

## Фотопроводимость легированных сплавов на основе теллурида свинца в субмиллиметровом диапазоне

© К.Г. Кристовский, А.Е. Кожанов, Д.Е. Долженко, И.И. Иванчик, D. Watson\*, Д.Р. Хохлов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\* Department of Physics and Astronomy, University of Rochester,  
N. Y., USA

E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

В сплаве  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  обнаружена задержанная фотопроводимость в области гелиевых температур под действием монохроматического излучения субмиллиметрового диапазона на длинах волн 176 и 241  $\mu m$ . Показано, что фотопроводимость связана с оптическим возбуждением примесных метастабильных состояний.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 01-02-16356, 02-02-17057, 02-02-08083, INTAS N 2001-0184, NATO Collaborative Linkage Grant.

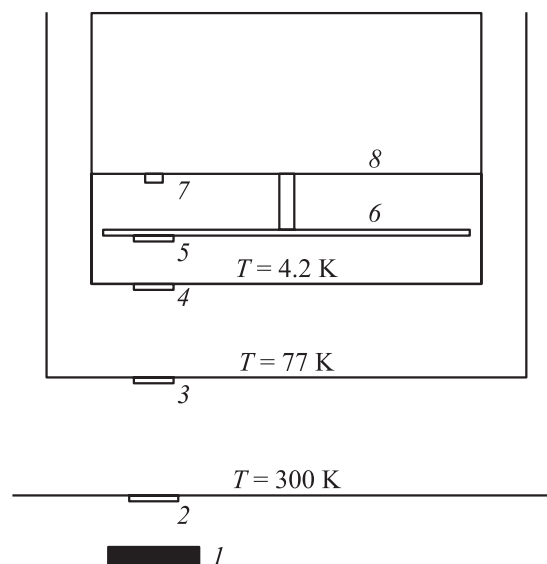
Большинство современных высокочувствительных нетепловых приемников излучения дальнего инфракрасного диапазона создается на основе легированного кремния и германия. Наибольшая длина волны, отвечающая красной границе фотоэффекта для таких приемников излучения, до сих пор соответствовала однооснодеформированному  $Ge:Ga$  и составляла  $\lambda_r = 22 \mu m$  [1].

Альтернативу приемникам излучения на основе кремния и германия составляют узкощелевые полупроводники на базе теллурида свинца. Легирование теллурида свинца и его твердых растворов элементами III группы приводит к появлению эффектов, не характерных для исходного материала, таких как стабилизация уровня Ферми и задержанная фотопроводимость [2]. В частности, в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  с содержанием олова  $0.22 < x < 0.28$  уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны и при низких температурах реализуется полужолирующее состояние полупроводника. Поскольку эффект стабилизации уровня Ферми приводит к гомогенизации электрофизических параметров материала, а характерные энергетические параметры сплава, такие как ширина запрещенной зоны и энергия активации примесного состояния, составляют несколько десятков  $meV$ , представляется привлекательным использовать данные полупроводники в качестве приемников излучения дальнего инфракрасного диапазона. Это удалось реализовать [3], и оказалось, что параметры чувствительности инфракрасного радиометра на основе  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$  существенно превышают соответствующие параметры аналогов на базе легированного кремния и германия.

В то же время оставался невыясненным ключевой вопрос о спектральном распределении чувствительности приемника излучения на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ , в частности о красной границе фотоэффекта для этого материала. Эффект задержанной фотопроводимости, наблюдающийся в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  при низких температурах, приводит к накоплению неравновесных носителей заряда в разрешенной зоне под действием фонового излучения, которое присутствует в любом стандартном спектрометре, и поэтому обычные спектральные изме-

рения оказываются невозможными. Необходим прибор, в котором фоновая подсветка полностью отсутствует, но обеспечивается „освещение“ образца излучением с фиксированной длиной волны калиброванной интенсивности.

Такой прибор был реализован в работе [4] (рис. 1). Образец находился в вакуумируемом пространстве и крепился к дну гелиевой ванны. Фоновое излучение устранялось с помощью экранов, охлаждаемых до гелиевой и азотной температур. Излучение абсолютно черного тела с температурой 77 или 300 К поступало на образец через входное окно и серию охлаждаемых фильтров. Специальные фильтры, имеющие азотную или гелиевую температуру, обеспечивали пропускание только части излучения, соответствующего исследуемому спектральному диапазону. Диафрагма, находящаяся на

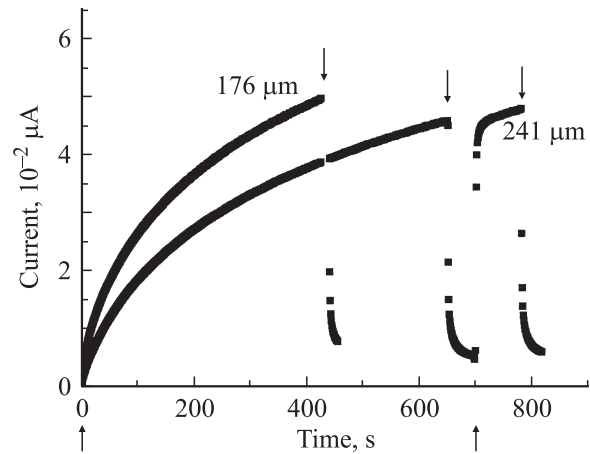


**Рис. 1.** Установка для исследования спектров фотопроводимости  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  [4]. 1 — абсолютно черное тело, 2 — входное окно, 3 — „азотный“ фильтр, 4 — „гелиевый“ фильтр, 5 — интерференционный фильтр, 6 — вращающаяся кассета с фильтрами, 7 — образец, 8 — гелиевая ванна.

„гелиевом“ экране, позволяла калибровать поток излучения, падающего на образец. Наконец, окончательное выделение узкой линии излучения осуществлялось с помощью интерференционного фильтра, расположенного на вращающейся обложке внутри „гелиевого“ экрана.

В то же время существовали определенные сомнения в такой интерпретации полученных результатов. Дело в том, что термическая энергия активации  $E_a$  рассчитывалась из анализа температурной зависимости сопротивления согласно соотношению  $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$ , а не  $\rho \sim \exp(E_a/kT)$ , как это обычно принято для примесных состояний. Именно расчет согласно первому из указанных соотношений основывался на результатах исследований характера движения примесного уровня под действием давления [5]. Такое обоснование можно считать лишь косвенным. Если рассчитывать энергию активации примесного состояния исходя из второго соотношения, то величина  $E_a$  получается вдвое меньшей, т.е. будет соответствовать длине волны  $140 \mu\text{m}$ , и вывод об определяющем вкладе метастабильных примесных состояний в фотоотклик на длинах волн  $90$  и  $116 \mu\text{m}$  окажется необоснованным.

В настоящей работе сообщается об обнаружении фотоотклика в пленке  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  на длинах волн  $176$  и  $241 \mu\text{m}$ . Пленки  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$  были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке  $\text{BaF}_2$ . Термическая энергия активации основного примесного состояния, вычисленная с помощью соотношения  $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$ , составляла  $20 \text{ meV}$ . Эксперимент проводился с использованием установки, изображенной на рис. 1. Температура „гелиевого“ экрана после заполнения гелиевой ванны хладагентом устанавливалась в течение  $\sim 30 \text{ min}$ . Положение кассеты с фильтрами в начале эксперимента соответствовало попаданию излучения от абсолютно черного тела на металлическую заслонку. Поскольку образец был прикреплен к дну гелиевой ванны, он охлаждался быстрее экрана и кассеты. Поэтому в начальный момент времени существовала фоновая подсветка образца тепловым излучением еще не остывшего экрана и кассеты. Наличие этой фоновой подсветки приводило к генерации неравновесных долгоживущих носителей заряда в образце. Для того чтобы перевести образец в невозмущенное состояние, его разогревали после остывания экрана с помощью нагревателя, расположенного рядом с образцом. Увеличение температуры образца до  $30 \text{ K}$  и последующее охлаждение до гелиевой температуры переводило электронную систему образца в состояние, близкое к основному, когда практически все носители заряда локализованы. После этого кассета поворачивалась таким образом, чтобы обеспечить попадание излучения с длиной волны, определяемой фильтром на кассете, на образец. Характерное время такого поворота составляло  $3\text{--}4 \text{ s}$ . Регистрировалась кинетика увеличения тока через образец при различных значениях напряжения на образце и различных температурах абсолютно черного тела. Результаты эксперимента для напряжения на образце  $10 \text{ mV}$  и температуры черного тела  $300 \text{ K}$  приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** Кинетика нарастания и спада фототока при напряжении на образце  $10 \text{ mV}$  и различной длине волны возбуждающего излучения. Стрелками показаны моменты включения и выключения инфракрасной подсветки.

Для обеих длин волн падающего на образец излучения зарегистрирован значительный фотоотклик. Поскольку чувствительная измерительная аппаратура позволяла фиксировать ток величиной до  $0.25 \mu\text{A}$ , удалось корректно измерить кинетику нарастания фототока лишь при малых значениях напряжения на образце ( $U < 40 \text{ mV}$ ). При больших значениях напряжения фототок возрастал настолько быстро, что перегрузка усилителя за время, сравнимое со временем поворота кассеты с фильтрами, т.е. за несколько секунд. Обращает на себя внимание ряд особенностей фотопроводимости. Прежде всего кинетика нарастания тока после включения подсветки является сильно нелинейной. Выключение подсветки приводит к быстрому спаду фототока с последующей медленной релаксацией к темновому значению. Однако, если вскоре после выключения подсветки снова ее включить, фототок очень быстро, за время, сравнимое со временем „быстрой“ релаксации, возрастает до того значения, которое было до выключения подсветки, после чего возобновляется прежняя относительно медленная динамика роста фототока. По всей видимости, быстрый и медленный процессы имеют существенно разную природу.

Еще одна важная особенность в следующем. Энергия кванта, соответствующая длинам волн излучения  $176$  и  $241 \mu\text{m}$ , существенно меньше, чем термическая энергия активации основного примесного состояния, даже если вычислять ее по соотношению  $\rho \sim \exp(E_a/kT)$ . Таким образом, результаты настоящей работы являются прямым доказательством того, что задержанная фотопроводимость в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$  может быть обусловлена фотовозбуждением метастабильных примесных состояний. Граничная энергия оптического возбуждения этих состояний очень мала. Длина волны соответствующего кванта излучения по крайней мере больше  $241 \mu\text{m}$ , что является, насколько нам известно, наибольшей величиной  $\lambda_r$  для нетепловых приемников излучения. По

всей вероятности, граница фоточувствительности рассматриваемых материалов расположена на существенно больших длинах волн. Не исключено, что рабочий диапазон фотоприемников на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  перекрывает всю субмиллиметровую область.

## Список литературы

- [1] E.E. Haller, M.R. Hueschen, P.L. Richards. Appl. Phys. Lett. **34**, 495 (1979).
- [2] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН **172**, 875 (2002).
- [3] S.N. Chesnokov, D.E. Dolzhenko, I.I. Ivanchik, D.R. Khokhlov. Infrared Phys. **35**, 23 (1994).
- [4] D.R. Khokhlov, I.I. Ivanchik, S.N. Raines, D.M. Watson, J.L. Pipher. Appl. Phys. Lett. **76**, 2835 (2000).
- [5] Б.А. Акимов, В.П. Зломанов, Л.И. Рябова, С.М. Чудинов, О.Б. Яценко. ФТП **13**, 1293 (1979).