

06.3; 07

© 1992

АНОМАЛИИ СПЕКТРОВ ФОТОПРОВОДИМОСТИ  $PbTe(Ga)$ А.И. Белогооров, Е.И. Слынько,  
Д.Р. Хохлов

В настоящей работе сообщается об обнаружении нового эффекта - фотопроводимости сплавов на основе  $PbTe(Ga)$  в области азотных температур в дальнем ИК-диапазоне спектра. В зависимости от спектрального состава падающего излучения фотоотклик может быть селективным.

Известно, что в теллуридах свинца и олова, легированных индием и галлием, наблюдается эффект задержанной фотопроводимости при температурных  $T < T_C$ , где  $T_C = 25$  К для  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  [1] и  $\sim 80$  К для  $PbTe(Ga)$  [2]. Измерения спектров фотопроводимости в этих материалах чрезвычайно затруднены тем обстоятельством, что характерное время фотоотклика  $t_{\varphi}$  сильно зависит от температуры и может превышать время измерения  $t_n$ .

В настоящей работе для исследования спектров фотопроводимости сплавов на основе  $PbTe(Ga)$  в области температур (5–300) К в диапазоне волновых чисел ( $10$ – $10000$ )  $cm^{-1}$  использовался Фурье-спектрометр „Bruker-IFS 113v“. Скорость измерений составляла  $\sim 2000$  точек/с, поэтому регистрировалась лишь относительно быстрая часть фотоотклика с характерным временем  $t_{\varphi} < 500$  мкс.

Исследованные образцы представляли собой монокристаллы  $PbTe(Ga)$ , в которых уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны и наблюдается эффект задержанной фотопроводимости [2]. Некоторые образцы были дополнительно легированы  $Ge$  и  $Mn$ .

Измеренные спектры фотопроводимости имеют два характерных участка. Красная граница  $E_{кр}$  коротковолновой части спектра определяется шириной запрещенной зоны материала. Этот участок соответствует межзонной генерации пар с последующим захватом дырки на локальный уровень в запрещенной зоне. Дополнительное легирование примесями  $Mn$  и  $Ge$  приводит к тому, что величина  $E_{кр}$  сдвигается в зависимости от степени легирования и характера примеси (рис. 1). Температурная зависимость амплитуды фотоотклика  $A_{\varphi}$  имеет максимум, соответствующий  $t_{\varphi} = 500$  мкс, при  $T_M = 90$  К.

Интересно отметить, что на спектрах фотопроводимости не наблюдаются особенности, связанные с переходами примесь-зона, хотя существование примесных состояний в запрещенной зоне не вызывает сомнений [2]. По всей вероятности, этот факт обусловлен сильным электрон-решеточным взаимодействием в системе, в результате чего энергия прямых переходов примесь-зона в конфигурационном

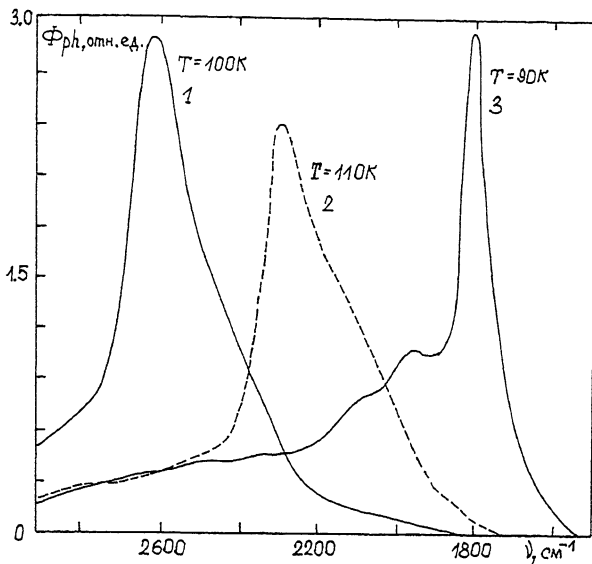


Рис. 1. Спектры фотопроводимости в области межзонной генерации пар носителей заряда. Номера кривых соответствуют 1 -  $PbTe$  ( $Ga, Mn$ ); 2 -  $PbTe$  ( $Ga, Ge$ ); 3 -  $PbTe$  ( $Ga$ ).

пространстве (без изменения конфигурации кристаллического окружения примесного центра) может оказаться выше термической энергии активации примеси и даже ширины запрещенной зоны (рис. 2).

Наиболее интересной, однако, оказалась длинноволновая часть спектров фотопроводимости. Вид этих участков спектра сильно зависит от наличия или отсутствия фотовозбуждения в коротковолновой области. В первом случае наблюдается непрерывный рост сигнала фотопроводимости в области волновых чисел  $< 150 \text{ см}^{-1}$  (рис. 3). Максимальная амплитуда сигнала соответствует  $T_M$ . Во втором случае длинноволновая часть спектра фотопроводимости представляет собой узкую линию вблизи  $\nu \sim 130 \text{ см}^{-1}$  - величины, близкой к энергии продольного оптического фонона  $PbTe$  [3] (рис. 4). Максимум амплитуды наблюдается при температуре, несколько меньшей  $T_M$ . Дополнительное легирование изменяет лишь величину фотоотклика, но не воздействует на положение пика.

Насколько нам известно, значительный селективный фотоотклик в дальнем ИК-диапазоне в области азотных температур зарегистрирован впервые.

По нашему мнению, необычная фотопроводимость резонансного типа связана с возбуждением электронов с метастабильного примесного состояния в зону проводимости, индуцированным фононом или локальным колебанием решетки. Действительно, близость  $\nu$  к энергии продольного оптического фонона заставляет предположить, что селективная фотопроводимость связана с „раскачкой“ кристал-

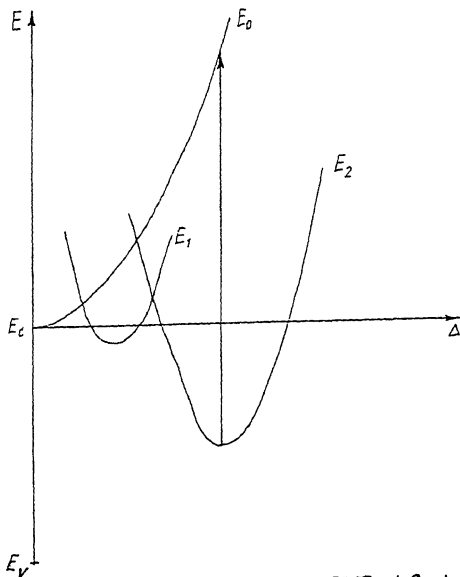


Рис. 2. Конфигурационная диаграмма  $PbTe (Ga)$ .  $E_{0,1,2}$  - состояния системы с 0, 1, 2 локализованными электронами, соответственно;  $E_c$  - дно зоны проводимости,  $E_v$  - потолок валентной зоны. Стрелка обозначает прямой переход в конфигурационном пространстве без изменения кристаллического окружения центра.

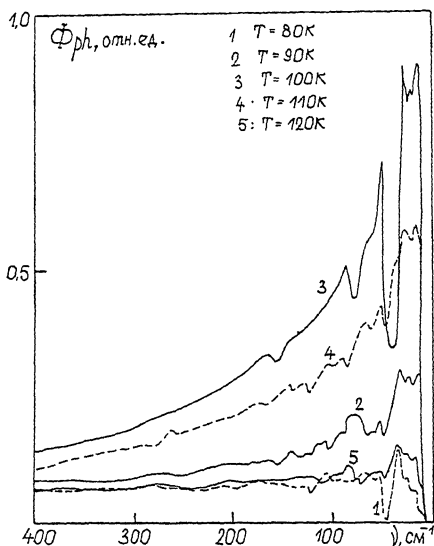


Рис. 3. Длинноволновая часть спектральной зависимости фотопроводимости образца  $PbTe (Ga, Ge)$  при фотонакачке в коротковолновой области спектра.

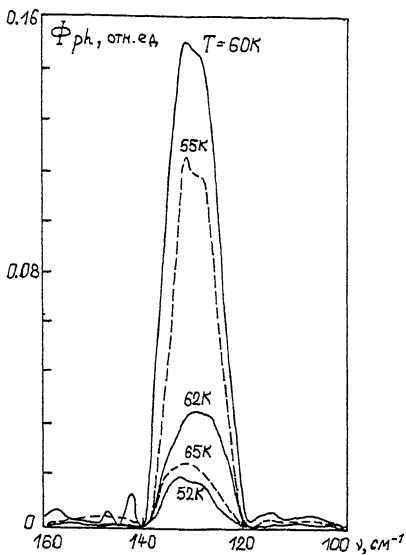


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, в отсутствие фотовозбуждения в коротковолновой области спектра.

лической решетки излучением. В то же время величина  $\nu$  мала по сравнению с любыми энергиями электронного спектра  $PbTe (Ga)$ . Это означает, что электроны, вызывающие фотоотклик, находятся изначально в метастабильном электронном состоянии вблизи области разрешенных энергий, однако не принимают участия в проводимости.

Согласно теории, разработанной для  $Pb_{1-x}Sn_xTe (In)$  [4], в спектре сплавов, кроме основного состояния  $E_2$ , обеспечивающего стабилизацию уровня Ферми, существует метастабильное локальное электронное состояние  $E_1$ , отделенное барьером в конфигурационном пространстве как от основного состояния, так и от состояния системы со свободным электроном (см. рис. 2). Электроны, локализованные в этом состоянии, не принимают участия в проводимости. По всей видимости, под действием ИК – подсветки определенной частоты происходит резонансная „раскачка“ кристаллического окружения метастабильного примесного центра, приводящая к переходу электрона, первоначально захваченного на метастабильный уровень, в зону проводимости.

Причины заметного изменения длинноволновой части спектра фотопроводимости в присутствии коротковолнового излучения пока не ясны.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А к и м о в В.А., Б р а н д т Н.В., К л и м о н -  
с к и у S.O. et al. // Phys. Lett. A. 1982. V. 88A.  
N 9. P. 483-486.
- [2] А к и м о в Б.А., Б р а н д т Н.В., Г а с ь к о в А.М. и  
др. // ФТП. 1983. Т. 17, В. 1. С. 87-92.
- [3] Т а к а с а к и К., Т а н а к а С. // Phys. Stat.  
Sol. (a). 1977. V. 40. N1. P. 173-180.
- [4] З а с а в и ц к и й И.И., М а ц о н а ш в и л и Б.Н., П а н -  
к р а т о в О.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42.  
В. 1. С. 3-6.

Московский  
государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
3 декабря 1991 г.  
В окончательной редакции  
22 марта 1992 г.