

## Математическое моделирование процесса взаимодействия излучения с дисперсными наночастицами

Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин\*

Российский Федеральный ядерный центр —  
ВНИИ технической физики им. Е.И. Забабахина  
456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Поступила в редакцию 26.08.2008 г.

На основе полученной ранее системы материальных уравнений промоделирован процесс усиления в резонаторе СВЧ-излучения с длиной волны  $\lambda \sim 10$  см. Показано, что можно достичь плотности энергии излучения  $W \sim 1000$  Дж/м<sup>3</sup>. Накачка среды производится при наличии проводящих наночастиц с помощью стационарного электрического поля. Оценены необходимая для этого массовая концентрация наночастиц и величина накачиваемого поля. Предлагается в волноводном канале с помощью стационарного электрического поля способ получения активной среды для усиления СВЧ-излучения в диапазоне длины волны  $\lambda \sim 10$  см. Для этого нужно распылить удлинённые электропроводящие наночастицы.

*Ключевые слова:* СВЧ-излучение, наночастицы, стационарное электрическое поле.

### Введение

В настоящее время проводятся интенсивные исследования, связанные с наличием пылевых частиц в нейтральной газовой среде, в ионизированном газе, и исследования оптических свойств неупорядоченных фрактальных кластеров, образованных сферическими наночастицами [1, 2]. Это направление является перспективным в связи с различными технологическими приложениями: процессы горения, плазменные технологии, физика атмосферы, управляемый термоядерный синтез. В случае плазменных технологий большой интерес вызывает кристаллизация пылевых частиц в газоразрядной плазме — образование упорядоченных структур [3, 4]. Для описания нелинейной спектроскопии в видимом диапазоне вырожденного электронного газа в сферических наночастицах металла привлекается аппарат квантовой механики [5].

Уникальные эффекты возникают при взаимодействии высокочастотного излучения с рядом квантовых наноструктур в продольном магнитном поле: с квантовым кольцом конечной ширины, квантовым цилиндром конечной толщины и квантовой проволокой [6, 7]. Поверхностная проводимость в сильном магнитном поле за счет статического скин-эффекта может оказаться заметно больше объемной [8] на величину  $(\omega_c \tau)^2$ , где условие сильного магнитного поля выполняется при низких температурах в случае  $\omega_c \tau \gg 1$ ,  $\tau$  — время релаксации;  $\omega_c = |e|B/m^*c$  — циклотронная частота;  $m^*$  — эффективная масса;  $e$  — заряд электрона;  $c$  — скорость света.

Сами гальваномагнитные эффекты весьма чувствительны к геометрии поверхности Ферми. Существенный вклад вносят медленные электроны, например в электропроводность. В этом случае существует значение энергии, при котором изменяется топология изоэнергетических поверхностей, в результате чего плотность электронных состояний имеет корневую особенность — особенность Ван Хофа (в этом случае поверхность содержит точку, в которой скорость обращается в нуль).

В случае цилиндра при наличии продольного магнитного поля  $B$  на кривой коэффициента поглощения существует только одна точка резонанса, связанная с электронами переходами между соседними уровнями  $\nu \rightarrow \nu + 1$  ( $\nu$  — радиальное квантовое число). Переходы с изменением магнитного квантового числа запрещены. Резонансная частота определяется частотой конфайнмента  $\omega_0 \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup> и циклотронной частотой  $\omega_c$  (в [6]  $\omega_c/\omega_0 \sim 0,1$ ). Для квантовой проволоки ситуация хоть изначально сложнее, но масштабы величин  $\omega_0$ ,  $\omega_c$  остаются прежними. В этом случае в дипольном приближении возможны только переходы, обусловленные изменением обоих квантовых чисел —  $\nu$  и  $m$ . Кривая коэффициента поглощения имеет серию пиков с дублетной структурой, причем пики, составляющие дублет, находятся на расстоянии  $\omega_c$  друг от друга. Дублеты располагаются с периодом  $\Omega$ , причем высота пиков резко уменьшается с увеличением частоты  $\omega$ . Для дублета с минимальной частотой  $\omega = \Omega + \omega_c/2$ ,  $\Omega \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $\omega_c/\Omega \sim 0,1$ . При  $\tau \approx 10^{-12}$  с условие сильного магнитного поля достигается при  $\omega_0 \sim 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. В нашем случае  $\omega \sim 10^{10} \div 10^{11}$  с<sup>-1</sup>. При  $t = 20$  °C и обычно используемых значениях магнитной индукции  $B \sim 1$  Тл ( $\omega \tau \leq 1$ ) относительное изменение для большинства металлов весьма мало.

\* Наиль Рахматуллович Садыков (n.r.sadykov@gambler.ru); Николай Андреевич Скоркин.

Вызывают определенный интерес процессы, связанные с процессом взаимодействия излучения с наночастицами и наноструктурами [9–11].

В данной статье при наличии удлиненных проводящих наночастиц на основе ранее полученной системы материальных уравнений математически промоделирован процесс усиления СВЧ-излучения с длиной волны  $\lambda \sim 1 \div 10$  см в пространственном резонаторе. Накачка среды производится с помощью стационарного (квазистационарного) электрического поля. Определены время усиления, необходимая для этого массовая концентрация наночастиц и величина накачиваемого поля. Полученные результаты могут быть применены для описания плазменных образований [12–17].

Рассмотренная в статье задача очень сильно перекликается с теоретической схемой САЗЕРа (SASER – Sound Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [18–20] – устройства, генерирующего когерентное электромагнитное излучение за счет вынужденного излучения (или рассеяния) света активной средой. В качестве активной среды используется жидкий диэлектрик с равномерно распределенными в нем дисперсными частицами (например, в [20] в качестве дисперсных частиц рассмотрены газовые пузырьки, полученные путем электролиза).

Рассмотрим сформулированную задачу.

## 1. Вывод системы материальных уравнений при взаимодействии излучения с наночастицами

В [11] была получена система материальных уравнений при взаимодействии удлиненных распыленных наночастиц с СВЧ-излучением:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \omega^2 \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_1}{\partial t^2};$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -E \frac{\partial P_1}{\partial t};$$

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P_1}{\partial t} + \Omega^2 P_1 = \frac{R}{\mu} (N - N_0) E, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, которая обуславливается линейной поляризацией  $P_0$  (в дальнейших расчетах  $\varepsilon = 1$ );  $T_2$  – аналог поперечного времени релаксации. При выводе (1) удлиненные наночастицы аппроксимировались гантелями (рис. 1), которые представляют собой два шара массой  $m$  и радиусом  $R$ , соединенные упругой прямолинейной пружиной с коэффициентом упругости  $\tilde{k}$  и электрическим сопротивлением  $r_0$ . В (1)  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$  – вектор поля;  $\mathbf{P}_1$ ,  $P_1$  – соответственно вектор и амплитуда нелинейной поляризации;  $N$  – аналог инверсии населенностей (потенциальная энергия диполей в квазистационарном электрическом поле).

При усилении поля будет иметь место  $N - N_0 < 0$ . Если  $E \partial P_1 / \partial t > 0$ , то поле будет со-

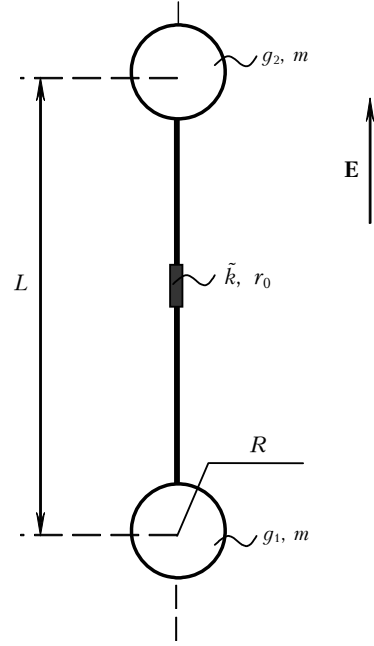


Рис. 1. Аппроксимация удлиненных наночастиц гантелью

вершать положительную работу и энергия поля будет уменьшаться. Поэтому для увеличения энергии поля необходимо выполнение условия  $E \partial P_1 / \partial t < 0$  во втором уравнении (1). Поскольку при  $N - N_0 < 0$  должно иметь место  $\partial N / \partial t > 0$ , то, исходя из закона сохранения энергии, получим второе уравнение (1).

Система уравнений (1) представляет собой уравнение для поля и два материальных уравнения для нелинейной среды [21, с. 113].

Введем в (1) новую переменную  $\tilde{N} = N_0 - N$ . В случае когерентного излучения в резонаторе  $\omega = \Omega$ :

$$P_1 = \frac{1}{2} \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t) + \text{к.с.}; \quad E = \frac{1}{2} \tilde{E} \exp(-i\omega t) + \text{к.с.}, \quad (2)$$

из (1) с учетом (2) получим

$$\frac{\partial \tilde{P}_1}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \tilde{P}_1 = -i \frac{\Lambda}{2\omega} \tilde{N} \tilde{E}, \quad \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{1}{2\tau} \tilde{E} = i \frac{2\pi\omega}{\varepsilon} \tilde{P}_1, \quad (3)$$

где  $\Lambda = R/\mu$ ,  $\mu = m/2$  – приведенная масса гантельки. При выводе второго уравнения в (3) учтено, что в случае усиления излучения напряженность поля и нелинейная поляризация направлены в противоположных направлениях. В (3) изменение энергии  $W = W_2 - W_1 = N - N_0 = -\tilde{N}$ :

$$N = \frac{n_0 (g_2 - g_1)^2}{4R}, \quad N_0 = \frac{n_0 (g_2^{(0)} - g_1^{(0)})^2}{4R}, \quad (4)$$

где  $g_1(t)$  и  $g_2(t)$  – соответственно заряды на первом и втором шарах гантельки в произвольный момент времени (см. рис. 1),  $g_1^{(0)}$ ,  $g_2^{(0)}$  – заряды на шарах в начальный момент времени;  $n_0$  – концентрация наночастиц.

Из второго уравнения (1) с учетом (2) получим

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \frac{1}{T_1} \tilde{N} = i \frac{\omega}{4} (\tilde{E} \tilde{P}_1^* - \tilde{E}^* \tilde{P}_1). \quad (5)$$

Из первого уравнения (3) в квазистационарном случае  $\partial \tilde{P}_1 / \partial t \ll \tilde{P}_1 / T_2$  следует

$$\tilde{P}_1 = -i \frac{T_2 \Lambda \tilde{N}}{2\omega} \tilde{E} = \chi_1 \tilde{E}. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получим

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \frac{1}{T_1} \tilde{N} = -\frac{T_2 \Lambda \tilde{N}}{4} |\tilde{E}|^2. \quad (7)$$

Из второго уравнения (3) с учетом (6) следует

$$\frac{\partial |\tilde{E}|^2}{\partial t} + \frac{1}{\tau} |\tilde{E}|^2 = \frac{2\pi T_2 \Lambda \tilde{N}}{\varepsilon} |\tilde{E}|^2. \quad (8)$$

## 2. Результаты численного моделирования

На основе материальных уравнений (3) и (5) проведена серия расчетов по усилению СВЧ-излучения в нестационарном пространственном резонаторе – аналоге плазменных образований. В расчетах полагалось (см. [11]), что  $R = 10^{-8}$  м;  $\varepsilon = 1$ ;  $\omega = 2 \cdot 10^{10}$  с $^{-1}$ ;  $\tau = 10^{-3}$  с;  $\rho = 2 \cdot 10^3$  кг/м $^3$  – плотность шаров радиуса  $R$ ;  $L = 20R$ ;  $E_0^2/8\pi = 10$  Дж/м $^3$  – плотность энергии электростатического поля, с помощью которого производится накачка системы;  $c_0 = 8\pi R^3 n_0/3 = 10^{-3}$  – объемная концентрация гантелек. Из приведенных выше данных следует, что  $\Lambda = R/\mu = 3/(2\pi\rho R^2) \approx 2,4 \cdot 10^{12}$  м/кг. В данной работе в отличие от [11] вместо графита брали кремний, в результате чего получили  $T_1 \approx 4 \cdot 10^{-7}$  с (поскольку для графита  $T_1 \sim 10^{-15}$  с, то в этом случае время электрического разрядника должно быть меньше  $\sim 10^{-15}$  с, но разрядники с такими параметрами нельзя реализовать на практике). Величина «разности инверсии населенностей» в начальный момент времени в соответствии с (4) равна

$$\tilde{N}_{t=0} = \frac{n_0 R L^2}{4} |E_0|^2 = \frac{3}{4} c_0 \frac{L^2}{R^2} \frac{|E_0|^2}{8\pi} = 3 \text{ Дж/м}^3.$$

Многokратная «накачка» при численном моделировании задавалась следующим образом. На каждом интервале времени  $\Delta t$ , на котором происходит усиление излучения, численно решались уравнения (3) и (5). На  $n$ -м интервале времени  $t_{n-1} \leq t \leq t_n$ , где  $t_n = n\Delta t$ , полагалось, что в точке  $t_{n-1}$  имеет место соотношение  $N_0 - N|_{t=(n-1)\Delta t} = 3 \text{ Дж/м}^3$ . Начальные значения для  $E$ ,  $P_1$  полагались равными значениям  $E$ ,  $P_1$  в конце предыдущего  $(n-1)$ -го интервала.

Величину  $T_2$  оценим следующим образом. Рассматриваемые в работе частоты соответствуют гиперзвуку. В воздухе гиперзвук не может распро-

страняться, поэтому для определения диссипативного слагаемого в (3) воспользуемся кинетическим подходом. При соударении молекул газа с торцом совершающего гармонические колебания цилиндра (для оценки гантели аппроксимируем гармонически колеблющимся цилиндром) поток импульса падающих на поверхность торца молекул равен

$$\tilde{\rho} f(v_x) (v_x + u_t^{(0)})^2 dv_x,$$

где  $f(v_x)$  – функция распределения молекул по скоростям;  $\tilde{\rho} = m_0 \tilde{n}$  – плотность воздуха;  $m_0$  – масса молекул воздуха;  $\tilde{n}$  – концентрация молекул воздуха;  $u_t^{(0)} = du^{(0)}/dt$ ;  $u^{(0)}$  – смещение на торце цилиндра,  $u_t^{(0)} \ll \langle v_x \rangle$  ( $\langle v_x \rangle$  – среднее значение  $x$ -компоненты скорости молекул). При отражении молекул поток импульса равен  $\tilde{\rho} f(v_x) (v_x - u_t^{(0)})^2 dv_x$ . За счет разности потоков импульсов дополнительное давление внутри цилиндра около торца  $\Delta p = 4\tilde{\rho} \langle v_x \rangle u_t^{(0)}$ . Дополнительное давление на торцах цилиндра за счет давления  $\Delta p$  приводит к дополнительной силе (сила трения)  $F(x) = \pi R^2 \Delta p$ . Считая, что того же порядка сила будет действовать на шары в нашей модели, в соответствии с [11] получим, что в (1)  $1/T_2 \approx 2\pi R^2 \tilde{\rho} \langle v_x \rangle / \mu$ , где в качестве приведенной массы  $\mu$  возьмем массу половины цилиндра (величину  $\Omega$  в [11] мы оценили в результате аппроксимации гантелек цилиндром). В результате для кремния получим  $T_2 = \rho L / (4\tilde{\rho} \langle v_x \rangle) \approx 3 \cdot 10^{-7}$  с, где  $\rho = 2,3 \cdot 10^3$  кг/м $^3$  – плотность материала наночастиц,  $\tilde{\rho} = 1,3$  кг/м $^3$ ,  $\langle v_x \rangle \approx [RT / \mu_0]^{1/2} \approx 290$  м/с. В рассматриваемой модели гантелек возникает еще одна сила, пропорциональная скорости, – это сила торможения излучением (сила Лоренца–Дирака [22])

$$F = \frac{2\omega^2 Q^2}{3c^3} \frac{dx}{dt} = \frac{2\omega^2 NR}{3c^3 n_0} \frac{dx}{dt},$$

где  $Q = (g_2 - g_1)/2$  – заряд шаров гантелек. Сила Лоренца–Дирака в рассматриваемой задаче значительно меньше силы трения  $4\pi R^2 \tilde{\rho} \langle v_x \rangle dx/dt$  на величину  $2\omega^2 NR / (3c^3 c_0 \rho) \sim 10^{-21}$ . Такая малая величина объясняется относительно большой массой шаров гантелек.

Пусть в дальнейшем  $\omega T_2 = 10^4$  ( $T_2 = 5 \cdot 10^{-7}$  с). На рис. 2 и 3 приведены соответственно зависимости усиления плотности энергии излучения  $W = |\tilde{E}(t)|^2 / 8\pi = \varepsilon_0 |\tilde{E}(t)|^2 / 2$  и величины накачки среды  $\tilde{N}$  от времени  $t$  в случае двукратной накачки с помощью стационарного электрического поля, где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная. Начальная плотность энергии поля  $W(t=0) = 4,425 \cdot 10^{-4}$  Дж/м $^3$ .

Из рис. 3 видно, что  $\tilde{N}$  при первых двух накачках быстро возрастала в небольшом интервале точки  $t_n$ , а потом медленно убывала с характерным масштабом времени по полувысоте порядка  $\sim 4 \cdot 10^{-7}$  с. В случае многократной накачки при больших значениях времени у  $\tilde{N}$  поляризации и мощности излучения появляются осцилляции.

Если в (8) пренебречь вторым слагаемым, то рост мощности излучения за один акт усиления будет определяться интегралом от  $\tilde{N}$ . Это подтверждается результатами численного моделирования. На рис. 4 приведены зависимости усиления плотности энергии излучения с интервалами времен для одной накачки  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-6}$  и  $1,5 \cdot 10^{-6}$  с.

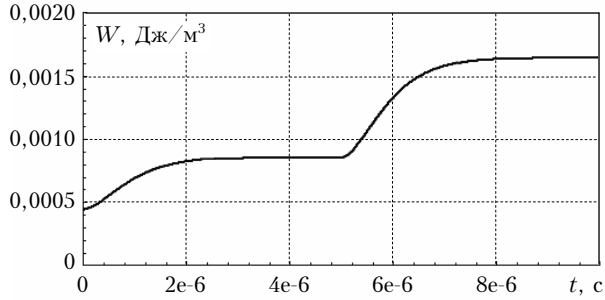


Рис. 2. Зависимость плотности энергии излучения  $W$  от времени  $t$  при двукратной накачке.  $W(t=0) = 4,425 \cdot 10^{-4}$  Дж/м<sup>3</sup>

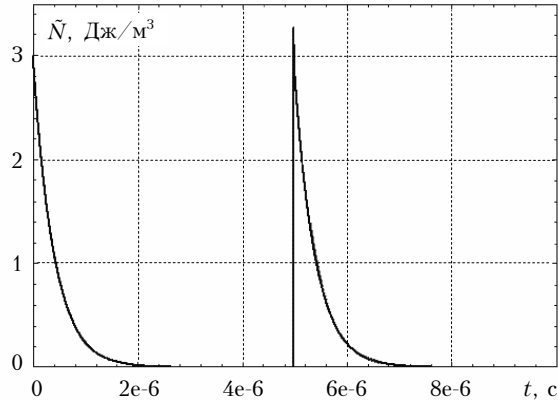


Рис. 3. Зависимость величины накачки среды  $\tilde{N}$  от времени  $t$  при двукратной накачке

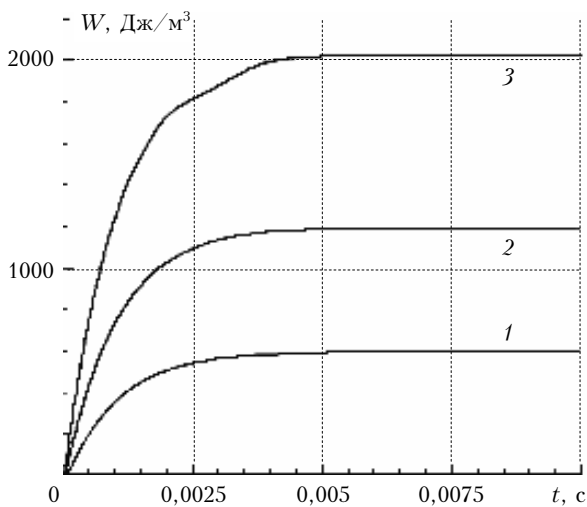


Рис. 4. Зависимость плотности энергии излучения  $W$  от времени  $t$  (интервал накачки  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$  с (1),  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-6}$  с (2),  $\Delta t = 1,5 \cdot 10^{-6}$  с (3))

Максимальные значения плотности энергии излучения достигались соответственно при 4600-кратной накачке за время  $t_{\max} = 0,023$  с, 5400-кратной за  $t_{\max} = 0,0135$  с и 5600-кратной накачке за  $t_{\max} = 0,0084$  с. При  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-6}$  и  $1,5 \cdot 10^{-6}$  с плотность энергии излучения  $W_{\max}$  достигала 598; 1200 и 2028 Дж/м<sup>3</sup> соответственно. Такая закономерность объясняется тем, что в приведенных на рис. 4 расчетных величинах интеграл от  $\tilde{N}$  практически постоянный при различных значениях и интервалах времени накачки. Соответственно будут отличаться время и значение  $W$  в стационарном режиме.

В правой части уравнения (8) множитель при  $|\tilde{E}|^2$ , который имеет размерность обратного значения времени, будет равен

$$\frac{1}{T} = \frac{2\pi T_2 \Lambda \tilde{N}_{t=0}}{\varepsilon} \approx 2,3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}.$$

Видно, что  $T \approx 4,4 \cdot 10^{-8}$  с значительно меньше периода колебаний излучения (период электромагнитных колебаний  $2\pi/\omega \approx 3,14 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ ).

## Заключение

Таким образом, полученная система материальных уравнений описывает в пространственном резонаторе (аналоге плазменных образований) процесс усиления СВЧ-излучения. При  $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и объемной концентрации наночастиц  $c_0 = 10^{-3}$  для однократной накачки характерное время усиления для удлиненных наночастиц  $L \approx 20R$  составило  $T \sim 10^{-8} \div 10^{-7}$  с. В результате многократной накачки плотности энергии излучения можно довести до  $W \approx 2000 \text{ Дж/м}^3$  за время  $t_{\max} = 0,0084$  с (см. рис. 4). Известно, что в случае квазистационарного поля длительностью  $\Delta t = (1 \div 3) \cdot 10^{-9}$  с величина поля разряда  $E_0 = 1,5 \cdot 10^7 \text{ В/м}$  [23–25], что составляет плотность энергии поля  $W \approx 1000 \text{ Дж/м}^3$ . Такой плотности энергии излучения в нашей задаче можно достигнуть за время  $\Delta t_2 = 0,0084$  с.

Используемый в данной статье теоретический подход позволяет также рассмотреть процесс усиления бегущей волны – усиление СВЧ-излучения.

Авторы благодарят М.И. Яландина за подбор параметров квазистационарного поля.

1. Shalaev V.M. Electromagnetic properties of small-particle composites // Phys. Rep. 1996. V. 272. Is. 2–3. P. 61–137.
2. Карпов С.В., Слабко В.В. Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. 265 с.
3. Фортвов В.Е., Нефедов А.П., Ваулина О.С., Литавев А.М., Молотков В.И., Самарян А.А., Никитский В.П., Иванов А.И., Савин С.Ф., Калмыков А.В., Соловьев А.Я., Виноградов П.В. Пылевая плазма, индуцированная солнечным излучением, в условиях микрогравитации: эксперимент на борту орбитальной станции «Мир» // Ж. эксперим. и теор. физ. 1998. Т. 114. Вып. 6(12). С. 2004–2021.

4. Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. Кристаллические структуры в плазме с сильным взаимодействием макрочастиц // Успехи физ. наук. 1997. Т. 167. № 11. С. 1215–1226.
5. Раутиан С.Г. Нелинейная спектроскопия насыщения электронного газа в сферических частицах // Ж. эксперим. и теор. физ. 1997. Т. 112. Вып. 3(9). С. 836–855.
6. Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В. Внутризонное поглощение электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом конфайнмента // Физ. тверд. тела. 2001. Т. 43. Вып. 3. С. 511–519.
7. Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В. Электродинамическая восприимчивость квантовой нанотрубки в параллельном магнитном поле // Физ. тверд. тела. 2002. Т. 44. Вып. 3. С. 466–467.
8. Каганов М.И., Лифшиц И.М. Электронная теория металлов и геометрия // Успехи физ. наук. 1979. Т. 129. Вып. 3. С. 487–529.
9. Зацепин В.А., Садыков Н.Р., Садыкова М.О., Филиппов В.К., Щербина А.Н. О возможности создания нестационарного волноводного канала на основе удлиненных наночастиц // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20. № 4. С. 378–379.
10. Зацепин В.А., Садыков Н.Р., Садыкова М.О., Смыслов В.П., Филиппов В.К., Щербина А.Н. О возможности создания нестационарного волноводного канала на основе наночастиц // Оптика атмосфер. и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 168–170.
11. Садыков Н.Р. Вывод системы материальных уравнений при взаимодействии излучения с наночастицами // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21. № 10. С. 855–857.
12. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии: Изд. 2-е, перераб. и допол. М.: Энергоиздат, 1985. 208 с.
13. Егоров А.И., Степанов С.И., Шабанов Г.Д. Демонстрация шаровой молнии в лаборатории // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. Вып. 1. С. 107–109.
14. Осадько И.С. Флуктуирующая флуоресценция одиночных молекул и полупроводниковых нанокристаллов // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. Вып. 1. С. 23–57.
15. Diktyar V., Jerby E. Fireball Ejection from a Molten Hot Spot to Air by Localized Microwaves // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Is. 4. P.045002.
16. Егоров А.И., Степанов С. Долгоживущие плазмоды – аналоги шаровой молнии, возникающие во влажном воздухе // Ж. техн. физ. 2002. Т. 72. Вып. 12. С. 102–104.
17. Григорьев А.И. Шаровая молния. Ярославль: ЯрГУ, 2006. 200 с.
18. Zavtrak S.T. Acoustic laser with dispersed particles as an analog of a free-electron laser // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. Is. 3. P. 2480–2484.
19. Zavtrak S.T. Generation conditions an acoustic laser // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. Is. 4. P. 3767–3769.
20. Заветрак С.Т., Волков И. Сазер (Sound Amplification by Stimulated Emission of Radiation) // Ж. техн. физ. 1997. Т. 67. Вып. 4. С. 92–100.
21. Пантел Р., Путхов Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 384 с.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. 512 с.
23. Яландин М.И., Шпак В.Г. Мощные малогабаритные импульсно-периодические генераторы субнаносекундного диапазона // Приборы и техн. эксперим. 2001. № 3. С. 5–31.
24. Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н., Словоковский Б.Г., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Генерирование высоковольтных субнаносекундных импульсов пиковой мощности 700 МВт и частотой до 3,5 кГц // Приборы и техн. эксперим. 2001. № 5. С. 80–88.
25. Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В., Яландин М.И. Генерация мощных сверхкоротких импульсов СВЧ-излучения // Изв. вузов. Радиофиз. 2003. Т. XLVI. № 8–9. С. 874–882.

*N.R. Sadykov, N.A. Scorkin. Mathematical modeling of interaction of radiation with disperse nanoparticles.*

On the basis of obtained system of material equations a process of amplification of SHF-emission with the wavelength  $\lambda \sim 10$  cm in the resonator was simulated. It was shown that the emission energy density  $W \sim 1000$  J/m<sup>3</sup> can be obtained. The medium excitation is carried out by electric field in the presence of conductive nanoparticles. The necessary mass concentration of nanoparticles and magnitude of excitation field were evaluated. A method of generation of active medium for amplification of SHF-emission with the wavelength in the range of  $\lambda \sim 10$  cm with stationary electric field is proposed. It can be done by spraying of elongated conductive nanoparticles.