2. *Barysevich A. E., Cherkas S. L.* Testing the equation of state and electrical conductivity of copper by the electrical wire explosion in air: experiment and magnetohydrodynamic simulation // Physics of Plasmas. 18. 052703 (2011).
3. *Борисевич А. Е., Черкас С. Л.* Влияние радиуса проводника на динамику электрического взрыва: магнитогидродинамическое моделирование // ЖТФ. 2012. Т82. Вып. 10. С. 58–64.
4. *Горлач М. А.* Моделирование электрического взрыва медных проводников в воздухе // Сб. работ 69-й научной конференции студентов и аспирантов БГУ. Минск. 2012. С. 122–125.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ: ОПТИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ КВАНТОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

Н. Дадашзадех, Д. Д. Орловская

Фотонные структуры как объект изучения за последние два десятилетия прошли путь от абстрактной концепции до систем, широкоиспользуемых в различных оптических приложениях. Так, нелинейные фотонные структуры различных геометрий (одномерный фотонный кристалл, микрорезонаторы, волноводы и т.д.) служат в качестве логических элементов, переключателей, мультиплексоров в волоконно-оптических линиях связи и системах обработки лазерных сигналов [1]. Поэтому изучение их оптических свойств является одним из перспективных направлений современной нелинейной и квантовой оптики.

Явления распространения электромагнитных волн в средах с модуляцией показателя преломления имеют много общего с квантово-механическими задачами о распространении волнового пакета в пространственно-неоднородном потенциальном поле. На основе изоморфизма стационарного уравнения Шредингера и уравнения Гельмгольца выявлены оптические аналоги квантово-механических явлений резонансного прохождения, туннелирования волновых пакетов через оптические неоднородности и др. [2].

В данной работе представлены результаты теоретического, численного и компьютерного моделирования процессов распространения электромагнитных волн через многослойные диэлектрические структуры; исследованы закономерностей распространения сверхкоротких световых импульсов в слоистых средах; рассчитаны энергетические коэффициенты отражения и прохождения в зависимости от параметров сред и излучения. Для расчета пространственных распределений напряженности электрического и магнитных полей в работе использовался метод конечно-разностной аппроксимации уравнений Максвелла в пространственной и временной области (*FDTD*-метод) для одномерной геометрии неоднородностей показателя преломления.

Рассмотрим общую формулировку задачи о распространении электромагнитного излучения в оптически-неоднородной линейной среде с произвольным видом пространственной модуляции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x,y,z)$. При этом система уравнений Максвелла для векторов напряженности электрического и магнитного полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ выглядит следующим образом:

$$\nabla\times\vec{E}=-\frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\nabla\times\vec{H}=\frac{\varepsilon(x,y,z)}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \tag{2}$$

и может быть разложена на 6 дифференциальных уравнений для компонент векторов:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t}=-\frac{c}{\mu}\left[\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}\right], \tag{3}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t}=-\frac{c}{\mu}\left[\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}\right], \tag{4}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t}=-\frac{c}{\mu}\left[\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}\right], \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t}=\frac{c}{\varepsilon(x,y,z)}\left[\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}\right], \tag{6}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t}=\frac{c}{\varepsilon(x,y,z)}\left[\frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}\right], \tag{7}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t}=\frac{c}{\varepsilon(x,y,z)}\left[\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}\right]. \tag{8}$$

В современных реализациях метода *FDTD* используется явная схема второго порядка точности по Δt и $\Delta x,\Delta y,\Delta z$, предложенная Yee [3]. В рамках этого подхода используется специальная пространственная сетка – так называемая сетка Yee, где каждая *E* – компонента окружена четырьмя *H* – компонентами и наоборот. Второй порядок точности временных производных достигается простой симметричной разностью.

Для дальнейшего анализа удобно ввести безразмерные величины, используя формулы: $x=\tilde{x}\lambda_0$, $y=\tilde{y}\lambda_0$, $t=\tilde{t}T$, где λ_0 – длина волны в вакууме, $T = \dfrac{1}{\nu}$ – период (ν – частота) электромагнитных колебаний, распространяющихся в среде. При этом система уравнений (3) – (8) для случая пространственно одномерной модуляции показателя преломления вещества $n = n(x)$ (и, соответственно, одномерной пространственной зависимости диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon(x)$) перепишется в виде:

$$\frac{\partial H_{\tilde{y}}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial E_{\tilde{z}}}{\partial \tilde{x}}, \tag{9}$$

$$\frac{\partial E_{\tilde{z}}}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{\varepsilon(\tilde{x})}\left[\frac{\partial H_{\tilde{y}}}{\partial \tilde{x}}\right], \tag{10}$$

Согласно *FDTD*-методу, данные дифференциальные уравнения заменяются следующими конечно-разностными уравнениями в пространстве и времени [3]:

$$H_{\tilde{y}}^{l+1/2}(i+1/2) = H_{\tilde{y}}^{l-1/2}(i+1/2) + \frac{\Delta\tilde{t}}{\Delta\tilde{x}}\left\{E_{\tilde{z}}^{l}(i+1) - E_{\tilde{z}}^{l}(i)\right\}, \tag{11}$$

$$E_{\tilde{z}}^{l+1}(i) = E_{\tilde{z}}^{l}(i) + \frac{\Delta\tilde{t}}{\Delta\tilde{x}\varepsilon(i)}\left[H_{\tilde{y}}^{l+1/2}(i+1/2) - H_{\tilde{y}}^{l+1/2}(i-1/2)\right]. \tag{12}$$

В данных уравнениях $\Delta\tilde{x}$ – шаг пространственной сетки вдоль координаты $\tilde{x}$, $\Delta\tilde{t}$ – шаг временной сетки. Искомые функции аппроксимированы следующим образом: $F(\tilde{x},\tilde{t}) = F(i\Delta\tilde{x}, l\Delta\tilde{t}) = F^{l}(i)$.

В качестве примера рассмотрим распространение светового импульса длительностью $\tau_i = 100$ фс (длина волны $\lambda = 2$ мкм) через структуру, состоящую из чередующихся слоев с показателями преломления $n_1 = 1$ и $n_2 = 2$. При выполнении численного моделирования вся расчетная область длиной 50 мкм разбивалась на 1000 расчетных ячеек с шагом $\Delta x = 0.05$ мкм, что обеспечивало выполнение требований устойчивости численного решения системы уравнений Максвелла *FDTD*-методом. Световой импульс моделировался следующей функцией: $E = E_0 \exp\left[-\dfrac{(t-t_0)^2}{\tau_i}\right]\sin\left(2\pi\dfrac{\lambda}{c}t\right)$. Число слоев было выбрано равным 10, толщина каждого слоя $l = 1$ мкм, таким образом, пространственный период структуры $\Lambda = 2$ мкм. Данный выбор позволяет продемонстрировать основные свойства фотонных кристаллов – наличие запрещенных частотных зон в спектрах пропускания или отражения.

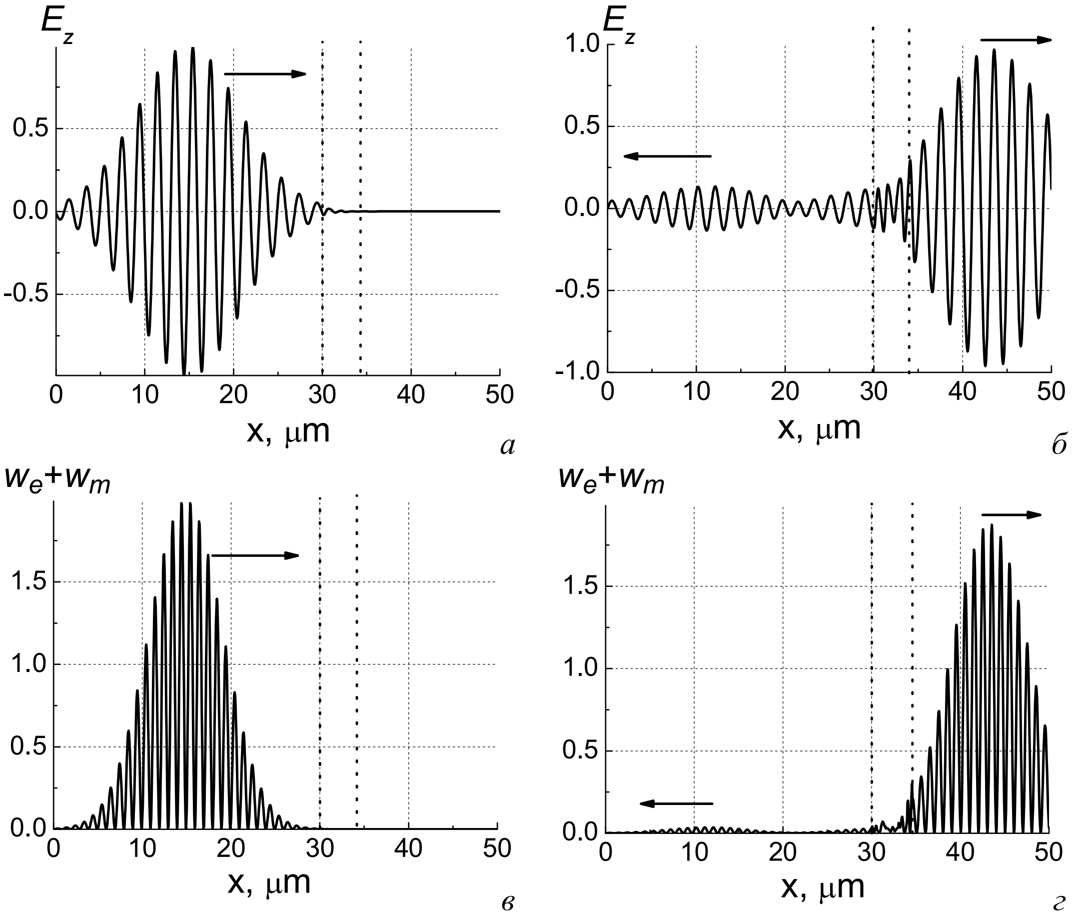

Рис. 1. Прохождение оптического импульса через 10 тонких слоев диэлектрического материала: $\lambda = 2$ мкм, $n_1 = 1$, $n_2 = 2$

Расчет прохождения светового импульса через такую структуру представлен на рис. 1. Согласно проведенному численному расчету коэффициент отражения в данном случае близок к нулю.

В заключение отметим, что разработанные в данной работе компьютерные модели и установленные закономерности могут быть использованы в качестве наглядного пособия при проведении практических занятиях в рамках курса «Нанофотоника» при изучении явлений резонансного прохождения световых импульсов через фотонные кристаллы.

Литература

1. *Гапоненко С. В.*, *Розанов Н. Н.*, *Ивченко Е. Л.*, *Федоров А. В.*, *Бонч-Бруевич А. М.*, *Вартанян Т. А.*, *Пржибельский С. Г.* Оптика наноструктур. СПб.: Недра. 2005.
2. *Гапоненко С. В.*, *Жуковский С. В.*, *Хильманович В. Н.* Оптические аналогии квантовых явлений. Минск. 2009.
3. *Kawano K.*, *Kitoh T.* Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation. John Willey and Sons Inc. 2001.