

Коротко-импульсная фототермическая однолучевая интерферометрия для измерения поглощения в прозрачных изотропных диэлектриках*К. В. Власова, Н. Ф. Андреев, А. И. Макаров*

Представлены результаты измерений поглощения на длине волны 1,071 мкм в кварце Suprasil 311 ($2,8 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$) и лабораторном воздухе ($5 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$) при отношении сигнал/шум 100/1 с помощью соосной схемы Photothermal common-path interferometry при быстром нагреве в отсутствие термодиффузии. Измерения поглощения проводились при тепловых набегах фазы в греющем пучке не более 0,1 радиан, что гарантировало корректность калибровок. Калибровка схемы проделана с помощью стандартного стекла К-8 с привлечением теории дифракции на деформациях, учитывающих напряжения. Низкий уровень шумов позволил при временном разрешении импульсных сигналов выделить вклад в измерения поглощения в кварце Suprasil 311 соответственно керровской и стрикционной нелинейностей, а также наблюдать развитие во времени стрикционных деформаций. Кроме того, выявлено аномальное временное развитие поглощения широкополосного излучения в атмосферном воздухе.

Ключевые слова: фототермическая однолучевая интерферометрия, дифракция, термодиффузия, измерение поглощения, напряжения, тепловое самовоздействие.

Введение

Совершенствование технологии производства прозрачных оптических материалов [1], а также входной контроль оптических элементов при конструировании мощных лазерных систем с непрерывной генерацией (CW-систем) киловаттного уровня ($\leq 10^4$ Вт) тесно связаны с возможностью выполнения надежных и достаточно точных измерений поглощений прозрачных диэлектриков в лабораторных условиях.

Уровни поглощения оптических материалов, подлежащих измерению, составляют, например, в кварцевом стекле $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ [1]. Оценка допустимых поглощений в разнообразных кристаллических элементах, входящих в каскадные схемы умножения частоты CW-лазеров [2], дают величины $\sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

Существенным вопросом в процессе создания сверхпрозрачных веществ является точность

абсолютных и относительных измерений малых величин поглощений на уровне $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Требования к точности измерений (например, $\pm 5 \%$, принятой в [3]) при указанных уровнях поглощения, в конечном итоге, определяет требование к соотношению сигнал/шум, величину которого из общих соображений можно принять равной $\sim 50/1$.

Состояние вопроса в настоящее время можно понять, изучая представленные фирмой Heraeus [1, 4] результаты измерения поглощения в выпускаемых ею кварцевых стеклах, выполненными наиболее чувствительными, в ее представлении, методами, а именно: Photothermal Common-path Interferometry (PCI) и Laser-Induced Deflection Technique (LID) [5–17]. Из анализа результатов можно сделать заключение, что этим методам не хватает чувствительности для достижения достаточной точности измерений на уровне $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Так, например, в кварцевом стекле Suprasil 311/312 (с концентрацией группы ОН на уровне 250 ppm) на длине волны 1064 нм указывается номинальное поглощение $\sim 2,5 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$. При этом разброс значений составляет $1,4 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1} - 5 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ [1], причем без пояснения, с чем связан такой разброс: с неточностью измерения концентрации группы ОН в различных образцах или с неточностью измерения самого поглощения.

С другой стороны, доверительный интервал величин поглощения $\pm 25 \%$ можно получить из работ [10, 14], где выполнены подобные же изме-

Власова Ксения Владимировна, младший научный сотрудник.
Андреев Николай Фёдорович, зав. лабораторией, к.ф.-м.н.
Макаров Александр Игоревич, старший научный сотрудник.
Институт прикладной физики РАН.
Россия, 603950, г. Нижний Новгород. БОКС-120,
ул. Ульянова, 46.
Тел. 8 (930) 290-35-46. E-mail: vlasova.kseniya.1@gmail.com,
nandreev@appl.sci-nnov.ru, makarov_ai@appl.sci-nnov.ru

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2017 г.

рения. Однако, по нашему мнению, наиболее достоверная информация о чувствительности методов PCI содержится в работах [4, 13], где представлены результаты проектов по измерению поглощения в кварце фирмы Heraeus. В этих работах прямо указан предел измерений объемного поглощения в кварцевых стеклах, равный 10^{-6} см^{-1} , ниже которого поглощение вообще не регистрируется. Кроме того, в работе [18] для методов PCI и LID приводится оценка чувствительности измерения показателя поглощения в прозрачных диэлектриках на уровне 10^{-5} – 10^{-6} см^{-1} в зависимости от мощности лазера накачки и материальных коэффициентов образцов. Суммируя сказанное, можно утверждать, что, несмотря на неоднократные заявления авторов работ [8–11, 13, 17], реализующих измерения методом PCI и LID, о возможном достижении предельной чувствительности их схем на уровне 10^{-7} – 10^{-8} см^{-1} в кварцевом стекле, в реальной практике уровень поглощения 10^{-6} см^{-1} в кварце является предельным для наблюдения [4].

Предлагаемое в работе [6] повышение чувствительности измерений путем увеличения энергии греющего пучка имеет фундаментальное ограничение, связанное с тем, что увеличение чувствительности будет происходить за счет роста в греющем пучке наведенного при нагреве образца набега фазы. Это, в конечном итоге, приведет к искажению его пространственной структуры из-за самовоздействия [19] и, как следствие, к появлению систематической ошибки в данных измерениях. Повышение чувствительности, реализованных к настоящему времени схем типа PCI, на этом пути оценить невозможно, поскольку ни в одной работе не приводится влияние на измерения указанного эффекта.

Кроме того, в представленных методах отсутствуют расчеты, связывающие изменение уровней сигналов, получаемых с различными образцами, с изменением их физических свойств и размеров. Это приводит к сложности с калибровкой схемы, заключающейся в том, что эталонный образец должен быть выполнен из тестируемого материала и иметь тот же размер. Получение в эталонных образцах больших измеряемых поглощений достигается либо допированием поглощающими материалами [5, 8], либо сдвигом длины волны греющего лазера в полосу более сильного поглощения, лежащей в области 1,8–3,8 мкм [5]. Обе процедуры сложны и не для всех вариантов измерений возможны в принципе.

Целью данной работы являлось исследование возможных путей модификации схемы PCI для увеличения точности при измерениях величин поглощения $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ при приемлемом тепловом набега фазы в греющем пучке $\leq 0,1$ рад.

Модификация схемы

Нами предложены следующие решения при реализации схемы PCI в её модифицированном варианте.

Во-первых, для нагрева использовался достаточно короткий лазерный импульс, длительность которого $\tau_{imp} = 10^{-4} \text{ с}$ была много меньше времени термодиффузии $\tau_{diff} = c \times \rho \times a_h^2 \times \lambda^{-1}$ (равного $3 \times 10^{-3} \text{ с}$ для кварца). В представленной формуле использованы следующие обозначения: c – коэффициент теплоемкости, ρ – плотность, λ – коэффициент теплопроводности, $a_h = 4,8 \times 10^{-3} \text{ см}$ – радиус греющего пучка по уровню $1/e$ в интенсивности. При этом пространственное распределение температуры в течение импульса греющего лазера в нашем случае связано с плотностью энергии излучения локальным соотношением. При обратном неравенстве $\tau_{imp} \gg \tau_{diff}$, характерном для существующих методов PCI и LID (в которых τ_{imp} в разных работах составляет от 10^{-2} до 1000 с), профиль температуры в течение импульса греющего лазера будет расплываться в поперечном направлении, и при той же греющей энергии сигнал с фотодиода будет уменьшаться.

Во-вторых, нагревающие импульсы следовали с частотой 10 Гц. Относительно большой временной интервал между импульсами гарантировал восстановление равновесного состояния среды к моменту прихода следующего импульса. При осциллографировании применялось усреднение по N событиям (от 128 до 32768), что приводило к увеличению соотношения сигнал/шум в $N^{1/2}$ раз для среднего значения.

В-третьих, применялась соосная схема зондирования, увеличивающая уровень сигнала при заданной энергии греющего импульса в ~ 50 раз. Тем самым мы фактически пожертвовали возможностью пространственного разрешения [5], позволявшего отделять поверхностное поглощение от объемного. Однако, как видно из результатов наблюдений в работе [6], чистые поверхности не дают заметного вклада в измеряемые величины объемного поглощения, и учет этого обстоятельства в нашей задаче представляется излишним.

Соосная схема зондирования ранее применялась в работах, измеряющих поглощение на уровнях 10^{-4} – 10^{-2} см^{-1} [20, 21]. Однако в работах, использующих PCI для измерения малых ($\sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$) поглощений от применения соосной схемы отказались из-за технических трудностей с подавлением в измеряемых сигналах паразитной составляющей, связанной с проникновением на измерительный фотодиод (ФД) помех от мощного грею-

шего излучения [7]. Данная проблема была нами решена практически без потери чувствительности с помощью специальной фильтрации греющего излучения на выходе тестируемых образцов.

В-четвертых, применение соосной модификации РСІ, а также быстрый нагрев без термодиффузии сделали доступным теоретический расчет дифракции зондирующего пучка. (Соответствующие формулы в данной работе не приводятся из-за их громоздкости и будут выписаны в расширенной теоретической публикации). С помощью этих расчетов и при их экспериментальной проверке были найдены соотношения длин и положений перетяжек греющего и зондирующего пучков, а также величина и положение диафрагмы перед ФД, оптимизирующие сигнал.

Все это дало возможность проводить измерения поглощения в кварце на уровне $\sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, а в воздухе на уровне $\sim 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ при соотношении сигнал/шум, превышавшем 100/1, а также при малом ($\leq 0,1$ рад.) набеге фаз в греющем пучке. Набег фаз контролировался в каждом акте измерения, что гарантировало отсутствие влияния эффекта теплового самовоздействия.

Кроме того, формулы теории, связывающие изменение уровней сигналов, получаемых с различными образцами, с изменением их физических свойств, позволили использовать для калибровки схемы образцы стандартных стекол К-8 с известными оптико-механическими параметрами, а также проводить измерения с любыми изотропными диэлектриками.

Экспериментальное исследование

Блок-схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве греющего лазера использовался одномодовый волоконный Yb-лазер [2] с длиной волны $\lambda = 1071 \text{ нм}$ и с полностью деполаризованным излучением. Длительность импульса и частота повторения, а также задержка запуска цифрового осциллографа задавались генератором синхронимпульсов. Выходная энергия менялась от 1 до 40 мДж блоком управления лазером. Нагретая область образца соосно просвечивалась линейно поляризованным зондирующим пучком (ЗП) одномодового лазера, работающего в непрерывном режиме (длина волны $\lambda_{pr} \approx 0,63 \text{ мкм}$, выходная мощность $P_{out} = 2 \text{ мВт}$, мощность шумов P_{noise} составляет 0,1 % от выходной мощности). Его перетяжка радиусом $a_{pr} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ см}$ располагалась вблизи перетяжки греющего пучка. Дифракция ЗП маломощного непрерывного лазера на переменном во времени пространственном распределении температуры приводила к возникновению в нем переменной во времени составляющей, которая регистрировалась с помощью системы, состоящей из ФД, диафрагмы Д, матовой пластинки МП (установленной для сглаживания влияния на измерения неоднородности катода ФД и спекловой структуры, появляющейся в пучке из-за случайных загрязнений на промежуточных поверхностях [22]), линзы L_2 , проецирующей диафрагму в сечение, в котором производилось измерение переменной составляющей мощности ЗП. Напряжение с ФД подавалось на усилитель с усилением 40 дБ в полосе от 16 Гц до 50 кГц, в котором выделялась переменная составляющая.

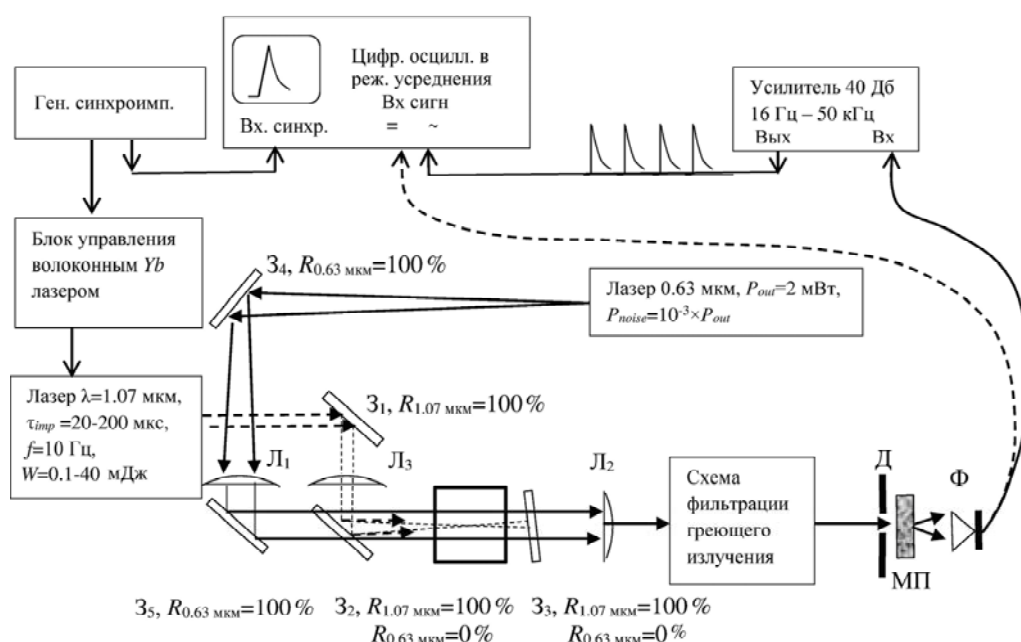


Рис. 1. Блок-схема эксперимента.

Импульсная реакция всего измерительного тракта, имеющая ширину по 0,5-уровню примерно 8 мкс, отображена осциллограммой 5 на рис. 2. Импульс греющего излучения (кривая 4 на рис. 2) снят при указанном разрешении.

Типичная временная зависимость сигнала $U(t)$ переменной составляющей дифрагирующего ЗП после усреднения показана на рис. 3 в виде осциллограммы 2 (на примере кварцевого стекла

КУ-1). Максимум амплитуды изображенного импульса U_{\max} соответствует концу греющего импульса и используется при расчете поглощений. В этот момент текущая энергия греющего импульса достигает своего максимума W_{imp} , фиксируемого измерителем энергии, а мощность уже равна нулю. Спад сигнала после максимума соответствует диффузии температуры из нагретой области с характерным временем τ_{diff} .

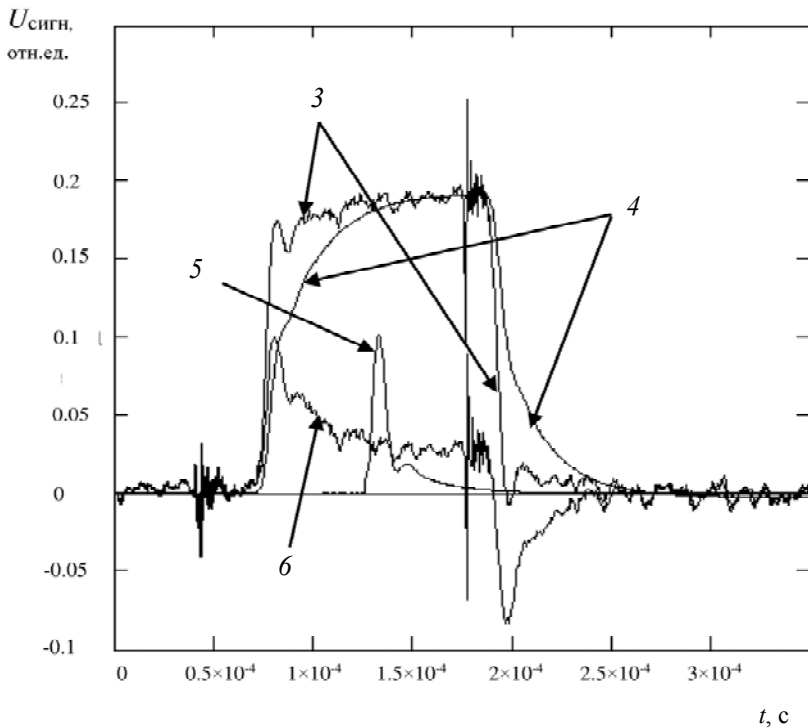
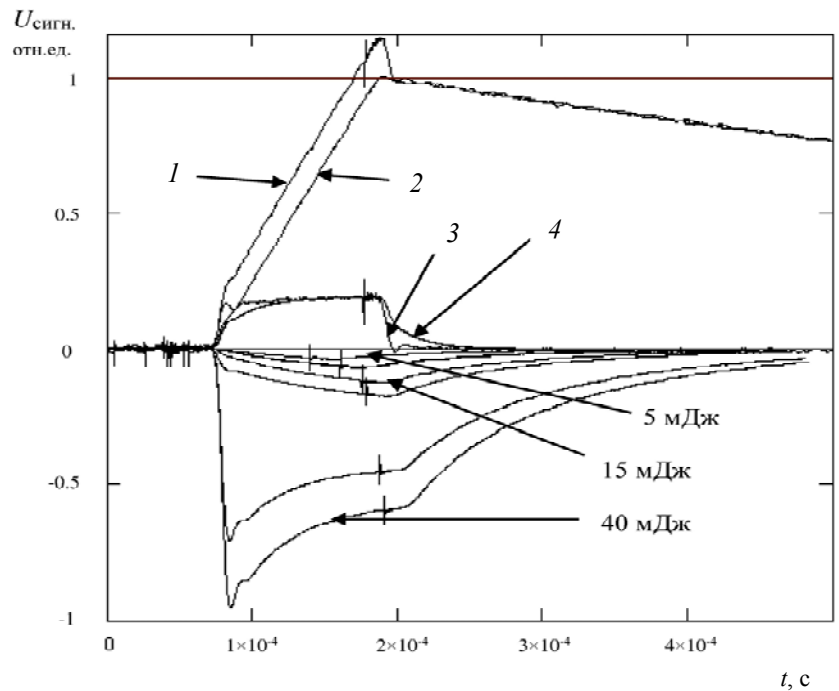


Рис. 2. Совмещенные экспериментальные данные. Кривая 3 – разность кривых 1 и 2 на рис. 3; кривая 4 – соответствующий греющий лазерный импульс; 5 – импульсная реакция осциллографического тракта; 6 – разность кривых 3 и 4, взятых с соответствующими весами, которые учитывают величины измеренного поглощения и керровской нелинейности.

Рис. 3. Осциллограммы положительных сигналов с ФД получены с образцами: 1 – кварца Suprasil 311, 2 – кварца КУ-1, при энергии в импульсе 40 мДж, усредненные по 2×10^4 событиям и нормированные на амплитуду сигнала с КУ-1, 3 – разность кривых 1 и 2, 4 – соответствующий греющий лазерный импульс. Отрицательные сигналы (произвольные единицы) получены при различных греющих энергиях от лабораторного воздуха.



Экспериментально проверялось соответствие формулам теории зависимости U_{\max} от расстояния сечения от выходного торца образца L , в которое проецировалась с помощью линзы L_2 диафрагма D , причем при различных ее радиусах R , но постоянной W_{imp} . Для этого использовались образцы из стекла К-8 длиной 4 см и слой 1,8 см из тяжелой воды.

Результаты приведены на рис. 4. Совпадение теоретических кривых с экспериментальными точками для стекла К-8 обеспечивается подходящим выбором калибровочного коэффициента пропорциональности K между определяемой в теории мощности переменной составляющей пробного пучка, падающей на катод фотодиода через диафрагму, и измеряемым сигналом. Совпадение значений экспериментальных точек, полученных в тяжелой воде, с теоретическими кривыми на рис. 4 достигалось при использовании в процессе пересчета того же калибровочного коэффициента K , а также, кроме известных физических параметров, значения $(dn/dT)_{D_2O} = -5,535 \times 10^{-5}$ 1/град. Кроме того, применимость полученных формул теории проверялась для пересчета сигналов U_{\max} , получаемых при измерениях в различных образцах К-8, имевших различные длины от 1,5 до 6 см. Всего было проведено измерение с 10 образцами. Наблюдаемые изменения сигналов, полученных с образцами различной длины описывалось при теоретическом расчете с точностью не хуже $\pm 5\%$.

Линейность зависимости U_{\max} от W_{imp} проверялась при каждом измерении путем снятия соответствующей зависимости по 3–4 точкам. Отклонение зависимости от линейной наблюдалось при развитии явления самовоздействия греющего пучка. В нашей схеме при достижении теплового набега фазы $\Delta\phi \approx 1,5$ рад наблюдалось отклонение от линейности на $+5\%$, а полное насыщение роста сигнала с ростом $\Delta\phi$ происходило при достижении им величины $\sim 3,4$. Исходя из этих данных, а также сравнивая чувствительности нашей схемы и стандартной РСІ, оказалось возможным сделать оценку набега фазы в цитированных прежних работах по РСІ, которая дала $\Delta\phi \sim 2-4$ рад.

Для демонстрации возможности схемы ниже приводятся измерения коэффициентов поглощения в кварцевых стеклах двух марок, а именно, Suprasil 311 фирмы Heraeus и КУ-1, выпущенной в СССР. Длина образца КУ-1 была 4,7 см, а образца Suprasil 311 составляла 8,1 см.

На рис. 3 показаны формы осциллограмм сигналов, полученных в процессе измерений указанных поглощений (кривые 1 и 2 соответственно). Измерения, проводившиеся при оптимальных для каждого образца величинах диаметра диафрагмы D и ее расстояния от выходного торца образца,

дали коэффициент поглощения для Suprasil 311 равный $\alpha_{\text{supr}} = 2,8 \times 10^{-6}$ см⁻¹, а для КУ-1 $\alpha_{\text{ку-1}} = 1,04 \times 10^{-5}$ см⁻¹.

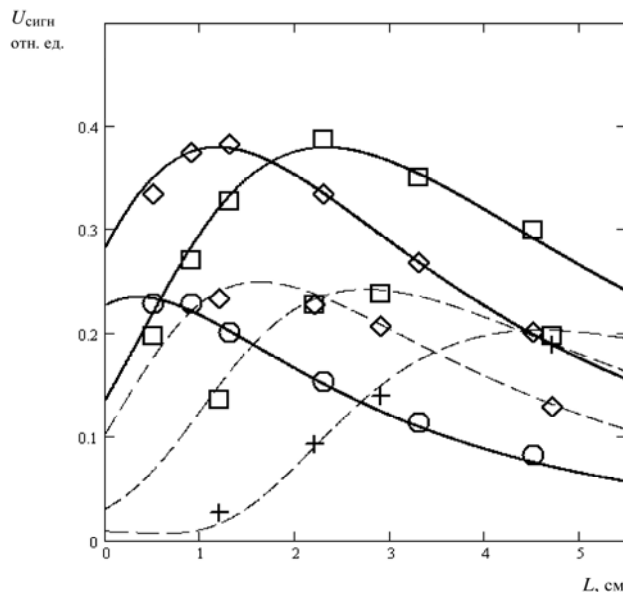


Рис. 4. Амплитуда импульса переменной составляющей мощности зондирующего пучка с ФД на осциллографе и соответствующий теоретический расчет в зависимости от расстояния L проекции диафрагмы на ФД от выходного торца образцов (см) для двух образцов: сплошные линии – стекло К-8 длиной 4 см и пунктирная линия – тяжелая вода с толщиной слоя 1,8 см. Экспериментальные точки: \diamond соответствуют диаметру диафрагмы 0,1 мм, \square диаметру 0,13 мм, $+$ диаметру 0,18 мм, \circ диаметру 0,052 мм. Коэффициент уменьшения диафрагмы в сечении проекции 6,7. Калибровочный коэффициент оси Y одинаков для всех графиков.

Соотношение сигнал/шум на осциллограммах составляет $\sim 100/1$, что позволило выявить детали сигналов, связанных с вкладом керровского и стрикционного механизмов нелинейности. Отчетливо видно, что формы импульсов для разных образцов кварца на промежутке времени воздействия греющего импульса различаются. Для наглядности этого отличия на рис. 3 импульсы совмещены путем подбора их амплитуд до совпадения спадающих (за счет термодиффузии) частей с нормировкой на амплитуду импульса, соответствующего КУ-1. Очевидно, что на промежутке времени воздействия греющего импульса в величину сигнала с образцом Suprasil 311, имеющего примерно в 4 раза меньшее поглощение, чем в образце из КУ-1, относительный вклад керровского и стрикционного механизмов нелинейности будет в такое же количество раз больше. Кривая 3 на рис. 2 и 3 является разностью данных нормированных осциллограмм. Естественно предположить, что наблюдаемая разность сигналов является следствием вклада быстрых нелинейностей. На рис. 2 и 3 при-

ведена также кривая 4, отображающая форму греющего импульса, снятого измерительным фотодиодом ФД, сигнал с которого усиливался в усилителе, т. е. он имел те же частотные искажения, что и импульсы зондирующего пучка. Очевидно, что форма составляющей сигнала, отображающей вклад безынерционного керровского механизма нелинейности во время воздействия греющего импульса должна быть подобна кривой 4.

Кривая 6 на рис. 2 представляет разность кривой 3, отображающей нетепловой вклад в амплитуду сигнала во время воздействия греющего импульса, и кривой 4, взятой с амплитудой, соответствующей керровской составляющей в сигнале с величиной $n_{2_kerr} = 2,31 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [23, 24]. Очевидно, что кривая 6, построенная подобным образом, отображает развитие во времени деформаций, связанных со стрикционным механизмом. Отличие формы кривой 3 от кривой 4 на фронтах связано с процессом установления стационарного пространственного распределения деформаций, длящегося 25 мкс (согласно кривой 6). Интересно, что за это время продольный звук (скорость $6 \times 10^5 \text{ см/сек}$) успевает пробежать 15 см, т. е. расстояние, превышающее любой характерный размер как греющего пучка, имеющего дифракционную длину 2 см, так и образца Suprasil 311 (8 см). Горизонтальный участок кривой 6 соответствует стационарному значению стрикционной нелинейности, после установления всех деформаций. Выбор величины n_{2_kerr} , принятый нами, дает величину нелинейного стрикционного коэффициента, вычисленного из горизонтального участка кривой 6, $n_{2_str} = n_{2_eff} - n_{2_kerr} = 0,525 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Таким образом, принятая нами величина нелинейного коэффициента n_{2_kerr} на +5 % больше приведенной в [23] и в совокупности с нашими экспериментальными данными дает значение величины n_{2_sb} близкое к приводимой в этой же работе ($n_{2_str} = 0,5 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$). Такое соответствие величин нелинейных коэффициентов, как нам представляется, является дополнительным свидетельством точности абсолютной калибровки нашей измерительной схемы.

Чувствительность схемы позволяет наблюдать поглощение греющего излучения в лабораторном воздухе в отсутствие образцов. Обусловленность наблюдаемых сигналов в отсутствие образцов с поглощением в воздухе было подтверждено путем замены образцов кюветой длиной 30 см с кварцевыми окнами, заполненной воздухом при давлении около 10^{-3} атм. В этом случае сигналы не регистрировались.

На рис. 3 приведены также осциллограммы сигналов, возникающих из-за поглощения в возду-

хе, полученных при различных энергиях накачки греющего волоконного лазера. Различная полярность сигналов связана с различными знаками dn/dT в кварцевом стекле ($dn/dT > 0$) и воздухе ($dn/dT < 0$). Специфической особенностью нашего лазера была зависимость его спектрально-временных характеристик от энергии накачки [2]. Видно, что до энергии 15 мДж форма импульсов в промежутке времени действия греющего импульса отличается от полученных в кварцевом стекле тем, что имеют вид насыщающихся кривых. Такая форма связана с диффузией тепла из нагретой области, поскольку время термодиффузии в данном эксперименте $\tau_{diff_air} = 1,14 \times 10^{-4} \text{ с}$ близка к длительности греющего импульса. Измерение поглощения с использованием при обработке экспериментальных данных формул, не учитывающих теплодиффузию, дает $\alpha_{air} = 2,04 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Учет теплодиффузии на ее начальном участке, проведенный с помощью численного решения уравнения теплопроводности, изменил величину до $\alpha_{air} \approx 5 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

При увеличении энергии накачки выше 20 мДж вид осциллограмм качественно меняются. Данное изменение коррелировано с расширением линии генерации греющего лазера. В этом мы убедились путем уменьшения энергии греющего импульса в два раза с помощью отражающего зеркала, установленного на входе среды при постоянстве энергии накачки греющего лазера, сохраняющим структуру спектра генерации лазера. При этом форма осциллограмм не изменялась. Анализ спектров поглощения паров воды для влажности 30 % и температуры 24 °С с помощью базы HITRAN показал, что спектр греющего лазера при энергии накачки менее 15 мДж попадает между линиями поглощения, а при увеличении энергии свыше 15 мДж спектр уширяется и начинает покрывать близлежащие линии. Очевидно, что измеряемое нами поглощение греющего лазера до энергии 15 мДж определяется континуальным поглощением, не связанным с сильными резонансными линиями воды. При увеличении энергии греющего лазера и перекрытии греющим спектром линий воды возникает наблюдаемое качественное изменение осциллограмм регистрируемого сигнала. Для объяснения обнаруженной динамики развития поглощения воздуха требуются дополнительные исследования.

В заключение необходимо отметить, что отсутствие доверительного интервала у приводимых в работе абсолютных числовых величин α_{supr} , α_{ku-1} , α_{air} обусловлено необходимостью дополнительно-

го исследования ошибок измерения оптико-механических параметров, дающих вклад в случайные ошибки при калибровке схемы измерения. Однако, исходя из разброса результатов измерений в различных образцах из стекла К-8, точность измерения поглощения в нашей схеме оценивается нами на уровне $\pm 5\%$.

Заключение

В работе предложена и исследована новая схема для измерения сверхмалых поглощений в изотропных диэлектриках. Благодаря разработанному нами теоретическому описанию появилась возможность использовать любой образец с известным поглощением в качестве эталонного, что существенно упрощает процедуру калибровки, избавляя от необходимости применять сложные методики (допирование, сдвиг длины волны греющего лазера в полосу сильного поглощения и др.). Развитие теоретического описания, включающего в себя дифракционную и материальную часть, стало возможным благодаря оптимальному подходу в выборе длительности греющего импульса (большей времени установления тепловых деформаций, но много меньшей времени диффузионного расплывания температуры) и использованию соосной модификации схемы PCI.

Кроме того, такой выбор существенно увеличил чувствительность схемы, что привело к повышению точности абсолютных и относительных измерений объёмного поглощения и позволило исключить влияние теплового самовоздействия на результаты измерений, являющейся, по нашему мнению, проблемой для методов PCI и LID.

Продемонстрировано измерение поглощения одного из наиболее прозрачных диэлектриков Suprasil 311 в оптическом диапазоне $\alpha_{supr} = 2,8 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, а также континуального поглощения лабораторного воздуха $\alpha_{air} \approx 5 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 1071 \text{ нм}$ при отношении сигнал/шум 100/1, причем с калибровкой в стандартном стекле К-8 с известными для расчетов оптико-механическими параметрами. Достигнутое в эксперименте отношение сигнал/шум делает возможным, в принципе, проведение относительных и абсолютных измерений с точностью не хуже $\pm 2\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Web-сайт технологического концерна Heraeus: https://www.heraeus.com/media/media/hqs/doc_hqs/products_and_solutions_8/optics/Suprasil_and_Infrasil_Material_Grades_for_the_Infrared_Spectrum_EN.pdf
2. Андреев Н. Ф., Власова К. В., Давыдов В. С., Куликов С. М., Макаров А. И., Сухарев С. А., Фрейдман Г. И., Шубин С. В. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 10. С. 887
3. СССР-ГДР. Оптическое стекло. Под ред. Петровского Г. Т. – М.: В/О Машприборинторг, 1978
4. Nürnberg F., Kühn B., Langner A., Altwein M., Schötz G., Takke R., Thomas S., Vydra J. // Proc. SPIE. 2015. Vol. 9632. P. 96321R.
5. Leidinger M., Fieberg S., Waasem N., Kühnemann F., Buse K., Breunig I. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. Issue 17. P. 21690.
6. Alexandrovski A., Fejer M., Markosian A., Route R. // Proc. SPIE. 2009. Vol. 7193. P. 71930D.
7. <http://www.stan-pts.com/G040084-00.pdf>
8. Alexandrovski A., Foulon G., Myers L., Route R., Fejer M. // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3610. P. 44.
9. <https://dcc.ligo.org/public/0026/T000143/000/T000143-00.pdf>
10. Lorient V., Boccara C. // Appl. Opt. 2003. Vol. 42. Issue 4. P. 649.
11. Mühlig Ch., Bochmann A., Triebel W., Kufert S. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 7132. P. 71320R-1.
12. <http://www.stan-pts.com/howitworks.html>
13. Carpenter D. T., Wood C. S., Lyngnes O., Traggis N. G. // Proc. SPIE. 2012. Vol. 8239. P. 82390Y.
14. Cimma B., Forest D., Ganau P., Lagrange B., Mackowski J. M., Morgado N., Pignard R., Pinard L., Remillieux A. // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5250. P. 322.
15. Baures P. Y., Man C. N. // Optical Mater. 1993. Vol. 2. Issue 4. P. 241.
16. Chen B., Liu Z., Wang S. // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8786. P. 8786R.
17. Скворцов Л. А. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43. № 1. С. 1
18. Waasem N., Fieberg S., Hauser J., Gomez G., Haertle D., Kühnemann F., Buse K. // Rev. Sci. Instrum. 2013. Vol. 84. P. 023109.
19. McDuff R. G. Nonlinear self-focusing and beam propagation using Gaussian Laguerre modal decomposition: Thesis (Ph. D.). University of Queensland. – Queensland, Australia, 1994.
20. Gupte S., Marcano A., Pradhan R., Desai C.F., Melikechi J. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. P. 4939.
21. Long M. E., Swofford R. L., Albrecht A. C. // Science. 1976. Vol. 191. P. 183.
22. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. Под ред. Клайджера Д. – М.: Мир, 1986.
23. Smith A., Do B., Schuster R., Collier D. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 6873. P. 68730U.
24. Kim K. S., Reed W. A., Quoi K. W., Stolen R. H. // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. P. 257.

PACS: 78.20.Nb, 42.25.Bs, 42.25.Fx,
42.65.Jx, 42.65.Hw, 77.65.-j

Short-pulse photothermal common-path interferometry for absorption measurement in transparent isotropic dielectrics

K. V. Vlasova, N. F. Andreev, and A. I. Makarov

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS)

46 Ul'yanov str., 603950, Nizhny Novgorod, Russia

E-mail: vlasova.kseniya.1@gmail.com, nandreev@appl.sci-nnov.ru, makarov_ai@appl.sci-nnov.ru

Received February 14, 2017

We present results of measuring the absorption at the wavelength of 1071 nm in Suprasil 311 silica glass ($2.8 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$) and in laboratory air ($5 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$) for the signal-to-noise ratio of 100/1 s using a new Short-pulse Photothermal Common-path Interferometry scheme at fast heating in the absence of thermodiffusion. The absorption was measured at thermal phase incursion in a pump beam not more than 0.1 rad, which guaranteed correct calibration. The scheme was calibrated by means of standard K-8 glass using the theory of diffraction on deformations taking into account strain. The low level of noise allowed distinguishing the contribution of Kerr and striction nonlinearities to absorption measurements in Suprasil 311 silica glass at time resolution of pulsed signals and enabled observing the time evolution of strictional deformations. Besides, anomalous time evolution of broadband radiation absorption in atmospheric air was revealed.

Keywords: photothermal common-path interferometry, diffraction, thermodiffusion, absorption measurement, stress, thermal blooming.

REFERENCES

1. Web-site of Heraeus, Germany: https://www.heraeus.com/media/media/hqs/doc_hqs/products_and_solutions_8/optics/Suprasil_and_Infrasil_Material_Grades_for_the_Infrared_Spectrum_EN.pdf
2. N. F. Andreev, K. V. Vlasova, V. S. Davydov, S. M. Kulikov, A. I. Sukharev, G. I. Freidman, and S. V. Shubin, *Quant. Electron.* **42**, 887 (2012).
3. UdSSR-DDR. Optischesglas (Jena, VEB Jenaer Glaswerk Schott & Gen, 1978) [in German].
4. F. Nürnberg, B. Kühn, A. Langner, M. Altwein, G. Schötz, R. Takke, S. Thomas, and J. Vydra, *Proc. SPIE* **9632**, 96321R (2015).
5. M. Leidinger, S. Fieberg, N. Waasem, F. Kühnemann, K. Buse, I. Breunig, *Opt. Express* **23**, 21690 (2015).
6. A. Alexandrovski, M. Fejer, A. Markosian, R. Route, *Proc. SPIE* **7193**, 71930D (2009).
7. <http://www.stan-pts.com/G040084-00.pdf>
8. A. Alexandrovski, G. Foulon, L. Myers, R. Route, and M. Fejer, *Proc. SPIE* **3610**, 44 (1999).
9. <https://dcc.ligo.org/public/0026/T000143/000/T000143-00.pdf>
10. V. Loriette and C. Boccara, *Appl. Opt.* **42**, 649 (2003).
11. Ch. Mühlig, A. Bochmann, W. Triebel, and S. Kufert, *Proc. SPIE* **7132**, 71320R-1 (2008).
12. <http://www.stan-pts.com/howitworks.html>
13. D. T. Carpenter, C. S. Wood, O. Lyngnes, and N. G. Traggis, *Proc. SPIE* **8239**, 82390Y (2012).
14. B. Cimma, D. Forest, P. Ganau, B. Lagrange, J. M. Mackowski, N. Morgado, R. Pignard, L. Pinard, and A. Remillieux, *Proc. SPIE* **5250**, 322 (2004).
15. P. Y. Baures and C. N. Man, *Optical Mater.* **2**, 241 (1993).
16. B. Chen, Z. Liu, and S. Wang, *Proc. SPIE* **8786**, 8786R (2013).
17. L. A. Skvortsov, *Quant. Electron.* **43**, 1 (2013).
18. N. Waasem, S. Fieberg, J. Hauser, G. Gomez, D. Haertle, F. Kühnemann, and K. Buse, *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 023109 (2013).
19. R. G. McDuff, *Nonlinear self-focusing and beam propagation using Gaussian Laguerre modal decomposition*: Thesis (Ph. D.) (University of Queensland, Queensland, Australia, 1994).
20. S. Gupte S., A. Marcano, R. Pradhan, C.F. Desai, and J. Melikechi, *J. Appl. Phys.* **89**, 4939 (2001).
21. M. E. Long, R. L. Swofford, and A. C. Albrecht, *Science* **191**, 183 (1976).
22. *Ultrasensitive Laser Spectroscopy*. Ed. D.S. Kliger (Academic Press, New York, 1983; Mir, Moscow, 1986).
23. A. Smith, B. Do, R. Schuster, and D. Collier, *Proc. SPIE* **6873**, 68730U (2008).
24. K. S. Kim, W. A. Reed, K. W. Quoi, and R. H. Stolen, *Opt. Lett.* **19**, 257 (1994).