с,  $\Omega = 2\pi x_{\max}/(B\Delta T) \approx 9 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>. Величины  $j_0$ ,  $j_1$  и  $\tilde{\varphi}_0$  приведены после формулы (7).

Численно решалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E}{c^2 \partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial j(\bar{t})}{\partial t}. \quad (8)$$

Из уравнения (8) можно получить приближенное аналитическое решение. Пусть  $\bar{t} = t - z/c$ ,  $\bar{z} = z$ . Предполагая, что  $|E| \ll |P/\epsilon_0|$ , получаем

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \bar{t} \partial \bar{z}} = -\frac{\mu_0 c}{2} \frac{\partial j}{\partial \bar{t}}, \quad (9)$$

где при выводе (9) учтено, что  $|\partial E/\bar{z}| \ll |\partial E/c \partial \bar{t}|$ . Окончательно

$$E(t, z) = -\frac{\mu_0 c \bar{z}}{2} [j(\bar{t}) - j(0)] = \frac{\mu_0 c j(0)}{2} \bar{z} - \frac{j_1 \bar{z}}{2c\epsilon_0} \exp\left(-\frac{\bar{t}}{T_2}\right) \cos(\Omega\bar{t} + \varphi_0). \quad (10)$$

На рис. 2 при  $x_1 = 4$  приведены результаты численного решения уравнения (8) для  $E(t, z)$  в зависимости от координаты  $z$  соответственно в момент времени  $3 \cdot 10^{-11}$  с при граничных условиях  $E(z = 0, t) = 0$ ,  $\partial E(z = L, t)/\partial z = 0$ . На рис. 2 „штриховая“ кривая соответствует аналитическому решению (10), сплошная кри-

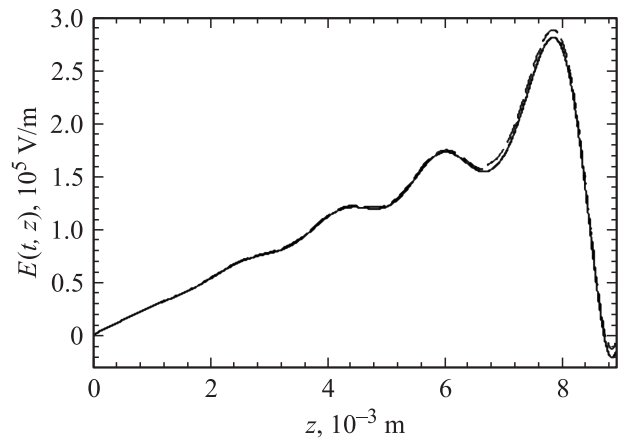


Рис. 2. Распределение напряженности поля излучения  $E(t, z)$  по координате  $z$  в момент времени  $3 \cdot 10^{-11}$  с.

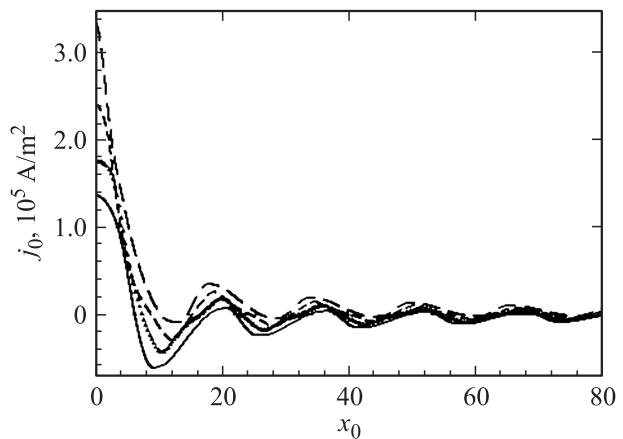


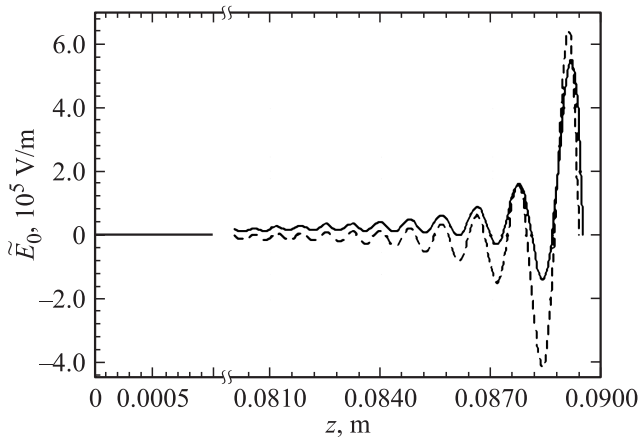
Рис. 3. Зависимости плотности тока от  $x_0$  при  $x_1 = 1, 2, 3, 4$ . Длинные штрихи —  $x_1 = 1$ , штрихи средней длины —  $x_1 = 2$ , маркеры треугольной формы —  $x_1 = 3$ , сплошная линия —  $x_1 = 4$ .

вая — численному на основе (6) для плотности тока  $j_0$ . Усматривается хорошее согласование сравниваемых величин. Видно, что поле  $E(t, z)$  складывается из медленно меняющейся (по линейному закону) составляющей  $\tilde{E}_1$  и поля усиленного СВЧ излучения  $\tilde{E}_0(t, z)$ .

На рис. 3 приведены зависимости постоянных составляющих плотности токов от  $x_0$  при  $x_1 = 1, 2, 3, 4$ . Видно, что меньшим значениям величины постоянного поля  $E_1$  (меньшим значениям величины  $x_1$ ) соответствуют большие значения  $j$  в точке величины  $x_0 = 0$ .

На рис. 4 приведены зависимости поля усиленного СВЧ излучения  $\tilde{E}_0(t, z)$  от  $z$  в момент времени  $3 \cdot 10^{-10}$  с при  $x_1 = 1, 2, 3, 4$ . Этим значениям соответствуют величины электрического поля  $E_1 = 6 \cdot 10^6$ ,  $E_1 = 1.2 \cdot 10^7$ ,  $E_1 = 2.4 \cdot 10^7$  и  $E_1 = 4.8 \cdot 10^7$  В/м. Такие значения нестационарного поля могут быть получены в газовой среде (см. [10]).

Теперь рассмотрим случай, когда имеется двухчастотное излучение. При фиксированном значении  $z$  продоль-



**Рис. 4.** Распределение напряженности поля излучения  $\vec{E}_0(t, z)$  по координате  $z$  в момент времени  $3 \cdot 10^{-10}$  с при  $x_1 = 1$  (штриховая линия) и  $x_1 = 4$  (сплошная линия). Примечание:  $E = \vec{E}_1 + \vec{E}_0$ .

ный компонент вектор-потенциала поля имеет вид

$$A_z(t) = -cE_1t + A_z^{(+)}(t) + A_z^{(-)}(t),$$

$$A_z^{(+)}(t) = -\frac{c}{\omega + \Omega} \frac{E_0^{(+)}}{2} [\sin(\omega + \Omega)t],$$

$$A_z^{(-)}(t) = -\frac{c}{\omega - \Omega} \frac{E_0^{(-)}}{2} [\sin(\omega - \Omega)t], \quad (11)$$

где  $\Omega \ll \omega$ . В качестве двухчастотного излучения можно рассмотреть углекислотный лазер [12,13], который имеет две частоты излучения  $\omega + \Omega = 1.96 \cdot 10^{14}$  и  $\omega - \Omega = 1.78 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$ . Отсюда следует, что  $\omega \approx 1.87 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$ ,  $\Omega \approx 9.4 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ , т.е.  $\Omega/\omega \approx 5 \cdot 10^{-2}$ .

В случае двухчастотного излучения  $(\omega + \Omega)$  и  $(\omega - \Omega)$  выражение для плотности тока также вычисляется по формуле (5), где  $A(t)$  и  $A(t')$  определены в (11).

Рассмотрим частный случай

$$E_0^{(+)} = E_0^{(-)} = E_0. \quad (12)$$

В результате с учетом соотношения  $E_z = -\partial A_z / c \partial t$  получаем

$$A_z(t) = -cE_1t - \frac{c}{\omega^2 - \Omega^2} E_0 \times (\omega \sin \omega t \cos \Omega t - \Omega \cos \omega t \sin \Omega t). \quad (13)$$

При  $\Omega \ll \omega$  соотношение (13) перепишем в виде

$$A_z(t) - A_z(t') = -cE_1(t - t') - \frac{c}{\omega} E_0 (\sin \omega t \cos \Omega t - \sin \omega t' \cos \Omega t'). \quad (14)$$

Поскольку при  $\Omega/\omega \approx 0.05$  для времени релаксации  $\tau = 1/\nu$  выполняется соотношение  $\tau \ll 2\pi/\Omega$ , в (13)

величину  $\cos \Omega t'$  можно заменить на  $\cos \Omega t$ . В результате получаем

$$A_z(t) - A_z(t') = -cE_1(t - t') - \frac{c}{\omega} E_0 \cos \Omega t (\sin \omega t - \sin \omega t'). \quad (15)$$

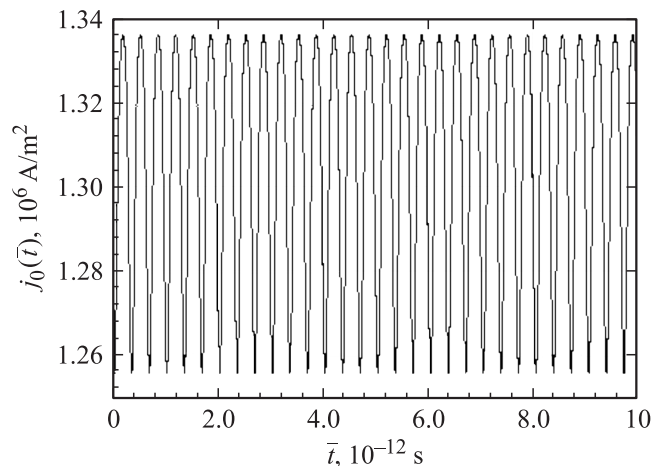
Видно, что в выражении  $A_z(t) - A_z(t')$  при переходе от одночастотного излучения (см. (6)) к двухчастотному амплитуда  $E_0$  перейдет в  $E_0 \cos \Omega t$ , т.е. даже при  $E_1 = \text{const}$ ,  $E_0 = \text{const}$  ток  $j_0$  должен осциллировать с постоянной амплитудой. Поэтому выражение для постоянной составляющей плотности тока приближенно можно записать в виде

$$j_0 = \frac{eNC}{\pi \hbar} \sum_{l,s} a_{ls} B(s, l, T) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{aeE_0 l}{\omega} \cos \Omega t \right) \sin \varphi_n \cos \varphi_n, \quad (16)$$

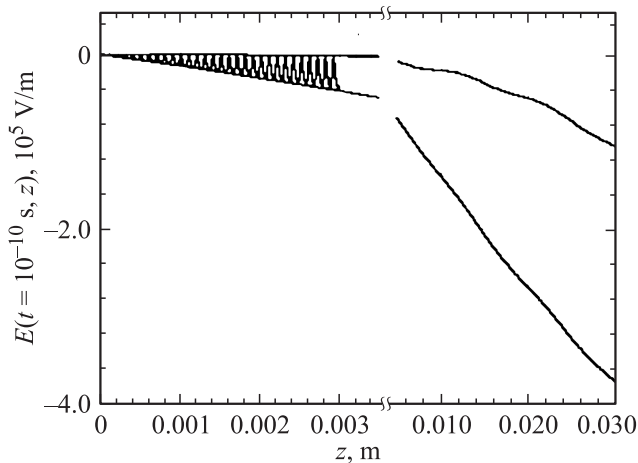
где все величины в (16) аналогичны величинам в (6). Выражение (16) было получено при фиксированном значении  $z$ . В случае произвольного  $z$  в (6) время  $t$  нужно заменить временем в лагранжевой системе координат  $\bar{t}$ .

На рис. 5 при  $x_1 = 4$  и  $x_0 = 12$  приведена зависимость плотности тока от  $\bar{t}$  в момент времени  $t = 10^{-10}$  с. На рис. 6 для такого тока в интервале  $0 \leq z \leq 0.003$  м приведено распределение напряженности поля излучения по координате  $z$  в момент времени  $t = 10^{-10}$  с, а в интервале  $0.003 \leq z \leq 0.03$  м — огибающие поля излучения. Из рис. 6 видно, что период излучения равняется  $\lambda \approx 0.1$  мм.

В соответствии с рис. 1 для амплитуды напряженности переменного электрического поля  $E_0$  имеет место быть неравенство  $0 \leq x_0 \leq 80$ , что эквивалентно условию  $0 \leq E_0 \leq 4.8 \cdot 10^8$  В/м. Частота колебаний переменного электрического поля  $E_0$  порядка  $\omega = 5\nu = 5/\tau \approx 1.7 \cdot 10^{13}$  с $^{-1}$ , где  $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с. Такое



**Рис. 5.** Зависимость плотности тока от  $\bar{t}$  при  $x_1 = 4$  и  $x_0 = 12$ .



**Рис. 6.** Распределение напряженности поля излучения  $E(t, z)$  в интервале  $0 \leq z \leq 0.003$  м и распределение огибающей (амплитуды поля) в интервале  $0 < z \leq 0.03$  м в момент времени  $t = 10^{-10}$  с при  $x_1 = 4$  и  $x_0 = 12$ .

значение частоты соответствует терагерцовому излучению (см. [14]). Существуют различные механизмы генерации терагерцового (ТГц) излучения. В последнее время разработан новый метод генерации ТГц излучения, основанный на оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в стехиометрических кристаллах  $MgO:LiNbO_3$  с поперечной групповой задержкой [15] — предварительно сформированным наклонным фронтом интенсивности. В ИОФ РАН создан на основе принципа, изложенного в работе [15], лазерный источник высокоинтенсивных ТГц импульсов с рекордной для России мощностью более 1 МВт и напряженностью поля более одного МВ/см (ТЕРАФЕМ).

Таким образом, рассматриваемый в данной работе диапазон ТГц излучения реализуется на практике.

Результаты данной работы позволяют рассмотреть случай, когда НТ изолированы (равномерно распределены по объему с объемной долей  $c_0$ ), а ток в НТ тем не менее при наличии нестационарного электрического поля  $E_1$  будет существовать в интервале времени, в котором происходит усиление поля излучения  $E$ . Сами отдельные НТ представляют собой совокупность диполей, т.е. представляют собой совокупность отдельных „конденсаторов“. Электронная емкость является термодинамической величиной, которая содержит информацию о ее основном состоянии. Величина емкости включает классический электростатический компонент  $C_{EQ}$ , отвечающий за отталкивание электронов, а также квантовый кинетический вклад  $C_Q$ , который определяется плотностью электронных и дырочных состояний [1,8] (система СГС):

$$C_Q = 8e^2/(hv_F), \quad C_{EQ} \approx 2\pi/\ln[a/(2R)], \quad (17)$$

где  $a$  — расстояние, например, до параллельно расположенной оси НТ плоскости,  $e$  — заряд электрона. Вклад в величину классической „электрической емкости“ на единицу длины для рассматриваемой задачи вносит также

распределение заряда вдоль оси длинного цилиндра в продольном электрическом поле [16] (система СИ):

$$\hat{C}_{EQ} = \frac{\pi\epsilon_0}{l} \frac{A(X)}{2X}, \quad X = -1 + \ln(l/R) \approx \ln(l/R), \quad (18)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $l$  — длина НТ. В соответствии с результатами работы [8] имеет место соотношение  $C_Q = 4 \cdot 10^{-10}$  Ф/м. По результатам экспериментальной работы [17] имеем  $C_{EQ} \approx C_Q$ . Согласно формуле (18), при  $l/R = 750$  получаем  $X \approx 5.5$ ,  $A(X) \approx 1/3$ . И при  $l = 10$  мкм получим, что электрическая емкость одной наночастицы  $\hat{C}_{EQ} \approx 8 \cdot 10^{-18}$  Ф/м, т.е.  $\hat{C}_{EQ} \ll C_Q \approx C_{EQ}$ .

Таким образом, на „обкладках“ наноконденсатора заряд будет порядка  $Q_1 \approx C_Q E_1 l^2 \approx 10^{-12}$  Кл при  $E_1 = 2.4 \cdot 10^7$  В/м. В соответствии с работой [9] ток, проходящий через одну НТ,  $J = j_0/N$ , где  $j_0 = 18$  А/см<sup>2</sup>,  $N = 10^7$  см<sup>-2</sup> — поверхностная плотность НТ на подложке. В данной работе процесс усиления излучения происходит в масштабе времени  $\Delta T \approx 10^{-10}$  с (рис. 4). За это время по наночастице перетечет заряд  $Q_2 = J\Delta T \approx 10^{-16}$  Кл, т.е. будет  $Q_1 \gg Q_2$ . Видно, что за время процесса усиления излучения  $T \approx 10^{-11}$  с заряд „конденсаторов“ практически не меняется.

Таким образом, в данной работе, исходя из известной зависимости для плотности тока, показана возможность генерации коротких (сверхкоротких) импульсов с длиной волны излучения  $\sim 2$  мм. Частота колебаний переменного электрического поля  $E_0$  порядка  $\omega = 5\nu = 5\tau \approx 1.7 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup>, где  $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с. Показано, что в масштабе времени  $\Delta T \approx 10^{-10}$  с для усиления излучения можно использовать изолированные НТ (равномерно распределенные по объему волновода НТ), т.е. НТ не обязательно должны быть замкнуты на внешнюю цепь (не обязательно их прикреплять к подложкам [9]). При воздействии на систему параллельно ориентированных УНТ двухчастотного  $CO_2$ -лазерного излучения при наличии направленного вдоль нанотрубок постоянного (или нестационарного) электрического поля возможна генерация излучения с длиной волны  $\lambda \approx 0.1$  мм.

Авторы благодарят М.Б. Белоненко, О.В. Кибиса и С.А. Максименко за предоставленный список статей по нанотрубкам.

Работа выполнена по проекту РФФИ № 10-02-96012.

## Список литературы

- [1] П.Н. Дьячков. *Электронные свойства и применение нанотрубок* (М., БИНОМ. Лаборатория знаний, 2011).
- [2] R. Satio, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus. *Physical Properties of Carbon Nanotubes* (London, Imperial College Press, 1998).
- [3] A. Enyashin, S. Gemming, G. Seifert. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **149**, 103 (2007).
- [4] A.N. Enyashin, G. Seifert. *Phys. Status. Solidi B*. **242** (7), 1361 (2005).

- [5] О.В. Кибис, М.Е. Портной. Письма в ЖТФ, **31** (15), 85 (2005).
- [6] G.Ya. Slepuyan, M.V. Shuba, S.A. Maksimenko, A. Lakhtakia. Phys. Rev. B, **73**, 195416 (2006).
- [7] P. Burke, S. Li, Z. Yu. IEEE Trans. Nanotechnology, **5**, 314 (2006).
- [8] C. Rutherglen, P. Burke. Small, **5** (8), 884 (2009).
- [9] М.Б. Белоненко, С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещеряков. ФТП, **44** (9), 1248 (2010).
- [10] Г.А. Месяц, М.И. Яландин. УФН, **175** (3), 225 (2005); Г.А. Месяц. УФН, **176** (10), 1069 (2006).
- [11] S.J. Tans, H. Devoret, H. Dai, A. Thess, R.E. Smalley, L.J. Geerligs. Nature, **386**, 474 (1997).
- [12] *Физические величины*. Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [13] В. Витгеман. СО<sub>2</sub>-лазер. Пер. с англ. (М., Мир, 1990).
- [14] С.В. Гарнов, И.А. Щербаков. УФН, **181** (1), 97 (2011).
- [15] J. Hebling, G. Almasi, I.Z. Kozma, J. Kuhl. Opt. Express, **10** (20), 1161 (2002).
- [16] Н.Р. Садьков, Н.А. Скоркин. Письма в ЖТФ, **36** (17), 69 (2010).
- [17] S. Ilani, L.A. Donev, M. Kindermann et al. Nature Physics, **687** (2), (2006).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **About possibility of generation of electromagnetic radiation in millimeter or submillimeter ranges in the medium on a basis of nanotubes in the presence of constant electric field and a field of electromagnetic wave**

*N.R. Sadykov, N.A. Scorkin*

Branch of South Ural State University,  
456070 Snezhinsk, Russia  
\* Snezhinsk Physics and Technology Institute  
of the National Research Nuclear University „MEPhI”,  
456070 Snezhinsk, Russia

**Abstract** The dependence of current density on forward front of amplitude of an alternating (high-frequency) field is investigated under various values of constant (or non-stationary) field. The dependence of reinforced microwave radiation in two-millimeter range on longitudinal coordinate is received. The problem of generation of submillimeter radiation is investigated under influence of two-frequency carbon-dioxide laser radiation (CO<sub>2</sub>-laser) on the system of parallel oriented carbon nanotubes in the presence of constant (or nonstationary) field. The possibility of the use of freely oriented parallel with each other carbon nanotubes is shown.