«Оптика атмосферы и океана», **25**, № 4 (2012)

УДК 535.15; 535.135

Воздействие нестационарного электрического поля на углеродные нанотрубки

Н.Р. Садыков[1], Н.А. Скоркин[2]*

[1] ФГБОУ ВПО «ЮУрГУ» (НИУ)
456770, г. Снежинск, Челябинская обл., ул. 40 лет Октября, 7
[2] СФТИ НИЯУ МИФИ
456776, г. Снежинск, Челябинская обл., Комсомольская, 8

Поступила в редакцию 19.07.2011 г.

Рассмотрен механизм воздействия нестационарного электрического поля на систему нанотрубок. На основе полученных результатов предсказан эффект генерации миллиметрового излучения. Приведены результаты математического моделирования.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, наночастицы, электрическое поле; microwave radiation, nanoparticles, electric field.

Введение

В последнее время пристальное внимание исследователей привлекают низкоразмерные структуры (наноструктуры): фуллерены, одно- и многослойные нанотрубки, нанопроволочки, наноструктуры на основе молекулы ДНК и т.п. В зависимости от радиуса нанотрубок (НТ) и схемы сворачивания графитовой плоскости НТ могут быть проводниками, полуметаллами и полупроводниками. Эти и другие уникальные свойства НТ приводят к следствиям при их взаимодействии с электромагнитным излучением. В настоящей статье показано, что в результате взаимодействия НТ с нестационарным электрическим полем возможен механизм генерации миллиметрового излучения.

Рассмотрим углеродные нанотрубки радиуса R. Если НТ находится под переменным электрическим потенциалом, то по ней потечет переменный электрический ток. Зависимость наводимого тока от приложенного напряжения определяет характеристики НТ как электрического проводника [1–8]. Проводимость НТ определяется не классическими, а квантовыми законами движения π-электронов. Процесс переноса заряда под действием приложенного напряжения осуществляется по нескольким каналам (четыре канала): двукратное спиновое вырождение и двукратное вырождение зонной структуры в точке уровня Ферми. Если рассматривать НТ как бесконечно длинную электрическую цепь, единичный интервал которой характеризуется кинетической индуктивностью $L_к$, квантовой емкостью C_Q и электростатической емкостью C_{EQ} на единицу длины [9], то углеродную НТ можно рассматривать как линию передачи, где параметры линии определяются выражениями

$$L_к = h/(8e^2 v_F),\ \ C_Q = 8e^2/(hv_F),$$
$$C_{EQ} \approx 2\pi/\ln(a/(2R)), \qquad (1)$$

где a – расстояние, например, до параллельно расположенной оси НТ плоскости; $h \approx 6{,}6\cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; v_F – скорость π-электрона на уровне Ферми; суммарная электрическая емкость получается как последовательное соединение C_Q и C_{EQ}. Покажем, что в среде на основе продольно ориентированной вдоль нестационарного электрического поля системы НТ возможна генерация СВЧ-излучения.

В случае макроскопических антенных вибраторов оптимальная длина антенны l и длина волны λ_h плотности тока связаны соотношением $l = \lambda_h/2$. В случае углеродных НТ волновое число поверхностных электромагнитных волн в углеродных НТ (постоянная распространения) $h_0 = k/\beta$, где $\beta \ll 1$ – коэффициент замедления, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения в вакууме. Поэтому для нанотрубок при оптимальной длине антенны l [9. С. 434] имеет место соотношение $l = \lambda\mathrm{Re}(\beta)/2$. Такое существенное качественное отличие макроскопических вибраторов от наноантенн объясняется большим значением кинетической индуктивности наноантенн [9, 10] (на 4 порядка больше, чем у магнитной индуктивности [11]). В работах [4, 5, 9] показано, что для металлических НТ типа (9,0) «зигзаг» значение $\beta \approx 0{,}02$ в диапазоне частот $10^{-5} < kb < 10^{-3}$, где $b = 1{,}42\cdot 10^{-10}$ м – расстояние между атомными центрами в НТ. Поэтому при $l = 1$ мкм в оптимальном режиме излучения антенны $\lambda \approx 100$ мкм.

* Наиль Рахматуллович Садыков (n.r.sadykov@rambler.ru); Николай Андреевич Скоркин (n.a.scorkin@rambler.ru).

Теперь рассмотрим влияние на антенные свойства НТ тепловых потерь. Большое значение кинетической индуктивности в НТ приводит к тому, что в реактивном сопротивлении можно пренебречь емкостным сопротивлением, поэтому учет омического сопротивления фактически эквивалентен замене ($-i\omega L_к \to -i\omega L_k + R_a$), где R_a – электрическое сопротивление НТ на единицу длины. Экспериментально полученное в [12] значение сопротивления $R_a \approx 10$ кОм · мкм$^{-1}$.

Для кинематической индуктивности $L_к = h/(8e^2 v_F)$, где обратное значение кванта проводимости равно $h/(2e^2) = 12{,}6$ кОм. В результате из условия реализации высокоэффективных наноантенн [8] (малые физические потери) следует, что $\omega \gg R_a/L_к \approx 3 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$, т.е. $\lambda \ll 1{,}5$ мм.

Далее рассмотрим частоту $kb = 10^{-6}$. В этом случае $\beta \approx 0{,}02$, $\lambda \approx 0{,}95$ мм ($\omega \approx 2 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$). Соответственно при длине волны $\lambda \approx 1$ мм оптическая длина $l = \lambda \mathrm{Re}(\beta)/2 \approx 10$ мкм. Условие $kb = 10^{-6}$ означает, что поверхностные волны не будут слабозатухающими (условие слабого затухания волн [12] $10^{-5} < kb < 10^{-3}$).

В [10] для нанотрубок было получено уравнение Леонтовича–Левина. Уравнение для нулевого члена плотности тока $j^{(0)}(z) \sim \exp(ih_0 z - i\omega t)$ в разложении по малому параметру $1/X$ запишется в виде

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{i\omega}{2\pi\sigma_z R X}\right)\right] j^{(0)}(z) = -\frac{i\omega}{2\pi R X} E_{0z}(z), \quad (2)$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, c – скорость света в вакууме; σ_z – аксиальная проводимость металлической (например, типа «кресло») нанотрубки [3, 10, 12]; R – радиус нанотрубки; в соответствии с [3, 4]:

$$X = -2K_0\left(\sqrt{h_0^2 - k^2}\, R\right) I_0\left(\sqrt{h_0^2 - k^2}\, R\right),$$
$$\sigma_z \approx i4e^2 v_F \Big/ \left[\pi h R(\omega + i\nu)\right], \quad (3)$$

где $X < 0$; $K_0(\xi)$, $I_0(\xi)$ – модифицированные функции Бесселя, $\nu = 1/\tau$, τ – среднее время свободного пробега электрона для УНТ, которое в приближении времени релаксации позволяет вычислить интеграл столкновения в кинетическом уравнении Больцмана.

Из выражения для σ_z (3) следует выражение для кинетической индуктивности [12] $L_к$ из (1) и активного электрического сопротивления R_a на единицу длины нанотрубки:

$$R_a = 1/(2\pi R \sigma_z) \approx h/(8e^2 v_F \tau). \quad (4)$$

Перепишем (2) с учетом (3) следующим образом:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2\left\{\frac{1}{c^2} + \frac{\pi}{4\alpha c v_F |X|}\right\} + i\frac{\pi}{4\alpha c v_F |X|}\nu\omega\right] j^{(0)} =$$
$$= -\frac{i\omega}{2\pi R X} E_{0z}(t,z), \quad (5)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

Из дисперсионного уравнения (5) следует уравнение для поверхностной плотности тока

$$\frac{\partial^2 j^{(0)}}{\partial t^2} + \nu\frac{\partial j^{(0)}}{\partial t} - \beta^2 c^2 \frac{\partial^2 j^{(0)}}{\partial z^2} = -\frac{\beta^2 c^2}{2\pi R X}\frac{\partial E_{0z}}{\partial t}, \quad (6)$$

где

$$\beta^2 = 1\Big/\left\{1 + \frac{c}{v_F}\frac{\pi}{4\alpha|X|}\right\}. \quad (7)$$

При выводе (6) во втором слагаемом в левой части полагалось, что $1/c \ll 1/(4\alpha v_F X)$, и, кроме того, учтено, что можно пренебречь зависимостью коэффициентов при ω и ω^2 в (5), т.е. зависимостью $X(k)\big|_{k=\omega/c}$ от ω. Действительно, имеет место $h_0/k = 1/\beta \gg 1$, поэтому

$$R\sqrt{h_0^2 - k^2} \approx \Lambda\omega_0 \approx 10^{-3},$$

где $\Lambda = R/(c\beta)$; ω_0 – несущая частота в случае квазимонохроматического излучения.

Из условия $\Lambda\omega_0 \approx 10^{-3}$ следует, что $I_0(\Lambda\omega_0) \approx 1$, при излучении с небольшим спектральным разбросом частоты $\Delta\omega \sim |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ (квазимонохроматическое излучение [13]) можно считать, что $I_0(\Lambda\omega) \approx 1$. Имеет место $K_0(\Lambda\omega_0) \approx K_0(10^{-3}) \approx 7{,}5$. При $\Delta\omega \ll \omega_0$ получаем

$$K_0(\Lambda\omega) \approx K_0(\Lambda\omega_0) + (\omega - \omega_0)\partial K_0(\omega)/\partial\omega\big|_{\omega=\omega_0} \approx$$
$$\approx 7{,}5 - (\omega/\omega_0 - 1)\cdot 10^{-6} \approx 7{,}5.$$

Введем новую константу $\tilde{E} = 3 \cdot 10^6$ В/м и преобразуем правую часть (6) к виду

$$\frac{\beta^2 c^2}{2\pi R X}\frac{\partial E_{0z}}{\partial t} = \frac{I}{2\pi R}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{E_{0z}}{\tilde{E}}\right), \quad (8)$$

где $I = N\beta^2 c^2 \tilde{E}/X$ (в системе СГС); N – поверхностная плотность вертикально ориентированных нанотрубок. Введем полную плотность тока

$$J = 2\pi R j^{(0)} N. \quad (9)$$

С учетом (8) и (9) уравнение (6) в окончательной форме запишется в виде

$$\frac{\partial^2 J}{\partial t^2} + \nu\frac{\partial J}{\partial t} + \omega^2 J = -I\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{E_{0z}}{\tilde{E}}\right), \quad (10)$$

где $\omega^2 = \beta^2 c^2 h_0^2$; $J \sim \exp(ih_0 z)$ [4, 5, 9].

Уравнение (10) позволяет получить аналог дипольного момента α_1 изолированной нанотрубки в поле высокочастотного излучения $E_{0z} \sim \exp(-i\tilde{\omega}t)$:

$$\alpha_1 = \frac{\omega^2}{\tilde{\omega}^2 - \omega^2 + i\nu\tilde{\omega}}\left(\frac{\beta^2\lambda^2}{4\pi^2|X|}\right), \quad (11)$$

где $\omega/c = 2\pi/\lambda$.

В (11) в отличие от формулы в [14] «дипольный момент» имеет размерность м^2, что объясняется размерностью поверхностной плотности вертикально ориентированных нанотрубок N. Резонансная частота, как и в [14], определяется величиной ν, однако здесь мы полагали $\nu = 3{,}3 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, что практически на 2 порядка меньше, чем в [14] ($\nu = 3 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$). Соответственно отличается для излучения область изменения циклической частоты $\tilde{\omega}$. Рассматриваемый в настоящей статье подход позволяет в принципе использовать несколько слоев вертикально ориентированных нанотрубок длиной L (можно также использовать равномерное распределение вертикально ориентированных нанотрубок в конечном объеме). Если предположить, что расстояние между слоями нанотрубок равно $3L$, то в (11) выражение в круглых скобках преобразуется к виду

$$\frac{\beta^2\lambda^2}{4\pi^2|X|} \to \frac{3\beta^2}{4\pi^2|X|}L\lambda^2.$$

В [14] выражение в круглых скобках равняется $LR^2/6$.

Пусть профиль нестационарного поля имеет вид «трапеции»

$$E_{0z} = E_0 f(t'),\ \ f(t') = \begin{cases} t'/\Delta T_1, & 0 \le t' < \Delta T_1, \\ 1, & \Delta T_1 \le t' < \Delta T_1 + \Delta\tau, \end{cases} \quad (12)$$

где $t' = t - z/\nu_1$, $z' = z$, ΔT_1 — ширина переднего фронта. Из (10) в интервале времени $0 \le t \le \Delta T_1$ следует

$$J = \frac{I}{\omega^2 \Delta T_1}\left(-1 + \exp\left[-\frac{\nu t'}{2}\right]\cos\left[t'\sqrt{\omega^2 - (\nu/2)^2}\right]\right). \quad (13)$$

Имеет место приближенное соотношение $h/(2e^2) \approx \approx 12{,}6$ кОм ($h = 2\pi\hbar$). Пусть $R = 4$ нм, $\tau = 3 \cdot 10^{-12}$ с ($\nu = 1/\tau = 3{,}3 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, см. [3]), $\omega = 2\pi\nu$, $\tilde{E} = 3 \cdot 10^6$ В/м, $E_0 = 3 \cdot 10^7$ В/м, тогда $h_0 R = 2\pi R/(\lambda\beta) \approx \approx 10^{-3}$, $I_0(10^{-3}) \approx 1$, $K_0(10^{-3}) \approx 7{,}5$, $X \approx -15$. Параметры нестационарного импульса выберем в соответствии с [15]: $\Delta T_1 = 10^{-10}$ с, $\Delta\tau = 3 \cdot 10^{-9}$ с. При $N = 10^6$ см$^{-2}$ [поверхностная плотность нанотрубок (см. [16])] $v_F = 10^6$ м/с, $\tilde{E} = 3 \cdot 10^6$ В/м получаем $\beta \approx 0{,}03$; $I \approx 1{,}8 \cdot 10^{19}$ А/(с · м^2), $I/(\omega^2 \Delta T_1) \approx \approx 4{,}3 \cdot 10^5$ А/м^2.

Поле излучения $E(t,z)$ определялось путем численного решения волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial t^2} - \nu^2 \frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0}\left(\frac{\nu_1}{c}\right)^2 \frac{\partial J(t,z)}{\partial t}, \quad (14)$$

где ε_0 — электрическая постоянная, в совокупности с уравнением (10) в предположении, что $\nu_1 = c$.

Из уравнения (14) можно получить приближенное аналитическое решение. Предполагая, что $|E| \gg |P/\varepsilon_0|$, получаем

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t' \partial z'} = -\frac{\mu_0 c}{2}\frac{\partial J}{\partial t'}, \quad (15)$$

μ_0 — магнитная постоянная, где при выводе (15) учтено, что $|\partial E/\partial z'| \ll |\partial E/c\partial t'|$. Из (15) получаем

$$\frac{\partial E}{\partial z'} = -\frac{\mu_0 c}{2}\left(J(t') - J(t' = 0)\right) \quad (16)$$

или, с учетом граничного условия $E(z' = 0, t') = 0$ и условия $J(t' = 0)$:

$$E(t,z) = -\frac{\mu_0 c z}{2}\left(J(t - z/c) - J(0)\right) = -\frac{\mu_0 c I}{2\omega^2 \Delta T_1} z \times$$
$$\times\left\{1 - \exp\left(-\frac{\nu(t - z/c)}{2}\right)\cos\left[(t - z/c)\sqrt{\omega^2 - (\nu/2)^2}\right]\right\}. \quad (17)$$

На рис. 1 показана зависимость плотности тока J от продольной координаты z в момент времени $t = 5 \cdot 10^{-11}$ с (передний фронт распространится на расстояние $\approx 1{,}5$ см), полученная численным решением уравнения (10) при $\nu_1 = c$.

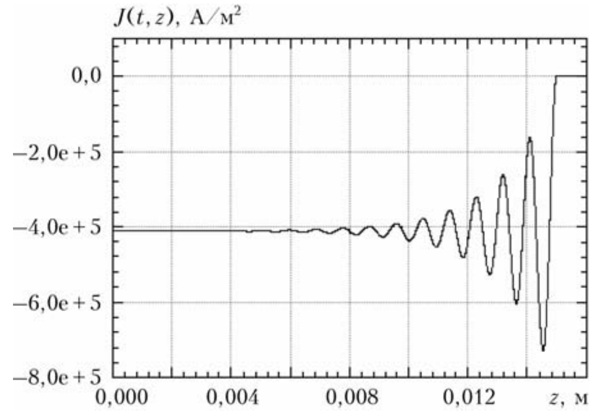

Рис. 1. Распределение плотности тока J по координате z на время $t = 5 \cdot 10^{-11}$ с

Численное решение полностью совпало с аналитическим решением (13). В этом случае плотность тока имеет постоянную составляющую и быстро осциллирующую часть с периодом осцилляций $\Delta z \approx 2\pi c/\omega \approx 0{,}9$ мм. Из (13) следует, что при $\nu \ll \omega$ амплитуда колебаний быстро осциллирующей части поля равнялась бы величине постоянной составляющей поля. Незначительное отклонение объясняется относительно большим значением ν.

На рис. 2 приведена зависимость поля излучения $E(t,z)$ от координаты z, где поле определялось из волнового уравнения при $\nu_1 = c$ в момент времени $t = 5 \cdot 10^{-11}$ с.

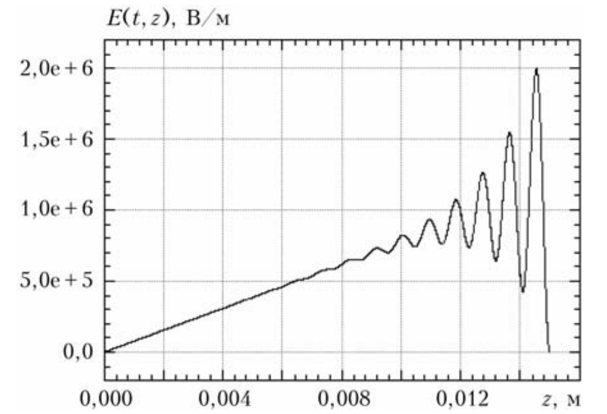

Рис. 2. Распределение поля излучения по координате z на время $t = 5 \cdot 10^{-11}$ с

Решение, так же, как и в случае плотности тока, содержит медленно меняющуюся составляющую и быстро осциллирующую часть. Амплитуда быстро осциллирующей части поля порядка $\sim 10^6$ В/м. При численном решении волнового уравнения (14) в предположении, что $\nu_1 = c$, производная второго порядка по переменной z на разностной сетке z_j аппроксимировалось выражением

$$\frac{\partial^2 E(t,z)}{\partial z^2} \approx \frac{E_{j+1} - 2E_j + E_{j-1}}{\Delta z^2},$$

в котором j — номер узла; $\Delta z = z_{j+1} - z_j$ — шаг сетки, принятый постоянным для всех номеров j. В результате уравнение (14) превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial^2 E(t,z_j)}{\partial t^2} = \nu^2 \frac{E_{j+1} - 2E_j + E_{j-1}}{\Delta z^2} - \frac{1}{\varepsilon_0}\left(\frac{\nu_1}{c}\right)^2 \frac{\partial J(t,z_j)}{\partial t}, \quad (18)$$

порядок которой определяется числом узлов разностной сетки по переменной z. Решение уравнения (10) и системы уравнений (18) осуществлялось с помощью библиотеки стандартных программ IMSL языка программирования Fortran-95.

На рис. 3 приведена зависимость для плотности тока J от продольной координаты z в момент времени $t = 5 \cdot 10^{-10}$ с (передний фронт распространится на расстояние ≈ 15 см).

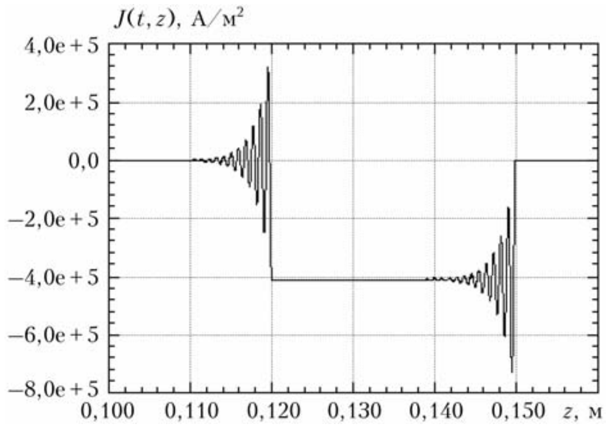

Рис. 3. Распределение плотности тока J по координате z на время $t = 5 \cdot 10^{-10}$ с

Медленно меняющаяся составляющая представляет собой по сути функцию $f(t')$ из (12). Быстро осциллирующая часть содержит две области осцилляции, которые обусловливаются передним и задним фронтами нестационарного поля (12).

На рис. 4 приведена зависимость поля излучения от координаты z в момент времени $t = 5 \cdot 10^{-10}$ с. Быстро осциллирующая часть поля излучения содержит две области, причем амплитуда колебаний переднего импульса порядка $\sim 10^7$ В/м, а заднего в 2 раза меньше.

Из полученных результатов следует, что с помощью нестационарного электрического поля с напряженностью $E_0 = 3 \cdot 10^6$ В/м, шириной переднего

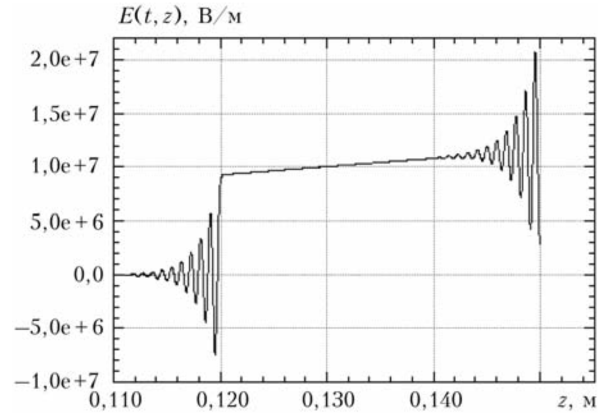

Рис. 4. Распределение поля излучения по координате z на время $t = 5 \cdot 10^{-10}$ с

фронта $\Delta T_1 \approx 10^{-10}$ с длительностью $\Delta\tau \approx 10^{-9}$ с на расстояниях $\Delta z \sim 10$ см возможна генерация коротких СВЧ-импульсов (излучение в несколько периодов колебаний) с длиной волны ~ 1 мм и с амплитудой поля $\sim 10^7$ В/м. Длительность коротких импульсов определяется величиной ν из (10). Она же определяет условие реализации высокоэффективных наноантенн [8] (малые физические потери) $\omega \gg R_a/L_к$. Действительно, из (3) следует выражение для кинетической индуктивности [12] $L_к = h/(8e^2 v_F)$ [см. (1)] и активного электрического сопротивления $R_a = 1/(2\pi R \sigma_z) \approx h/(8e^2 v_F \tau)$ на единицу длины нанотрубки. Тогда условие реализации высокоэффективных наноантенн запишется $\omega \gg R_a/L_к \approx 1/\tau = \nu \approx 3{,}3 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$. В данной работе полагалось $\omega = 2\pi\nu$.

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

1. *Yevtushenko O.M., Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Romanov D.A.* Nonlinear electron transport effects in a chiral carbon nanotube // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79, N 6. P. 1102–1105.
2. *Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O.M.* Electronic and electromagnetic properties of nanotubes // Phys. Rev. B. 1998. V. 57, N 16. P. 9485–9497.
3. *Slepyan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O.M., Gusakov A.V.* Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions and surface wave propagation // Phys. Rev. B. 1999. V. 60, N 24. P. 17136–17149.
4. *Максименко С.А., Слепян Г.Я.* Электродинамика углеродных нанотрубок // Радиотехн. и электрон. 2002. Т. 47, № 3. С. 261–280.
5. *Максименко С.А., Слепян Г.Я.* Электромагнитные свойства наноструктур // Вестн. фонда фундаментальных исследований. 2006. № 4. С. 92–113.
6. *Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya.* Nano electromagnetics of low-dimensonal structures // The Handbook of Nanotechnology: Nanometer structure Theory, Modeling, and Simulation / Ed. by A. Lakhtakia // SPIE Press. 2004. P.145–206.
7. *Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya., Batrakov K.B., Khrushchinsky A.A., Kuznir P.P., Nemilentsau A.M., Shuba M.V.* Electromagnetic waves in carbon nanostructures // Carbon Nanotubes and Related Structures E / Ed. by V. Blank and B. Kulnitskiy // Res. Signpost Publisher. 2008. P. 147–187.

8. *Hagmann M.J.* Isolated carbon nanotubes as high-impedance transmission lines for microwave through terahertz frequencies // IEEE Trans. on Nanotechnol. 2005. V. 4, N 2. P. 289–296.
9. *Дьячков П.Н.* Электронные свойства и применение нанотрубок. М.: БИНОМ, Лаборатория знаний. 2011. 488 с.
10. *Slepyan G.Ya., Shuba M.V., Maksimenko S.A., Lakhtakia A.* Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 195–416.
11. *Rutherglen C., Burke P.* Nanoelectromagnetics: circuit and electromagnetic properties of carbon nanotubes // Small. 2009. V. 5, N 8. P. 884–906.
12. *Burke P., Li S., Yu Z.* Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance // IEEE Trans. Nanotechnol. 2006. V. 5, N 4. P. 314–334.
13. *Садыков Н.Р., Садыкова М.О.* Распространение сверхкоротких импульсов в нелинейных диспергирующих средах при наличии поглощения // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11, № 2–3. С. 223–227; *Садыков Н.Р.* Эволюция огибающей субпикосекундных импульсов // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 86, № 2. С. 307–310; *Садыков Н.Р.* Эволюция солитонов в одномодовых волоконных световодах с несмещенной дисперсией // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90, № 5. С. 812–816.
14. *Slepyan G.Ya., Shuba M.V., Maksimenko S.A., Thomson C., Lakhtakia A.* Terahertz conductivity peak in composite materials containing carbon nanotubes: Theory and interpretation of experiment // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 205423-1–205423-6.
15. *Месяц Г.А., Яландин М.И.* Пикосекундная электроника больших мощностей // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175, № 3. С. 225–246; *Месяц Г.А.* Законы подобия в импульсных газовых разрядах // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176, № 10. С. 1069–1091.
16. *Белоненко М.Б., Глазов С.Ю., Мещеряков Н.Е.* Влияние переменного электрического поля на проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44, вып. 9. С. 1248–1253.

N.R. Sadykov, N.A. Scorkin. **Influence of non-stationary electric field on carbon nanotubes.**

The mechanism of influence of non-stationary electric field on a system of nanotubes is considered. On the basis of the received results the effect of generation of millimeter radiation is predicted. The results of mathematical simulation are adduced.