

**СЕЛЕКТИВНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ ,  
ИНДУЦИРОВАННАЯ ЛОКАЛЬНОЙ ФОНОННОЙ МОДОЙ**

*А.И.Белогорохов<sup>□</sup>, И.И.Иванчик\*, С.В.Пономарев\*, Е.И.Слынько<sup>Δ</sup>,  
Д.Р.Хохлов\*<sup>1)</sup>*

*\* Физический факультет Московского государственного университета,  
119899 Москва, Россия*

*□ Государственный институт редких металлов, 109017 Москва, Россия*

*ΔЧерновицкое отделение института проблем материаловедения Украины, Черновцы,  
Украина*

Поступила в редакцию 30 января 1996 г.

В узкозонных полупроводниках на основе  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  обнаружена селективная фотопроводимость на частоте  $\omega = 155 \text{ см}^{-1}$  в области азотных температур. Соответствующая энергия много меньше всех характерных энергий электронного спектра полупроводника. Эффект связывается с оптическим возбуждением локальной моды колебаний примесного центра, приводящим к делокализации электронов.

PASC 72.40, 72.80.J

В настоящей работе сообщается об обнаружении нового эффекта – селективной фотопроводимости, индуцированной взаимодействием инфракрасного излучения с локальной модой колебаний решетки сплавов  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  и  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ .

Исследуемые образцы представляли собой монокристаллы  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  и  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ , выращенные из паровой фазы. Во всех образцах количество введенного галлия обеспечивало стабилизацию уровня Ферми внутри запрещенной зоны, и задержанная фотопроводимость наблюдалась в области температур  $T < 80 \text{ K}$  [1].

Для измерений использовался фурье-спектрометр "Bruker" IFS-113v, позволяющий снимать спектры фотопроводимости в диапазоне волновых чисел  $10-10000 \text{ см}^{-1}$  при температурах  $5-300 \text{ K}$ . Сменные фильтры и светоделители позволяли "вырезать" различные области спектра. Необходимо подчеркнуть, что при использовании фурье-спектрометра удастся провести измерения лишь "быстрой" части фотоотклика с характерным временем, не превышающим  $1 \text{ мс}$ . Исследование спектров задержанной фотопроводимости требует принципиально иных экспериментальных подходов.

Во всех исследованных образцах фотопроводимость наблюдалась в двух спектральных диапазонах: в области фундаментального поглощения, а также при энергиях квантов излучения, существенно меньших ширины запрещенной зоны материала. Настоящая работа посвящена рассмотрению длинноволновой части спектров фотопроводимости. Особенности коротковолновой части этих спектров подробно обсуждаются в работе [2].

Характерный спектр фотопроводимости, снятый сразу после охлаждения образца до температуры  $50-70 \text{ K}$ , изображен на рис.1. Этот спектр представляет собой совокупность резких линий, наиболее интенсивная из которых

<sup>1)</sup>e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.su

наблюдается на частоте  $155\text{см}^{-1}$ , а остальные – либо на кратных частотах ( $310\text{см}^{-1}$ ,  $465\text{см}^{-1}$  и т.д), либо на половинной ( $77\text{см}^{-1}$ , на рис.1 не показано), либо на комбинационных ( $387\text{см}^{-1}$ ). Если температура остается фиксированной, то с течением времени интенсивность основной спектральной линии падает, а амплитуда линий на кратных и комбинационных частотах изменяется немонотонно во времени. Одновременно в области малых частот  $\omega < 200\text{см}^{-1}$  появляется широкая полоса, которая, однако, слабо разрешается на фоне шумов. Приблизительно через 30 мин после установления температуры сигнал фотопроводимости на частоте  $155\text{см}^{-1}$  и амплитуда широкой длинноволновой полосы стабилизируются (рис.2). Температура, при которой сигнал фотопроводимости максимален сразу после охлаждения, изменяется от 60 до 70 К в зависимости от образца, но все остальные особенности, включая частоту основной линии, полностью идентичны.

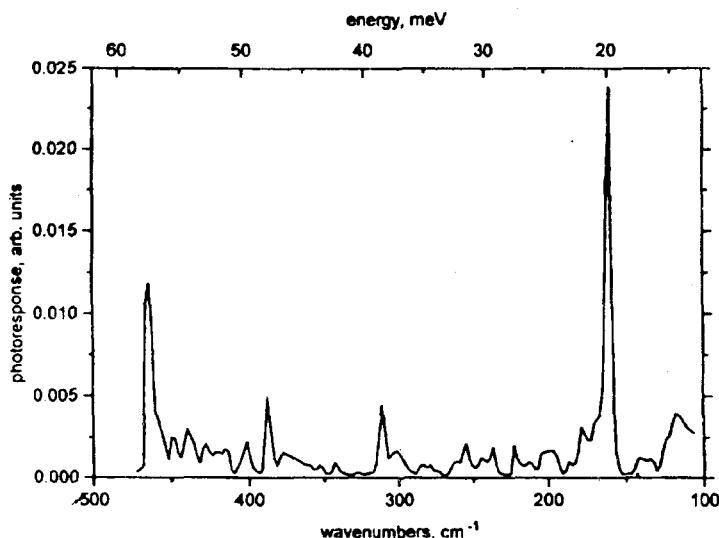


Рис.1. Длинноволновая часть спектра фотопроводимости образца сплава  $\text{Pb}_{0.985}\text{Ge}_{0.015}\text{Te}(\text{Ga})$ , записанного сразу после охлаждения до 70 К

Если после стабилизации спектра фотопроводимости произвести дополнительную подсветку образца излучением, спектральный состав которого соответствует области фундаментального поглощения, то амплитуда широкой длинноволновой полосы фотопроводимости резко возрастает. На ее фоне наблюдаются особенности как на частоте  $155\text{см}^{-1}$ , так и на спутных частотах (рис.3). Эти особенности имеют необычный "дифференциальный" вид. Амплитуда широкой длинноволновой полосы в спектре значительно превышает сигнал фотопроводимости в отсутствие коротковолнового излучения. Выключение инфракрасной подсветки в области фундаментального поглощения, приводит к тому, что длинноволновая часть спектра фотопроводимости возвращается к виду, изображенному на рис.2.

Если теперь выключить не только коротковолновую подсветку, но и пробный поток излучения в длинноволновой области, то при повторном его включении через 2–3 мин эволюция спектра фотопроводимости повторяет описанный выше путь – от изображенного на рис.1 к изображенному на рис.2.

Наблюдаемые особенности спектров фотопроводимости весьма необычны. Вообще говоря, известно, что легирование сплавов на основе теллурида свин-

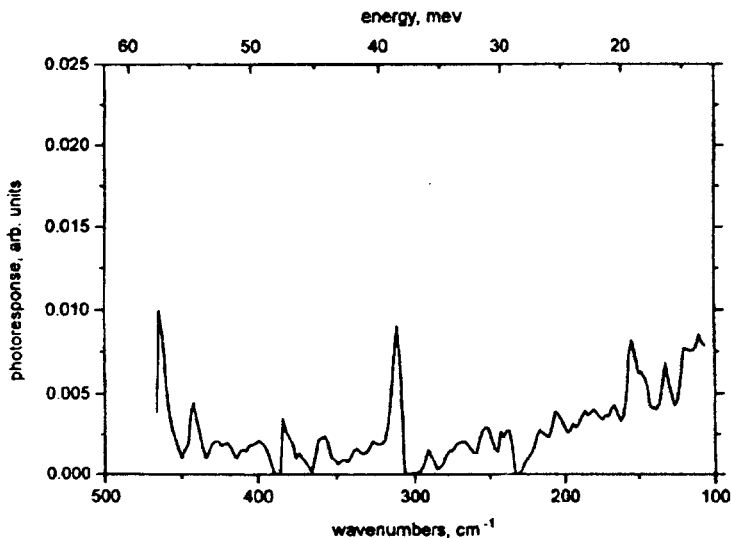


Рис.2. Длинноволновая часть спектра фотопроводимости образца сплава  $Pb_{0.985}Ge_{0.015}Te(Ga)$ , записанного через 25 мин после охлаждения до 70 К

ца некоторыми примесями III группы приводит к принципиальному изменению свойств исходного материала. В частности, введение галлия в  $PbTe$  и  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  приводит при определенных условиях к появлению эффекта стабилизации уровня Ферми и долговременных релаксационных процессов, наблюдающихся при выведении системы из состояния равновесия в области низких температур  $T < 80$  К [1]. Существование долговременных релаксаций, как правило, связывают с формированием барьера в конфигурационном пространстве между состояниями системы с локализованным и делокализованным электронами [3].

Многие особенности эффектов, наблюдающихся в сплавах на основе  $PbTe$ , легированных галлием, связаны с тем обстоятельством, что в спектре полупроводника, помимо основного примесного состояния, соответствующего двум электронам, локализованным на примеси, имеется одноэлектронное локальное метастабильное состояние, расположенное по энергии вблизи дна зоны проводимости [2]. По нашему мнению, необычный характер длинноволновых спектров фотопроводимости обусловлен особенностями именно этих метастабильных примесных состояний. Действительно, прежде всего, энергия квантов излучения, соответствующая пикам фотопроводимости, существенно меньше основных характерных энергий электронного спектра материала, таких как ширина запрещенной зоны и энергия термической активации основного примесного состояния. В то же время, частота, соответствующая основному пику фотопроводимости, близка к частоте продольного оптического фона в  $PbTe$   $\omega_{LO} = 110 \text{ см}^{-1}$  [4]. Более того, известно, что на спектрах ИК отражения  $PbTe(Ga)$  при  $T < 80$  К появляется особенность как раз на частоте порядка  $\omega_{Ga} \sim 155 \text{ см}^{-1}$ , которая связывается со взаимодействием ИК излучения с локальной фоновой модой, соответствующей метастабильному примесному состоянию галлия [5]. Кроме того, аналогичная особенность на частоте  $\omega_{In} \sim 115 \text{ см}^{-1}$  в спектрах ИК отражения [6] и в спектрах комбинационного рассеяния [7] была обнаружена и в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  при температурах  $T < 25$  К, при которых в этих материалах наблюдается задержанная фотопро-

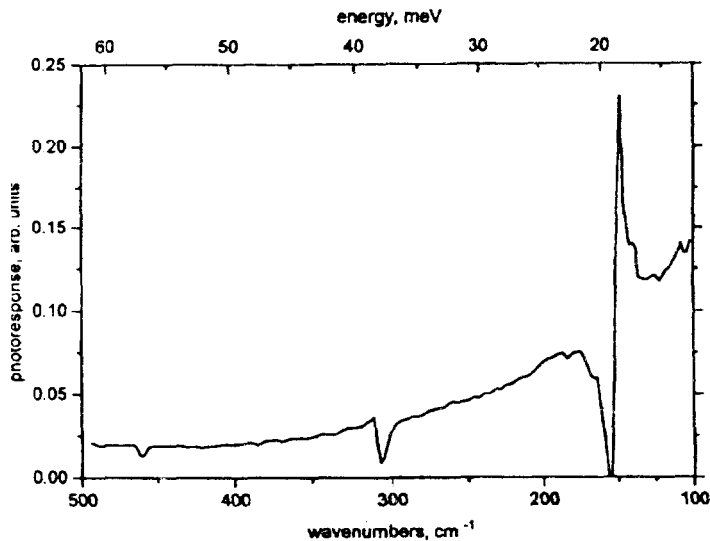


Рис.3. Длинноволновая часть спектра фотопроводимости образца сплава  $Pb_{0.985}Ge_{0.015}Te(Ga)$ , записанного при температуре 70 К после включения коротковолновой инфракрасной подсветки в области фундаментального поглощения

водимость. Появление этой особенности связывалось с ростом времени жизни метастабильных примесных состояний при низких температурах. Если считать, что разница в частотах локальных мод обусловлена только разницей в массах атомов примеси, то

$$\omega_{Ga}/\omega_{In} = (m_{In}/m_{Ga})^{1/2}. \quad (1)$$

Легко видеть, что соотношение (1) выполняется с большой степенью точности. Следовательно, частота, на которой наблюдается селективная фотопроводимость, скорее всего, соответствует локальным колебаниям кристаллической решетки вблизи примесного центра, находящегося в метастабильном состоянии.

Появление селективной фотопроводимости в длинноволновой области связано, по нашему мнению, с "раскачкой" падающим электромагнитным излучением локальной моды колебаний, соответствующей метастабильному состоянию примесного центра. Такая "раскачка" приводит к тому, что электроны, локализованные на примесном центре, легко преодолевают небольшой барьер в конфигурационном пространстве, отделяющий локальные метастабильные состояния от зонных, и таким образом проводимость сплава увеличивается. Имеются некоторые экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что метастабильные примесные состояния в сплавах на основе  $PbTe(Ga)$  являются мелкими [2, 8]. Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что, помимо водородоподобного потенциала, в энергию метастабильного примесного состояния заметный вклад вносит и сильно локализованный потенциал, приводящий к появлению барьера в конфигурационном пространстве между этими примесными состояниями и зоной проводимости. Действительно, чисто водородоподобные состояния в сплавах на основе теллурида свинца не могут быть локальными в силу большой величины диэлектрической проницаемости  $\epsilon \sim 1500$  и малых значений эффективной массы электроны  $m_e \sim 0.01m_0$ . Существование же барьера обеспечивает локализацию таких электронов.

Возбуждение локальной моды колебаний резонансное по частоте только тогда, когда отдельные метастабильные примесные центры являются изолированными. Увеличение их концентрации, как следствие медленного установления

равновесного состояния при температурах  $T < 80$  К, приводит к тому, что области деформации кристаллической решетки, соответствующие различным примесным центрам, начинают перекрываться, и соответствующие пики уширяются и снижаются по амплитуде. Полное количество фотовозбужденных электронов, по-видимому, возрастает, но они оказываются "размазанными" по спектру, и в длинноволновой области возникает широкая полоса фотопроводимости. Мощная коротковолновая подсветка обеспечивает резкое возрастание заселенности метастабильных примесных состояний, что, в свою очередь, приводит к значительному росту амплитуды длинноволнового фотоотклика. Поскольку коротковолновое излучение в области фундаментального поглощения проникает внутрь образца лишь на небольшую глубину порядка нескольких микрон, то естественно предположить, что сохраняющийся и даже увеличивающийся по амплитуде фотоотклик на частоте  $155\text{ см}^{-1}$ , наблюдающийся в этих условиях, связан с заселением метастабильных примесных состояний в глубине образца, где они являются изолированными, а рост амплитуды широкой длинноволновой полосы обеспечивается возбуждением метастабильных примесных состояний вблизи поверхности, где фундаментальное поглощение приводит к резкому увеличению заселенности таких состояний. В то же время природа появления необычного "дифференциального" спектра селективной фотопроводимости, наблюдаемой в таких условиях, остается неясной. Также не очевидной является причина появления пиков фотопроводимости на комбинационных частотах. По всей видимости, это обусловлено сильной нелинейностью локальных колебаний, связанной с мягкостью решетки в РbТе. При уменьшении интенсивности коротковолновой подсветки заселенность метастабильных примесных состояний уменьшается, приводя к повторению временной эволюции спектров.

Таким образом, наблюдаемый в настоящей работе эффект селективной фотопроводимости, по всей вероятности, обусловлен резонансным возбуждением локальной моды колебаний, соответствующей метастабильному примесному состоянию примеси. Взаимодействие примесных центров при изменении концентрации последних приводит к видоизменению характера фотоотклика.

Настоящая работа выполнена при поддержке совместного гранта Международного научного фонда и Российского фонда фундаментальных исследований МВВ300; а также гранта Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-04658-а.

- 
1. В.А.Акимов, А.В.Дмитриев, Д.Р.Хохлов et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **137**, 9 (1993).
  2. А.И.Белогорокхов, И.И.Иванчик, Д.Р.Хохлов et al., *Brasilian Journal of Semiconductor Physics*, (в печати).
  3. И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, О.А.Панкратов и др., *Письма в ЖЭТФ* **42**, 3 (1985).
  4. М.А.Kinch and D.D.Buss, *Solid State Commun.* **11**, 319 (1972).
  5. А.И.Белогорохов, С.А.Белоконь, И.И.Иванчик и др., *ФТТ* **34**, 1651 (1992).
  6. N.Romcevic, Z.V.Popovic, D.Khokhlov et al., *Phys. Rev. B* **43**, 6712 (1991).
  7. N.Romcevic, Z.V.Popovic and D.R.Khokhlov, *J. Phys. Condens. Matt.* **7**, 5105 (1995).
  8. А.Н.Васильев, Б.А.Волков, Т.Н.Волошок и др., *Письма в ЖЭТФ* **61**, 768 (1995).