

УДК 535.3

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА С НЕЛИНЕЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов, А.А. Сухоруков, Ю.С. Кившарь

Теоретически рассмотрены особенности отражения световых волн из малого числа колебаний от металлического зеркала со слоем нелинейного диэлектрика. Показано, что при отражении импульсов из малого числа колебаний от металлического зеркала с прозрачным диэлектрическим слоем в результате взаимодействия импульсов в диэлектрическом слое происходит генерация излучения утроенных частот, отношение энергии которого к энергии падающего на зеркало импульса увеличивается при уменьшении числа колебаний в нем.

Ключевые слова: импульсы из малого числа колебаний, взаимодействие встречных волн, нелинейные диэлектрические среды.

Введение

Получение световых импульсов предельно коротких длительностей является одним из непрерывно и быстро развивающихся направлений нелинейной оптики. Для импульсов из малого числа колебаний понятие огибающей теряет свое физическое содержание, что не позволяет при описании их распространения в оптических средах эффективно использовать традиционный в оптике метод медленно меняющейся огибающей импульса. По этой причине при решении теоретических задач нелинейной оптики волн из малого числа колебаний анализируется динамика непосредственно поля излучения или его пространственно-временной спектр [1–3].

К настоящему времени изучены многие явления нелинейной оптики таких предельно коротких (по числу колебаний) импульсов – их временное и спектральное уширение и сжатие, самофокусировка, нелинейное отражение, взаимодействие при попутном распространении [4–10]. В работе [11], по-видимому, впервые были выведены уравнения динамики поля световых импульсов из малого числа колебаний при их встречном распространении в нелинейной среде. В настоящей работе на основе аналитических решений этих уравнений рассмотрено взаимодействие встречных импульсов, которое возникает в нелинейной диэлектрической среде при отражении излучения от металлического зеркала (рис. 1). Проанализировано явление генерации высокочастотных волн из малого числа колебаний, возникающей из-за взаимодействия встречных импульсов в рассматриваемой структуре. В связи с неразрушением оптических сред в поле столь коротких импульсов даже при очень высоких интенсивностях излучения [12] такая генерация может оказаться значительной и практически применимой.

Уравнения динамики поля встречных световых волн из малого числа колебаний и их решения

В работе [11] авторами были выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных плоских поперечно однородных линейно поляризованных световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью вида

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0; \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $E_+(z, t)$ – поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси z ; $E_-(z, t)$ – поле волны, распространяющейся ей навстречу; t – время; c – скорость света в вакууме; N_0, a, b – параметры, характеризующие типичную нерезонансную зависимость показателя преломления диэлектрической среды в диапазоне ее прозрачности [13],

$$n = N_0 + ca\omega^2 - cb/\omega^2,$$

от частоты ω ; $g = 4\pi\chi/c^2$ описывает нелинейность ее поляризационного отклика [2]

$$P_{nl} = \chi E^3,$$

где χ – нелинейная восприимчивость среды. В работе [14] методом последовательных приближений Пикара [15] были получены аналитические решения уравнений (1) (предварительно отнормированных так, что $N_0/c = 1$) для среды без дисперсии линейного показателя преломления (т.е. при $a = b = 0$) вида

$$\begin{cases} E_+ = E_+^{(0)} + GE_+^{(1)}; \\ E_- = E_-^{(0)} + GE_-^{(1)}, \end{cases}$$

где $G = 4n_2 I / N_0$ (здесь n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления; I – интенсивность излучения);

$$\begin{cases} E_+^{(0)}(z, t) = E_+^{(0)}(t - z); \\ E_-^{(0)}(z, t) = E_-^{(0)}(t + z), \end{cases}$$

$$E_+^{(1)}(z', \tau) = E_+^{(1)}(z'_0, \tau) - \left[\frac{\partial}{\partial \tau} (E_+^{(0)}(\tau))^3 \right] (z' - z'_0) - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(E_+^{(0)}(\tau))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_-^{(0)}(\tau + 2z'') dz'' \right] -$$

$$- 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[E_+^{(0)}(\tau) \int_{z'_0}^{z'} (E_-^{(0)}(\tau + 2z''))^2 dz'' \right], \quad z' = z, \quad \tau = t - z, \quad (2)$$

$$E_-^{(1)}(z', \xi) = E_-^{(1)}(z'_0, \xi) + \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (E_-^{(0)}(\xi))^3 \right] (z' - z'_0) + 3 \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(E_-^{(0)}(\xi))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_+^{(0)}(\xi - 2z'') dz'' \right] +$$

$$+ 3 \frac{\partial}{\partial \xi} \left[E_-^{(0)}(\xi) \int_{z'_0}^{z'} (E_+^{(0)}(\xi - 2z''))^2 dz'' \right], \quad z' = z, \quad \xi = t + z. \quad (3)$$

В (2)–(3) второе слагаемое в правой части каждого из соотношений характеризует самовоздействие светового импульса, распространяющегося от границы нелинейной среды z'_0 в положительном направлении оси z' , а третье и четвертое – взаимодействие встречных импульсов в нелинейной среде.

Взаимодействие встречных световых волн в слое диэлектрика на металлическом зеркале

Отражение световых волн от металлического зеркала с нелинейным диэлектрическим покрытием (рис. 1) будем анализировать на основе полученных выше решений (2)–(3), но переписанных в исходную систему переменных t и z :

$$E_+(z, t) = E_+^{(0)}(t - z) + G \left\{ E_{+0}^{(1)}(t - z) - \frac{\partial}{\partial t} \left[(E_+^{(0)}(t - z))^3 (z - z_0) + \frac{3}{2} (E_+^{(0)}(t - z))^2 \int_{t-z+2z_0}^{t+z} E_-^{(0)}(\xi) d\xi + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{3}{2} (E_+^{(0)}(t - z)) \int_{t-z+2z_0}^{t+z} (E_-^{(0)}(\xi))^2 d\xi \right] \right\},$$

$$E_-(z, t) = E_-^{(0)}(t + z) + G \left\{ E_{-0}^{(1)}(t + z) + \frac{\partial}{\partial t} \left[(E_-^{(0)}(t + z))^3 (z - z_0) - \frac{3}{2} (E_-^{(0)}(t + z))^2 \int_{t+z-2z_0}^{t-z} E_+^{(0)}(\tau) d\tau - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{3}{2} (E_-^{(0)}(t + z)) \int_{t+z-2z_0}^{t-z} (E_+^{(0)}(\tau))^2 d\tau \right] \right\},$$

где $E_{+0}^{(1)} = E_+^{(1)}(z_0, t)$, $E_{-0}^{(1)} = E_-^{(1)}(z_0, t)$. Далее для удобства выбираем $z_0 = 0$.

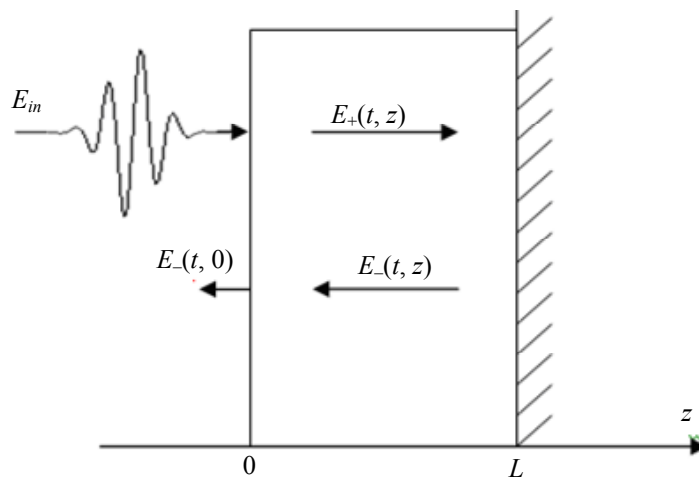


Рис. 1. Взаимодействие встречных световых волн в нелинейном диэлектрическом слое, нанесенном на металлическое зеркало

Временную структуру световой волны на входе в нелинейную среду (сразу за поверхностью слоя диэлектрика при $z = +0$) будем полагать известной:

$$E_+^{(0)}(0, t) \equiv E_{\text{вх}}(t),$$

т.е. не обсуждаем задачу нелинейного отражения от диэлектрической среды. В рассматриваемом случае естественно считать $E_{+0}^{(1)}(t) = 0$.

Искомой величиной полагаем поле $E_-(0, t) = E_-^{(0)}(t) + GE_-^{(1)}(t)$ волны, возвращенной от металлического зеркала к выходной поверхности диэлектрика ($z = +0$). Считая на металлическом зеркале (с координатой $z = L$) выполняющимся равенство

$$E_+(L, t) = -E_-(L, t),$$

получаем соотношение, связывающее параметры входящего в структуру диэлектрик–металлическое зеркало излучения и отраженного от нее излучения:

$$E_+^{(0)}(t-L) + G \left\{ E_{+0}^{(1)}(t-L) - \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(E_+^{(0)}(t-L) \right)^3 \cdot z + \frac{3}{2} \left(E_+^{(0)}(t-L) \right)^2 \int_{t-L}^{t+L} E_-^{(0)}(\xi) d\xi + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3}{2} \left(E_+^{(0)}(t-L) \right) \int_{t-L}^{t+L} \left(E_-^{(0)}(\xi) \right)^2 d\xi \right] \right\} = \\ = -E_-^{(0)}(t+L) - G \left\{ E_{-0}^{(1)}(t+L) + \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(E_-^{(0)}(t+L) \right)^3 \cdot z - \frac{3}{2} \left(E_-^{(0)}(t+L) \right)^2 \int_{t-L}^{t+L} E_+^{(0)}(\tau) d\tau - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{3}{2} \left(E_-^{(0)}(t+L) \right) \int_{t-L}^{t+L} \left(E_+^{(0)}(\tau) \right)^2 d\tau \right] \right\},$$

которое несложно решить методом итераций. В «нулевой» итерации (диэлектрик рассматривается как линейная среда) на границе $z = L$ получаем

$$E_-^{(0)}(t+L) = -E_{\text{ин}}(t-L). \tag{4}$$

Это означает, что на выходе из диэлектрика на границе $z = +0$

$$E_-^{(0)}(0, t) = -E_{\text{ин}}(t-2L). \tag{5}$$

Из следующей итерации, учитывающей нелинейность оптической среды, вытекает соотношение

$$E_{-0}^{(1)}(t+L) = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ 2L \frac{\partial}{\partial t} E_{\text{ин}}^3(t-L) - \frac{3}{2} E_{\text{ин}}^2(t-L) \left[\int_{t-3L}^{t-L} E_{\text{ин}}(t') dt' - \int_{t-L}^{t+L} E_{\text{ин}}(t') dt' \right] + \right. \\ \left. - \frac{3}{2} E_{\text{ин}}(t-L) \int_{t-3L}^{t-L} E_{\text{ин}}^2(t') dt' - \int_{t-L}^{t+L} E_{\text{ин}}^2(t') dt' \right\}. \tag{6}$$

Из формул (4)–(6) несложно получить общее выражение для поля волны, отраженной от металлического зеркала с нелинейным диэлектрическим покрытием:

$$E_-(0, \tilde{t}) = -E_{\text{ин}}(\tilde{t}) + G \left\{ 2L \frac{\partial}{\partial t} \left[E_{\text{ин}}^3(\tilde{t}) \right] - \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left[E_{\text{ин}}^2(\tilde{t}) \left(\int_{\tilde{t}-2L}^{\tilde{t}} E_{\text{ин}}(t') dt' - \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+2L} E_{\text{ин}}(t') dt' \right) + \right. \right. \\ \left. \left. E_{\text{ин}}(\tilde{t}) \left(\int_{\tilde{t}-2L}^{\tilde{t}} E_{\text{ин}}^2(t') dt' - \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+2L} E_{\text{ин}}^2(t') dt' \right) \right] \right\}. \tag{7}$$

В соотношении (7) второе слагаемое в правой части учитывает нелинейность среды и характеризует совокупное действие эффектов самовоздействия светового импульса, распространяющегося в нелинейной диэлектрической среде, и взаимодействия импульса с отраженным от зеркала излучением.

На рис. 2 приведен результат численного моделирования выражения (7) при $L = 0,4$; $G = 0,05$ для входного импульса вида

$$E_{\text{ин}}(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \sin(2\pi t), \tag{8}$$

где E_0 – исходная амплитуда импульса; $t_0 = \tau_0/T_c$ – нормированная длительность импульса; τ_0 – длительность импульса [фс]; T_c – его центральный период, а также модули спектров исходной (input) и отраженной (reflected) волн, рассчитанные при помощи преобразования Фурье по формуле $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$.

Из рис. 2 видно, что выражение (7) описывает генерацию излучения на утроенных частотах и уширение спектра на основной частоте. Для малых толщин диэлектрического покрытия эффект генерации утроенных частот обусловлен, в первую очередь, взаимодействием встречных импульсов в рассматриваемой структуре, а не самовоздействием волны в ней.

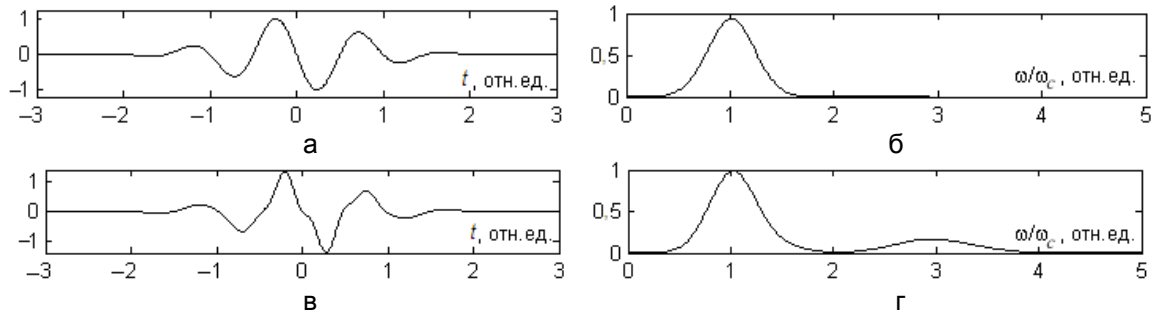


Рис. 2. Временная структура поля падающего на структуру импульса $E_{in}(t)$ (а) и его спектр $|F_{input}(\omega)|$ (б) при $\tau_0 = 1, E_0 = 1,06$; временная структура поля волны, возвращенной к поверхности диэлектрика $E_-(0,t)$ (в) и ее спектр $|F_{reflected}(\omega)|$ (г), где ω_c – центральная частота излучения импульса (8)

Проанализируем эффективность генерации излучения на новых частотах. Определим эффективность как отношение энергии излучения, сгенерированного на этих частотах $W_{3\omega} = 2 \int_{2\omega_c}^{\infty} \Delta F(\omega) d\omega$, где $\Delta F(\omega) = |F_{reflected}(\omega)|^2 - |F_{input}(\omega)|^2$ – изменение спектра отраженного от структуры излучения за счет нелинейности) к энергии импульса на входе в структуру, $W_0 = \int_{-\infty}^{\infty} (E_{in}(t))^2 dt$. На рис. 3 представлены зависимости данного отношения от толщины слоя диэлектрика (а) и от длительности входного излучения (б).

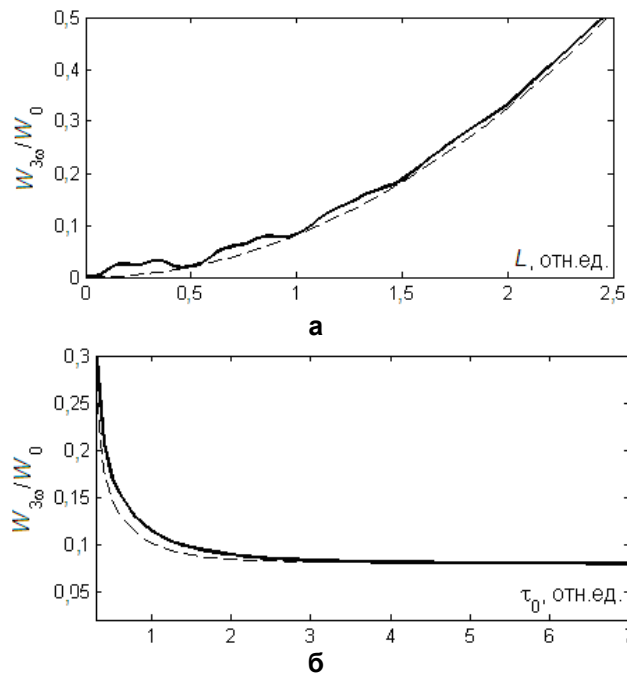


Рис. 3. Отношение энергии излучения утроенных частот к энергии исходного импульса в зависимости от размеров среды при $\tau_0 = 3$ (а) и длительности падающего на структуру импульса при толщине диэлектрического слоя $L = 3$ (б). Пунктиром показаны результаты расчета, когда в $|F_{reflected}(\omega)|$ не учитываются нелинейные слагаемые, соответствующие взаимодействию противоположно-распространяющихся волн.

Из рис. 3 видно, что при отражении импульсов из малого числа колебаний от металлического зеркала с прозрачным диэлектрическим слоем в результате взаимодействия импульсов в диэлектрическом слое при любых его толщинах происходит генерация излучения утроенных частот, отношение энергии которого к энергии падающего на зеркало импульса увеличивается при уменьшении числа колебаний в нем. При уменьшении толщины нелинейной среды зависимость отношения энергии излучения на утроенных частотах к энергии исходного импульса носит нелинейный характер. При больших толщинах отношение энергии излучения утроенных частот к энергии отражаемого импульса определяется преимуще-

ственно самовоздействием излучения в слое диэлектрика, вклад нелинейных слагаемых, соответствующих взаимодействию противоположно распространяющихся волн, становится постоянным и определяется только энергией входного импульса и его длительностью.

Заключение

В настоящей работе выведено аналитическое выражение, описывающее зависимость параметров поля излучения, отраженного от металлического зеркала с прозрачным нелинейным диэлектрическим слоем, от параметров поля падающей на зеркало световой волны из малого числа колебаний и характеристик диэлектрического слоя. Показано, что при отражении импульсов из малого числа колебаний от металлического зеркала с прозрачным диэлектрическим слоем в результате взаимодействия импульсов в диэлектрическом слое при любых его толщинах происходит генерация излучения утроенных частот, отношение энергии которого к энергии падающего на зеркало импульса увеличивается при уменьшении числа колебаний в нем.

Работа поддержана грантами ГК №16.740.11.0459 и РФФИ 11-02-01346-а.

Литература

1. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // ЖЭТФ. – 1997. – Т. 111. – № 2. – С. 404–418.
2. Nazarkin A., Korn G. Raman self-conversion of femtosecond laser pulses and generation of single-cycle radiation // Phys. Rev. A. – 1998. – V. 58. – № 1. – P. R61–R64.
3. Изъюров С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 71. – № 11. – С. 666–670.
4. Казанцева Е.В., Маймистов А.И. Распространение предельно коротких импульсов в нерезонансной квадратично-нелинейной среде // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 7. – С. 623–628.
5. Shpolyanskiy Y.A., Belov D.L., Bakhtin M.A., Kozlov S.A. Analytic study of continuum spectrum pulse dynamics in optical waveguides // Applied Physics B. – 2003. – V. 77. – № 2–3. – P. 349–356.
6. Сазонов С.В., Халяпин В.А. О влиянии дифракции на нелинейное распространение оптических импульсов длительностью в несколько колебаний // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 11. – С. 1057–1063.
7. Мохнатова О.А., Козлов С.А. Нелинейное отражение фемтосекундного спектрального суперконтинуума // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133. – № 2. – С. 260–270.
8. Белов Д.Л., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. О самосжатии спектрального суперконтинуума // Известия РАН, серия физическая. – 2005. – Т. 69. – № 8. – С. 1128–1130.
9. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A. Self-focusing of few cycle light pulses in dielectric media // Physical. Review A 72. – 2005. – P. 043821 (9 pages).
10. Бахтин М.А., Козлов С.А. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 98. – № 3. – С. 425–430.
11. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т. 86. – № 5–6. – С. 349–353.
12. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. – V. 72. – № 2. – P. 545–591.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
14. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Взаимодействие встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах и генерация излучения на комбинационных частотах в этом процессе // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т.111. – № 2. – С. 325–332.
15. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1977. – 831 с.

- Буяновская Елизавета Михайловна** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, младший научный сотрудник, lee.buyanovskaya@gmail.com
- Козлов Сергей Аркадьевич** – Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, доктор физ.-мат. наук, профессор, kozlov@mail.ifmo.ru
- Сухоруков Андрей Анатольевич** – Австралийский национальный университет, кандидат физ.-мат. наук, доцент, ans124@physics.anu.edu.au
- Кившарь Юрий Семенович** – Австралийский национальный университет, академик Австралийской академии наук, профессор, ysk@physics.anu.edu.au