

Динамика распространения фемтосекундных ИК лазерных импульсов в сильно рассеивающей пористой среде, исследуемая по схеме оптического гетеродинамирования

К.П.Бестемьянов, В.М.Гордиенко, А.А.Иванов, А.Н.Коновалов, А.А.Подшивалов

Создана система оптического гетеродинамирования на основе фемтосекундного хром-форстеритового лазера с использованием балансной схемы компенсации шумов лазера. Проведены измерения зависимости гетеродинного сигнала от временной задержки при регистрации сигнала обратного рассеяния от сильно рассеивающего пористого объекта, в качестве которого выбран бумажный лист. Установлено, что в обратном сигнале присутствует «длинный хвост» с экспоненциальным спадом, обусловленный многократным рассеянием. Показатель этой экспоненты определяется временем жизни фотона в рассеивающем слое. По времени жизни фотона определены коэффициенты поглощения и рассеяния для различных типов бумаги.

Ключевые слова: оптическое гетеродинамирование, фемтосекундный лазер, пористые среды, многократное рассеяние.

Пористые среды представляют собой чрезвычайно интересные для исследования физические объекты, которые обладают уникальными характеристиками и свойствами, обусловленными их внутренней структурой. Интерес к таким исследованиям связан не только с их прикладным значением, например с процессами замещения фаз в пористой среде [1], но и с фундаментальными вопросами – физическими свойствами сред с пониженной размерностью. В последнее время возник интерес к изучению процесса распространения сверхкоротких световых импульсов в статистически неоднородных средах, что связано с диагностикой биологических тканей [2], а также с поисками места локализации фотонов в неупорядоченных системах [3–5].

Одним из ярких примеров неупорядоченной системы служит бумага, являющаяся сильно рассеивающей средой, и для ее исследования, которое имеет и значимый практический характер, могут быть использованы хорошо разработанные методы, основанные на светорассеянии. К ним относятся такие методы, как оптическая когерентная томография, основанная на оптическом гетеродинамировании [2], спекл-корреляционная томография [6] и рефлектометрия с временным разрешением за счет использования электронно-оптической камеры [7].

Основной особенностью распространения лазерного излучения в сильно рассеивающей среде является быстрая декорреляция фотонов и появление значительной диффузной компоненты вследствие многократного рассеяния. С одной стороны, это ограничивает возможности

методов, основанных на регистрации баллистических фотонов, но, с другой стороны, диффузная компонента может служить дополнительным источником информации, что нашло применение в методах диффузионной спектроскопии и томографии [6].

Эффективным методом исследования структурных особенностей сильно рассеивающих сред является оптическая когерентная томография (ОКТ), в основе которой лежит регистрация обратнорассеянных фотонов с использованием гетеродинной схемы приема полезного сигнала. Большинство работ по ОКТ посвящено получению изображений биологических тканей, и, как правило, в них не рассматривается вопрос о возможном влиянии многократно рассеянных фотонов на формирование изображений [2]. Вместе с тем в методе ОКТ селекция фотонов происходит не по кратности рассеяния, а по длине оптического пути, что для сильно рассеивающих объектов может приводить к значительному искажению получаемых изображений в результате влияния многократно рассеянных фотонов.

Цель настоящей работы заключалась в демонстрации возможности применения методики оптического когерентного гетеродинамирования для исследования динамики процесса распространения сверхкоротких световых импульсов в сильно рассеивающей пористой неупорядоченной среде, в данном случае – бумаге. Предварительные результаты работы были представлены в [8].

Основой оптического гетеродинного измерителя служил интерферометр Майкельсона. Источником лазерного излучения являлся фемтосекундный хром-форстеритовый лазер [9] (мощность 100 мВт, длительность импульса 50 фс). Для увеличения отношения сигнал/шум применялась методика компенсации с использованием двух фотоприемников [10, 11]. Ранее подобная схема оптического гетеродинамирования применялась нами для изучения лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции [12].

Мы провели измерения мощности гетеродинного сигнала при детектировании обратно рассеянного от бумаги фемтосекундного лазерного излучения в зависимо-

К.П.Бестемьянов, В.М.Гордиенко, А.А.Подшивалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

А.Н.Коновалов. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 140700 Шагура, Московская обл., Святоозерская ул., 1

А.А.Иванов. Центр фотохимии РАН, Россия, 119421 Москва, ул. Новаторов, 7а

Поступила в редакцию 2 октября 2003 г., после доработки – 2 марта 2004 г.

сти от длины оптического пути z в опорном плече. Было обнаружено, что эту зависимость можно условно разделить на три участка (рис. 1): участок с интенсивным передним фронтом, созданным рассеянием от границы среды (длина участка примерно равна длительности зондирующего фемтосекундного импульса), короткий, быстро спадающий отрезок, соответствующий переходу от режима однократного рассеяния к многократному, и длинный «хвост» с экспоненциальным спадом, обусловленный многократным рассеянием в среде.

Изменение сигнала на втором участке было аппроксимировано экспонентой, причем при любой толщине образца показатель экспоненты был одинаков и составлял $11.8 \pm 1.1 \text{ пс}^{-1}$. Особое внимание было направлено на изучение поведения последнего участка на динамической кривой рассеяния. На рис. 1 представлены зависимости мощности гетеродинного сигнала от временной задержки для одного типа бумаги (высокопористая бумага со средней плотностью 0.4 г/см^3 , близкая по структуре к фильтровальной), но для разных толщин рассеивающего слоя. Толщина образца регулировалась числом слоев бумаги, причем для минимизации воздушного зазора между ними образец подвергался небольшому давлению. Видно, что рост числа слоев приводит к увеличению затягивания хвостовой части импульсного отклика, проявляющемуся в уменьшении угла наклона зависимости, построенной в логарифмическом масштабе.

На рис. 2, а представлены зависимости мощности гетеродинного сигнала от времени задержки t для более плотной бумаги (средняя плотность 0.837 г/см^3), имеющей дефекты, в разных исследуемых точках – в бездефектной области и в области дефекта, связанного с повышенной пористостью. Видно, что при большей пористости, т. е. когда плотность рассеивающих центров меньше, время существования сигнала сокращается. Поведение гетеродинного сигнала, обусловленного интерференцией рассеянного и опорного излучения, связано с наличием многократного рассеяния, приводящего к заметной задержке фотонов внутри бумаги. Тот факт, что представленные зависимости не являются плавными, объясняется наличием стационарной спекл-картины. Для уменьшения влияния спеклов необходимо производить усреднение по пространству. Результаты пространственного усреднения, полученные с помощью вращающегося бумажного диска, приведены на рис. 2, б.

Наклон экспоненциального спада измеряемого сиг-

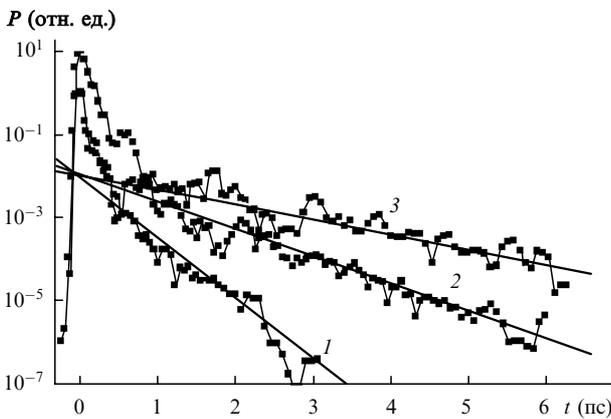


Рис. 1. Зависимости мощности гетеродинного сигнала от времени задержки при рассеянии в одном слое бумаги (1), в двух (2) и трех слоях (3); толщина слоя бумаги $\sim 80 \text{ мкм}$.

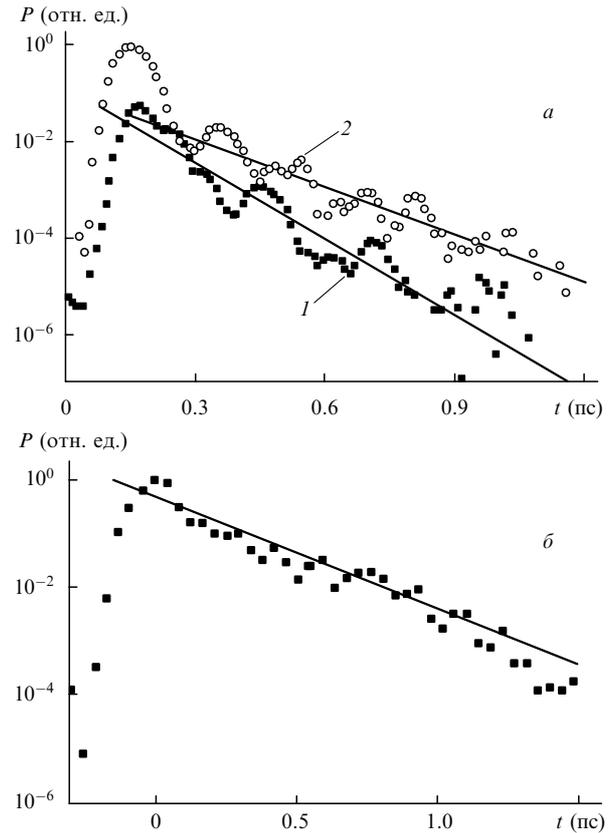


Рис. 2. Зависимости мощности гетеродинного сигнала от времени задержки при зондировании бумаги в области дефекта (повышенная пористость) (1) и в бездефектной области (2) (а), а также при зондировании бумаги, закрепленной на вращающемся диске (б).

нала определяется временем жизни фотона внутри данного объема. В диффузионном приближении с учетом поглощения экспоненциальный спад будет определяться как [4]

$$I_m(t) \sim \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) = \exp\left[-\frac{1}{\tau_x} - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 D\right] t, \quad (1)$$

где τ_0 – характерное время жизни фотона в рассеивающей среде; $D = c/3n_p\mu'_s$ – коэффициент диффузии фотонов; $t = z/c$ – время задержки; c – скорость света; $\mu'_s = (1 - g)\mu_s$ – редуцированный коэффициент рассеяния; n_p – средний показатель преломления в бумаге; g – параметр анизотропии; $\tau_x = n/(c\alpha)$; α – коэффициент поглощения среды.

Средний показатель преломления бумаги n_p грубо можно определить через средний набег фаз при прохождении фотона сквозь слоистую структуру, состоящую из целлюлозы (показатель преломления n_c) и пор, заполненных воздухом (показатель преломления n_a):

$$n_p = \frac{V_c^{1/3}n_c + V_a^{1/3}n_a}{V_c^{1/3} + V_a^{1/3}}, \quad (2)$$

где V_c, V_a – объемы, занятые волокнами целлюлозы и порами. С учетом того, что пористость бумаги $p = V_a/V_p = 1 - (\rho_p/\rho_c)$, где V_p – объем бумаги, ρ_c и ρ_p – плотности целлюлозы и бумаги соответственно, а $1 - p = V_c/V_p$, формула (2) преобразуется к следующему виду:

$$n_p = \frac{n_c + [pn_a/(1 - p)]^{1/3}}{1 + [p/(1 - p)]^{1/3}}. \quad (3)$$

Табл.1.

Тип бумаги	Плотность бумаги (г/см ³)	Толщина (мкм)	Показатель преломления	Коэффициент поглощения (мм ⁻¹)	Редуцированный коэффициент рассеяния (мм ⁻¹)	Длина свободного пробега (мкм)	Пористость
Писчая	0.837	80	1.26	2.81 ± 0.37	62.3 ± 3.2	0.8	0.44
Пористая	0.4	80	1.2	2.67 ± 0.36	46.8 ± 2.6	1.01	0.73

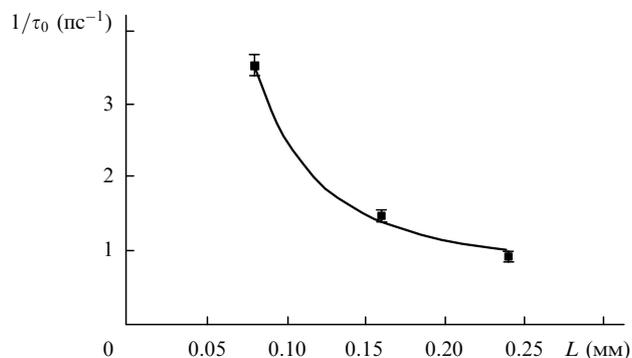


Рис.3. Зависимость обратного времени жизни фотонов в среде от ее толщины – аппроксимация по формуле $1/\tau_0 = 1/\tau_x + (\pi/L)^2 D$ ($\tau_x = 1.49$ пс, $D = 0.00188$ мм²/пс).

Показатель преломления целлюлозы $n_c \approx 1.5$ [13], плотность целлюлозы $\rho_c = 1.5$ г/см³ [13], показатель преломления воздуха $n_a \approx 1$. Рассчитанные значения показателя преломления для обоих типов бумаги представлены в табл.1, там же приведены значения пористости бумаги.

Аппроксимируя в соответствии с (1) зависимость $1/\tau_0$ от толщины бумаги (рис.3) и используя характерное время поглощения τ_x в качестве подгоночного параметра, можно вычислить коэффициент диффузии фотонов в среде и редуцированный коэффициент рассеяния среды (табл.1). В результате время поглощения $\tau_x = 1.49 \pm 0.22$ пс, что соответствует коэффициенту поглощения $\alpha = 2.67 \pm 0.36$ мм⁻¹, коэффициент диффузии $D = (1.88 \pm 0.11) \times 10^{-3}$ мм²/пс, редуцированный коэффициент рассеяния $\mu'_s = 46.8 \pm 2.6$ мм⁻¹. Используя параметр анизотропии $g = 0.95$ [7], можно вычислить нередуцированный коэффициент рассеяния среды и длину свободного пробега фотона в среде (см. табл.1).

При зондировании дефекта писчей бумаги с плотностью 0.837 г/см³ (рис.2,а), который представлял собой область с характерным размером ~ 1 мм, имеющую большую пористость, мы определили коэффициент диффузии фотонов, составивший $(3.4 \pm 0.12) \times 10^{-3}$ мм²/пс; вне области дефекта этот коэффициент был равен $(1.2 \pm 0.11) \times 10^{-3}$ мм²/пс. Данный результат дает основание полагать, что предлагаемая методика может применяться для

контроля пористости и обнаружения дефектов в статистически неоднородных средах.

Таким образом, затянутый задний фронт обратно-рассеянного фемтосекундного лазерного импульса несет информацию о динамике диффузии фотонов. Особенно-стью исследуемого объекта является значительное различие показателей преломления волокон целлюлозы, образующих плотно упакованную фибриллярную цепь, и окружающего воздуха. Поэтому наблюдаемое большое время жизни фотонов в объеме пористой среды, или «захватывание» света в объеме мишени, есть результат эффективного объемного переотражения фотонов от «центров» рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-06166, № 02-02-17238, № 03-02-17046).

1. Dougherty A., Natan C. *Phys. Rev. E*, **58** (3), 2889 (1998).
2. Brezinski M.E., Fujimoto J.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5** (4), 1185 (1999).
3. Watson J., Fleury P., McCall S. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 945 (1987).
4. Gómez Rivas J., Sprik R., Lagendijk A., et al. *Phys. Rev. E*, **63**, 046613 (2001).
5. Johnson P., Imhof A., Bret B., Rivas J., Lagendijk A. *Phys. Rev. E*, **68**, 016604 (2003).
6. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32** (10), 849 (2002).
7. Carlsson J., Hellentin P., Malmqvist L., et al. *Appl. Opt.*, **34** (9), 1528 (1995).
8. Bestemyanov K.P., Gordienko V.M., Kononov A.N., Podshivalov A.A. *Program and Abstracts XI Conf. Laser Optics* (St.-Petersburg, Russia, 2003, p.79); Bestemyanov K.P., Gordienko V.M., Kononov A.N., Podshivalov A.A. *Program and Abstracts I Russian-Finnish Seminar: Photonics and Laser Symp.* (Saratov, Russia, 2003, p.10).
9. Гордиенко В.М., Иванов А.А., Коновалов А.Н., Подшивалов А.А., Прялкин В.И., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **32** (6), 511 (2002).
10. Beaud P., Schultz J., Hodel W., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 755 (1989).
11. Bestemyanov K.P., Gordienko V.M., Ivanov A.A., Kononov A.N., Magnitskii S.A., Podshivalov A.A., Tursynov Zh.S. *Book Abstracts XI Intern. Laser Phys. Workshop* (Bratislava, Slovak Republic, 2002, p.240).
12. Гордиенко В.М., Коновалов А.Н., Магницкий С.А., Турсьнов Ж.С. *Квантовая электроника*, **31** (1), 83 (2001).
13. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 786).