

01

Усиление и самофокусировка СВЧ-излучения с помощью квазистационарного электрического поля в среде с удлинёнными наночастицами

© Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Челябинская обл.

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

Южно-Уральский государственный университет, Челябинская обл.

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

Поступило в Редакцию 2 марта 2009 г.

Показано, что в воздушной среде с удлинёнными наночастицами с объемной долей $c_0 \sim 10^{-3}$ возможен механизм усиления и самофокусировки (в волновом канале и пространственном резонаторе) СВЧ-излучения. Накачка нелинейной среды может быть произведена с помощью квазистационарного электрического поля. При частоте колебаний $\Omega \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ s}^{-1}$ усиление и самофокусировка излучения в волновом канале возможны на длине $\Delta z \sim 50 - 200 \text{ м}$, а в случае пространственного резонатора при $\Delta t \sim (2 - 7) \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

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

В нелинейной оптике в видимом диапазоне частот большую роль играют различные нелинейные процессы, обуславливающие усиление, самофокусировку, компрессию световых сигналов. В настоящее время проводятся интенсивные исследования, связанные с нелинейными процессами при наличии пылевых частиц в различных средах. Для описания нелинейной спектроскопии в видимом диапазоне вырожденного электронного газа в сферических наночастицах металла привлекается аппарат квантовой механики [1]. Уникальные эффекты возникают при взаимодействии высокочастотного излучения с рядом квантовых наноструктур в продольном магнитном поле: квантовым кольцом конечной

ширины, квантовым цилиндром конечной толщины и квантовой проводочкой [2,3]. Поверхностная проводимость в сильном магнитном поле за счет статического скин-эффекта может оказаться заметно больше объемной [4], на величину $(\omega_c \tau)^2$, где τ — время релаксации, ω_c — циклотронная частота. Вызывает определенный интерес возможность создания нестационарного волноводного канала в воздухе из наночастиц с концентрацией 1 г/м^3 для транслирования СВЧ-излучения [5,6].

Большое число работ посвящено исследованию нелинейного уравнения Шредингера, описывающего, например, эффект крупно- или мелкомасштабной самофокусировки в зависимости от мощности входного сигнала [7]. В [8] на основе нелинейного уравнения Шредингера предложена качественная картина сильной волновой турбулентности при отсутствии волновых коллапсов. Центральную роль в механизме турбулентности играют процессы, приводящие к увеличению амплитуд солитонов при уменьшении их числа.

В [9,10] показано, что если в пространственном резонаторе аппроксимировать удлиненные наночастицы гантелью (невесомый стержень гантели характеризуется конечным электрическим сопротивлением r_0 и коэффициентом упругости k , на концах которого находятся электропроводящие шары радиусом R с массовой плотностью ρ), то в случае распыленных наночастиц реализуется нелинейная среда. Накачку такой среды можно произвести с помощью стационарного (или квазистационарного) электрического поля (в [10] также промоделирован процесс усиления в резонаторе СВЧ-излучения). В этом случае можно записать систему материальных уравнений, которые совместно с уравнением для напряженности электрического поля \mathbf{E} описывают процесс усиления СВЧ-излучения в резонаторе:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{E} &= -\frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_1}{\partial t^2}, & \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) &= -E \frac{\partial P_1}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P_1}{\partial t} + \Omega^2 P_1 &= \Lambda (N - N_0) E, \end{aligned} \quad (1)$$

где P_1 — нелинейная поляризация, N — аналог инверсии населенностей, $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ — диэлектрическая проницаемость среды, $\Lambda = 3/(4\pi\rho R^2)$, E — амплитуда \mathbf{E} .

В случае аппроксимации удлиненных наночастиц гантелью величиной N и N_0 выражаются через квадрат разности зарядов на шарах

гантели соответственно в моменты времени t и в нулевой момент времени $t = 0$

$$N(t) = \frac{(q_2(t) - q_1(t))^2}{2R}, \quad N_0 = \frac{(q_2^{(0)} - q_1^{(0)})^2}{2R},$$

где $q_1(t)$ и $q_2(t)$ — заряды соответственно первого и второго шаров в момент времени t ; $q_1^{(0)}$ и $q_2^{(0)}$ — заряды соответственно первого и второго шаров при $t = 0$. В (1) $T_1 = \pi \varepsilon_0 R r_0$ — аналог „продольной релаксации“, ε_0 — электрическая постоянная; $T_2 \sim \rho L / (4\hat{\rho} \langle v_x \rangle)$ — аналог „поперечной релаксации“, $\hat{\rho}$ — плотность материала наночастицы, $\langle v_x \rangle$ — среднее значение x -компонента скорости молекул.

В волноводе применительно к бегущей волне система уравнений (1) запишется

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{P}_1}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \tilde{P}_1 &= -i \frac{\Lambda}{2\omega} \tilde{N} \tilde{E}, & \frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + \frac{1}{T_1} \tilde{N} &= +i \frac{\omega}{4} (\tilde{E} \tilde{P}_1^* - \tilde{E}^* \tilde{P}_1), \\ \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} + \frac{\Lambda}{2} \tilde{E} - i \frac{c}{2\omega \sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\pi}{L_x} \right)^2 \right] \tilde{E} &= i \frac{2\pi\omega}{\sqrt{\varepsilon} c} \tilde{P}_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где имеют место соотношения

$$\tilde{N} = N_0 - N, \quad P_1 = \frac{1}{2} \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t) + \text{complex conjugate},$$

$$E = \frac{1}{2} \tilde{E} \exp(-i\omega t) + \text{complex conjugate}.$$

В (2) L_x — это расстояние между обкладками плоского волновода. Второе слагаемое в прямоугольных скобках в (2) соответствует условию квантования основной моды в нелинейной среде $n^2 \omega^2 / c^2 = k^2 + (\pi / L_x)^2$, $n^2 = \varepsilon$.

Поскольку из (2) при определенных условиях следует нелинейное уравнение Шредингера, то по аналогии с [9] при решении (2) (или (1)) кроме усиления должен наблюдаться процесс самофокусировки излучения.

В данной работе на основе результатов математического моделирования показано, что система уравнений (2) описывает одновременно два процесса: процесс усиления и процесс самофокусировки излучения в предварительно накаченной среде. Начальная амплитуда поля излучения является знакопеременной величиной. Рассмотренная в работе задача очень сильно перекликается с теоретической схемой САЗЕРа (SASER — Sound Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [11].

В расчетах полагалось (см. [9,10]) $T_1 = 4 \cdot 10^{-7}$ с, $T_2 = 3 \cdot 10^{-7}$ с, $A = 3.3 \cdot 10^{-6}$ м⁻¹, $\varepsilon = 1$, $\omega = 10^{10}$ с⁻¹, $\Omega = 10^{10}$ с⁻¹, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\Lambda = 2.1 \cdot 10^{12}$ кг⁻¹ · м⁻², $L_x = 0.7$ м. При $z = 0$ значение поля излучения в точках $x = 0$, $x = L_x$ равнялось нулю (соответствует случаю плоского металлического волновода). Начальное значение величины накачки равнялось $\tilde{N}(t = 0) = 1000$ J/м³. Во всех расчетах максимальное значение поля излучения $W(x, \tilde{t}) = |\tilde{E}|^2/8 \cdot \pi$ на входе равнялось $W_{\max} = \max(W(x, \tilde{t} = 0)) = 1$ J/м³.

В принципе, вместо наночастиц в форме гантелей можно использовать наночастицы с реальной геометрией, но тогда объем аналитических выкладок значительно увеличится. Наиболее простая ситуация реализуется для наночастиц в форме удлинённых проволочек цилиндрической геометрии (работа в печати). В этом случае инверсия населенностей будет равна

$$N(t) = \frac{1}{2} n E_0 P_0 = \frac{c_0 |E_0(t)|^2}{8\pi n_x},$$

где $c_0 = nV$, n — концентрация наночастиц, V — объем наночастиц, n_x — коэффициент деполаризации ([12], с. 43). Частота акустических колебаний будет равна (см. [9,10]) $\Omega \approx \pi [W/(L^2\rho)]^{1/2}$, где $W = \bar{E}(1 - \sigma)/[(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)]$, \bar{E} — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона, ρ — плотность материала наночастиц, L — высота цилиндров; величина T_1 выражается через удельное сопротивление (см. [9]) $T_1 = \pi \varepsilon_0 R r_0$, $r_0 = 20\rho_0/(\pi R)$, ρ_0 — удельное сопротивление материала наночастиц; величину T_2 можно оценить с учетом соударения молекул воздуха о торцы цилиндрической наночастицы (см. [10]) $T_2 = \rho L/(4\tilde{\rho}\langle v_x \rangle)$, где $\tilde{\rho}$ — плотность воздуха, $\langle v_x \rangle$ — среднее значение x -й компоненты скорости молекул; величина Λ будет равна ([12], с. 35)

$$\Lambda = 2 \frac{L}{m} \frac{B^2}{\Pi A}, \quad A = \int_0^1 \xi^2 [1 + (1/2\Pi) \ln(1 - \xi^2)]^{-1} d\xi,$$

$$B = \int_0^1 \xi \sin(\pi\xi/2) [1 + 1/(2\Pi) \ln(1 - \xi^2)]^{-1} d\xi,$$

где $\Pi = -1 + \ln(L/R)$. Величина A из (14) при $\Lambda \gg 1$ вычисляется аналитически ([12], с. 35) в соответствии с приближенной формулой $A \approx [1 + (4/3 - \ln 2)/\Lambda]/3$. При $\Lambda = 2$ получим $A \approx B = 0.4$.

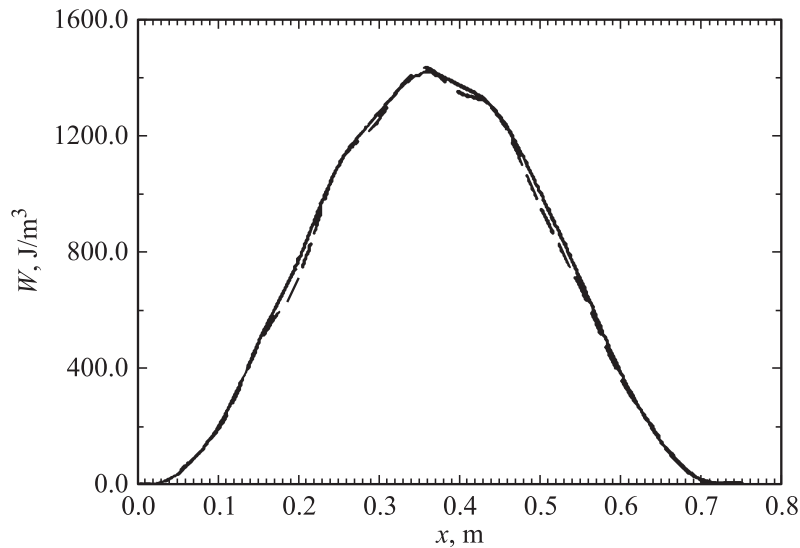


Рис. 1. Распределение плотности энергии W по координате x при $\tau_{\max} = z_{\max}/c \approx 2.6 \cdot 10^{-7}$ s. Сплошная линия соответствует $n = 2$, штриховая — $n = 3$.

Нетрудно убедиться, что при $c_0 = 10^{-3}$ порядок приведенных выше параметров в (1) и (2) можно получить, если в качестве материала рассмотреть кремний.

В первом случае на входе в волновод распределение реальной части амплитуды полей (поля являются комплексными функциями) имело вид $\text{Re}(\tilde{E}(z=0)) \sim (1 - \cos(2\pi n x/L_x))$, где $n = 2, 3$ ($\text{Im}(\tilde{E}(t=0)) = 0$). В этом случае реальная часть амплитуды является положительной величиной. На рис. 1 для таких полей приведена зависимость W от x в точках $\tau_{\max} = z_{\max}/c \approx 2.6 \cdot 10^{-7}$ s, где область $z \geq z_{\max}$ приблизительно соответствует области установившегося режима (в этой области прекращается усиление за счет инверсии населенностей, а максимальное значение $W(x, \tau = \tau_{\max})$ достигается в точке $x = L_x/2$). Видно, что в этом случае существует один максимум для функции распределения плотности энергии излучения от x , т.е. в результате усиления и самофокусировки соответственно из двух (трех) предвари-

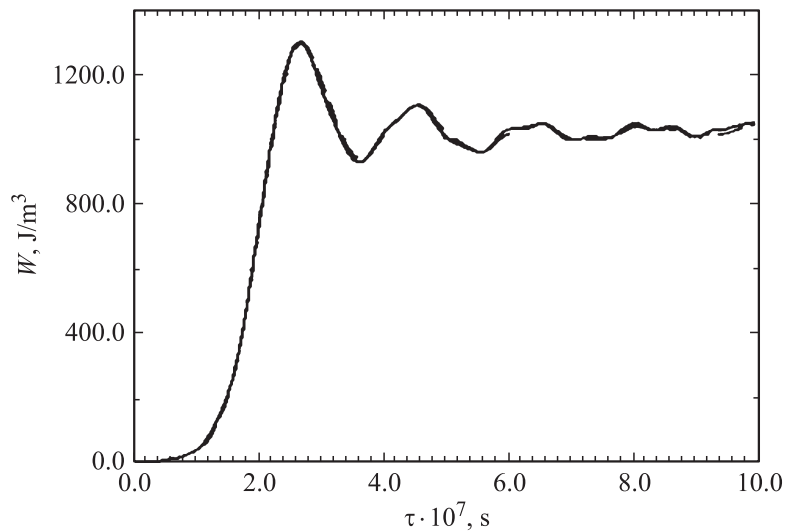


Рис. 2. Сглаженные с помощью кубических сплайнов кривые зависимости плотности энергии $W(\tau, x = L_x/2)$ от переменной $\tau = z/c$. Сплошная линия соответствует $n = 2$, штриховая — $n = 3$.

тельных максимумов реализуется один максимум. В области $z \leq z_{\max}$ существует нестационарный режим для поля излучения. В этом случае еще не реализована самофокусировка излучения. На рис. 2 приведены сглаженные с помощью кубических сплайнов кривые зависимости плотности энергии от $\tau = z/c$ при $x = L_x/2$.

Во втором случае распределение реальной части амплитуд полей на входе в волновод имело вид $\text{Re}(\tilde{E}(z=0)) \sim \sin(\pi n x/L_x)$, $\text{Im}(\tilde{E}(t=0)) = 0$, где $n = 2, 3$. В этом случае реальная часть амплитуды является знакопеременной величиной. На рис. 3 для таких полей приведена зависимость W от x в точках $\tau_{\max} = z_{\max}/c \approx 7.3 \cdot 10^{-7}$ s. В этом случае также (см. рис. 1) существует один максимум для зависимости плотности энергии излучения от x . Во втором случае сглаженные с помощью кубических сплайнов кривые зависимости плотности энергии имеют такую же качественную зависимость, что и в первом случае на рис. 2. Количественное отличие объясняется тем,

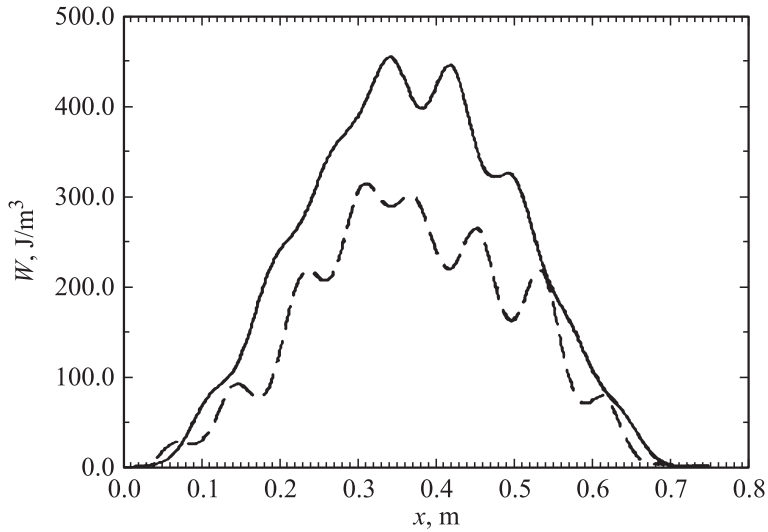


Рис. 3. Распределение плотности энергии W по координате x при $\tau_{\max} = z_{\max}/c \approx 7.3 \cdot 10^{-7}$ s. Сплошная линия соответствует $n = 2$, штриховая — $n = 3$.

что в случае знакопеременной амплитуды значительно увеличивается величина τ_{\max} .

Таким образом, существуют среды (например, воздух с наночастицами в виде проволочек из кремния или из диэлектриков) с частотой колебания излучения $\Omega \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $c_0 = 10^{-3}$, в которых возможно усиление и самофокусировка излучения на длине $\Delta z \sim 50 - 200 \text{ m}$. Эффект существенно зависит от того, является ли амплитуда входного излучения знакопеременной или положительно (отрицательно) определенной функцией. Возможность процесса усиления и самофокусировки излучения применительно к пространственному резонатору означает, что возможна пространственная самофокусировка при наличии нескольких центров усиления излучения (например, концы оголенной многожильной проволоки), причем увеличение значения Ω позволяет уменьшить размеры нелинейной среды, что, в свою очередь, позволяет значительно увеличить величину предварительной накачки $N(t = 0)$.

Список литературы

- [1] Раутиан С.Г. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. В. 3 (9). С. 836–855.
- [2] Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В. // ФТТ. 2001. Т. 43. В. 3. С. 511–519.
- [3] Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В. // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 3. С. 466–467.
- [4] Каганов М.И., Лифшиц И.М. // УФН. 1979. Т. 129. В. 3. С. 487–529.
- [5] Зацепин В.А., Садыков Н.Р., Садыкова М.О., Филиппов В.К., Щербина А.Н. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 4. С. 378–379.
- [6] Зацепин В.А., Садыков Н.Р., Садыкова М.О., Смыслов В.П., Филиппов В.К., Щербина А.Н. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 2–3. С. 168–170.
- [7] Луговой В.Н., Прохоров А.М. // УФН. 1973. Т. 111. С. 203.
- [8] Захаров В.Е., Пушкарев А.Н., Швец В.Ф., Яньков В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 2. С. 79.
- [9] Садыков Н.Р. // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 10. С. 855.
- [10] Садыков Н.Р., Скоркин Н.А. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 9. С. 83.
- [11] Завтрак С.Т., Волков И.В. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 4. С. 92–100.
- [12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. Т. 8.