

05:09

Фотоиндуцированная обратимая локальная деформация рельефа поверхности в объемных монокристаллах $TlInSe_2$, $TlGaTe_2$ и $TlSe$

© Y.G. Shim¹, T. Asahi¹, K. Wakita², H.T. Мамедов³,
Е.Н. Алиева³, Н.А. Абдуллаев^{3,†}

¹ Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University, Sakai, Japan

² Chiba Institute of Technology, Chiba, Japan

³ Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

[†] E-mail: abnadir@mail.ru

Поступило в Редакцию 20 ноября 2017 г.

В окончательной редакции 20 апреля 2018 г.

В кристаллах $TlInSe_2$, $TlGaTe_2$ и $TlSe$ при комнатной температуре и при плотностях лазерного облучения по меньшей мере на два порядка ниже порога оптического повреждения наблюдалось гигантское макроскопическое расширение рельефа поверхности, локализованное в пределах размера лазерного пятна. Количественные оценки величины деформации сделаны с использованием интерференционного дилатометра. Длина фотонного поглощения получена с помощью спектроскопической эллипсометрии. Показано, что величина деформации составляет до $2.6 \cdot 10^{-3}$ при интенсивности излучения 19 mW/mm^2 и линейно зависит от интенсивности излучения лазерного света. Эффект имеет тепловую природу и, вероятно, связан с низкой теплопроводностью исследуемых материалов.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.14.46349.17125

Эффективное преобразование энергии фотонов в механическое движение при низких интенсивностях светового облучения в течение последнего десятилетия представляет большой интерес в связи с перспективой создания бесконтактных механических приводов, управляемых светом. Для этой цели были предложены различные материалы, а также различные физические явления, лежащие в основе механического воздействия.

Молекулярные кристаллы с твердофазными реакциями, приводящими к изменению формы органических молекул при световом облучении, представляют собой один из классов таких материалов. Механическая деформация появляется в этом случае в результате фотохимической реакции, происходящей в фотохромном органическом веществе. Управляемые светом приводы молекулярного кристалла в виде гибкого листа или изгибающего стержня были описаны в работах [1,2].

Халькогенидные стекла представляют собой еще один класс светочувствительных материалов с зависящим от освещения объемом [3]. В неорганических сегнетоэлектрических кристаллах, таких как $(\text{Pb,La})(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ [4] и $\text{BiFeO}_3(\text{BFO})$ [5], также наблюдалось фотоиндуцированное изменение размера, обусловленное фотострикцией. Относительное изменение длины в BFO было порядка 10^{-5} с временем отклика ниже 0.1 s [5].

Локализованное фотоиндуцированное изменение размеров наблюдалось нами в полупроводниковых монокристаллах TlInSe_2 и других материалах семейства TlMeX_2 ($\text{Me} = \text{In, Ga, Tl}$; $\text{X} = \text{Se, S, Te}$) [6,7], которые являются центросимметричными при комнатной температуре [8,9]. Будучи обратимым при облучении прерывающимся светом, это локализованное расширение вокруг области облученного лазерного пятна является наиболее отличительной особенностью соединений TlMeX_2 с перспективой использования в различных механических приводах, управляемых светом.

Полупроводники типа TlInSe_2 относятся к кристаллам с несоответствующей фазой [10], обуславливающей ряд специфических эффектов [11]. В последнее время соединения на основе TlInSe_2 позиционируются еще и как материалы для детекторов нейтронов [12] и тензометрии [13].

Эффект фотоиндуцированного изменения размеров в кристаллах семейства TlMeX_2 наблюдается в импульсном лазерном излучении с энергией фотона, большей ширины запрещенной зоны, и визуализируется на дифракционной картине, регистрируемой во время экспериментов сигнал накачки—пробный сигнал на различных тактовых частотах. Целью настоящей работы является количественная оценка величины фотоиндуцированного расширения рельефа поверхности в линейно-цепочечных полупроводниках TlInSe_2 , TlGaTe_2 и TlSe (TlTlSe_2).

Используемые в исследованиях пластинки TlInSe_2 , TlGaTe_2 и TlSe были получены путем скалывания из слитков этих материалов, выращенных методом Бриджмена—Стокбаргера. Образцы TlInSe_2 ,

TlGaTe₂ и TlSe, приготовленные в виде пластинок, имели следующие размеры (длина × ширина × высота): 10.95 × 3.10 × 0.73 mm, 5.98 × 1.61 × 1.78 mm и 20.0 × 4.85 × 4.50 mm соответственно. Большие поверхности образцов содержали оптическую ось *c*, ориентированную вдоль длины пластинок. Важно отметить, что время реакции эффекта [6] меньше 0.1 s. Эффект имеет тепловой характер. Разница между сигналами включения и выключения уменьшается с увеличением частоты, становясь практически незаметной на частоте 100 Hz. Экспериментальная установка для динамических измерений рассеяния была описана ранее [6].

Для изучения фотоиндуцированного расширения в рассматриваемых материалах мы использовали квазистатические измерения. Лазер Ti:сапфир ($\lambda = 770$ nm) облучал поверхность (110) образцов под углом падения 30° (пучок накачки). Расширение Δh измерялось с помощью оптического интерференционного дилатометра [14] с использованием He–Ne-лазера ($\lambda = 632.8$ nm) (зондовый пучок). Точность измерений составляла 10 nm. Размер пятна зондового луча, сосредоточенный в центре пятна пучка накачки с радиусом 1.5 mm, составлял 0.6 mm. Во время измерений плотность зондирующего луча была ниже 0.9 mW/mm². Плотность пучка накачки изменялась в диапазоне от 1 до 19 mW/mm².

Отметим, что обычно измеряемое отношение $\Delta h/h$ является информативным параметром для описания относительной величины теплового расширения только в однородном температурном поле. Но наблюдаемый эффект [6] напрямую связан с локальным нагревом из-за оптического поглощения с прерывистой накачкой, и в этом случае длина оптического поглощения $1/\alpha$ (α — коэффициент поглощения) является более корректным параметром. Следовательно, относительная величина эффекта должна определяться отношением Δh к длине оптического поглощения.

Длина оптического поглощения для каждого соединения была найдена, как и ранее [6], из эллипсометрических измерений оптических констант с помощью хорошо известного соотношения $\alpha = 4\pi k/\lambda$, где k и λ — коэффициент экстинкции и длина волны света соответственно. Результаты показаны на рис. 1. Отметим, что в общем случае длина оптического поглощения для каждого соединения несколько различается для ориентаций электрического вектора падающего света $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$. По этой причине мы использовали средние значения, такие как 89.5 nm (TlInSe₂), 126 nm (TlGaTe₂) и 233 nm (TlSe), для оценок относительной

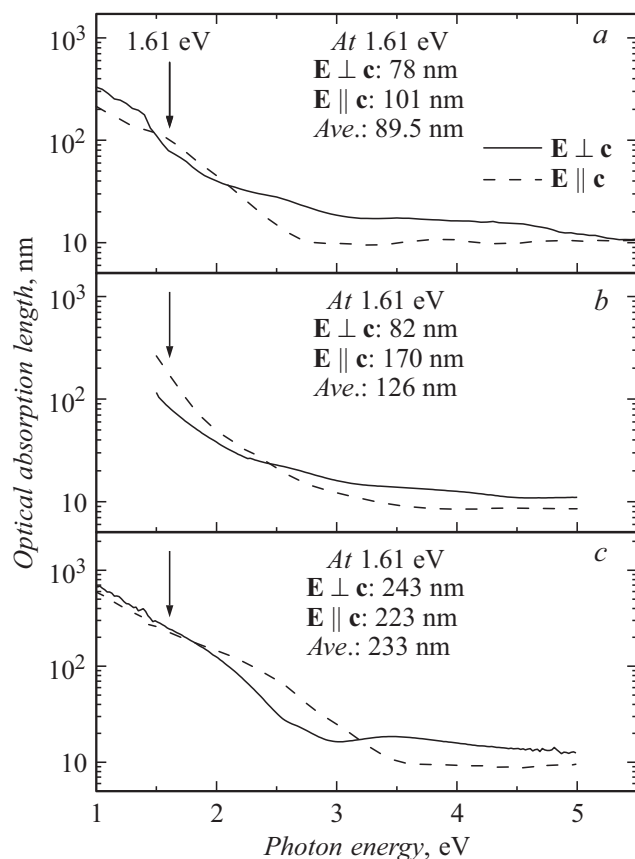


Рис. 1. Зависимость длины оптического поглощения от энергии фотонов для TlInSe_2 (a), TlGaTe_2 (b) и TlSe (c). Вертикальной стрелкой показана энергия фотона пучка накачки.

величины наблюдаемого поверхностного расширения. Кроме того, тепловое расширение объема образца также будет способствовать полному расширению, поскольку измерения квазистатических помех занимают секунды. По этой причине в дальнейшем рассмотрении будут учтены как длина оптического поглощения, так и толщина образца h .

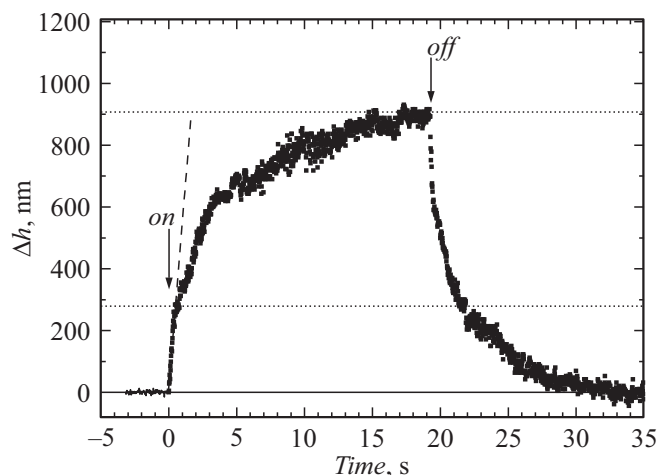


Рис. 2. Временная зависимость расширения Δh образца TiGaTe_2 во время и после накачки при длине волны 770 nm и плотности накачки 80 mW/mm^2 . Вертикальные стрелки показывают моменты, когда накачка была включена (*on*) и выключена (*off*). Быстрый рост расширения менее чем за 0.5 s объясняется локальным расширением (показан штриховой линией). Величины локального и полного эффекта расширения обозначены горизонтальными пунктирными линиями.

На рис. 2 показано расширение Δh освещаемого образца TiGaTe_2 толщиной 1.78 mm в зависимости от времени. Необходимо отметить, что резкое увеличение Δh , показанное штриховой линией на рис. 2, происходит в течение времени менее одной секунды после начала накачки. Этот временной интервал считается связанным исключительно с локализованным расширением рельефа поверхности. Для более длительных интервалов времени объемное тепловое расширение может уже влиять на результаты. Полученные для образцов TlInSe_2 и TiSe зависящие от времени данные аналогичны. Фактически значение локализованного расширения рельефа поверхности в TlInSe_2 , TiGaTe_2 и TiSe составляет значительную часть общего эффекта и в зависимости от материала изменяется в пределах $0.2-0.3$.

По причинам, указанным выше, мы показываем относительную величину наблюдаемого эффекта на основе длины оптического поглощения

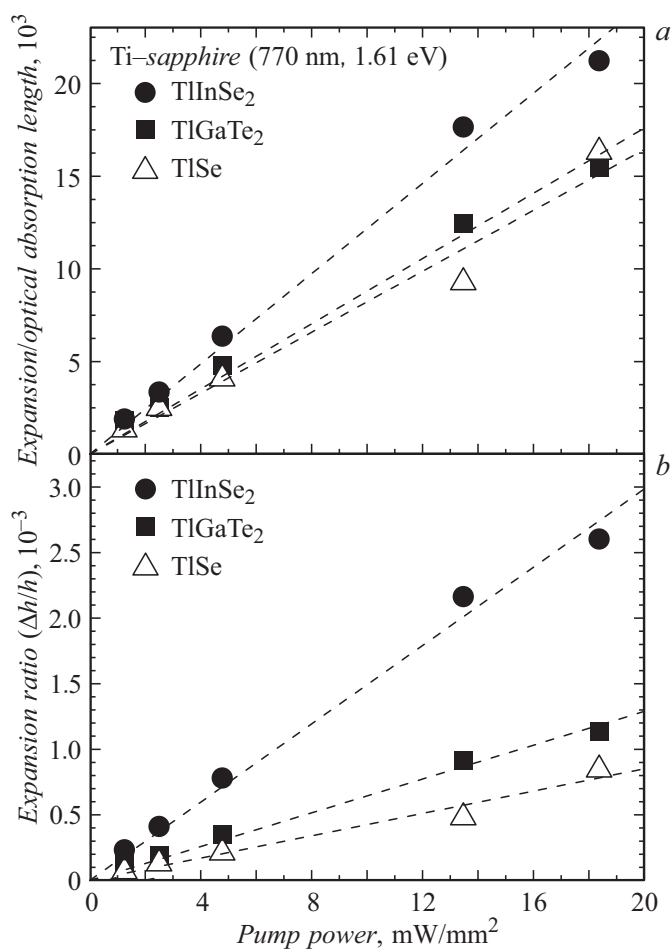


Рис. 3. Относительное изменение длины в фотоиндуцированном эффекте расширения в зависимости от плотности света накачки для TIInSe₂, TIGaTe₂ и TISe.

в одном случае (рис. 3, *a*) и толщины образца в другом (рис. 3, *b*). Как явно видно на рис. 3, наиболее эффективным материалом для световых приводов является TIInSe₂. Величина деформации составляет

до $2.6 \cdot 10^{-3}$ при интенсивности излучения 19 mW/mm^2 и линейно зависит от интенсивности излучения лазерного света (рис. 3, *b*).

Заметим, что даже если мы рассмотрим только чисто локализованное расширение, равное 0.2–0.3, общий эффект (рис. 2) для величины относительного изменения размера останется гигантским (рис. 3, *a*). То же справедливо и в другом предельном случае (рис. 3, *b*), когда рассматривается относительный эффект для однородного стационарного температурного поля, вызванного световым излучением. Величина обнаруженного нами эффекта составляет порядка 10^{-3} в сравнении с 10^{-5} для сегнетоэлектрического ВФО [5].

В заключение отметим, что локализованное расширение в кристаллах TlInSe_2 , TlGaTe_2 и TlSe оценивается нами количественно. Коэффициент расширения в центре накачки светового пятна достигает порядка 10^{-3} , что указывает на то, что деформация микрометрического масштаба реализуется на образцах толщиной порядка 1 мм. Мы полагаем, что фотоиндуцированная деформация, наблюдаемая на соединениях с таллием, может быть использована для реализации световых приводов с параметрами, контролируруемыми положением и формой облучающего лазерного импульса, а также его интенсивностью.

Работа частично поддержана грантами JSPS KAKENHI N 15K05993 (Япония) и 18-52-06009 РФФИ (Россия) — ФРН и НАН (Азербайджан).

Список литературы

- [1] Yu Y., Nakano M., Ikeda T. // Nature. 2003. V. 425. P. 145.
- [2] Kobatake S., Takami S., Muto H., Ishikawa T., Irie M. // Nature. 2007. V. 446. P. 778–781.
- [3] Tanaka K. // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 5163–5167.
- [4] Chu S.-Y., Te Z., Uchino K. // Adv. Perform. Mater. 1994. V. 1. P. 129–143.
- [5] Kundys B., Viret M., Colson D., Kudys D.O. // Nature Mater. 2010. V. 9. P. 803–805.
- [6] Mamedov N., Wakita K., Shim Y., Abe K., Ogushi N. // Thin Solid Films. 2008. V. 517. P. 1434–1438.
- [7] Seyidov M.Yu., Suleymanov R.A., Yakar E., Abdullayev N.A., Mammadov T.G. // J. Phys. Chem. Solids. 2008 V. 69. P. 2544–2547.
- [8] Hosokawa S., Kamimura K., Ikemoto H., Happo N., Mimura K., Hayashi K., Takahashi K., Wakita K., Mamedov N. // Phys. Status Solidi B. 2015. V. 252. P. 1225–1229.

- [9] *Jafarova V., Orudzhev G., Paucar R., Alekperov O., Shim Y., Wakita K., Mamedov N., Abdullayev N., Najafov A.* // Phys. Status Solidi C. 2015. V. 12. P. 664–667.
- [10] *Hosokawa Sh., Stellhorn J.R., Ikemoto H., Mimura K., Wakita K., Mamedov N.* // Phys. Status Solidi A. 2017. V. 215. P. 1700416 (1–8).
- [11] *Ishikawa M., Nakayama T., Wakita K., Shim Y.G., Mamedov N.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 161575 (1–5).
- [12] *Алексеев И.В., Горемычкин Е.А., Гундорин Н.А., Петренко А.В., Са-шин И.Л.* // ФТП. 2017. Т. 51. В. 6. С. 773–777.
- [13] *Умаров С.Х., Нуриддинов И., Ашуров Ж.Дж., Халлоков Ф.К.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. В. 16. С. 3–8.
- [14] *Tseng C.G., Jiang Y.S.* // Meas. Sci. Technol. 2005. V. 16. P. 2114–2120.