

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И ДИАГНОСТИКА МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

А. Л. Толстик*, Е. В. Ивакин, И. Г. Даденков

УДК 535.34;548.4

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2023-90-2-316-323>

Белорусский государственный университет,
Минск, Беларусь; e-mail: tolstik@bsu.by

(Поступила 21 февраля 2023)

Представлены экспериментальные результаты по частотному преобразованию изображений динамическими голограммами и диагностике полупроводниковых материалов, фоторефрактивных и активированных кристаллов на основе метода динамических решеток. Показана возможность визуализации инфракрасных 3D-изображений в режиме реального времени. Установлены спектральные закономерности записи коротко- (сотни микросекунд) и долгоживущих (секунды) решеток в фоторефрактивных кристаллах силиката висмута. Измерены коэффициент диффузии энергии возбуждения и время жизни возбужденных состояний, предложены методики компенсации наведенной анизотропии в активных лазерных средах и измерений коэффициента температуропроводности тонкопленочных и объемных термоэлектриков на основе теллурида свинца.

Ключевые слова: динамическая голография, многоволновое взаимодействие, пространственно-модуляционная спектроскопия, активированный кристалл, полупроводник, силикат висмута, термоэлектрик.

Experimental results on frequency conversion of images by dynamic holograms and diagnostics of semiconductor materials, photorefractive and activated crystals based on transient gratings method are presented. The possibility of visualization of infrared 3D images in real time is shown. Spectral regularities of short (hundreds of microseconds) and long-lived (seconds) lattice recordings in photorefractive bismuth silicate crystals are established. The results of measurements of the diffusion coefficient of excitation energy and lifetime of excited states are presented. A technique for compensation of induced anisotropy in active laser media and measuring the coefficient of thermal diffusivity of thin-film and bulk thermoelectrics based on lead telluride is proposed.

Keywords: dynamic holography, multiwave mixing, spatially modulated spectroscopy, activated crystal, semiconductor, bismuth silicate, thermoelectric.

Введение. Работы в области голографии были инициированы Б. И. Степановым после представления в 1964 г. в Институте физики АН БССР кандидатской диссертации основоположника трехмерной оптической голографии Ю. Н. Денисюка. В 1966 г. была создана научная группа (впоследствии лаборатория) по оптической голографии, которую возглавил А. С. Рубанов, и в течение нескольких лет получены приоритетные результаты. Первые шаги были сделаны за счет переноса идей и методов традиционной (статической) голографии на процессы динамической записи и обработки световых полей в нелинейных средах, основное внимание уделялось подбору фоточувствительных сред. Учитывая большой опыт сотрудников Института физики по работе со сложными органическими соединениями (красителями), в 1970 г. были выполнены работы по записи голограмм в просветляющихся средах, что привело к открытию нового физического явления — обращения волнового фронта (фазо-

LIGHT BEAM TRANSFORMATION AND MATERIAL DIAGNOSTICS BY DYNAMIC HOLOGRAPHY METHODS

A. L. Tolstik*, E. V. Ivakin, I. G. Dadenkov (Belarusian State University, Minsk, Belarus; e-mail: tolstik@bsu.by)

вого сопряжения) световых волн при четырехволновом взаимодействии [1]. В дальнейшем были развиты физические основы динамической голографии, установлена ее тесная связь с нелинейной оптикой и разработаны методы использования динамических голограмм для управления пространственной структурой световых пучков, оптической обработки и записи информации. За работы в этом направлении Б. И. Степанов, П. А. Апанасевич, Е. В. Ивакин и А. С. Рубанов были удостоены Государственной премии СССР.

В результате многочисленных работ по оптике фазового сопряжения в 80-е гг. XX в. были определены новые пути решения задач преобразования пространственно-временной структуры световых полей и передачи изображений через неоднородные среды, разработки лазеров на динамических решетках и мощных лазерных систем с элементами обращения волнового фронта, позволяющих получать излучение с дифракционной расходимостью и высокой спектральной яркостью. По инициативе А. С. Рубанова исследования в области динамической голографии были развернуты на кафедре лазерной физики и спектроскопии Белорусского государственного университета (БГУ). Первым заведующим кафедрой был Борис Иванович Степанов. Активное взаимодействие сотрудников Института физики и БГУ позволило разработать и экспериментально подтвердить теорию многоволнового взаимодействия лазерного излучения в резонансных средах [2], определить условия высокоэффективного преобразования световых полей объемными голограммами, разработать методы повышения чувствительности к процессу голографической записи с сохранением высокого быстродействия. Впервые методами численного моделирования был выполнен детальный анализ оптической би- и мультистабильности при четырехволновом взаимодействии световых полей в резонансных средах [3] и реализовано обращение волнового фронта с одновременным удвоением частоты световой волны [4]. Для увеличения дифракционной эффективности динамических голограмм предложен метод управления нелинейностью многоуровневых резонансных сред с использованием дополнительного светового пучка, частота которого настроена в полосу наведенного поглощения из возбужденных состояний молекул.

Новое направление в области динамической голографии возникло при использовании для записи сингулярных световых пучков (оптических вихрей). Проведенные исследования многоволновых взаимодействий в резонансных средах с участием сингулярных световых пучков продемонстрировали возможности использования сингулярных динамических голограмм в системах управления пространственной и фазовой структурой лазерного излучения. При этом возможна реализация мультиплицирования топологического заряда при использовании различных порядков дифракции, а также частотного преобразования изображений, что перспективно для визуализации сингулярных пучков со сложной топологической структурой, а также для кодировки информации при рассмотрении поляризации и топологического заряда светового пучка в качестве информационных параметров [5, 6].

Самостоятельный интерес представляет использование динамических решеток для измерения разнообразных параметров нелинейных сред. Расширение возможностей дифракционных методов преобразования световых полей и методов нелинейной спектроскопии связано с переходом к исследованиям многоволновых взаимодействий, реализуемых в средах с нелинейностями пятого и более высоких порядков [7]. Такая ситуация имеет место, например, в резонансных средах при интенсивностях, превышающих интенсивность насыщения. Зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления от интенсивности становится нелинейной, что приводит к искажению профиля штриха решетки, которая перестает быть синусоидальной. Рассеяние света на различных Фурье-гармониках решетки определяет дифракцию во второй и более высокие порядки. При этом происходит мультиплицирование фазы сигнальной волны, что дает дополнительные возможности управления волновым фронтом светового пучка [8, 9]. При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагированные в различные порядки за счет изменения направления распространения считывающей волны или ее частоты [7]. В брэгговском режиме считывающий пучок, направленный под углом, отвечающим M -порядку дифракции, рассеивается на соответствующей пространственной гармонике решетки. При этом эффективность дифракции в M -порядок можно связать с нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2M+1)}$ и провести независимые измерения различных порядков нелинейной восприимчивости [10]. Анализ кинетики дифрагированного сигнала позволяет выделить вклады различных типов нелинейности, определить механизмы записи динамических решеток и релаксации нелинейного отклика, измерить кинетические и термооптические параметры материалов [11, 12].

Метод динамических решеток имеет особенности, которые дают преимущества по сравнению с другими оптическими методами диагностики. Так, регулируемый период динамической решетки и четко выраженное направление ее вектора позволяют отличать транспортные процессы в исследуемом материале от фотоиндуцированных эффектов локального характера, а также находить в образцах и исследовать признаки анизотропии. Важной особенностью является также когерентность дифракционного отклика образца на лазерное воздействие. Интерференция поля дифракции с когерентным полем пучка гомодина обеспечивает, во-первых, усиление амплитуды оптического сигнала, а во-вторых, его фазовую идентификацию и селекцию, что особенно важно в случае участия одновременно многих механизмов в формировании динамической решетки [13, 14]. Поэтому актуальны изучение записи динамических голограмм и разработка на их основе новых методов преобразования световых полей и диагностики материалов.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по частотному преобразованию изображений динамическими голограммами и диагностике полупроводниковых материалов на основе метода динамических решеток.

Частотное преобразование 3D-изображений динамическими голограммами. Расширение возможностей частотного преобразования световых полей связано с использованием нелинейной голографической записи. Как показано в [7], условие брэгговской дифракции в высшие порядки может быть реализовано при использовании излучения разных частот для записи и восстановления объемных динамических голограмм в схеме невырожденного многоволнового взаимодействия. Запись динамической решетки осуществляется сигнальной E_S и опорной E_1 волнами с частотой ω (рис. 1). Как видно, при восстановлении голограммы волной E_2 на частоте $M\omega$ условие брэгговской дифракции в M -порядок выполняется автоматически при встречном распространении опорной и считывающей волн ($M\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0$) для любого направления сигнальной волны E_S , что позволяет реализовать преобразование 3D-изображений с произвольным волновым фронтом. Дифрагированная волна E_D имеет частоту $M\omega$ и распространяется навстречу сигнальной волне E_S ($\mathbf{k}_D = -M\mathbf{k}_S$).

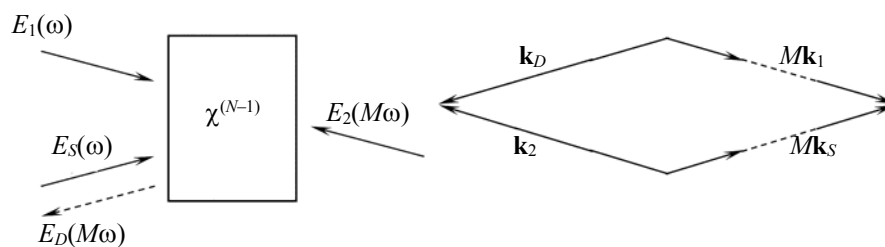


Рис. 1. Схема реализации частотного преобразования 3D-изображений и соответствующая диаграмма волновых векторов

Ранее частотное преобразование изображений было реализовано в схеме невырожденного четырехволнового взаимодействия [10]. Однако для выполнения условия фазового синхронизма $\mathbf{k}_D = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_2$ необходимо подбирать направление распространения считывающей волны, что ограничивает ширину углового спектра восстановленного изображения, позволяя преобразовывать только 2D-изображения. Сравнивая две схемы преобразования световых полей, отметим, что если при многоволновом взаимодействии реализуется обращение волнового фронта ($\varphi_D = -2\varphi_S$, $\mathbf{k}_D = -2\mathbf{k}_S$, $\omega_D = 2\omega$), то при четырехволновом взаимодействии сохранение фазы ($\varphi_D = -\varphi_S$) при увеличении частоты ($\omega_D = 2\omega$) означает сглаживание пространственной структуры волнового фронта. Так, для сходящегося сигнального пучка с радиусом кривизны волнового фронта R_0 восстановление динамической голограммы на удвоенной частоте в схеме четырехволнового взаимодействия приведет к генерации сходящегося пучка с удвоенным радиусом кривизны $R \approx 2R_0$, в то время как при шестиволновом взаимодействии дифрагированная волна представляет собой сходящийся световой пучок с тем же радиусом кривизны R_0 .

Для реализации невырожденного по частоте многоволнового взаимодействия использована брэгговская дифракция лазерного излучения на удвоенной частоте в этанольном растворе полиметинового красителя № 3274У. Указанный краситель имеет полосу поглощения на основной частоте генерации лазера на алюмоиттриевом гранате ($\lambda = 1.064$ мкм) и практически прозрачен на частоте второй

гармоники ($\lambda = 0.532$ мкм), что позволяет записывать динамические голограммы в ИК-области спектра и восстанавливать их в видимой области (интенсивность насыщения $I_n \approx 13$ МВт/см², время жизни молекул в возбужденном синглетном состоянии ~ 10 пс).

Пример преобразования изображения из ИК-области в видимую представлен на рис. 2 [15]. Видно, что полное частотное преобразование изображений реализуется в схеме шестиволнового взаимодействия, в то время как при четырехволновом взаимодействии изменяются геометрические размеры изображения. Таким образом, методы многоволнового смещения в условиях нелинейной записи динамических голограмм позволяют реализовать частотное преобразование сложных когерентных изображений, обеспечивая, например, визуализацию ИК-изображений.

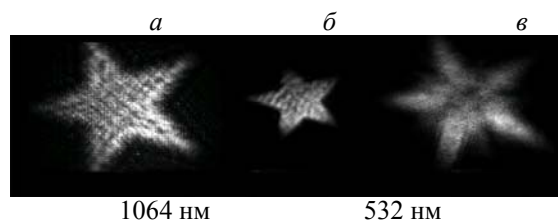


Рис. 2. Иллюстрация частотного преобразования изображений динамическими голограммами: *а* — исходное изображение; *б*, *в* — изображения, восстановленные в схемах четырех- и шестиволнового взаимодействия

Запись динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов.

Одно из преимуществ фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов, относящихся к широкозонным полупроводникам (наиболее популярны силикат и титанат висмута), — формирование в них динамических голограмм в реальном времени. Для записи голограмм можно использовать как непрерывное (милливатты), так и импульсное (мегаватты) лазерное излучение, при этом время жизни решеток может составлять как микросекунды, так и часы [16—18]. Такие особенности обусловлены перераспределением электронов в пространственно-модулированном поле светового излучения по дефектным и примесным ловушечным центрам в запрещенной энергетической зоне.

Для анализа спектральных особенностей записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах использован параметрический генератор света, генерирующий лазерные импульсы длительностью 10 нс с возможностью плавной перестройки длины волны генерации в диапазоне от 400 нм до 2 мкм. Для фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов при импульсной записи актуален диапазон 450—650 нм. Использование более коротких длин волн ограничено аномально высоким поглощением при приближении к длине волны прямого межзонного перехода. Использование возбуждения на больших длинах волн малоэффективно вследствие низкого поглощения кристаллов силленитов в красной области спектра.

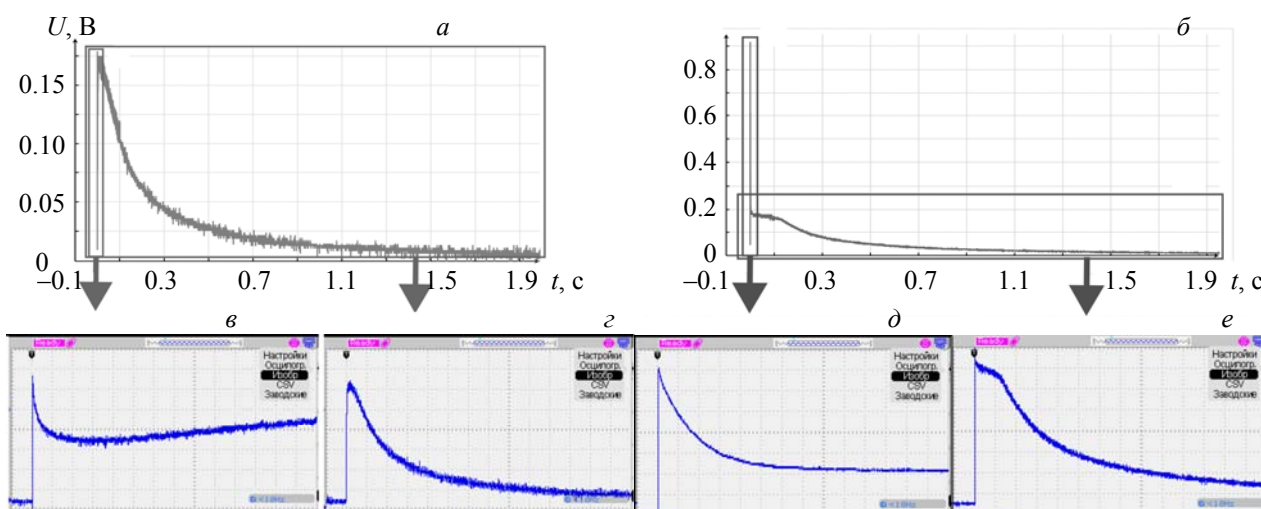


Рис. 3. Кинетика релаксации динамических решеток в кристалле силиката висмута на $\lambda = 460$ (*а*) и 530 нм (*б*) и соответствующие осциллограммы с временем развертки 50 мкс (*в*, *д*) и 100 мс (*г*, *е*)

На рис. 3 представлены осциллограммы дифрагированного сигнала в кристаллах силиката висмута, полученные на двух длинах волн интенсивности ~ 1 МВт/см². Видны существенная зависимость динамики релаксации дифрагированного сигнала от длины волны лазерного излучения и формирование динамических решеток с разными временами релаксации. На $\lambda = 460$ нм формируется мощная короткоживущая решетка с временем релаксации ~ 100 мкс, на $\lambda = 530$ нм основную роль играет долгоживущая решетка с временем релаксации на уровне секунд. Формирование короткоживущих решеток можно связать с локальным механизмом нелинейности и заселением короткоживущих ловушечных уровней. Долгоживущие решетки формируются за счет диффузионного механизма нелинейности и заселения более глубоких ловушек. Использование метода динамических решеток позволяет установить зависимость вклада каждого механизма от длины волны лазерного излучения. В сине-зеленой области спектра (430—500 нм) эффективно записываются короткоживущие решетки с временем жизни ~ 100 мкс, в красной области (550—650 нм) — долгоживущие решетки с временем жизни порядка сотен миллисекунд-секунд.

Применение динамических решеток для изучения свойств лазерных материалов. Рассмотрим и количественно оценим три важные с практической точки зрения закономерности, проявляющиеся в некоторых лазерных материалах, — диффузию энергии возбуждения, эффекты переизлучения и анизотропии.

Пространственная миграция возбуждения. Известные в настоящее время эффекты энергетического обмена между ионами активатора в лазерных кристаллах могут одновременно сопровождаться пространственной миграцией возбуждения. Современные тенденции миниатюризации активных элементов и повышения концентрации активатора обуславливают актуальность и рост интереса к данной проблеме. В отличие от косвенных оценок коэффициента диффузии энергии возбуждения D_E [19] прямые измерения данного параметра проведены методом высокочастотных динамических решеток для высоколегированного лазерного кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{GGG}$ [20]. Чтобы количественно оценить факт диффузии в направлении вектора динамической решетки (градиента уровня возбуждения) использовано соотношение $D_E = \Lambda^2/4\pi^2\tau$. За счет изменения периода динамической решетки от 0.7 до 5 мкм построены две зависимости (рис. 4). Из наклона линий аппроксимации определен коэффициент диффузии D_E . Согласно полученным данным, коэффициент $D_E = 0.3 \cdot 10^{-8}$ см²/с при комнатной температуре повышается до $1.2 \cdot 10^{-8}$ см²/с при 190 °С. Точка пересечения линий с вертикальной осью ($\Lambda \rightarrow \infty$) дает обратное время жизни метастабильного уровня в кристалле.

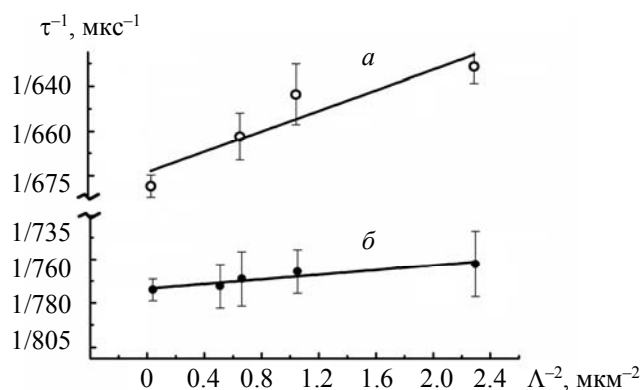


Рис. 4. Зависимость обратного времени жизни динамической решетки τ в кристалле $\text{Yb}^{3+}(21 \text{ ат. \%}):\text{GGG}$ от обратного квадрата ее периода Λ при температуре образца 190 (а) и 20 °С (б); $\lambda_{\text{возб}} = 971$ нм

Нейтрализация эффекта перепоглощения излучения люминесценции. При возбуждении лазерного кристалла в полосу поглощения активатора записывается динамическая решетка населенности уровней. Обычно измерения времени жизни метастабильного уровня по времени жизни динамической решетки близко соответствуют данным, полученным по кинетике люминесценции. Однако этого не наблюдается в случае эффектов перепоглощения люминесценции. Длительность люминесценции при этом возрастает и в измерения вносятся заметные ошибки (рис. 5). При этом метод динамических решеток дает истинное время жизни метастабильного уровня [21]. Это объясняется тем, что

запись дифракционной решетки уровня возбуждения является когерентным процессом, а вторичное случайное поглощение некогерентного излучения в объеме кристалла не может повлиять на время жизни решетки населенности возбужденного уровня и на ее дифракционную эффективность.

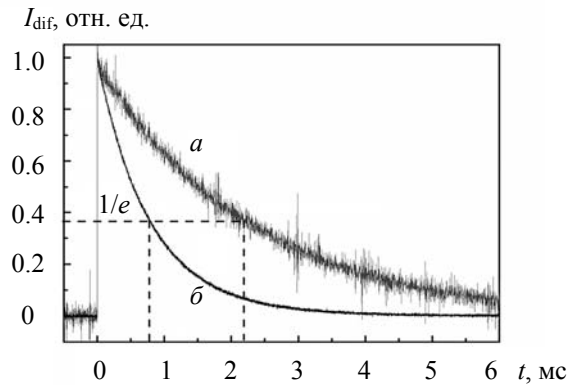


Рис. 5. Кинетики люминесценции (а) и сигнала дифракции (б) для лазерного кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{GGG}$

Компенсация наведенной анизотропии. В анизотропных кристаллах вследствие конкуренции компонент изменения показателя преломления Δn , обусловленных тепловым расширением материала и механическими напряжениями, эффективность тепловой динамической решетки изменяется и может уменьшиться до нуля (рис. 6). Как видно, при переходе через точку А суммарный фотоиндуцированный показатель преломления материала меняет знак на противоположный. Благодаря взаимодействию теплового и термоупругого механизмов изменения показателя преломления полное изменение показателя преломления равно нулю, что позволяет выбрать атермальные направления, обеспечивающие компенсацию наведенной анизотропии.

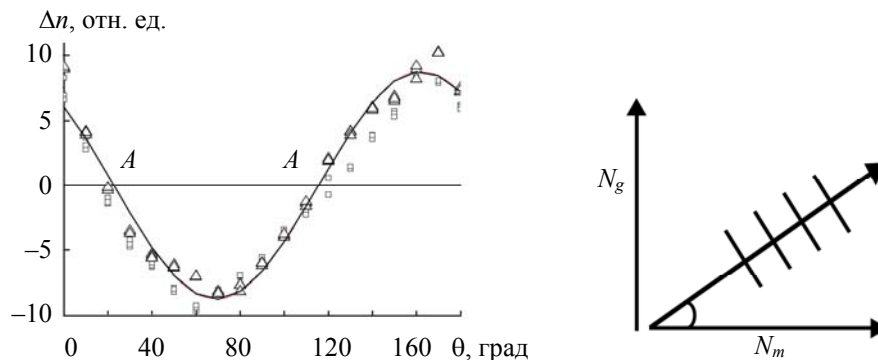


Рис. 6. Зависимость теплового вклада в наведенную фоторефракцию в анизотропном кристалле Yb:KYW от угла между вектором динамической решетки и осью N_m ; в точках А результирующая тепловая компонента Δn отсутствует

Исследование термоэлектриков на основе PbTe в объемном и пленочном исполнении.

Как известно, соединения на основе халькогенидов свинца — перспективные материалы для термоэлектрических приложений [22, 23]. Одним из факторов, важных для достижения высокой эффективности термоэлектрика, является поддержание высокого температурного градиента, достигаемого за счет низкой теплопроводности. Известно также, что переход от объемных структур к тонкопленочным способствует снижению их теплопроводности. Таким образом, актуально исследование теплового транспорта в объемных и тонкопленочных наноструктурированных халькогенидах свинца.

Глубина проникновения зондирующего излучения в PbTe на $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм составляет ≤ 20 нм, поэтому особенностью исследования является определение поверхностной теплопроводности. Образцы представляли собой пленки толщиной порядка микрона полупроводника PbTe с примесями сурьмы и висмута, нанесенные на поверхность стекла или слюды. С учетом того что сигнал дифрак-

ции формируется одновременно тремя типами поверхностных решеток (фазовой рельефной, а также фазовой и амплитудной решетками термоотражения), использована дополнительная стационарная решетка (гомодин), позволяющая провести фазовую селекцию кинетики сигнала дифракции путем добавления к полю дифракции когерентного поля гомодина [24].

На рис. 7, а представлены три сигнала дифракции, возбуждаемые и релаксирующие одновременно. Вследствие участия когерентного поля гомодина с управляемой фазой обеспечиваются выборочная селекция и усиление регистрируемых сигналов различной физической природы. Кинетика 1 описывает суммарный процесс дифракции зондирующего пучка на рельефной решетке, сформированной на поверхности пленки в результате ее нагрева, а также на фазовой решетке термоотражения. Эти две решетки находятся в противофазе друг другу, поэтому их результирующая кинетика 1 содержит переходный участок от 0 до 0.4 мкс. Для минимизации его роли в формировании кинетики данный временной интервал исключен из рассмотрения при анализе сигнала дифракции в целом. Кинетика 2 определяется амплитудной решеткой поверхностного термоотражения, сдвинутой по фазе на $\pi/2$ относительно фазовой решетки (1). Видно, что ее затухание происходит значительно быстрее по сравнению с рельефной решеткой. На рис. 7, б представлен полный сигнал дифракции на фазовой решетке поверхностного рельефа. Затухание тепловой динамической решетки обусловлено как горизонтальным теплопереносом, так и оттоком тепла вглубь пленки в соответствии с направлениями созданного градиента температуры. В предположении того, что теплоперенос в обоих направлениях идет с одинаковой скоростью, затухающие сигналы дифракции моделировались под дополнительную функцию ошибок $H(t) = H(0)\text{Erfc}(t/\tau)^{1/2}$ [25]. Таким образом определялось время жизни тепловой решетки τ . Результат сопоставления теории (линия внутри зарегистрированной кинетики) и эксперимента показан на рис. 7, б. Температуропроводность D_{th} вычислялась из соотношения $D_{th} = \Lambda^2/4\pi^2\tau$ по измеренным периоду решетки Λ и времени ее жизни τ .

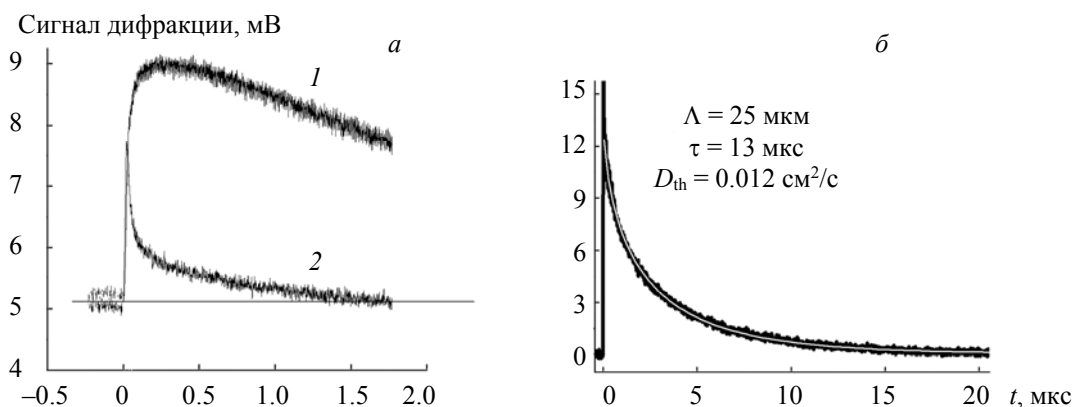


Рис. 7. Сигналы дифракции в пленке PbTe:Sb толщиной 6 мкм на стекле (период решетки 25 мкм): а — начальные фрагменты дифракции, сдвиг фазы поля гомодина относительно поля дифракции 0 (1) и $\pi/2$ (2), линия на уровне 5 мВ — интенсивность пучка гомодина; б — полная кинетика дифракции зондирующего пучка на фазовой решетке поверхностного рельефного типа

Экспериментальные исследования, проведенные методом динамических решеток, показали эффективность их применения для контроля свойств как объемных, так и пленочных материалов. Возможность управления направлением и величиной градиента возбуждения позволяет исследовать анизотропию физических параметров образцов, а также контролировать транспортные эффекты тепло-, массо-, энергопереноса и др. Положительную роль в исследованиях оптических материалов играет использование когерентного характера сигнала дифракции совместно с когерентным полем гомодина. Это позволяет усиливать и фильтровать полезные сигналы, повышая информативность экспериментальных результатов.

Закключение. На основе разработанных методов бесконтактной диагностики функциональных материалов установлены закономерности записи динамических решеток с различными временами релаксации в фоторефрактивных кристаллах, применяемых в системах высокочувствительной адаптивной интерферометрии. При анализе фотоиндуцированных процессов в активированных кристаллах выбраны направления, в которых имеет место компенсация термооптических искажений.

На примере термоэлектриков продемонстрированы уникальные возможности измерения коэффициента температуропроводности тонкопленочных материалов.

- [1] Б. И. Степанов, Е. В. Ивакин, А. С. Рубанов. ДАН СССР, **196**, № 3 (1971) 567—571
- [2] А. Л. Толстик. Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений, Минск, БГУ (2002)
- [3] V. V. Kabanov, A. S. Rubanov, A. L. Tolstik, A. V. Chaley. Opt. Commun., **71**, N 3-4 (1989) 219—223
- [4] С. М. Карпук, А. С. Рубанов, А. Л. Толстик. Опт. и спектр., **80**, № 2 (1996) 313—318 [S. M. Karpuk, A. S. Rubanov, A. L. Tolstik. Opt. and Spectr., **80**, N 2 (1996) 276—280]
- [5] О. Г. Романов, Д. В. Горбач, А. Л. Толстик. Опт. и спектр., **115**, № 3 (2013) 383—388 [O. G. Romanov, D. V. Gorbach, A. L. Tolstik. Opt. and Spectr., **115**, N 3 (2013) 335—339]
- [6] А. Л. Толстик. Изв. вузов. Физика, **58**, № 10 (2015) 65—73 [A. L. Tolstik. Russ. Phys. J., **58**, N 10 (2016) 1431—1440]
- [7] A. S. Rubanov, A. L. Tolstik, S. M. Karpuk, O. Ormachea. Opt. Commun., **181**, N 1-3 (2000) 183—190
- [8] A. L. Tolstik. Proc. SPIE, **3684** (1999) 110—117
- [9] О. Г. Романов, А. Л. Толстик. Журн. прикл. спектр., **76**, № 3 (2009) 395—402 [O. G. Romanov, A. L. Tolstik. J. Appl. Spectr., **76**, N 3 (2009) 370—376]
- [10] A. Tolstik. Proc. SPIE, **3580** (1998) 73—80
- [11] E. V. Ivakin, A. V. Sukhadolau, O. L. Antipov, N. V. Kuleshov. Appl. Phys. B, **86**, N 2 (2007) 315—318
- [12] Е. В. Ивакин, А. В. Суходолов, В. Г. Ральченко, А. В. Власов, А. В. Хомич. Квант. электрон., **32**, № 4 (2002) 367—371 [E. V. Ivakin, A. V. Sukhadolau, V. G. Ralchenko, A. V. Vlasov, A. V. Homich. Quantum Electron., **32**, N 4 (2002) 367—372]
- [13] J. A. Johnson, A. A. Maznev, K. A. Nelson, M. T. Bulsara, E. A. Fitzgerald, T. C. Harman, S. Calawa, C. J. Vineis, G. Turner. J. Appl. Phys., **111** (2012) 023503(1—7)
- [14] А. Л. Толстик, И. Г. Даденков, А. А. Станкевич. Опт. журн., **89**, № 5 (2022) 3—10 [A. Tolstik, I. Dadenkov, A. Stankevich. J. Opt. Technol., **89**, N 5 (2022) 250—254]
- [15] O. Ormachea, O. G. Romanov, A. L. Tolstik, J. L. Arce-Diego, F. Fanjul-Velez, D. Pereda-Cubian. Opt. Express, **14**, N 18 (2006) 8298—8304
- [16] А. Л. Толстик, А. Ю. Матусевич, М. Г. Кистенева, С. М. Шандаров, С. И. Иткин, А. Е. Мандель, Ю. Ф. Каргин, Ю. Н. Кульчин, Р. В. Ромашко. Квант. электрон., **37**, № 11 (2007) 1027—1032 [A. L. Tolstik, A. Yu. Matusevich, M. G. Kisteneva, S. M. Shandarov, S. I. Itkin, A. E. Mandel', Yu. F. Kargin, Yu. N. Kul'chin, R. V. Romashko. Quantum Electron., **37**, N 11 (2007) 1027—1032]
- [17] A. Matusevich, A. Tolstik, M. Kisteneva, S. Shandarov, V. Matusevich, A. Kiessling, R. Kowarschik. Appl. Phys. B, **92**, N 2 (2008) 219—224
- [18] И. Г. Даденков, А. Л. Толстик, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников. Опт. и спектр., **128**, № 9 (2020) 1290—1295 [I. G. Dadenkov, A. L. Tolstik, Yu. I. Miksyuk, K. A. Saechnikov. Opt. and Spectr., **128**, N 9 (2020) 1401—1406]
- [19] L. Meilhac, G. Pauliat, G. Roosen. Opt. Commun., **203**, N 3-6 (2002) 341—347
- [20] И. Г. Киселев, Е. В. Ивакин. Журн. прикл. спектр., **81**, № 6 (2014) 888—893 [I. G. Kisialiou, E. V. Ivakin. J. Appl. Spectr., **81**, N 6 (2015) 978—982]
- [21] I. G. Kisialiou. Appl. Opt., **51**, N 22 (2012) 5458—5463
- [22] А. В. Дмитриев, И. П. Звягин. УФН, **180**, № 8 (2010) 821—837 [A. V. Dmitriev, I. P. Zvyagin. Physics Uspekhi, **53**, N 8 (2010) 789—803]
- [23] I. Lubomirsky, O. Stafsudd. Rev. Sci. Instrum., **83**, N 5 (2012) 051101(1—18)
- [24] Е. В. Ивакин, А. Л. Толстик, Д. В. Горбач, А. А. Станкевич. ИФЖ, **95**, № 4 (2022) 1042—1047 [E. V. Ivakin, A. L. Tolstik, D. V. Gorbach, A. A. Stankevich. J. Eng. Phys. and Thermophys., **95**, N 4 (2022) 1026—1030]
- [25] O. W. Kading, H. Skurk, A. A. Maznev, E. Matthias. Appl. Phys. A, **61**, N 3 (1995) 253—261