

07;02

Влияние абсолютной фазы малопериодного светового импульса на генерацию третьей гармоники в оптически тонком нелинейном слое

© *В.Н. Сафонов, В.А. Трофимов*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
E-mail: vatro@cs.msu.su*В окончательной редакции 1 февраля 2006 г.*

На основе компьютерного моделирования обнаружены зависимость динамики генерации третьей гармоники светового импульса и изменение спектра отклика среды оптически тонкого слоя с кубической нелинейностью от абсолютной фазы воздействующего малопериодного импульса в случае небольшой ($\approx 2\%$) отстройки его несущей частоты от частоты линейного осциллятора. Относительно небольшое изменение абсолютной фазы входного импульса может приводить к двукратному увеличению амплитуды отклика среды на утроенной частоте.

PACS: 42.65.-k, 02.70.-c

В последние годы интенсивно развивается фемтосекундная нелинейная оптика малопериодных лазерных импульсов. В литературе имеется достаточно много публикаций (см., например, [1–5]), в которых сообщается об экспериментальных результатах по генерации подобных импульсов с соответствующим контролем абсолютной фазы и наблюдением различных проявлений ее влияния. Последние публикации, как правило, имеют дело с зависимостью ионизации вещества (в частности, с отрывом электронов и их выходом с различной энергией) от абсолютной фазы [4,5]. В основе этого явления лежит зависимость спектра поляризации от абсолютной фазы фемтосекундного импульса, которая обнаружена в [6] на основе компьютерного моделирования для случая воздействия оптического излучения с частотой, достаточно далеко расположенной от резонанса. Следует подчеркнуть, что в [6] анализ взаимодействия светового импульса со средой проведен для его амплитуды, при которой практически не происходит генерация

оптических гармоник, и она там не обсуждалась. В настоящей же работе (см. также [7]) рассматривается противоположная ситуация: частота воздействующего импульса достаточно близка к собственной частоте линейного осциллятора. Это обеспечивает более сильный отклик среды, в результате чего имеет место генерация третьей гармоники в случае наличия кубической нелинейности. Для устранения влияния эффектов распространения световых импульсов на генерацию третьей гармоники данный процесс анализируется в приближении оптически тонкого слоя. Напомним, под оптически тонким слоем понимается среда, длина l которой много меньше дифракционной $l_d = ka^2/2$ и дисперсионной $l_{dis} = k\tau^2 / (2|\frac{\partial^2 k}{\partial f \partial \theta^2}|)$, k — волновое число, a — радиус пучка на входе в нелинейную среду, τ — длительность импульса, $\frac{\partial^2 k}{\partial f \partial \theta^2}$ характеризует дисперсию групповой скорости импульса. Следует, однако, подчеркнуть, что такой случай взаимодействия часто реализуется на практике при изучении закономерностей конверсии частоты фемтосекундных импульсов, поэтому используемое приближение имеет экспериментальную реализацию.

Взаимодействие светового импульса с нелинейной средой в рамках оптически тонкого слоя описывается хорошо известным уравнением Дуффинга, записанным в безразмерных переменных [8–10].

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \delta \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 P + \gamma P^3 = E, \quad 0 \leq t \leq 2L_t, \quad (1)$$

где P — безразмерная поляризация вещества, которая в дипольном приближении пропорциональна числу частиц в единице объема, заряду электрона, поляризуемости вещества; t — время, измеряемое в единицах периода световой волны; $2L_t$ — безразмерный интервал времени, в течение которого анализируется отклик среды; δ характеризует затухание поляризации вследствие дефазировки атомов и определяет ширину лоренцевской формы линии поглощения; ω_0 — резонансная частота линейного осциллятора, которая в выбранной нормировке равна $\omega_0 = 1$; γ характеризует ангармонизм осциллятора. Следует подчеркнуть, что при нестационарном отклике среды на внешнее воздействие уравнение (1) учитывает также дисперсию нелинейного отклика. Как известно, она в соответствующем уравнении Шредингера описывается производной по времени от нелинейного отклика среды.

Электрическое поле E при воздействии гауссова импульса имеет вид

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{t-L_t}{\tau}\right)^2} \cos(\omega(t-L_t) + \varphi), \quad (2)$$

где E_0 , ω , τ — амплитуда, частота и длительность импульса, измеряемые соответственно в единицах поляризации единичного объема вещества, собственной частоты линейного осциллятора и периода световой волны, φ — абсолютная фаза воздействующего импульса. До воздействия оптического импульса среда считается невозмущенной, поэтому в начальный момент времени имеют место нулевые условия для поляризации P и ее производной:

$$P|_{t=0} = \frac{dP}{dt}|_{t=0} = 0. \quad (3)$$

Для анализа мгновенного спектрального отклика среды на заданной частоте ω' используется оконное преобразование Фурье–Габора [11]:

$$P_{\omega'}(t) = P(\omega', t) = \int_{t_b}^{t_b+T} g(t) P(t) e^{-i\omega'(t-t_b)} dt, \quad g(t) = \exp\left\{-\left(\frac{t-t_c}{0.5T}\right)^n\right\}, \quad (4)$$

где $g(t)$ — оконная функция; t_c — центр окна, который сдвигается на заданную величину Δ ; t_b — его начало; T — ширина. Параметр n выбирается, например, равным 20, исходя из условия резкого спада оконной функции $g(t)$ на концах отрезка интегрирования. Данный метод использовался нами ранее в [12,13] при анализе гистерезисных зависимостей наиболее яркой спектральной амплитуды от амплитуды воздействующего импульса и показал высокую эффективность.

Проведенные компьютерные эксперименты показали, что эффективность генерации третьей гармоники при взаимодействии малопериодного светового импульса с нелинейной средой существенно зависит от его абсолютной фазы φ . Так, например, спектральный состав поляризации изменяется при изменении фазы (рис. 1). При этом спектр поляризации рассчитывается следующим образом:

$$f(\omega_k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} P(t_n) e^{-i\omega_k t_n},$$

$$t_n = nh, \quad \omega_k = \frac{2\pi k}{2L_t}, \quad k = \overline{0, N-1}, \quad Nh = 2L_t. \quad (5)$$

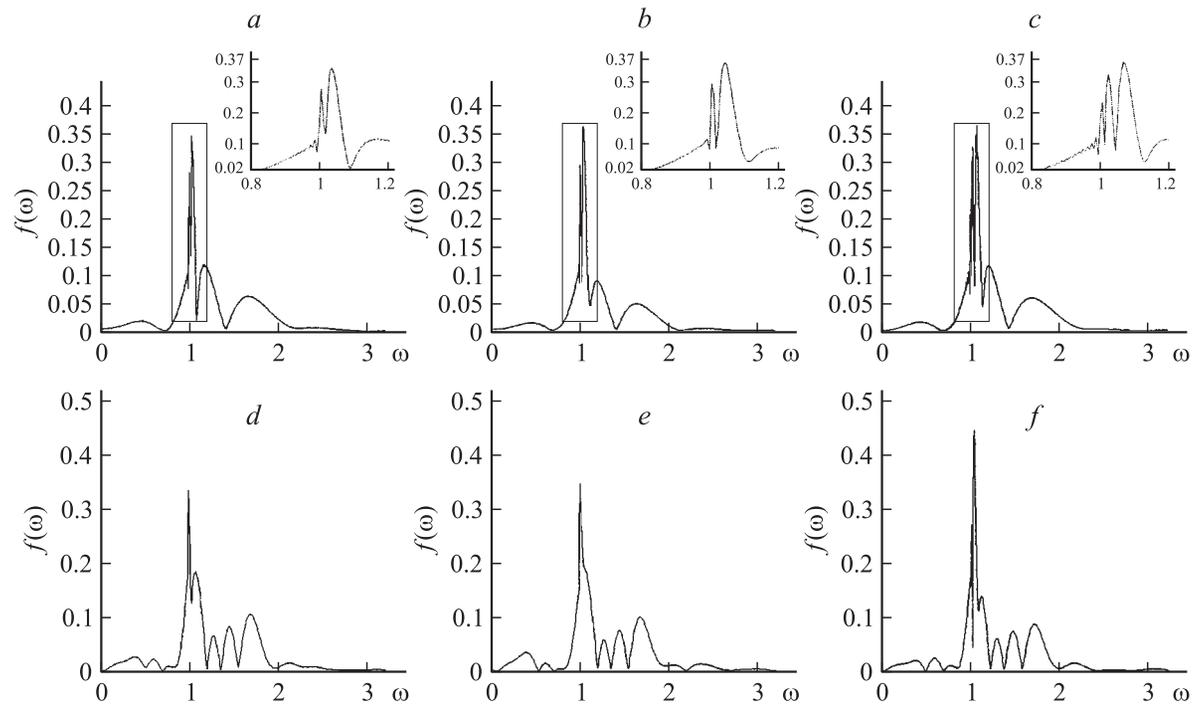


Рис. 1. Спектр отклика среды при воздействии гауссова (*a-c*) и треугольного (*d-f*) импульсов на частоте $\omega = 1.0153$ длительностью $\tau = 8$ (*a-c*), 50 (*d-f*) и амплитудой $E_0 = 20$. Абсолютная фаза $\varphi = -1.246$ (*a, d*), 0 (*b, e*), 1.246 (*c, f*). Расчет спектра проводится на отрезке $2L_t = 1000$.

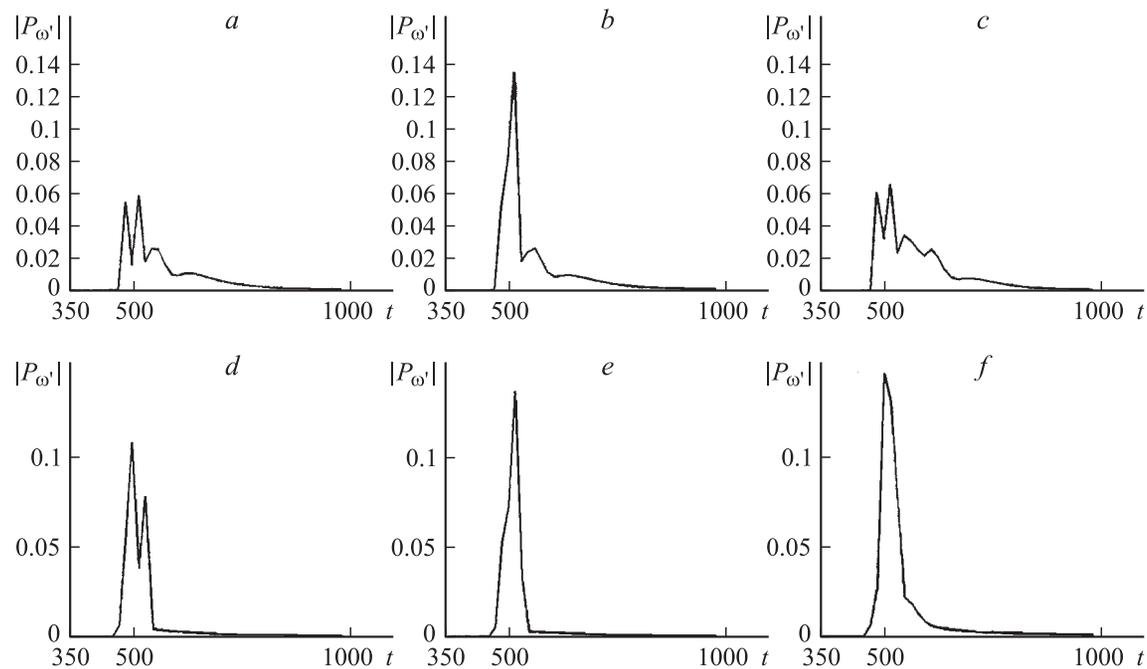


Рис. 2. Эволюция модуля спектральной компоненты отклика среды $|P_{\omega'}|$ на частоте $\omega' = 3\omega$ во времени при ширине окна $T = 30.94$ и сдвиге $\Delta = T/2$ при воздействии гауссова (*a-c*) и треугольного (*d-f*) импульсов на частоте $\omega = 1.0153$ длительностью $\tau = 8$ (*a-c*), 50 (*d-f*) и амплитудой $E_0 = 20$. Абсолютная фаза $\varphi = -1.246$ (*a, d*), 0 (*b, e*), 1.246 (*c, f*).

Из рис. 1 следует, что изменения спектра могут быть как в спектральной яркости отдельных гармоник (рис. 1, $d-f$), так и в количестве локальных максимумов (рис. 1, $a-c$). При этом трансформация спектра зависит от длительности импульса, и для гауссова импульса она наиболее ярко проявляется при длительностях порядка 10–15 fs для длины волны 1.06 μm . Для импульса треугольной формы влияние абсолютной фазы заметно и при длительностях воздействующего импульса порядка 30–40 fs (и даже более). Это обусловлено более широким спектральным составом импульса треугольной формы.

Более ярко (по сравнению с рис. 1) иллюстрирует влияние абсолютной фазы на процесс генерации третьей гармоники эволюция модуля ее спектральной интенсивности, рассчитанная на основе оконного метода (4) (рис. 2). Подчеркнем, что при некоторых длительностях воздействующего импульса изменение фазы симметрично влияет на динамику генерации третьей гармоники, для других же длительностей это влияние несимметрично. Еще одной важной чертой проявления существенной роли абсолютной фазы является зависимость от нее максимальной амплитуды поляризации на утроенной частоте: амплитуды поляризации при различных значениях абсолютной фазы могут отличаться более чем в два раза (рис. 2, $a-c$). При этом она может быть как больше, так и меньше соответствующего значения, достигаемого для симметричного относительно центра светового импульса. Например, для гауссова импульса с длительностью $\tau = 13$ спектральная интенсивность для $\varphi = 1.246$ в 1.6 раза больше достигаемого при $\varphi = 0$ значения. От абсолютной фазы воздействующего импульса зависит также и временная форма отклика среды на утроенной частоте (рис. 2, $a-f$). Для практики также представляет интерес то, что влияние абсолютной фазы имеет место даже для относительно длинных фемтосекундных импульсов, состоящих более чем из 16 периодов.

Таким образом, несмотря даже на относительно небольшое изменение спектра отклика среды при варьировании абсолютной фазы входного импульса, динамика отдельной спектральной гармоники может претерпевать существенные изменения, поэтому ее необходимо учитывать при реализации конверсии частоты малопериодных импульсов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-01-00507).

Список литературы

- [1] *Telle H.R.* et al. // *Appl. Phys.* 1999. V. 69. P. 327–332.
- [2] *Cormier E., Jambropoulos P.* // *Euro. Phys. J.* 1998. V. 2. N 1. P. 15–20.
- [3] *Pietrich P., Krausz F., Corkum P.B.* // *Opt. Letters.* 2000. V. 25. N 1. P. 16–18.
- [4] *Paulus G.G., Graslton F., Walther H.* et al. // *Nature.* 8 November 2001. V. 414. P. 182–184.
- [5] *Paulus G.G.* et al. // *Technical Digest of IQEC 2001. Moscow, 2001.* P. 231.
- [6] *Скрипов Д.К., Трофимов В.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2001. Т. 27. В. 14. С. 6–10.
- [7] *Trofimov V.A., Safonov V.N.* // *Technical Digest of 20th Congress of the Intern. Commission for Optics. Changchun, China, 2005.* P. 242.
- [8] *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики / Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 558 с.
- [9] *Коротеев Н.И., Шумай И.Л.* Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. 309 с.
- [10] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 381 с.
- [11] *Чуи К.* Введение в вэйвлеты / Пер. с англ. Я.М. Жилейкина М.: Мир, 2001. 406 с.
- [12] *Скрипов Д.К., Трофимов В.А.* // *ЖТФ.* 2004. Т. 49. В. 2. С. 218–223.
- [13] *Скрипов Д.К., Трофимов В.А.* // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. В. 3. С. 69–73.