

Ю.В. Кистенев

Оптическое выпрямление при самовоздействии фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе

*Сибирский государственный медицинский университет,
Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 5.08.2004 г.

Анализируется возможный механизм проявления нелинейных эффектов второго порядка, в частности эффекта оптического выпрямления при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе в условиях самовоздействия. На примере титан-сапфирового лазера показано, что распространение лазерного импульса в этих условиях сопровождается генерацией видеопульса, форма которого определяется производной от пространственно-временной формы огибающей лазерного поля.

Введение

Оптическое выпрямление наряду с генерацией второй гармоники относится к нелинейным эффектам второго порядка, когда нелинейная поляризация среды квадратично зависит от напряженности оптического поля:

$$P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t)$, $E_j(\mathbf{r}, t)$ — компоненты нелинейной поляризации среды и напряженности оптического поля соответственно; χ — нелинейная квадратичная восприимчивость среды.

Квадратичная нелинейность, как и другие четные нелинейности, характерна только для сред без центра симметрии, например для анизотропных кристаллов (см., например, [1]). Распространение мощных фемтосекундных импульсов в таких кристаллах может сопровождаться генерацией видеосолютонов фемтосекундной длительности [2], сохраняющих свою форму при распространении в среде импульсов электромагнитного излучения, не имеющих высокочастотной несущей как в обычном оптическом излучении.

В газовых средах в силу их изотропности наименьшая нелинейность имеет третий порядок, с которой связаны эффекты самовоздействия, генерация третьей гармоники и т.п. В условиях самовоздействия в таких средах нелинейные эффекты второго порядка принципиально невозможны. Эти эффекты в изотропных средах возникают лишь при наличии дополнительного постоянного электрического поля [1].

В силу известных уникальных свойств фемтосекундных лазерных импульсов их взаимодействие со средой сопровождается большим многообразием различных нелинейных явлений [3], комбинация которых может обеспечить каналы нелинейного взаимодействия со средой, не реализуемые в рамках

традиционной нелинейной оптики, характерной для нано- и пикосекундных длительностей. Так, в работе [4] сообщается об экспериментальном наблюдении генерации второй гармоники в воздухе при распространении в нем фемтосекундных лазерных импульсов Ti:Sapphire лазера. Результаты [4] показывают, что величина сигнала второй гармоники пропорциональна квадрату энергии импульса. Это может быть одним из объяснений аналогичной зависимости сигнала оптико-акустического детектора при распространении в воздухе фемтосекундных лазерных импульсов [5].

Целью данной работы является анализ возможных механизмов наблюдения нелинейных эффектов второго порядка в изотропных средах.

1. Формулировка модели

Одним из технических достижений фемтосекундной оптики является эффективная многофотонная и туннельная ионизация воздуха лазерным излучением ИК-диапазона, когда количество «одновременно» поглощаемых фотонов достигает величины $\sim 6-8$ [6]. Типичная модель генерации свободных электронов в воздухе под действием фемтосекундных лазерных импульсов определяется уравнением [7–9]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma^{(k)} I^k(\mathbf{r}, t) (\rho_{at} - \rho), \quad (2)$$

где ρ — концентрация зарядов; $\sigma^{(k)}$ — коэффициент многофотонной ионизации; $k = \text{mod}(U/\hbar\omega + 1)$ — число квантов света, необходимых для ионизации (для воздуха наименьший потенциал ионизации имеет молекула кислорода ($U = 12,1$ эВ) и для Ti:Sapphire лазера $k = 8$ [10]); $\hbar\omega$ — величина кванта лазерного излучения; ρ_{at} — начальная концентрация зарядов в атмосфере.

Свободные заряды с переменной во времени плотностью создают в среде электромагнитную волну, напряженность поля которой \mathbf{E}_e может быть описана волновым уравнением:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_e - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_e}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} - 4\pi e \nabla \rho. \quad (3)$$

Здесь e – заряд электрона; \mathbf{j}_e – плотность тока свободных зарядов. Для определения этой величины используем уравнение [9]:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_e}{\partial t} = \frac{e^2}{m} \rho \mathbf{E}_e - \frac{\mathbf{j}_e}{\tau_c}, \quad (4)$$

где τ_c – время столкновительной релаксации плазмы. Для воздуха в нормальных условиях $\tau_c = 3,5 \cdot 10^{-13}$ с [8].

В уравнении (3) не рассматриваются вторичные эффекты, связанные с взаимодействием поля \mathbf{E}_e со средой, определяемые материальными уравнениями вида

$$\mathbf{P} = f(\mathbf{E}_e),$$

где \mathbf{P} – удельная поляризация среды.

Наличие дополнительного поля \mathbf{E}_e в среде в комбинации с мощным лазерным полем \mathbf{E} может приводить к нелинейной поляризации воздуха, которая, в частности, будет иметь следующее слагаемое:

$$\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \chi^{(3)} |E(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{E}_e(\mathbf{r}, t) = n_2 I(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_e(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где n_2 характеризует нелинейное изменение показателя преломления среды.

Если поле \mathbf{E}_e носит квазистационарный характер, по крайней мере не меняется с частотой, близкой к частоте лазерного поля, нелинейная поляризация среды (5) может приводить к эффекту, аналогичному эффекту оптического выпрямления.

Расчеты проводились для следующих значений параметров задачи: Ti:Sa-лазер с длительностью импульса $\tau_p = 50$ фс и энергией 10 мДж, диаметром пучка 3 мм; $\sigma^{(k)} = 3,7 \cdot 10^{-96} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{16} \cdot \text{Вт}^{-8}$ [13], $\rho_{at} = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [13]. Отметим, что встречающиеся в литературе данные для нелинейного отклика среды соответствуют импульсному излучению с высокочастотной несущей, попадающей в диапазон видимого или УФ-света. Поле поляризации (5), строго говоря, таковым не является, однако зависимость n_2 от частоты не очень сильная, поэтому для оценок использовалось значение для УФ-диапазона: $n_2 = 8 \cdot 10^{-19} \text{ с}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ [7].

2. Анализ поля свободных зарядов

Проведем анализ свойств поля свободных зарядов \mathbf{E}_e , возникающих за счет многофотонной ионизации воздуха мощным лазерным полем. Для этого понизим порядок уравнения (3).

Как правило, для понижения порядка волнового уравнения, описывающего распространение оптических импульсов, в том числе и фемтосекундной

длительности, используется метод медленно меняющихся амплитуд (ММА) [3, 11]. Поскольку априори нельзя считать, что поле свободных зарядов имеет высокочастотную несущую, метод медленно меняющихся амплитуд в данном случае неприменим, поэтому для понижения порядка используем приближение однонаправленного распространения [12]. Уравнение (3) в приближении однонаправленного распространения и квазиоптики примет вид

$$\frac{\partial \mathbf{E}_e}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_e}{\partial t} = \frac{c}{2} \int_0^t \nabla_{\perp}^2 \mathbf{E}_e dt' - \frac{2\pi}{c} \mathbf{j}_e - 2\pi c \int_0^t \nabla \rho dt'. \quad (6)$$

Пусть для простоты лазерное поле имеет форму щелевого пучка. Тогда в скалярном приближении поперечная компонента поля $E_e = (\mathbf{E}_e)_x$ будет описываться уравнением

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^t E_e dt' - \frac{2\pi}{c} j_e - 2\pi c \int_0^t \frac{\partial \rho}{\partial x} dt'. \quad (7)$$

Анализ задачи распространения поля свободных зарядов (2), (4), (7) проводился численными методами. При этом учитывались следующие условия:

$$\frac{\rho}{\rho_{at}} \ll 1, \quad \frac{\tau_p}{\tau_c} \ll 1. \quad (8)$$

Поле лазерного импульса на входе в среду имело вид

$$E(x, z, t) \Big|_{z=0} = \begin{cases} E_0 \sin(\pi t / \tau_p) \exp(-x^2 / x_0^2) \exp(i\omega t), & 0 \leq t \leq \tau_p \\ 0, & t > \tau_p, t < 0 \end{cases}, \quad (9)$$

где x_0 – начальный радиус пучка. Для простоты использовалось типичное для задач нелинейного параметрического взаимодействия приближение заданного поля накачки, т.е. считалось, что поле лазерного импульса в среде имеет вид (9).

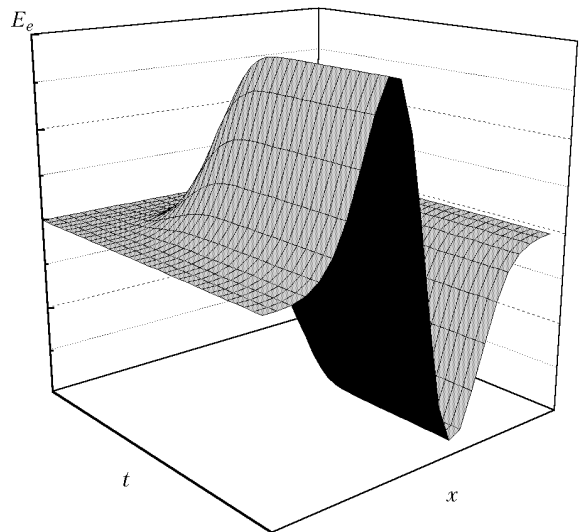


Рис. 1. Пространственно-временная структура поля свободных зарядов, генерируемых фемтосекундным импульсом Ti:Sa-лазера в воздухе

Напряженность поля свободных зарядов в среде показана на рис. 1, из которого видно, что поле действительно не имеет высокочастотной несущей, т.е. носит квазистационарный характер. Отметим, что при учете столкновительной релаксации спустя время τ_c после начала взаимодействия с лазерным импульсом поле свободных зарядов будет затухать со временем.

3. Анализ эффекта оптического выпрямления

Проведем анализ поля, создаваемого кубичной нелинейностью вида (5). В расчетах использовалась следующая форма волнового уравнения, описывающего распределение напряженности этого поля E_d в среде в приближении однонаправленного распространения:

$$\frac{\partial E_d}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_d}{\partial t} = -\frac{2\pi}{c} \frac{\partial P^{(3)}}{\partial t}, \quad (10)$$

где кубичная поляризация среды $P^{(3)}$ определяется выражением (5). Отметим, что здесь для простоты пренебрегается дифракционным расплыванием в силу того, что протяженность поля вдоль направления распространения $c\tau_p \ll x_0$.

На рис. 2 показана напряженность поля E_d в среде, рассчитанная из уравнения (10).

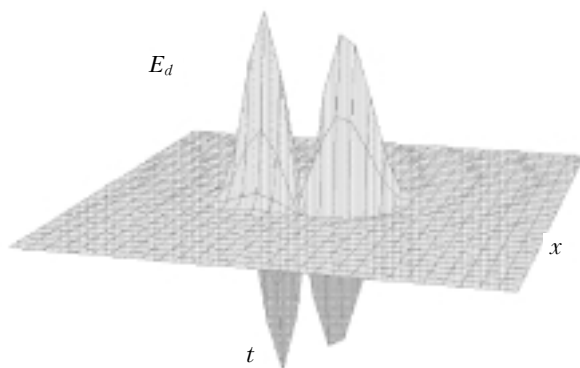


Рис. 2. Пространственно-временная структура поля светового видеоимпульса

Дополнительно на рис. 3 показаны линии равной напряженности поля E_d в относительных единицах E_d/E_0 , где E_0 — максимальная напряженность лазерного поля после прохождения им расстояния порядка 0,4 см в среде.

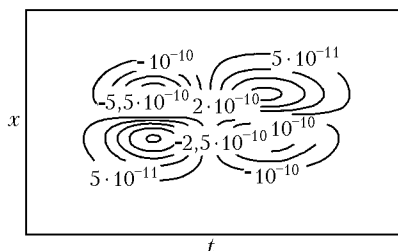


Рис. 3. Линии равной напряженности поля светового видеоимпульса

Из рис. 2–3 видно, что в отличие от эффекта оптического выпрямления в постоянном электрическом поле [1] в данном случае структура формируемого видеоимпульса определяется производной от пространственно-временной формы огибающей лазерного поля.

Отметим, что в рамках используемых приближений скорость перекачки энергии излучения лазера в волну видеоимпульса близка к экспоненциальной (рис. 4).

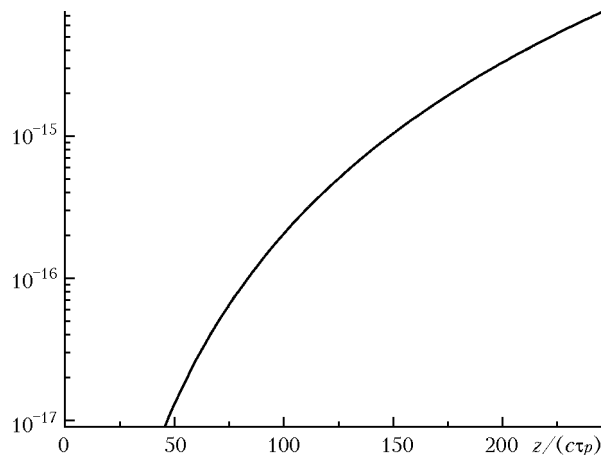


Рис. 4. Динамика роста относительной энергии светового видеоимпульса W_d/W при распространении фемтосекундного импульса Ti:Sa-лазера в воздухе. W_d — энергия светового видеоимпульса; W — энергия лазерного импульса

Заключение

В статье рассмотрен возможный механизм проявления нелинейных эффектов второго порядка, в частности эффекта оптического выпрямления, при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе в условиях самовоздействия. Показано, что при этом распространение лазерного импульса сопровождается генерацией видеоимпульса, форма которого определяется производной от пространственно-временной формы огибающей лазерного поля. Данное явление может быть использовано для спектрального преобразования фемтосекундных лазерных импульсов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант НШ-1743.2003.2) и РАН (Проект 2.3 ОФН РАН и Интеграционный проект СО РАН № 12).

1. *Келих С.* Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1981. 671 с.
2. *Сазонов С.В., Соболевский А.Ф.* О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных кристаллах // Ж. эксперим. и теор. физ. 2003. Т. 123. Вып. 6. С. 1160–1178.
3. *Brabec T., Krausz F.* Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. N 2. P. 545–591.
4. *Qin Y.-D., Yang H., Gong Q.* Intense femtosecond laser-induced second-harmonic generation in atmospheric-pressure air // Appl. Phys. B. 2000. V. 71. P. 581–584.

5. Матвиенко Г.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А., Тихомиров А.Б., Кирсанов А.В., Киселев А.М. Оптико-акустические измерения поглощения фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 1. С. 95–97.
6. Couairon A. Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focused laser pulses // Phys. Rev. A. 2003. V. 68. P. 015801-1–015801-4.
7. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustazis S.D., Anglos D., Franko M., Prade B., Mysyrovicz A. Femtosecond and picosecond ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations // Opt. Commun. 2001. V. 197. P. 131–143.
8. Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 046607-1–046607-8.
9. Skupin S., Perschel U., Etrich C., Leine L., Lederer F., Michaelis D. Simulation of femtosecond pulse propagation in air // Opt. and Quantum. Electron. 2003. V. 35. P. 573–582.
10. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Колическая эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 335–348.
11. Ален Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 222 с.
12. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 4. С. 287–304.
13. Couairon A. Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focused laser pulses // Opt. Commun. 2003. V. 225. P. 177–192.

Yu.V. Kistenev. Optical detection upon self-action of femtosecond laser pulses in air.

The paper analyzes a possible mechanism of manifestation of second-order nonlinear effects, in particular, the effect of optical detection upon propagation of femtosecond laser pulses in air under self-action conditions. With the Ti:Sapphire laser as an example, it is shown that the laser pulse propagation under such conditions is accompanied by generation of a video pulse, whose shape is determined by the derivative of the spatiotemporal shape of the laser field envelope.