

Формирование сверхкоротких импульсов при распространении жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде

Ц. Чжэн¹⁾+, Ю. М. Михайлова²⁾+,*, В. Т. Платоненко⁺

⁺ Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

* Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2007 г.

С помощью численного моделирования исследована эволюция пространственно-временной структуры жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде (плавленом кварце). Нелинейное самовоздействие световых пакетов приводит к формированию сверхкоротких (длительность порядка 10 фс) импульсов, распространяющихся в различных направлениях. Спектральный состав, временная структура и положение сверхкоротких импульсов на временной оси зависят от направления их распространения.

PACS: 42.65.–k

Распространение жестко сфокусированных мегаваттных фемтосекундных световых пакетов в прозрачных конденсированных средах сопровождается множеством нелинейных явлений, при которых изменения пространственной, временной и спектральной структур световых пакетов оказываются взаимосвязанными и протекают одновременно. В различных условиях эти явления приводят к генерации суперконтинуума [1], микро- и наномодификации материалов [2–4], образованию трехмерных структур в объеме сплошной среды [5] и другим эффектам.

В настоящее время изучение новых нелинейных эффектов, возникающих при фокусировке фемтосекундных световых пакетов в прозрачных конденсированных средах, является активной областью исследований, высокий технологический потенциал которой определяется, главным образом, возможностью быстрого и высокоточного объемного структурирования сплошных сред [4, 6]. Экспериментальное исследование процессов, протекающих при этом внутри прозрачной среды, является трудноразрешимой задачей. Обычно в экспериментах регистрируются энергия прошедшего через образец импульса, форма импульса и форма его спектра, а также исследуются остаточные изменения материала [7]. Сложная пространственно-временная динамика сфокусированных световых пакетов при их распространении в объемной нелинейной среде, как правило, анали-

зируется с помощью численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [8]. При этом предметом численных исследований обычно являются параметры волны на оси пучка, но не их распределение по сечению пучка и направлениям распространения излучения. Такой подход оправдан лишь при исследовании режимов, в которых реализуется филаментация пучка на относительно большой длине, например, на длине, многократно превосходящей длину перетяжки исходного пучка.

При жесткой фокусировке пучка с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в небольшое число раз, перераспределение энергии по сечению пучка оказывается неадиабатическим и может приводить не к филаментации, а к взрывообразной ионизации вещества, протекающей в предфокальной области и ограничивающей интенсивность за счет поглощения и дефокусировки пучка. Плотность плазмы в этой области может достигать высоких значений, близких к критической плотности и достаточных для последующего разрушения материала, в то же время размеры сильно ионизированной области остаются относительно небольшими. Значительные фазовые искажения, испытываемые светом в этой области, приводят к существенному увеличению расходимости пучка и уширению спектра. В настоящей работе с помощью численных расчетов проанализирована эволюция пространственно-временной структуры жестко сфокусированных (угол дифракционной расходимости пучка $\theta \sim 0.1$ рад) фемтосекундных (длительность

¹⁾ Jiangang Zheng.

²⁾ e-mail: mikhailova@ati.phys.msu.ru

импульса $\tau_0 \sim 100$ фс) световых пакетов, распространяющихся в прозрачной конденсированной среде (плавленом кварце). Основное внимание уделено взаимосвязи между пространственной и спектрально-временной структурой волновых пакетов, подвергшихся нелинейным самовоздействиям.

Для анализа распространения световых пакетов используется обобщенное НУШ, основанное на скалярном параксиальном приближении:

$$2ik \left(1 + \frac{i}{kV} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \frac{\partial}{\partial z} A = \int \left[\left(k + \frac{\Omega}{V} \right)^2 - \nabla_{\perp}^2 - n_0^2(\omega + \Omega) \frac{(\omega + \Omega)^2}{c^2} \right] A_{\Omega} e^{-i\Omega\tau} d\Omega - i\omega \frac{4\pi}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \cdot j_a. \quad (1)$$

Здесь $A(r, z, t)$ – амплитуда напряженности электрического поля $E = Ae^{i(kz - \omega t)} + \text{с.с.}$, A_{Ω} – фурье-образ амплитуды, $n_0(\omega)$ – линейный показатель преломления среды на частоте ω , $k = \omega n_0 / c$ – волновое число, V – групповая скорость света, $\tau = t - z/V$, где t – время в лабораторной системе координат, j_a – амплитуда нелинейной составляющей плотности тока $j_{nl} = j_a e^{i(kz - \omega t)} + \text{с.с.}$

Предполагается, что световой пучок обладает осевой симметрией, процесс распространения описывается в цилиндрических координатах z (расстояние вдоль оси пучка) и r (расстояние от оси пучка). Показатель преломления $n_0(\omega)$ рассчитывается по формуле Селлмейера [9]. Амплитуда плотности тока j_a записывается в виде суммы $j_a = j_e + j_{n2} + j_f$. Слагаемое j_e (плотность тока свободных носителей) рассчитывается по формуле (модель Друде)

$$j_e = i \frac{N_e e^2}{\mu(\omega + i\nu)} A, \quad (2)$$

где N_e – концентрация свободных электронов, μ – приведенная масса электрон-дырочной пары, μ принимается равным $0.6m$, где m – масса свободного электрона, ν – частота упругих столкновений. Обсуждаемые в настоящей работе результаты получены при $\nu = 6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и незначительно меняются при уменьшении или увеличении этой величины в два-три раза. Слагаемое j_{n2} учитывает нелинейность показателя преломления:

$$j_{n2} = -i \frac{\omega}{2\pi} n_0 n_2 A \left\{ (1 - f_R) I + f_R \int_0^{\infty} R(\tau) I(t - \tau) d\tau \right\}, \quad (3)$$

где n_2 – коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления, I – интенсивность

света, f_R – парциальный вклад рамановского отклика. Для плавленого кварца $n_2 \approx 3.54 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $f_R = 0.18$, запаздывающий нелинейный отклик

$$R(\tau) = \frac{t_1^2 + t_2^2}{t_1^2 t_2} \exp(-\tau/t_1) \sin(\tau/t_2),$$

$$t_1 = 32 \text{ фс}, \quad t_2 = 12.5 \text{ фс}$$

[10, 11]. Слагаемое j_f описывает поглощение света, связанное с полевой ионизацией. Из феноменологических соображений (закона сохранения энергии) следует:

$$j_f = \frac{cn_0 w_f U}{4\pi I}, \quad (4)$$

где U – потенциал ионизации, $w_f(I)$ – скорость полевой ионизации (в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Вероятность $w_f(I)$ рассчитывается по формуле Келдыша [12]. Концентрация электронов N_e вычисляется с помощью скоростных уравнений, учитывающих полевую и лавинную ионизацию среды и захват электронов дефектами решетки (характерное время захвата $\tilde{\tau} = 150$ фс [13]). Скорость лавинной ионизации принималась равной $\sigma N_e I / U$, где сечение

$$\sigma = \frac{\nu}{cn_0} \frac{4\pi e^2}{\mu(\omega^2 + \nu^2)}.$$

Уравнение (1) решалось численно фурье-методом расщепления по физическим факторам [8]. Геометрия расчета иллюстрируется рис.1. Световой па-

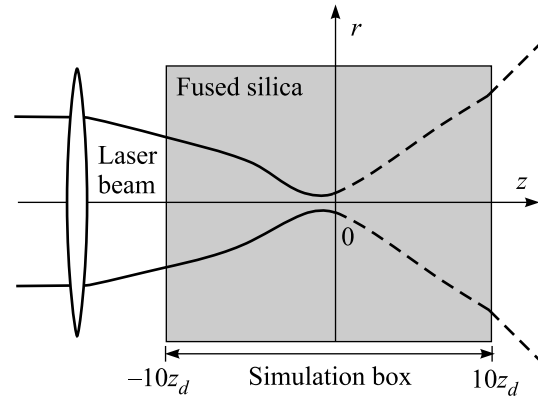


Рис.1. Геометрия расчета распространения жестко сфокусированного светового пакета в прозрачной среде. При малой мощности пучка его фокус расположен в точке $z = 0$ внутри среды. При высокой мощности фокус пучка приближается к входной границе среды, сечение пучка уменьшается из-за самовоздействия. За фокусом пучок сильно деформируется, его структура зависит от мощности пучка и других параметров расчета

кет, сфокусированный линзой внутрь среды, распространяется вдоль оси z . Обсуждаемые ниже результаты получены при следующих условиях. Световое поле имеет супергауссову огибающую по времени, длительность импульса на полувысоте интенсивности τ_0 составляет около 60 фс, центральная длина волны $\lambda_0 = 0.78$ мкм, полная энергия импульса $W_0 \approx 0.8$ мкДж. На входе в среду поле задается в виде гауссовского пучка. За начало отсчета вдоль оси z принято положение фокуса светового пучка в отсутствие самовоздействия света. Фокус пучка расположен внутри среды на расстоянии от границы, превышающем дифракционную длину z_d в 10 раз. Величина $z_d = \pi r_0^2 / \lambda_m$ составляет $40\lambda_m$, радиус пучка по уровню e^{-1} поля $r_0 \approx 3.5\lambda_m$, где $\lambda_m = \lambda_0 / n_0$ – центральная длина волны импульса в среде. Угол дифракционной расходимости пучка $\theta \sim 5^\circ$. Среда представляет собой пластину из плавленого кварца с шириной запрещенной зоны $U = 8$ эВ

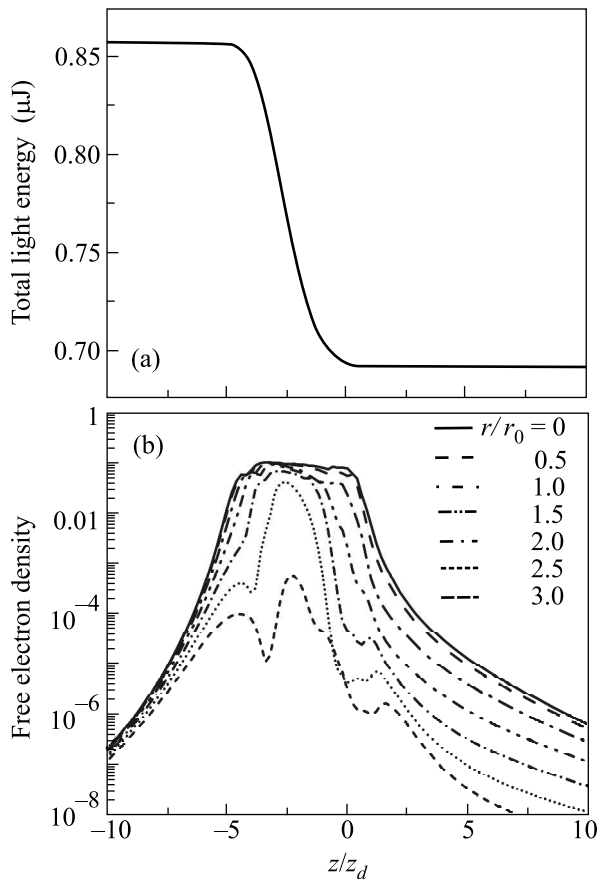


Рис.2. (а) Изменение полной энергии светового пакета вдоль оси пучка. (б) Изменение плотности свободных электронов (в единицах критической плотности N_c) вдоль оси пучка при разных значениях расстояния r от оси (r_0 – начальный радиус пучка)

и линейным показателем преломления $n_0 \approx 1.485$ (на длине волны $\lambda_0 = 0.78$ мкм), толщина пластины $Z = 20z_d$. Пиковая мощность входного импульса $P \approx 13.6$ МВт $\approx 7P_{cr}$, где P_{cr} – критическая мощность самофокусировки в плавленом кварце, $P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2 \approx 1.8$ МВт.

Результаты расчетов показывают, что для указанных выше параметров среды и светового пакета реализуется режим однократной фокусировки светового пучка, при котором в среде образуется относительно небольшая область сильно ионизированного вещества с длиной, незначительно превосходящей длину перетяжки исходного пучка. Плотность плазмы N_e в этой области достигает значений, близких к $0.1N_c$, где N_c – критическая плотность. На рис.2а представлена эволюция полной энергии светового пакета

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} I(r, t) \cdot 2\pi \cdot r dr$$

при его распространении в среде. Видно, что на начальном отрезке длиной около $5z_d$, где интенсивность света мала, волновой пакет распространяется практически без поглощения. В области перетяжки пучка, подвергшегося самофокусировке, где интенсивность света достигает максимального значения, энергия пакета быстро убывает на малом отрезке $\Delta z \sim 3z_d$ из-за потерь на ионизацию вещества. В дальнейшем уменьшение интенсивности света из-за дефокусировки приводит к прекращению ионизации, и с увеличением расстояния энергия света практически не изменяется. Эволюция плотности свободных электронов вдоль координаты распро-

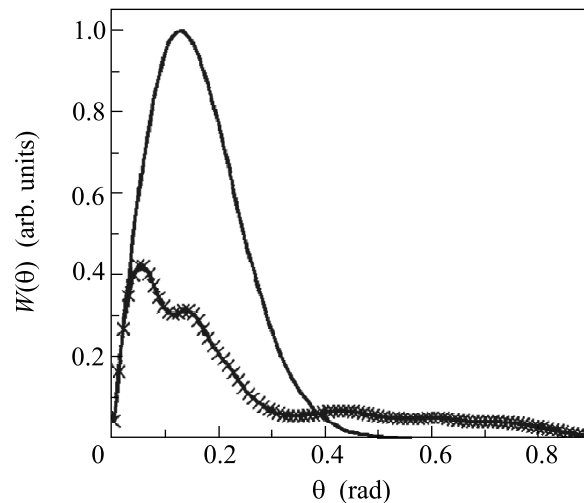


Рис.3. Диаграмма направленности падающего на среду света (сплошная линия) и рассеянного излучения (крестики)

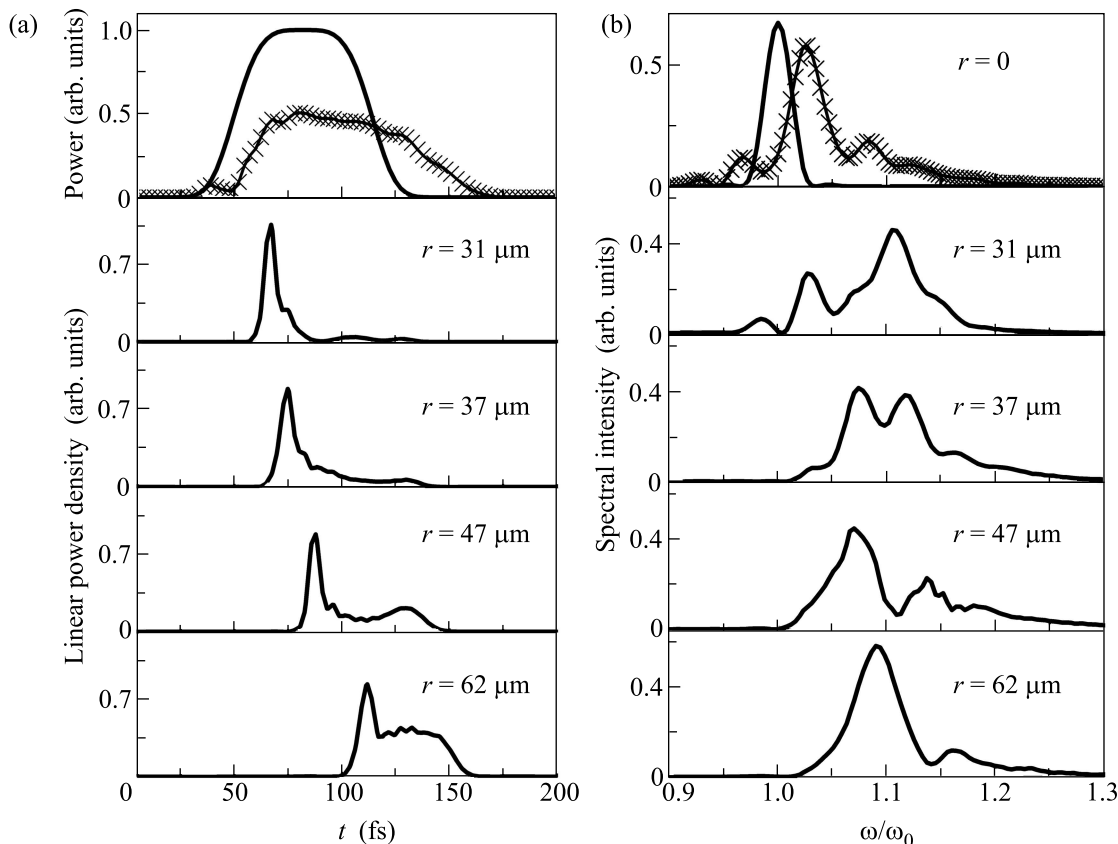


Рис.4. Временные профили (а) и спектры (б) излучения на выходной границе среды в точках, определяемых указанными радиусами r . На верхних графиках показаны (а) временная зависимость мощности входного (сплошная линия) и рассеянного (крестики) пучков, (б) спектр входного излучения (сплошная линия) и спектр рассеянного излучения на оси (крестики)

странения при различных значениях r показана на рис.2b. Как видно из представленных зависимостей, уже на расстоянии $r \sim 3r_0$ от оси пучка плотность электронов падает на два порядка. Длина сильно ионизированной ($N \sim 0.1N_c$) области составляет около $5z_d$. Таким образом, формирование плазмы происходит в малой области сигарообразной формы, сечение и длина которой по порядку величины определяются сечением и длиной перетяжки исходного пучка в отсутствие самовоздействий, хотя и не совпадают с ними. В этой области световой пакет испытывает значительные фазовые искажения, которые приводят к существенному увеличению расходимости пучка и уширению спектра. Ниже мы говорим об этих искажениях как о рассеянии света.

Численные расчеты показывают, что рассеяние происходит под различными углами, а рассеянное излучение содержит короткие импульсы, распространяющиеся вдоль различных направлений с временной задержкой друг относительно друга. Угловые распределения энергии исходного светового пакета (сплош-

ная линия) и энергии рассеянного излучения (крестики) иллюстрируются рис.3. Представленная на нем величина $W(\theta)$ определяется как

$$W(\theta) = \int_0^{2\pi} W(\tilde{\Omega}) \sin \theta d\varphi,$$

где $W(\tilde{\Omega})$ – отношение энергии, переносимой светом от источника внутри элементарного телесного угла $d\tilde{\Omega}$, к этому телесному углу, θ – угол между направлением распространения рассеянного света и осью z . Как видно из представленных графиков, диаграмма направленности рассеянного излучения оказывается примерно вдвое шире диаграммы направленности падающего света, рассеяние света в среде приводит к значительному увеличению расходимости пучка.

На рис.4 представлены временные профили и спектры рассеянного излучения при различных значениях расстояния от оси пучка r . На верхнем графиче-

ке рис.4а показаны временные профили полной мощности светового пучка

$$P = 2\pi \int_0^{\infty} I(r, t) r dr$$

на входной (сплошная линия) и выходной (крестики) границах среды. Значения мощности входного и выходного пучков нормированы на максимальное значение мощности входного пучка. Нижние графики рис.4а отображают временные зависимости линейной плотности мощности света

$$\tilde{P}(r, t) = I(r, t) \cdot r$$

на выходной границе среды при фиксированных значениях r , указанных на рисунке. Значения функций $\tilde{P}(r, t)$ нормированы на максимум функции $\tilde{P}(r = 31 \text{ мкм}, t)$. Как видно из представленных результатов, импульсы рассеянного света, распространяющиеся в некоторых фиксированных направлениях, оказываются значительно короче исходного импульса, падающего на среду. Кроме того, эти импульсы распространяются с задержкой друг относительно друга, а именно, импульс рассеянного излучения приходит в точку (z, r) тем позже, чем больше расстояние r от оси пучка. Спектры этих импульсов показаны на рис.4б. На верхнем графике представлены нормированные значения спектральной интенсивности входного излучения (сплошная линия) и рассеянного света, распространяющегося вдоль оси пучка (крестики). Нижние графики иллюстрируют частотные зависимости нормированных спектральных интенсивностей рассеянного излучения при различных r . Видно, что спектры рассеянных импульсов уширены по сравнению со спектром входного излучения и сдвинуты в синюю область. Синий сдвиг частоты света несколько увеличивается по мере удаления от оси пучка.

Рассмотрим пространственно-временную структуру излучения в дальней зоне дифракции. Для анализа угловых распределений интенсивности рассеянного излучения в дальней зоне использовалась следующая процедура. Вначале в каждой точке выходной границы среды проводилось фурье-преобразование рассеянного светового поля. Затем с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа в приближении Фраунгофера рассчитывалось значение каждой спектральной компоненты в дальней зоне (на сферической поверхности большого радиуса с центром, расположенным на выходной границе среды, как показано на рис.5а) и проводилось обратное фурье-

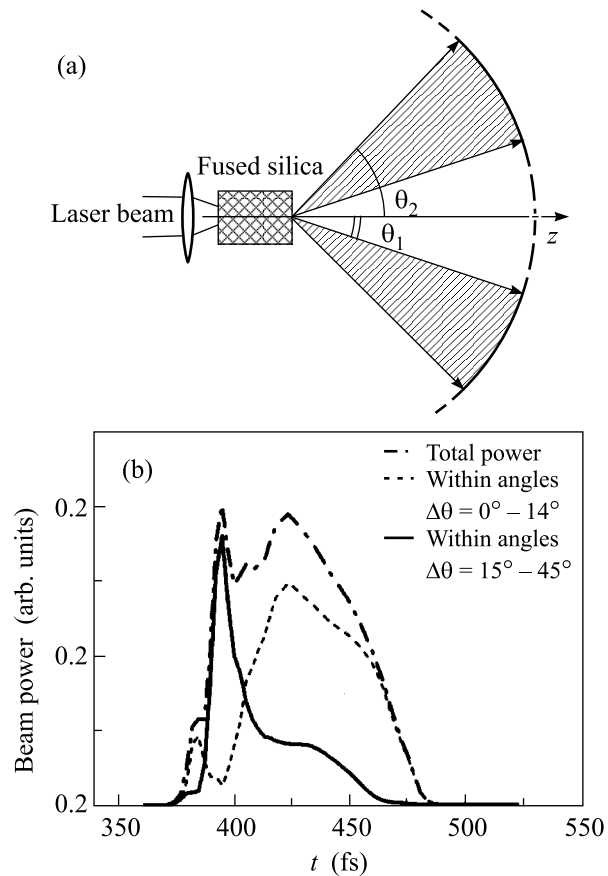


Рис.5. (а) Схема распространения рассеянного излучения в дальней зоне. Центр сферической поверхности лежит на выходной границе среды. (б) Временная зависимость мощности рассеянного излучения, падающего на различные участки сферической поверхности, изображенной на рис.(а). Сплошная линия – мощность света на участке, отмеченном на рис.(а) сплошной линией. Штриховая линия – мощность света на участке, отмеченном на рис.(а) штриховой линией. Штрихпунктирная линия – полная мощность

преобразование. После этого вычислялась интенсивность света, падающего на сферическую поверхность, и проводилось интегрирование по отдельным участкам этой поверхности, показанным на рис.5а штриховой и сплошной линиями. Последний этап расчета эквивалентен интегрированию интенсивности излучения в дальней зоне по углам θ , где θ – угол между направлением распространения рассеянного света и осью z . Временная зависимость мощности рассеянного излучения, падающего на различные участки сферической поверхности, представлена на рис.5б. Сплошной кривой показана мощность света, падающего на участок, соответствующий интервалу углов от $\theta_1 = 15^\circ$ до $\theta_2 = 45^\circ$ и обозначенный на рис.5а сплошной линией. Штриховая линия – мощ-

ность света, падающего на участок, соответствующий интервалу от 0° до 14° и показанный на рис.5а. Штриховой линией. Штрихпунктирной линией показана полная мощность света, падающего на сферическую поверхность. Как видно из приведенных зависимостей, на поверхность, ограниченную интервалом углов от 15° до 45° , падает импульс с длительностью, примерно в пять раз меньшей длительности исходного лазерного импульса. Таким образом, результаты анализа угловых диаграмм направленности рассеянного света в дальней зоне подтверждают, что пространственно-временная структура рассеянного света представляет собой набор коротких импульсов различной временной структуры, распространяющихся в разных направлениях.

Представленные выше результаты численных расчетов показывают, что нелинейные самовоздействия фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде могут приводить к формированию сверхкоротких световых импульсов, распространяющихся в направлениях, отличных от оси падающего пучка. В принципе, эти импульсы могут быть совмещены друг с другом во времени и пространстве. В идейном плане процедура пространственно-временного совмещения задержанных друг относительно друга и разнесенных в пространстве коротких импульсов аналогична совмещению во времени различных участков chirпированного импульса (компрессии). Вопрос о технической реализации такой процедуры требует специального анализа.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 05-02-17627 и # 06-02-08039.

1. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **24**, 592 (1970).
2. K. M. Davis, K. Miura, N. Sigumoto, and K. Hirao, Opt. Lett. **21**, 1729 (1996).
3. E. N. Glezer and E. Mazur, Appl. Phys. Lett. **71**, 882 (1997).
4. C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garcia, and E. Mazur, Opt. Lett. **26**, 93 (2001).
5. R. Graf, A. Fernandez, M. Dubov et al., Appl. Phys. B DOI: 10.1007/s00340-006-2480-y.
6. E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang et al., Opt. Lett. **21**, 2023 (1996).
7. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco et al., Phys. Rev. B **71**, 125435 (2005).
8. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, М.: Мир, 1996.
9. D. Marcuse, *Light Transmission Optics, van Nostrand Reinhold*, New York, 1982, Ch.8, 12.
10. K. J. Blow and D. Wood, IEEE J. Quantum Electron **25**, 2665 (1989).
11. R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1159 (1989).
12. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
13. P. Audebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santos et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1990 (1994).