

01;09

Математическое моделирование процесса взаимодействия излучения с наночастицами

© Н.Р. Садыков,¹ Н.А. Скоркин²

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики,

456770 Снежинск, Челябинская область, Россия

e-mail: n.r.sadykov@rambler.ru

² Южно-Уральский государственный университет,

Челябинская область, Россия

e-mail: n.a.scorkin@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 8 августа 2008 г. В окончательной редакции 8 декабря 2008 г.)

На основе полученной ранее системы материальных уравнений смоделирован процесс усиления в резонаторе СВЧ-излучения с длиной волны $\lambda \sim 10$ см. Показано, что можно достичь плотности энергии излучения $W \sim 1000 \text{ J/m}^3$. Накачка среды производится при наличии проводящих наночастиц с помощью стационарного электрического поля. Оценены необходимые для этого массовая концентрация наночастиц и величина накачиваемого поля. Предложен способ получения активной среды с помощью стационарного электрического поля для усиления СВЧ-излучения в диапазоне длины волны $\lambda \sim 10$ см. Для этого нужно распылить удлинённые электропроводящие наночастицы.

PACS: 41.60.Cg, 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.68.Jg

Введение

В настоящее время проводятся интенсивные исследования, связанные с наличием пылевых частиц в нейтральной газовой среде, в ионизированном газе, исследования оптических свойств неупорядоченных фрактальных кластеров, образованных сферическими наночастицами [1,2], исследования процессов взаимодействия излучения с наночастицами и наноструктурами. Это направление является перспективным в связи с различными технологическими приложениями: процессы горения, плазменные технологии, физика атмосферы, управляемый термоядерный синтез. В случае плазменных технологий большой интрес 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 и нанотрубках привлекается аппарат квантовой механики [5,6].

В настоящей работе при наличии удлинённых проводящих наночастиц на основе ранее полученной системы материальных уравнений математически промоделирован процесс усиления СВЧ-излучения с длиной волны $\lambda \sim 1-10$ см в пространственном резонаторе. Накачка среды производится за счет быстрого отключения (например, за счет разряда) внешнего стационарного (квазистационарного) электрического поля. Определены время усиления, необходимая для этого массовая концентрация наночастиц и величина накачиваемого поля.

Рассмотренная в работе задача очень тесно перекликается с теоретической схемой САЗЕР (SASER — Sound

Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [7] — устройства, генерирующего когерентное электромагнитное излучение за счет вынужденного излучения (или рассеяния) света активной средой. В качестве активной среды используется жидкий диэлектрик с равномерно распределёнными в нем дисперсными частицами (например, в [7] в качестве дисперсных частиц рассмотрены газовые пузырьки, полученные путем электролиза).

Приступим к рассмотрению сформулированной задачи.

1. Вывод системы материальных уравнений при взаимодействии излучения с наночастицами

Пусть имеется неограниченная область, состоящая из вытянутых наночастиц концентрации n . Пусть через такую область распространяется электромагнитное излучение. Электрическое поле обозначим как $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$. Для того чтобы описать механизм взаимодействия таких частиц с электромагнитным излучением, аппроксимируем эти частицы двумя одинаковыми проводящими шарами радиусом R и массой m (рис. 1). Будем считать, что шары соединены проводящим тонким стержнем длиной L , с коэффициентом упругости k и электрическим сопротивлением r_0 . Пусть $g_1(t)$ и $g_2(t)$ — соответственно заряды на первом и втором шарах. Будем считать, что диполи параллельны электрическому полю волны.

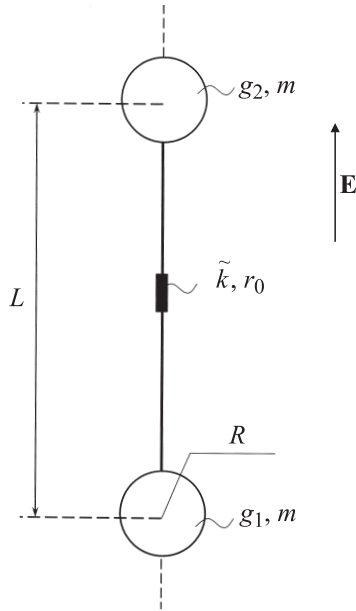


Рис. 1. Аппроксимация удлиненных наночастиц гантелью, состоящей из двух шаров с зарядами g_1, g_2 и радиусом R . Шары соединены стержнем с коэффициентом упругости \tilde{k} и электрическим сопротивлением r_0 ; E — напряженность поля, L — расстояние между центрами шаров.

Поляризация в общем случае будет складываться из линейной \mathbf{P}_0 и нелинейной \mathbf{P}_1 .

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{1}{2} nL(g_2 - g_1), \\ P_1 &= \frac{1}{2} nx(g_2 - g_1) - \frac{1}{2} nx^{(0)}(g_2^{(0)} - g_1^{(0)}), \\ x &= x(t) = x_2(t) - x_1(t), \quad x^{(0)} = x_2^{(0)} - x_1^{(0)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где и P_0, P_1 — соответственно амплитуда векторов $\mathbf{P}_0, \mathbf{P}_1$; n — концентрация наночастиц; $x(t)$ — быстро осциллирующая в масштабе времени изменения разности зарядов величина, которая характеризует изменение расстояния между шарами за счет упругих сил; $x \ll L$; $g_1 + g_2 = g_1^{(0)} + g_2^{(0)}$; параметр $x^{(0)}$ характеризует дополнительную деформацию за счет упругих и кулоновской сил двух предварительно заряженных шаров с зарядами $g_1^{(0)}, g_2^{(0)}$ при наличии E

$$\tilde{k}(x_2^{(0)} - x_1^{(0)}) = (g_2^{(0)} - g_1^{(0)})E/2. \quad (2)$$

Нетрудно заметить, что P_1 характеризует изменение нелинейной поляризации при соответствующем изменении зарядов. В (2) линейность P_0 следует из того факта, что при $R \ll L$ имеет место соотношение $(g_2 - g_1)/R = LE$, т. е.

$$P_0 = \frac{1}{2} nRL^2 E = \chi E, \quad (3)$$

где электрическая восприимчивость равна $\chi = nRL^2/2 = \text{const}$.

С учетом полученных соотношений уравнение поля в резонаторе с распыленными наночастицами с учетом полученных соотношений запишется [8]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_1}{\partial t^2}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ — диэлектрическая проницаемость. В (4) предполагается, что поляризация \mathbf{P}_1 , зависящая от поля резонатора, имеет такое же пространственное распределение, как и нормальная мода поля резонатора.

В случае отсутствия излучения при $R \ll L$ энергия системы будет равна

$$W_1 = n[(g_1^{(0)})^2 + (g_2^{(0)})^2]/2R, \quad (5)$$

где $g_1^{(0)}, g_2^{(0)}$ — заряды на шарах в начальный момент времени.

В присутствии поля излучения в произвольный момент времени энергия системы будет равна

$$W_2 = n[g_1^2 + g_2^2]/2R, \quad (6)$$

где $g_1 + g_2 = g_1^{(0)} + g_2^{(0)} = 0$.

Из (5) и (6) получим, что при наличии излучения энергия системы изменяется на величину

$$W = W_2 - W_1 = N - N_0,$$

$$N = \frac{n(g_2 - g_1)^2}{4R}, \quad N_0 = \frac{n(g_2^{(0)} - g_1^{(0)})^2}{4R}, \quad (7)$$

где при выводе (7) учитывается, что будет иметь место соотношение

$$g_1^2 + g_2^2 - (g_1^{(0)})^2 - (g_2^{(0)})^2 = 2g_1^{(0)}g_2^{(0)} - 2g_1g_2.$$

С учетом электромагнитного поля СВЧ-излучения закон сохранения энергии с помощью введенных величин N, P запишется

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -E \frac{\partial P_1}{\partial t}. \quad (8)$$

При выводе (8) предполагалось, что будет иметь место соотношение $N - N_0 < 0$. Если $E \partial P_1 / \partial t > 0$, то поле будет совершать 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 условие $\partial N / \partial t > 0$, то исходя из закона сохранения энергии получим второе уравнение (8).

Уравнение (8) представляет собой одно из двух материальных уравнений [8]. Следует отметить, что величина N является медленно меняющейся в масштабе собственных малых колебаний осциллятора с коэффициентом упругости \tilde{k} . При этом сами колебания осциллятора в нашей модели будут определять поправку к поляризации (нелинейную поляризацию). Поскольку величина N и амплитуда колебаний осциллятора (колебания нелинейной поляризации) будет характеризоваться

относительным расстоянием между двумя шарами, то в нашем случае относительное изменение расстояния между двумя центрами будет описываться двумя функциями, которые характеризуются разными масштабами изменения. Первая функция определяет величину N , которая изменяется медленно, но при этом изменение значительно. Вторая величина — это нелинейная поляризация, которая является быстро осциллирующей функцией относительно переменной N , но при этом амплитуда колебаний незначительна в масштабе изменения первой функции. Такое „временное“ отличие функций позволяет выделить два уравнения. Первое уравнение — (8). Получим второе материальное уравнение — для нелинейной поляризации.

Относительно обобщенной координаты $x = x_2 - x_1$, где x_1, x_2 — соответственно координаты центров шаров, будет иметь место уравнение движения.

$$\mu \ddot{x} = \tilde{k}x = \frac{1}{2}(g_2 - g_1)E, \quad (9)$$

где $\mu = m/2$ — приведенная масса, $\ddot{x} = d^2x/dt^2$.

С учетом сил трения и соотношения (1) из (9) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P_1}{\partial t} + \Omega^2 P_1 \\ = n \frac{(g_2 - g_1)^2}{4\mu} E - n\Omega^2 \frac{g_2^{(0)} - g_1^{(0)}}{2} (x_2^{(0)} - x_1^{(0)}), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Omega^2 = \tilde{k}/\mu$. При выводе (10) учтено, что

$$\left| \frac{\partial \ln |g_1|}{\partial t} \right| \sim \left| \frac{\partial \ln |g_2|}{\partial t} \right| \ll \left| \frac{\partial \ln |x|}{\partial t} \right|.$$

С учетом (2) уравнение (10) запишется

$$\frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P_1}{\partial t} + \Omega^2 P_1 = \frac{R}{\mu} (N - N_0)E, \quad (11)$$

где N, N_0 определены в (7); второе слагаемое в (11) характеризует диссипативные процессы, например, силы трения шаров за счет наличия воздуха.

Выражения (4), (8) и (11) представляют собою систему материальных уравнений в резонаторе, где роль среды выполняют удлиненные наночастицы. В данной работе удлиненные наночастицы аппроксимированы удлиненными электропроводящими гантелями. Величины N и P_1 в (8) и (11) выполняют соответственно роль разности населенностей уровней и поляризации (см. [8] или [9]).

Рассмотрим когерентное излучение в резонаторе

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t) + c.c., \\ E &= \frac{1}{2} \tilde{E} \exp(-i\omega t) + c.c. \end{aligned} \quad (12)$$

и запишем систему материальных уравнений относительно \tilde{P}_1, \tilde{E} .

Предположим, что резонатор настроен так, что $\omega = \Omega = \omega_0$. Из (11) с учетом (12) получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{P}_1}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \tilde{P}_1 &= i \frac{\Lambda}{2\omega} (N - N_0) \tilde{E}, \\ \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{1}{2\tau} \tilde{E} &= i \frac{2\pi\omega}{\varepsilon} \tilde{P}_1, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\Lambda = R/\mu$. При выводе второго уравнения в (13) учтено, что в случае усиления излучения напряженность поля и нелинейная поляризация направлены противоположно.

Из (8) с учетом (12) получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -i \frac{\omega}{4} (\tilde{E} \tilde{P}_1^* - \tilde{E}^* \tilde{P}_1). \quad (14)$$

Из первого уравнения (13) в квазистационарном случае $\partial \tilde{P}_1/\partial t \ll \tilde{P}_1/T_2$ следует

$$\tilde{P}_1 = i \frac{T_2 \Lambda (N - N_0)}{2\omega} \tilde{E} = \chi_1 \tilde{E}. \quad (15)$$

Подставим (15) в (8). В результате получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = -\frac{T_2 \Lambda (N - N_0)}{4} |\tilde{E}|^2. \quad (16)$$

Из второго уравнения (13) с учетом (15) следует

$$\frac{\partial |\tilde{E}|^2}{\partial t} + \frac{1}{\tau} |\tilde{E}|^2 = -\frac{2\pi T_2 \Lambda (N - N_0)}{\varepsilon} |\tilde{E}|^2. \quad (17)$$

2. Оценка параметров нелинейной среды

Теперь оценим частоту колебаний удлиненных частиц. При оценке частоты вместо гантелек рассмотрим частицы цилиндрической формы. Из уравнения колебаний величины продольного смещения $\partial^2 u/\partial t^2 = \equiv (W/\rho) \partial^2 u/\partial x^2$, где $W = \bar{E}(1 - \sigma)/[(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)]$, \bar{E} — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона. Для резонансной гармоники $u \sim \cos(\pi x/L)$, $0 \leq x \leq L$, получим, что частота колебаний будет порядка $\Omega \approx \pi \sqrt{W/(L^2 \rho)}$. Для большинства металлов модуль Юнга \bar{E} лежит в интервале $10^9 - 10^{12}$ J/m³. Полагая $W \approx E_0$, $\rho = 3 \cdot 10^3$ kg/m³, получим $\Omega \approx 9 \cdot 10^9 - 2.9 \cdot 10^{12}$ s⁻¹.

Теперь оценим время T_1 в (8). В системе СИ при отсутствии поля $E = 0$ имеет место соотношение

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{g_2 - g_1}{2} \right] = -\frac{g_2 - g_1}{4\pi \varepsilon_0 R r_0}, \quad (18)$$

где r_0 — электрическое сопротивление между двумя шарами. С учетом (7) и (8) уравнение (18) можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} N = -\frac{1}{\pi \varepsilon_0 R r_0} N. \quad (19)$$

Из (19) следует, что $T_1 = \pi \varepsilon_0 R r_0$.

Далее нам для оценки величины T_1 понадобится закон Ома. Обоснуем в нашей задаче возможность применения этого закона. В случае сплошных сред длина свободного пробега электрона $\lambda \sim 10^{-10}$ см, в то время как размеры шаров в нашем случае превосходят величину $R \sim 10^{-8}$ м ($L = 20R \sim 10^{-7}$ м). Это означает, что при таких масштабах движение электронов происходит в соответствии с макроскопическим движением электронов в проводящих средах. При этом в нашем случае глубина проникновения поля за счет скин-эффекта будет порядка $\delta \approx c\sqrt{2\pi\sigma\omega} = c\sqrt{\varepsilon_0/(2\sigma\omega)} \sim 10^{-6}-10^{-5}$ м $\gg R$, где σ — электрическая проводимость, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Для сопротивления имеет место соотношение $r_0 = \rho_0 L/S = 20\rho_0/(\pi R)$. Отсюда следует, что $T_1 = 20\varepsilon_0\rho_0$, где $\rho_0 = 1/\sigma$ — удельное сопротивление. Для графита $\rho_0 \sim 10^{-5}$ Ом·м, следовательно $T_1 \sim 10^{-15}$ с. Для кремния и германия для удельных сопротивлений соответственно имеем $\rho_0^{\text{Si}} = 2.3 \cdot 10^3$ Ом·м, $\rho_0^{\text{Ge}} = 0.5$ Ом·м. Следовательно, для времени накачки соответственно для кремния и германия получим $T_1^{\text{Si}} \approx 3.9 \cdot 10^{-7}$, $T_1^{\text{Ge}} \approx 8.85 \cdot 10^{-11}$ с.

Из приведенных оценок видно, что время накачки и релаксации для германия порядка периода колебаний излучения, т.е. при таких геометрических параметрах германий неприменим. Время накачки и релаксации для кремния на четыре порядка больше периода колебаний излучения и это вещество применимо к рассмотренным геометрическим параметрам частицы для усиления СВЧ-излучения. Следует отметить, что в случае донорных или акцепторных примесей сопротивление кремния падает и при концентрации доноров или акцепторов $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$ удельное сопротивление $\rho_0^{\text{Si}} \approx 1$ Ом·м, т.е. достигает удельного сопротивления германия.

Теперь оценим величину диссипативного слагаемого $1/T_2$ в (13). Рассматриваемые в работе значения частоты соответствуют гиперзвуку. В воздухе гиперзвук не может распространяться. Поэтому для определения диссипативного слагаемого в (13) воспользуемся кинетическим подходом. При соударении молекул газа с торцом совершающего гармонические колебания цилиндра 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, $u_t^{(0)} \ll \langle v_x \rangle$, где $\langle v_x \rangle$ — среднее значение x -компонента 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 будет $\Delta p = 4\tilde{\rho} \langle v_x \rangle u_t^{(0)}$. Дополнительное давление на торцах цилиндра за счет давления Δp приводит к дополнительной силе $F(x) = \pi R^2 \Delta p$. Считая, что того же порядка сила будет действовать на шары в нашей модели, получим в левой части (9) дополнительное слагаемое $\sim 4\pi R^2 \tilde{\rho} \langle v_x \rangle \dot{x}$, $\dot{x} = dx/dt$. В результате в (10) получим, что $1/T_2 \approx 2\pi R^2 \tilde{\rho} \langle v_x \rangle / \mu$. Поскольку

величина Ω в (10) получена в результате аппроксимации гантелек цилиндром, то при оценке T_2 значения приведенной массы нужно заменить массой половины цилиндра $\mu = \pi R^2 L \rho / 2$. В результате получим, что $T_2 = \rho L / (4\tilde{\rho} \langle v_x \rangle)$.

3. Результаты численного моделирования

На основе материальных уравнений (13) и (14) была проведена серия расчетов по усилению СВЧ-излучения в нестационарном пространственном резонаторе — аналоге плазменных образований. В расчетах полагалось, что $R = 10^{-8}$ м, $\varepsilon = 1$, $\tau = 10^{-3}$ с, $\langle v_x \rangle \approx [RT/\mu_0]^{1/2} \sim 290$ м/с, $\tilde{\rho} = 1.3 \cdot 10^3$ кг/м 3 , $\rho = 2.3 \cdot 10^3$ кг/м 3 — плотность шаров радиусом R , $L = 20R$, $\omega = \Omega \approx 10^{11}$ с $^{-1}$ (соответствует случаю кремния), $\omega T_2 = 3 \cdot 10^4$ ($T_2 = 3 \cdot 10^{-7}$ с), $E_0^2/8\pi = 10$ Дж/м 3 — плотность энергии электростатического поля, с помощью которого производится накачка системы, $c_0 = 8\pi R^3 n/3 = 10^{-3}$ — объемная концентрация гантелек. Из приведенных выше данных следует, что $\Lambda = R/\mu = 3(2\pi\rho R^2) = 2.1 \cdot 10^{12}$ м/кг. В данной работе в отличие от [10] вместо графита использован кремний, в результате чего получим $T_1 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ 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 инверсий населенностей“ в начальный момент времени в соответствии с (7) будет равна

$$(N_0 - N)|_{t=0} = \frac{nRL^2}{4} |E_0|^2 = \frac{3}{4} c_0 \frac{L^2}{R^2} \frac{|E_0|^2}{8\pi} = 3 \text{ Дж/м}^3.$$

Монократная „накачка“ при численном моделировании задавалась следующим образом. На каждом интервале времени Δt , на котором происходит усиление излучения, численно решались уравнения (13) и (14). 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.

На рис. 2–4 приведены соответственно зависимости усиления плотности энергии излучения $W = |\tilde{E}(t)|^2/8\pi = \varepsilon_0 |\tilde{E}(t)|^2/2$, нелинейной поляризации \tilde{P}_1 и величины накачки среды $N_0 - N$ от времени t в случае моделируемой двукратной накачки с помощью стационарного электрического поля. Начальная плотность энергии поля равнялась $W(t=0) = 4.4 \cdot 10^{-4}$ Дж/м 3 .

Из рис. 4 видно, что величина $N_0 - N$ в случае первых двух накачек быстро возрастала в небольшой окрестности точки t_n , а потом медленно убывала с характерным

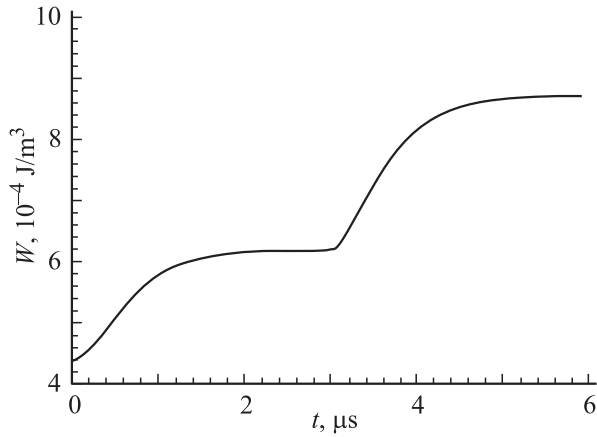


Рис. 2. Зависимость плотности энергии излучения W от времени t в результате двукратной накачки. Примечание: $\Lambda = 2.1 \cdot 10^{12} \text{ m/kg}$, $T_1 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $T_2 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $\omega = \Omega = 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $W(0) = 4.4 \cdot 10^{-8} \text{ J/m}^3$, длина интервала усиления $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

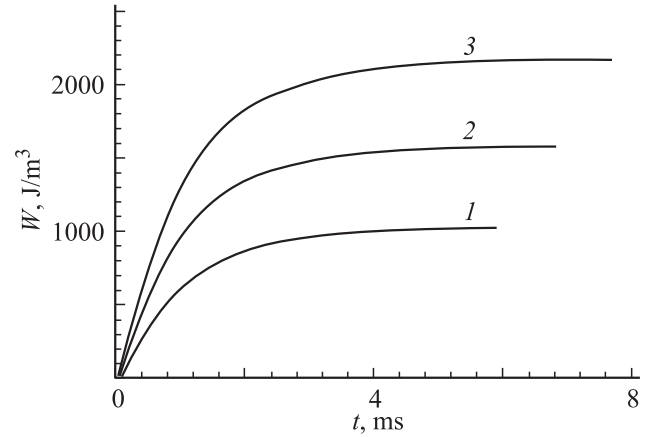


Рис. 5. Зависимость плотности энергии излучения W от времени t при длительности интервала усиления $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6}$ (1), $2 \cdot 10^{-6}$ (2), $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (3). Параметры задачи: $\Lambda = 2.1 \cdot 10^{12} \text{ m/kg}$, $T_1 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $T_2 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $\omega = \Omega = 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

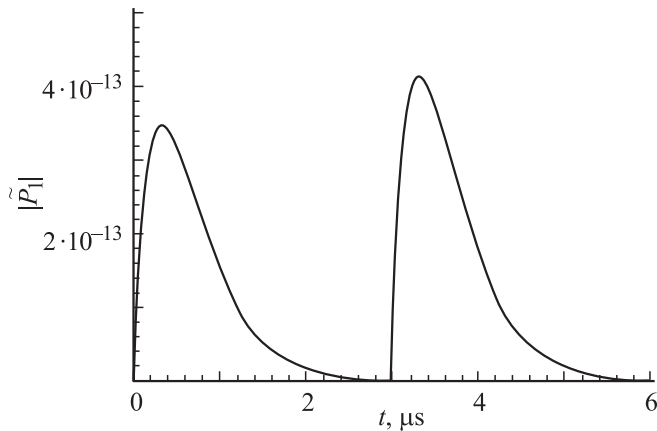


Рис. 3. Зависимость модуля нелинейности поляризации $|\tilde{P}_1|$ от времени t при двукратной накачке. Длина интервала усиления $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

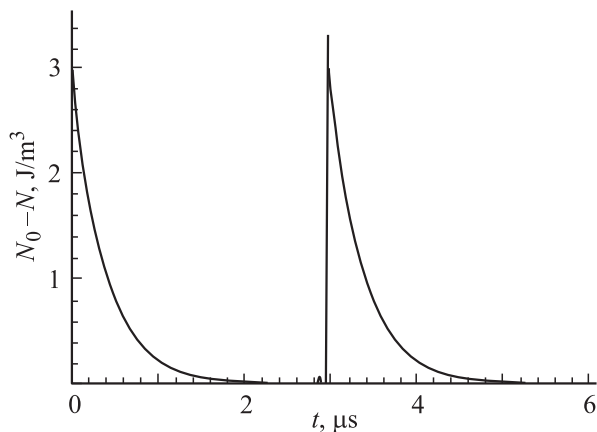


Рис. 4. Зависимость величины накачки среды $N_0 - N$ от времени t при двукратной накачке. Длина интервала усиления $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

масштабом времени по полувысоте порядка $\sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$. В случае многократной накачки при больших значениях времени у величины $N_0 - N$, поляризации и мощности излучения появляются осцилляции.

Если в (17) пренебречь вторым слагаемым, то рост мощности излучения за один акт „усиления“ будет определяться интегралом от величины $N_0 - N$. Это подтверждается результатом численного моделирования. На рис. 5 приведены зависимости усиления плотности энергии излучения с интервалами времени для одной накачки $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6}$ (линия 1), $2 \cdot 10^{-6}$ (2) и $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (3). Максимальные значения энергии излучения достигались соответственно при 2000-кратной накачке (за время $t_{\text{max}} = 0.0056 \text{ s}$), 3500-кратной накачке ($t_{\text{max}} = 0.0066 \text{ s}$) и 5300-кратной накачке ($t_{\text{max}} = 0.0076 \text{ s}$). При $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ плотность энергии излучения достигает максимальной величины $W_{\text{max}} = 1050 \text{ J/m}^3$, при $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ — $W_{\text{max}} = 1600 \text{ J/m}^3$ и при $\Delta t = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ — $W_{\text{max}} = 2150 \text{ J/m}^3$. Такая закономерность объясняется тем, что в приведенных на рис. 5 расчетных значениях интеграл от $N_0 - N$ практически остается постоянной величиной при различных значениях и интервалах времени „накачки“. Соответственно будут отличаться время и значение W в стационарном режиме.

В правой части уравнения (17) множитель при $|\tilde{E}|^2$ (имеет размерность обратного значения времени) равен

$$\frac{1}{T} = \frac{2\pi T_2 \Lambda (N_0 - N)|_{t=0}}{\epsilon} \approx 2.3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}.$$

Видно, что $T = 4.4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ значительно меньше периода колебаний излучения (период электромагнитных колебаний равен $2\pi/\omega \approx 5.7 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$).

Заключение

Таким образом, полученная система материальных уравнений, описывает в пространственном резонаторе (аналоге плазменных образований) процесс усиления СВЧ-излучения. При $\omega = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ и объемной концентрации наночастиц $c_0 = 10^{-3}$ для однократной накачки характерное время усиления для удлиненных наночастиц $L \approx 20R$ составил $T \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{ s}$. Из результатов математического моделирования следует, что в результате „многократной накачки“ максимальная плотность энергии излучения $W_{\text{max}} \approx 2300 \text{ J/m}^3$ достигается за время $t_{\text{max}} = 0.0076 \text{ s}$ (см. рис. 5). Известно, что в случае квазистационарного поля длительностью $\Delta\tau = (1-3) \cdot 10^{-9} \text{ s}$ величина поля разряда составляет [11–13] $E_0 = 1.5 \cdot 10^7 \text{ V/m}$, плотность энергии поля $W \approx 1000 \text{ J/m}^3$. Из результатов моделирования следует, что такой плотности энергии излучения в нашей задаче можно достигнуть за время $\Delta t_2 = 0.0056 \text{ s}$.

Рассмотренный в работе теоретический подход позволяет также рассмотреть процесс усиления бегущей волны — усиление СВЧ-излучения.

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

Список литературы

- [1] *Shalaev V.M.* // Phys. Rev. 1996. Vol. 272. P. 61.
- [2] *Карпов С.В., Слабко С.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.* и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 2004.
- [4] *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
- [5] *Раутиан С.Г.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. С. 836.
- [6] *Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В.* // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 511.
- [7] *Завтрак С.Т., Волков И.В.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 4. С. 92.
- [8] *Пантел Р., Путхов Г.* Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. С. 75.
- [9] *Крюков П.Г., Летохов В.С.* // УФН. 1969. Т. 99. С. 169.
- [10] *Садыков Н.Р.* // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 10. С. 855.
- [11] *Яландин М.И., Шпак В.Г.* // Приборы и техника эксперимента. 2001. № 3. С. 5.
- [12] *Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н.* и др. // Приборы и техника эксперимента. 2001. № 5. С. 80.
- [13] *Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Пегель И.В.* и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. XLVI. С. 874.