

07

## Инверсия типа проводимости тонких пленок $n$ -InSe под действием лазерного излучения

© А.Г. Кязым-заде,<sup>1</sup> В.М. Салманов,<sup>1</sup> А.Г. Гусейнов,<sup>1</sup> Р.М. Мамедов,<sup>1</sup> З.А. Агамалиев,<sup>1</sup>  
А.А. Салманова,<sup>2</sup> Ф.М. Ахмедова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Бакинский государственный университет,  
AZ1148 Баку, Азербайджан

<sup>2</sup> Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности,  
AZ1010 Баку, Азербайджан  
e-mail: vagif\_salmanov@yahoo.com

(Поступило в Редакцию 14 марта 2018 г. В окончательной редакции 10 мая 2018 г.)

Инверсия типа электропроводности тонких пленок  $n$ -InSe осуществлена мощным импульсным лазерным излучением.  $P$ – $n$ -структура на основе селенида индия образовывалась между облученным и необлученным участками тонкопленочного образца. Рентгеноструктурным анализом установлено, что после облучения лазерным излучением состав вещества не изменяется. Инверсия тока проводимости образца обусловлена изменением динамики поведения дефектов кристаллической решетки за счет нагрева.

DOI: 10.21883/JTF.2019.04.47319.110-18

### Введение

Одним из эффективных методов управления свойствами полупроводников является метод лазерной обработки, использование которого позволяет в зависимости от соотношения между энергией кванта  $\eta\omega$ , интенсивностью лазерного излучения  $I$  и шириной запрещенной зоны  $E_g$  трансформировать его приповерхностные ( $\eta\omega > E_g$ ) или объемные ( $\eta\omega < E_g$ ) свойства [1–6]. Взаимодействия мощного лазерного излучения с различными веществами носят разнообразный характер, причем не все наблюдаемые явления получили в настоящее время исчерпывающие объяснения. В работе [1] установлено значительное изменение электрофизических свойств и структурных характеристик монокристаллов InAs при воздействии инфракрасного лазерного излучения с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны InAs, и плотностью  $W < 50 \text{ W/cm}^2$ . По мнению авторов работы [1], эти изменения связаны с преобразованием и перераспределением собственных точечных дефектов в поле электромагнитной волны лазерного излучения. В [7,8] методом оптического поглощения исследовано влияние лазерного излучения на характеристики пленок аморфного кремния. Выявлены эффекты управления прозрачностью данной структуры. Показано, что воздействие лазерного излучения может приводить к изменениям оптических свойств вещества. Кроме того, установлено, что изучение воздействия лазерной обработки на полупроводниковые материалы позволяет определить характеристики их дефектной структуры [9]. В [10] было показано, что в зависимости от параметров лазерного излучения можно достигать улучшения качества поверхности кремния за счет рекристаллизации поликристаллических или аморфных слоев Si. В настоящее время лазерная технология широко применяется для создания пленок поликристаллического кремния, который перспективен

для использования в тонкопленочных транзисторах, жидкокристаллических дисплеях, сенсорах и солнечных элементах за счет рекристаллизации аморфных пленок Si [11]. Изменение типа электропроводности кристалла  $\text{AgIn}_5\text{S}_8$  под действием мощного лазерного излучения обнаружено в работе [12], где сказано, что причиной изменения типа электропроводности кристалла является изменение соотношения концентраций анионной и катионной вакансии под действием излучения.

Изучение явлений, протекающих в тонких пленках InSe, возбуждаемых сверхвысокими световыми потоками, представляет большой научный и практический интерес [13,14]. Сверхтонкие слои моноселенида индия имеют уникальные свойства, качественно выделяющие его среди остальных двумерных кристаллов. В полученных двумерных образцах моноселенида индия подвижность электронов является наивысшей ( $\sim 7000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ). Этот параметр материала является чрезвычайно важным с точки зрения повышения быстродействия приборов, которые могут быть созданы на его основе. По мнению ученых, у моноселенида индия есть широкие перспективы дальнейшего практического применения, поскольку его нанослои при сочетании с графеном и некоторыми другими функциональными двумерными кристаллами имеют все шансы составить конкуренцию кремнию (Si), как основному материалу современной электроники [15]. Известно, что технология получения тонких пленок InSe с инконгруэнтным плавлением и изменение типа проводимости их в процессе получения сопряжено с большими трудностями, связанными с разложением вещества при температурах плавления. Поэтому для получения тонких пленок InSe часто используют метод дискретного испарения, при котором, из-за мгновенного испарения пылинок вещества, осажденный осадок имеет стехиометрический состав, близкий к исходному. Однако для успешного примене-

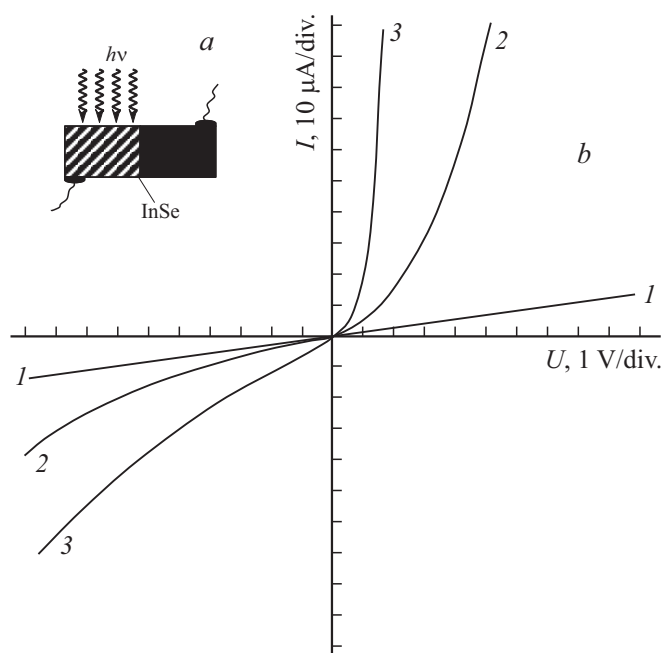
ния дискретного испарения необходимо иметь мелкий однородный и сыпучий порошок данного вещества с легирующей примесью, что удастся изготовить не для всех веществ.

В настоящей работе рассматривается изменение типа проводимости и электрофизических свойств тонких пленок InSe под действием лазерного излучения.

## Методика эксперимента

Исследованные монокристаллы *n*-InSe были выращены методом Бриджмена–Стокбаргера. Весь процесс выращивания проводился в автоматическом режиме, что позволяло получать совершенные монокристаллы с естественной зеркальной поверхностью. Образцы толщиной 1.2–1.5  $\mu\text{m}$  и площадью  $\sim (2 \times 5) \text{ mm}$  были изготовлены путем скалывания из крупных слитков в направлении, параллельном оптической оси  $\hat{c}$ . На свежесколотую поверхность образца методом термического испарения в вакууме был нанесен полупрозрачный слой In. Согласно холловским измерениям, удельное сопротивление, концентрация и подвижность носителей тока в направлении, параллельном оптической оси  $\hat{c}$ , составляли  $\rho \approx 4.2 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

В качестве источника излучения использовался импульсный Nd:YAG-лазер со встроенными генераторами 2-й и 3-й гармоник, предназначенный для генерации излучения с длиной волны 1064, 532 и 335 nm. Длительность лазерного импульса составляла 12 ns с максимальной



**Рис. 1.** *a* — расположение токовых контактов относительно лазерного света, *b* — вольт-амперная характеристика тонких пленок InSe до (1) и после (2) облучения лазерным излучением, 3 — вольт-амперная характеристика при освещении лампой накаливания.

ной мощностью  $\sim 12 \text{ MW/cm}^2$ . Интенсивность излучения изменялась при помощи калиброванных нейтральных световых фильтров. С помощью линзы одномодовый лазерный луч фокусировался на поверхность образца с диаметром пятна  $\sim 3.0 \text{ mm}$  (рис. 1, *a*).

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как показывают экспериментальные результаты, при возбуждении тонких пленок *n*-InSe импульсным Nd:YAG-лазером с длиной волны  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  и мощностью  $\sim 6 \text{ MW/cm}^2$  наблюдается изменение типа проводимости. Участок образца, до облучения лазерным светом имевший *n*-тип проводимости, после облучения обладает *p*-типом проводимости. При этом одновременно наблюдается изменение и в вольт-амперной характеристике (ВАХ) исследованных образцов (рис. 1, *b*).

Как видно из рисунка, до лазерного облучения ВАХ имеет симметричную линейную характеристику (рис. 1, кривая 1). После лазерного облучения ВАХ обладает диодной характеристикой, коэффициент выпрямления при 2 V составляет  $\sim 2 \cdot 10^2$  (рис. 1, кривая 2). Механизм токопрохождения через *p*–*n*-переход носит рекомбинационный характер. Освещение образцов светом лампы накаливания сильно обогащает область объемного заряда *p*–*n*-перехода (рис. 1, кривая 3).

Анализ структуры тонких пленок InSe методом спектроскопии дисперсной энергии рентгеновских лучей (spectroscopy of X-ray dispersed energy, EDAX) (рис. 2, *a*) показывает, что состав веществ по соотношению масс отдельных компонент соответствует стехиометрической формуле соединения InSe, оставаясь неизменным и до, и после лазерного облучения. Многослойное изображение SEM (рис. 2, *b*) показало, что состав пленки однороден по всей площади пленки. Светлое пятно на изображении относится к индиевому контакту, нанесенному вакуумным испарением.

Следует отметить, что изменение типа проводимости тонких пленок InSe наблюдается при облучении образцов первой ( $\eta\omega = 1.17 \text{ eV}$ ) и второй ( $\eta\omega = 2.34 \text{ eV}$ ) гармониками Nd:YAG-лазера. Сопоставление энергии квантов с шириной запрещенной зоны InSe ( $E_g \approx 1.3 \text{ eV}$ ) показывает, что в первом случае имеет место примесное возбуждение, а во втором случае, когда энергия кванта больше ширины запрещенной зоны ( $\eta\omega > E_g$ ), происходят межзонные переходы. Об этом также свидетельствуют люкс-амперные характеристики фотопроводимости исследуемых образцов (рис. 3). Как видно из рисунка, при возбуждении первой гармоникой Nd:YAG-лазера наблюдается линейная зависимость с последующим насыщением при высоких уровнях возбуждения (рис. 3, кривая 1), характерная для примесного возбуждения в полупроводниках [16]. При возбуждении с энергией кванта  $\eta\omega = 2.34 \text{ eV}$  за счет перехода зона-зона наблю-

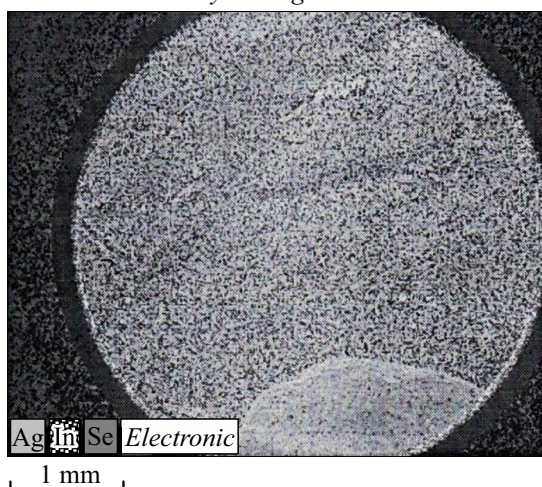
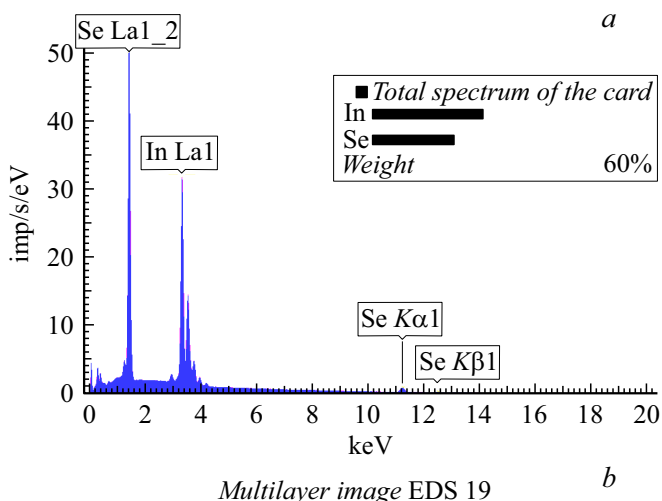
дается линейная зависимость вплоть до высоких уровней возбуждения (рис. 3, кривая 2).

По нашему мнению, инверсия типа проводимости в тонких пленках InSe под действием лазерного излучения может быть обусловлена локальным изменением динамики поведения дефектов кристаллической решетки за счет нагрева, либо в результате поглощения света в структурных неоднородностях. Очевидно, такие механизмы нагрева вещества должны характеризоваться некоторой критической температурой, связанной с пороговой энергией лазерного излучения. Для установления соотношения между температурой нагрева, параметрами лазерного импульса и характеристиками вещества следует решить уравнение теплопроводности.

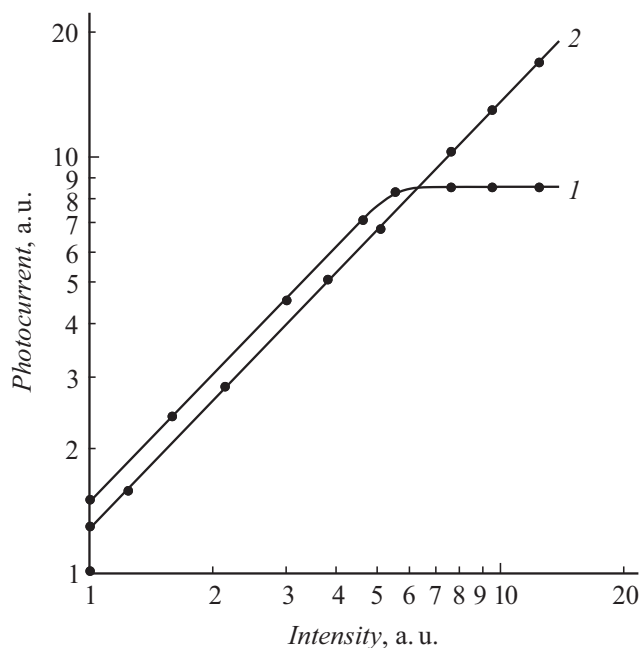
Уравнение теплопроводности в случае отсутствия внешнего источника имеет вид [17]

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \text{div} j_Q = 0, \quad (1)$$

где  $Q$  — количество тепла в данном объеме,  $j_Q$  — вектор плотности потока тепла.



**Рис. 2.** *a* — EDAX-изображение тонких пленок InSe, *b* — SEM-изображение поверхности InSe с индиевым (In) контактом.



**Рис. 3.** Фотопроводимость тонких пленок InSe под действием первой (кривая 1) и второй (кривая 2) гармоник Nd:YAG-лазера.

Выражение (1) является уравнением непрерывности и означает, что изменение количества тепла в выделенном объеме равно разности выходящего и поступающего тепла. Так как  $Q = \rho c T$  и  $j_Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial x}$ , уравнение (1) примет следующий вид:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность материала,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\chi$  — теплопроводность материала.

При наличии внешнего источника в (2) следует добавить член, учитывающий количество тепла, получаемое выбранным объемом. В нашем случае этот член можно записать следующим образом:  $r k I_0 \eta \omega \exp(-kx)$ , где  $r$  — коэффициент отражения,  $k$  — эффективный коэффициент поглощения света, который учитывает как поглощение за счет межзонных переходов, так и поглощение, обусловленное свободными равновесными и неравновесными носителями тока,  $I_0$  — интенсивность лазерного света,  $\eta \omega$  — энергия падающего кванта.

Тогда уравнение (2) примет следующий вид:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + r k I_0 \eta \omega \exp(-kx), \quad (3)$$

где  $t$  — время, отсчитываемое от начала импульса.

Решение этого уравнения при граничных и начальных условиях  $T(x) = 0$ ,  $(\frac{\partial T}{\partial x})_{x=0} = 0$ ,  $T(x)_{t=0} = T_0$  (где  $T_0$  — температура кристалла до облучения) имеет следующий

вид:

$$T = \frac{2(1-r)E}{\sqrt{\pi c \rho \chi t_0} S}, \quad (4)$$

где  $E$  — энергия в импульсе,  $S$  — площадь светового пятна.

Величина температуры на поверхности образца, оцененная по формуле (4), равна  $\sim 1100$  К. При этой оценке использовались следующие значения параметров, фигурирующих в выражении (4) [18]:  $r = 0.3$ ,  $c = 2.55 \cdot 10^{-1} \text{ J/(g} \cdot \text{deg)}$ ,  $\chi = 37 \text{ W/(cm} \cdot \text{deg)}$ ,  $\rho = 5.55 \text{ g/cm}^3$ ,  $t_0 = 10 \text{ ns}$ ,  $S = 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ .

## Заключение

Пленки  $n$ -InSe толщиной  $1.2$ – $1.5 \mu\text{m}$ , механически отслоенные от монокристаллического слитка, изменяют тип электропроводности под действием мощного импульсного лазерного излучения с длиной волны  $1064$  и  $532 \text{ nm}$ . Методом EDAX и SEM установлено, что после лазерного облучения состав тонкой пленки не изменяется. Между облученным и необлученным участками образца образуется  $p$ – $n$ -переход с механизмом токопрохождения рекомбинационного характера. Предполагается, что причиной инверсии типа проводимости  $n$ -InSe является изменение динамики поведения дефектов кристаллической решетки за счет нагрева энергией лазерного излучения.

## Список литературы

- [1] Пляцко С.В., Кладько В.П. // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 10. С. 1206–1210.
- [2] Кашкаров П.К., Петров В.И., Птицын Д.В. // ФТП. 1989. Т. 23. С. 2080–2082.
- [3] Sizov F.F., Plyatsko S.V. // J. Crystal Growth. 1988. Vol. 92. P. 571–580.
- [4] Gromovoy Yu.S., Plyatsko S.V., Sizov F.F., Korovina L.A. // J. Phys: Condens. Matter. 1990. Vol. 2. N 10. P. 391–397.
- [5] Кладько В.П., Пляцко С.В. // Письма в ЖТФ. 1996. Вып. 22. С. 32–36.
- [6] Bertolotti M. // Cohesive Properties of Semiconductors under laser irradiation. 1983. P. 1–33.
- [7] Волков Е.Ю., Лисоченко В.Р., Конакова Р.В., Охрименко О.Б., Светличный А.М. // Известия вузов. 2011. № 1/2. С. 143–146.
- [8] Карачинов В.А. // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 1. С. 53–55.
- [9] Сафаралиев Г.К., Эмиров Ю.Н., Курбатов М.К., Билянов Б.А. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 8. С. 929–931.
- [10] Luis Marques A., Pelaz L., Aboy M., Barbolla J. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Rev. B. 2004. Vol. 216. P. 57–61.
- [11] Zhiyun Yuan, Qihong Lou, Jun Zhou et al. // Optics Laser Technol. 2009. N 4. P. 380–383.
- [12] Гусейнов А.Г., Салманов В.М., Мамедов Р.М., Джабраилова Р., Магомедов А.З. // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 10. С. 88–91.
- [13] Ковалюк З.Д. // Моноселенид индия — революция в наноэлектронике. Электронный ресурс. Режим доступа: [www.2geek.ru/news/336](http://www.2geek.ru/news/336)

- [14] Nilanthy Balakrishnan, Kudrynskiy Z.R., Smith E.F., Fay M.W., Makarovskiy O., Kovalyuk Z.D., Eaves L., Beton P.H., Patanè A. // IOP Publishing Ltd 2D Materials. 2017. Vol. 4. N 2. P. 025043 (1–10).
- [15] Bandurin D.A., Tyurnina A.V., Geliang L.Yu., Mishchenko A., Zólyomi V., Morozov S.V., Roshan Krishna Kumar, Gorbachev R.V., Kudrynskiy Z.R., Pezzini S., Kovalyuk Z.D., Zeitler U., Novoselov K.S., Patanè A., Eaves L., Grigorieva I.V., Fal'ko V.I., Geim A.K., Yang Cao // Nature Nanotechnology. 2016. doi: 10.1038/nnano.2016.242
- [16] Rao C.N.R., Thomas P.J., Kulkarni G.U. // Nanocrystals: Synthesis, Properties and Applications. Berlin: Springer, 2007. 180 p.
- [17] Рывкин С.М., Салманов В.М., Ярошецкий И.Д. // ФТТ. 1968. Т. 10. С. 1022–1025.
- [18] Тюрин А.В., Гавричев К.С., Зломанов В.П. // Неорган. материалы. 2007. Т. 43. № 9. С. 1031–1035.