УДК 535.2: 621.373.8267

СЦЕНАРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ СОСТАВАМИ В ОБЪЕМНОМ КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

© 2007 г. **М. А. Бахтин**; **С. А. Козлов**, доктор физ.-мат. наук; **Ю. А. Шполянский**, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: mbakhtin@gmail.com

Выявлены два сценария взаимодействия сонаправленных фемтосекундных импульсов с различными спектральными составами в прозрачной изотропной среде с нормальной дисперсией и нелинейностью. В случае, когда спектральное уширение импульсов, разделенных на входе в среду по времени и частоте, оказывается недостаточным для перекрытия их спектров, взаимодействие усиливает самофокусировку каждого импульса, а после взаимодействия импульсы распространяются независимо. Если в результате уширения спектры импульсов перекрываются, то они формируют единую спектральную и полевую структуру, которая далее не разделяется. Показано, что на оси такой структуры возможно формирование квазирегулярной последовательности сверхкоротких импульсов.

Коды OCIS: 190.7110, 190.4160.

Поступила в редакцию 04.04.2007.

Введение

Вопросы взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с веществом и особенности распространения их в оптических средах широко изучаются с момента появления лазерных систем, способных генерировать подобные импульсы [1]. Одним из самых впечатляющих эффектов фемтосекундной оптики является генерация спектрального суперконтинуума [2]. Однако анализ этого эффекта обычно ограничивается рассмотрением сверхуширения спектра при самовоздействии одиночных лазерных импульсов [3]. При этом множество частотных компонентов, участвующих в кросс-модуляции, определяется только теми, которые были сгенерированы по мере прохождения импульсом нелинейной среды. Расширить это множество, причем управляемым характером, можно в случае взаимодействия двух и более фемтосекундных импульсов с различными спектральными составами, при этом возможно получение источников излучения с принципиально новыми характеристиками. Так, в работе [4] нами было показано, что при взаимодействии двух сверхкоротких лазерных импульсов с различными центральными длинами волн в нелинейном оптическом волноводе возможна генерация квазидискретного спектрального суперконтинуума, во временной области имеющего вид последовательности фемтосекундных импульсов с меняющейся от импульса к импульсу центральной частотой.

В данной работе исследованы сценарии взаимодействия двух осесимметричных фемтосекундных импульсов, изначально разделенных по времени и частоте, при их прохождении “друг через друга” из-за различия групповых скоростей в объемном кварцевом стекле.

Уравнение параксиальной динамики поля сверхкоротких импульсов в дисперсионных нелинейных средах

Уравнения нелинейной оптики фемтосекундных импульсов со сверхширокими спектрами обычно записываются непосредственно для светового поля (или его спектра), поскольку для таких импульсов традиционное приближение медленно меняющейся огибающей квазимонохроматического излучения перестает быть плодотворным.

Параксиальная динамика поля E линейно поляризованного светового излучения, распространяющегося в однородной изотропной нелинейной среде, может быть описана уравнением [5]

$$\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{N_0}{c}\frac{\partial E}{\partial t}-a\frac{\partial^3 E}{\partial t^3}+b\int_{-\infty}^{t}E dt'+ \\ +gE^2\frac{\partial E}{\partial t}=\frac{c}{2N_0}\Delta_\perp\int_{-\infty}^{t}E dt', \qquad (1)$$

где N_0, a, b характеризуют зависимость от частоты ω излучения показателя преломления среды

$$n(\omega)=N_0+ac\omega^2-\frac{bc}{\omega^2}, \qquad (2)$$

$g=\frac{2n_2}{c}$ описывает безынерционную кубичную нелинейность диэлектрика, n_2 – его коэффициент не-

линейного показателя преломления, записанный в системе единиц СГСЭ, c – скорость света в вакууме, z – направление, вдоль которого распространяется излучение, $\Delta_\perp$ – поперечный лапласиан, t – время.

При исследовании взаимодействия в нелинейной среде двух осесимметричных импульсов с разными центральными частотами входное распределение поля (при $z = 0$) будем задавать соотношением

$$E(z=0,r,t) = E_1 \exp\left(-2\frac{t^2}{\Delta t_1^2}\right)\exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r_1^2}\right)\cos(\omega_1 t) + \\ + E_2 \exp\left(-2\frac{(t+\Delta\tau)^2}{\Delta t_2^2}\right)\exp\left(-2\frac{r^2}{\Delta r_2^2}\right)\cos(\omega_2 t), \quad (3)$$

где E_1, E_2 – максимальные входные амплитуды колебаний электрического поля; ω_1, ω_2 – центральные частоты импульсов; Δt_1, Δt_2 и Δr_1, Δr_2 – соответственно их входные длительности и поперечные размеры по уровню e^{-1} от максимума интенсивности; $\Delta\tau$ – временная дистанция между импульсами на входе в среду.

Результаты настоящей работы получены на основе численного решения уравнения (1) методом расщепления по физическим процессам [6]. Учет влияния нелинейности осуществляется во временной, а дисперсии и дифракции – в спектральной части. Нелинейный и дифракционный шаги независимо реализованы на основе схемы Кранка–Николсона. Дисперсия вводится непосредственно в виде зависимости показателя преломления от частоты (2). Для моделирования самофокусировки излучения предусмотрена возможность введения неравномерной сетки по поперечной координате со сгущением к оси. Уравнение (1) не содержит механизмов потери энергии, поэтому при численных расчетах в качестве интегрального закона сохранения проверяется неизменность полной энергии взаимодействующих импульсов.

Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов в объемном кварцевом стекле

Рассмотрим взаимодействие импульсов с центральными длинами волн, соответствующими основной и удвоенной частотам титан-сапфирового лазера: $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 780$ нм, $\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 390$ нм, имеющих одинаковую начальную длительность $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 26$ фс. Начальная задержка низкочастотного импульса относительно высокочастотного $\Delta\tau > 0$ позволяет считать импульсы невзаимодействующими до входа в нелинейную среду, в качестве которой рассматривается кварцевое стекло с параметрами: $N_0 = 1{,}4508$, $a = 2{,}7401\times10^{-44}$ с^3/см, $b = 3{,}9437\times\times10^{17}$ 1/с см, $\tilde{n}_2 = 2{,}9\times10^{-3}$ см^2/кВт ($\tilde{n}_2$ [см^2/кВт] = $= (4\pi/3N_0)n_2$ [СГСЭ]) [7]. В рассматриваемом спектральном диапазоне кварцевое стекло имеет нормальную групповую дисперсию.

На рис. 1а–1г приведено сопоставление нелинейного взаимодействия импульсов с поперечным размером $\Delta r_1 = \Delta r_2 = 40$ мкм, начальной задержкой $\Delta\tau = 240$ фс и интенсивностью $I_1 = I_2 = 10^9$ кВт/см^2 ($I_{1,2}$ [кВт/см^2] = $(3N_0/8\pi)E_0^2$, $E_{1,2} = E_0$) [7] (левая колонка) и результата линейной интерференции двух таких же импульсов, независимо распространяющихся в кварцевом стекле с теми же параметрами дисперсии и нелинейности (правая колонка). Результаты получены на основе численного решения уравнения (1) для электрического поля излучения. При моделировании взаимодействия импульсов начальное распределение рассматривалось в виде (3), а при независимом распространении на основе (1) рассчитывались поля каждого из импульсов по формуле (3) и потом складывались.

Масштаб рис. 1 не позволяет проиллюстрировать динамику отдельных колебаний электрического поля импульсов, поэтому для наглядности представлено не само поле, а его “огибающая”, построенная искусственно на основе анализа распределения локальных максимумов абсолютных значений поля. На рисунке изображены распределения этой “огибающей” в пространственно-временной плоскости, более темные участки соответствуют большим значениям. Дополнительно на каждом слое приведен срез “огибающей” вдоль оси пучка.

На рис. 1а изображено пространственно-временное распределение на входе в среду. Импульс с изначальной задержкой, имеющий максимум вблизи 420 фс, соответствует основной, а 170 фс – удвоенной частоте. Из-за нормальной групповой дисперсии кварцевого стекла высокочастотный импульс распространяется медленнее и на расстоянии $\approx 0{,}6$ мм от входа в среду (рис. 1б) оба импульса оказываются совмещенными по времени и в пространстве. Сопоставление левого и правого рисунков показывает, что на этом расстоянии эффект взаимодействия импульсов еще практически не заметен. Сложная структура “огибающей” с многочисленными биениями связана с интерференцией двух импульсов с широкими спектрами, сильно разнесенными по частоте. Рисунок 1б не позволяет представить детальную структуру интерференционного образования, поэтому на рис. 2 дополнительно дано распределение нормированного квадрата суммарного электрического поля. Рисунок 2, в частности, демонстрирует, что однозначное определение огибающей в рассматриваемой ситуации введено быть не может.

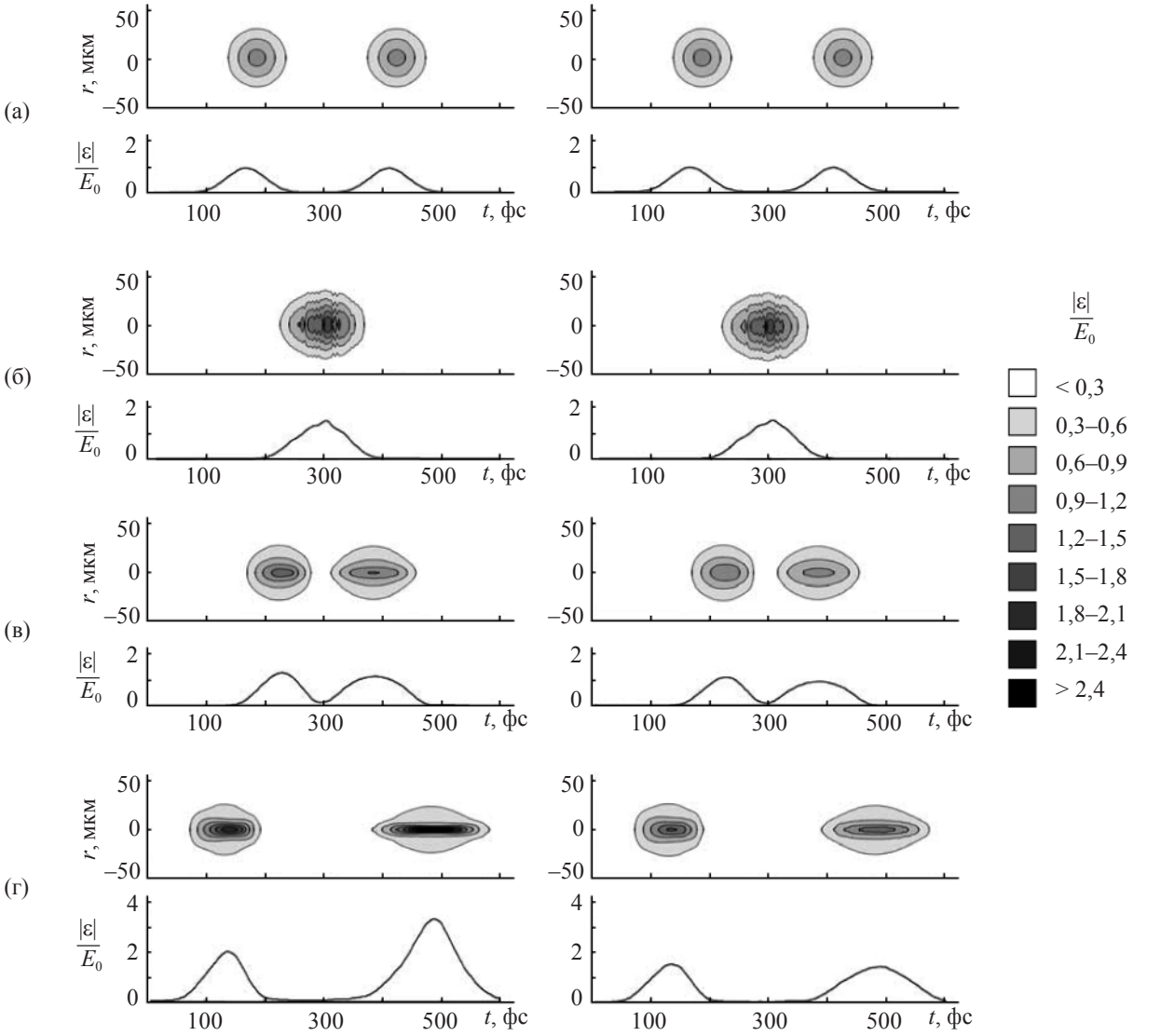


Рис. 1. Динамика взаимодействия двух 26 фемтосекундных импульсов, имеющих на входе в среду центральные длины волн 780 и 390 нм и интенсивность 10^{12} Вт/см^2, в объемном кварцевом стекле (левая колонка); результат интерференции этих же импульсов, проходящих нелинейную среду независимо по разным каналам (правая колонка).

После прохождения импульсов “друг через друга” на расстоянии 1,2 мм от входа в среду становится заметно, что за счет взаимодействия импульсы приобретают дополнительную фокусировку и интенсивность на оси импульса повышается за счет перекачки энергии с периферии (рис. 1в, ср. правую и левую колонки). Максимальные значения полей взаимодействующих импульсов превышают соответствующие значения для случая их независимого распространения не более чем на 10%, однако эта добавка оказывает существенное влияние на дальнейшую эволюцию импульсов. Так, к выходу из нелинейной среды (z = 1,8 мм) максимальное значение поля высокочастотного импульса после взаимодействия оказывается в два раза выше, чем при независимом распространении (рис. 1г). Полная энергия электрического поля во всей пространственно-временной области остается неизменной в обоих случаях, поэтому рост интенсивности в приосевой зоне осуществляется за счет периферии пучка.

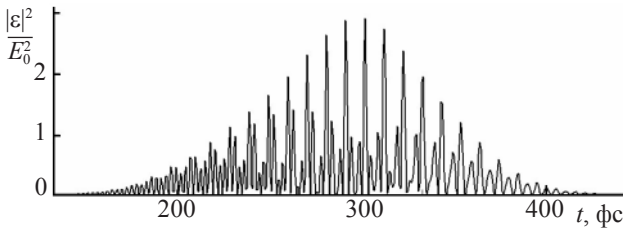


Рис. 2. Распределение нормированного квадрата суммарного электрического поля взаимодействующих импульсов в приосевой области на расстоянии z = 0,6 мм от входа в среду.

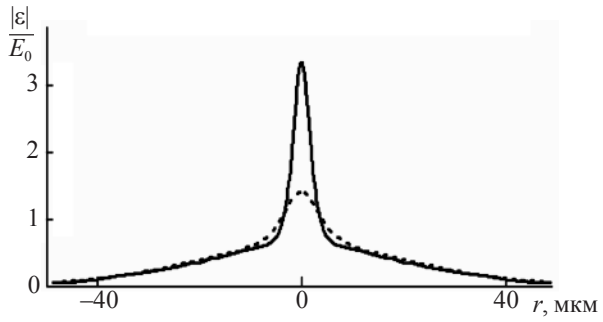


Рис. 3. Поперечное распределение “огибающей” в нелинейном фокусе на выходе из среды.

Ширина импульсов на выходе из среды становится меньше, что более детально проиллюстрировано на рис. 3, где приведено поперечное распределение “огибающей” в момент времени, соответствующий максимальной интенсивности. Поперечная ширина высокочастотного импульса по уровню e^{-1} от максимума интенсивности после взаимодействия (сплошная линия) составляет 6 мкм, а при независимом распространении (пунктирная линия) – 26 мкм.

На рис. 4 изображена динамика приосевых значений спектральной плотности взаимодействующих (сплошная линия) и невзаимодействующих (пунктирная линия) импульсов. В обоих случаях спектры уширяются под воздействием нелинейности кварцевого стекла, однако, как и следовало ожидать, при совместном распространении мощность и ширина спектров на оси оказываются выше. Важно отметить, что в рассмотренном сценарии спектры импульсов остаются разделены существенным частотным диапазоном, что с учетом также и их пространственного разделения (рис. 1г) позволяет импульсам распространяться независимо после взаимодействия.

На рис. 5а–5г проиллюстрировано взаимодействие более интенсивных ($I_1 = I_2 = 7{,}5\times10^{12}$ кВт/см^2) импульсов с теми же центральными длинами волн и длительностями. Начальная временная задержка и поперечная ширина имеют значения: $\Delta\tau = 120$ фс и $\Delta r_1 = \Delta r_2 = 156$ мкм. Распределение “огибающей” импульсов представлено в виде трехмерной поверхности (с включенной перспективой) $\varepsilon(r, t)$, нормированной на максимальное значение “огибающей” ε_0 на входе в среду. На рис. 6 приведена динамика спектров взаимодействующих импульсов на оси пучка.

Как и в предыдущем случае, низкочастотный импульс догоняет высокочастотный на расстоянии ~ 0,6 мм (рис. 5б). В результате совмещения электрических полей в центре формируется максимум интенсивности, который наиболее подвержен самофокусировке, поперечный размер в этой области уменьшается, а интенсивность еще более увеличивается. Из-за само- и кроссмодуляции спектр всего пространственно-временного образования очень сильно обогащается (рис. 6). На расстоянии 1,2 мм бóльшая часть импульса на основной частоте (слева на рис. 5в) проходит сквозь импульс на удвоенной частоте (справа на рис. 5в). Между максимумами огибающих импульсов формируется область, где частоты “хвоста” опережающего импульса и переднего фронта отстающего импульса практически

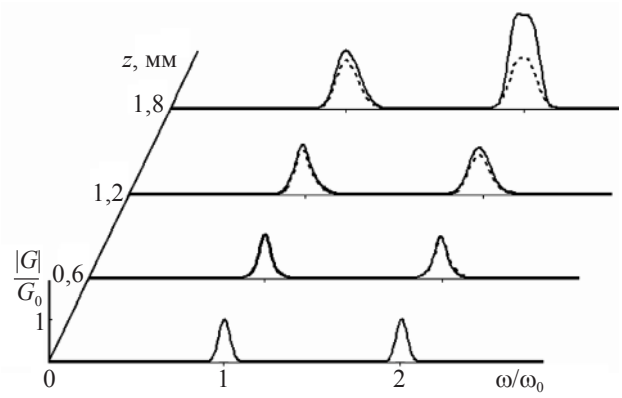


Рис. 4. Динамика приосевых значений спектральной плотности взаимодействующих импульсов, изображенных на рис. 1. Значения нормированы на максимум спектральной плотности на входе в среду G_0.

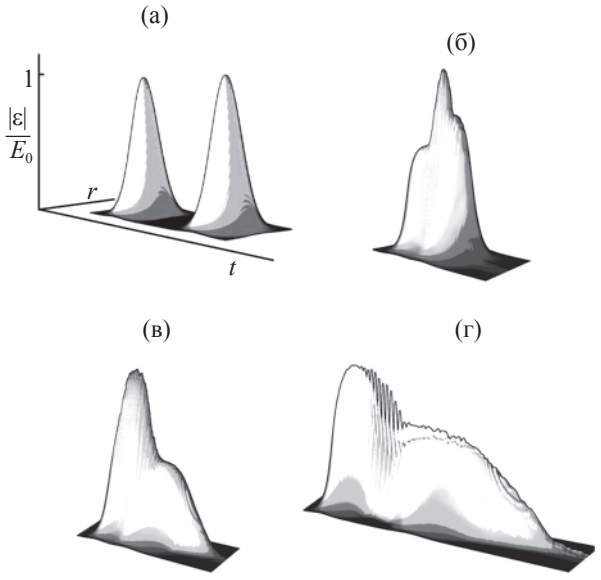


Рис. 5. Искусственно достроенная огибающая электрического поля взаимодействующих импульсов на входе в среду (а) и на расстояниях от входа: б – 0,6 мм, в – 1,2 мм, г – 1,8 мм.

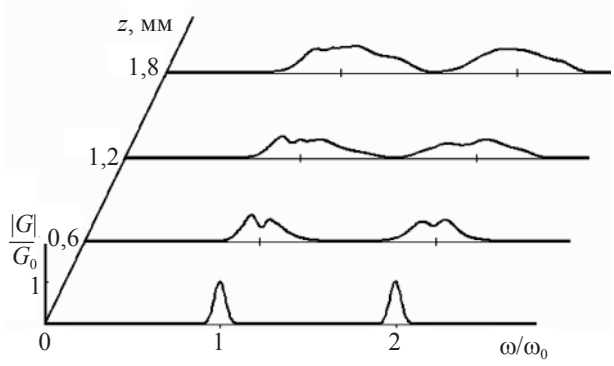


Рис. 6. Динамика приосевых значений спектральной плотности взаимодействующих импульсов, изображенных на рис. 5. Значения нормированы на максимум спектральной плотности на входе в среду G_0.

совпадают (см. также рис. 6) и происходит продуктивная интерференция – на "огибающей" появляются биения, которые соответствуют последовательности предельно коротких импульсов (всего из нескольких колебаний поля) с различными центральными частотами. Так как импульсы совмещены в пространстве и их спектры перекрываются, то формируется единая полевая структура, которая больше не разделяется.

Каждый импульс в последовательности далее испытывает поперечную самофокусировку. Результат взаимодействия представлен на рис. 5г. Под воздействием нелинейных эффектов, продолжающих обогащать спектр (рис. 6), и дисперсии групповых скоростей вся структура существенно растягивается во времени. В центре импульса окончательно формируется последовательность импульсов, каждый из которых имеет длительность порядка 10 фс и поперечные размеры порядка 30 длин волн.

Более детально сформировавшаяся в центральной области последовательность импульсов представлена на рис. 7, где изображено распределение квадрата поля излучения на оси сформировавшееся полевой структуры. Как уже было сказано выше, эта последовательность формируется высокочастотными компонентами низкочастотного импульса и низкочастотными компонентами высокочастотного. Возможность генерации последовательности предельно коротких импульсов при взаимодействии спектральных суперконтинуумов представляет интерес при создании систем передачи информации со скоростями, превышающими 10 Тб/с.

Отметим, что слияние взаимодействующих импульсов в единую структуру происходит во всех случаях, когда их спектры перекрываются из-за сверхуширения в нелинейной среде с гладкой дисперсионной зависимостью. Однако подбор условий эффективной генерации последовательности предельно коротких импульсов в объемной среде является существенно более чувствительным к начальным параметрам фемтосекундных импульсов и свойствам среды, и, следовательно, более трудоемким, чем в оптическом волноводе [5].

Заключение

В настоящей работе выявлены два сценария взаимодействия сонаправленных фемтосекундных импульсов с различными спектральными составами в нелинейной среде с нормальной групповой дисперсией. Первый сценарий реализуется в случае, когда спектры взаимодействующих импульсов не пересекаются и остаются разделенными некоторым частотным диапазоном после взаимодействия. При этом взаимное влияние импульсов приводит к усилению их самофокусировки и дополнительному уширению спектра по сравнению со случаем их независимого распространения.

Второй сценарий имеет место, когда в результате сверхуширения из-за само- и взаимодействия

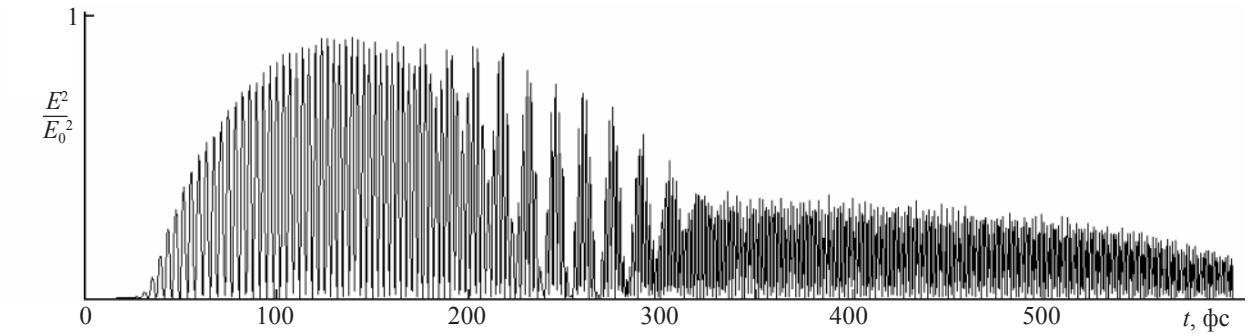


Рис. 7. Зависимость нормированного квадрата электрического поля от времени на оси сформировавшейся полевой структуры. Результат взаимодействия импульсов, изображенных на рис. 5.

спектры импульсов перекрываются. В этом случае формируется единая временная и спектральная структура, которая далее не разделяется. Продемонстрировано, что существуют условия, когда в центре этого образования может генерироваться квазирегулярная последовательность сверхкоротких импульсов.

Работа поддержана государственным контрактом РНП.2.1.1.6877 в рамках ЦП “Развитие научного потенциала высшей школы”. Шполянский Ю.А. выражает благодарность фонду некоммерческих программ Д. Зимина “Династия” за финансовую поддержку его научной деятельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ахманов С.А., Выслоух В.А. Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. *Alfano R.R.* The Supercontinuum Laser Source // New York: Springer-Verlag, 1989.
3. Supercontinuum Generation // Special issue of Appl. Phys. B. 2003. V. 77. № 23.
4. *Бахтин М.А., Козлов С.А.* Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах // Опт. и спектр. 2005. V. 98. № 3. С. 425–430.
5. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 2. С. 404–418.
6. *Агравал Г.П.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 328 с.
7. *Бахтин М.А., Колесникова С.Ю., Шполянский Ю.А.* Сравнение точности аппроксимации дисперсии кварцевого стекла в методах медленно меняющейся огибающей и медленно меняющегося профиля // Современные технологии. СПб., 2001. С. 196–203.