

# Терагерцовая фотопроводимость и нетривиальные локальные электронные состояния в легированных полупроводниках на основе теллурида свинца

Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов

*В обзоре рассмотрены необычные фотоэлектрические эффекты, наблюдающиеся в легированных узкозонных полупроводниках на основе теллурида свинца при воздействии мощных импульсов лазерного терагерцового излучения. Показано, что за появление этих эффектов в ряде случаев ответственны нетривиальные локальные электронные состояния, "привязанные", в отличие от обычных примесных состояний, не к определённому месту в энергетическом спектре полупроводника, а к положению квазиуровня Ферми, которое может варьироваться при изменении степени фотовозбуждения.*

PACS numbers: 72.40.+w, 73.20.Hb

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201410b.1033

## Содержание

1. Введение (1033).
  2. Полуизолирующие твёрдые растворы  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$  (1034).
  3. Плёнки  $PbTe(In)$  (1036).
    - 3.1. Влияние микроструктуры на транспортные свойства.
    - 3.2. Фотопроводимость в терагерцовом диапазоне спектра.
  4. Влияние электрического тока и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость твёрдых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  (1039).
  5. Особенности фотопроводимости полуизолирующих образцов  $PbTe(V)$  и  $PbTe(Ga)$  (1040).
    - 5.1.  $PbTe(V)$ .
    - 5.2. Терагерцовая фотопроводимость  $PbTe(Ga)$  в условиях варьирования фоновой подсветки.
  6. Заключение (1043).
- Список литературы (1044).

## 1. Введение

Перечень востребованных функциональных свойств полупроводниковых материалов непрерывно пополняется. Этот естественный процесс обусловлен как расширением сферы различных практических приложений и совершенствованием технологий, так и развитием теоретических представлений, позволяющих увидеть новые аспекты в изучении и использовании известных полупро-

водников. В применении к твёрдым растворам на основе халькогенидов свинца примером является предсказание [1] и последующее экспериментальное обнаружение [2, 3] топологических фаз на поверхности образцов с инверсной структурой спектра. Повышенный интерес к легированному теллуриду свинца как термоэлектрическому материалу обусловлен особенностями примесных состояний, в ряде случаев формирующих на фоне разрешённых энергий уровни (или примесные зоны) с высокой электронной плотностью. Расчёты, проведённые в работе [4], продемонстрировали, что дельта-образный вид функции плотности состояний способствует увеличению термоэлектрической добротности. Это положение получило экспериментальное подтверждение в обширной серии работ, выполненных в течение последних лет, в том числе посвящённых исследованию  $PbTe(Tl)$  и  $PbTe(In)$  [5–8]. Получение халькогенидов свинца в виде коллоидных нанокристаллов создаёт предпосылки для их использования в солнечных батареях [9]. Тем не менее одной из основных областей применения этих твёрдых растворов можно считать оптоэлектронику.

Традиционно твёрдые растворы на основе халькогенидов свинца рассматривались как перспективные материалы для фотоприёмников и лазеров инфракрасного диапазона [10, 11]. Однако уникальные свойства ряда примесей [12–14] позволили в существенной степени изменить представления о спектральном диапазоне фоточувствительности легированного  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ . В данном обзоре обсуждаются работы, посвящённые исследованию фотопроводимости легированных твёрдых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в терагерцовом диапазоне спектра.

Основной материал обзора представлен в четырёх разделах (2–5), первый из которых (2) посвящён свойствам монокристаллов  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$ . Выбор состава  $x = 0,25$  и индия в качестве легирующей добавки не случаен и определяется структурой энергетического спектра. Особенности формирования примесных состояний в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  обусловлены корреляционным взаимодействием в системе примесный центр–

**Л.И. Рябова.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет, Ленинские горы 1, стр. 3, 119991 Москва, Российская Федерация  
Тел. (495) 939-11-51. E-mail: mila@mig.phys.msu.ru  
**Д.Р. Хохлов.** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
Тел. (495) 939-11-51. E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Статья поступила 15 января 2014 г.,  
после доработки 8 февраля 2014 г.

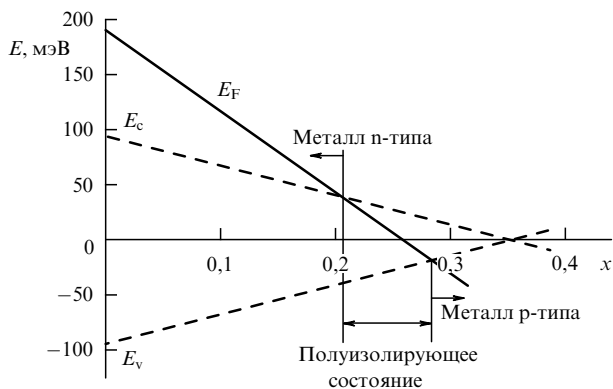


Рис. 1. Диаграмма перестройки энергетического спектра твёрдых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  при изменении состава  $x$  [16].

ближайшее кристаллическое окружение и, как следствие, переменной валентностью примеси [14, 15]. Наличие нескольких зарядовых состояний у примесного атома приводит к формированию системы примесных уровней, к стабилизации положения уровня Ферми и к появлению долговременных процессов релаксации электронных распределений при низких температурах, в том числе к задержанной фотопроводимости.

На рисунке 1 показана диаграмма перестройки энергетического спектра легированных индием сплавов теллурид свинца – теллурид олова [16]. Стабилизированный уровень Ферми с увеличением мольной доли  $x$  теллурида олова в сплаве смещается вниз по шкале энергий и при  $x = 0,25$  располагается на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости, обеспечивая формирование полуизолирующего состояния при низких температурах.

В нелегированных сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  высокие концентрации свободных носителей заряда, обусловленные собственными электрически активными дефектами, существенно ограничивали возможность использования материала для изготовления фотоприёмников. Получение полуизолирующих твёрдых растворов стимулировало исследование фотопроводимости в этом материале. Поводом для проведения исследований в терагерцовом диапазоне спектра стал экспериментальный результат, полученный в работе [17], согласно которому сплавы указанного состава оказались чувствительными к энергиям кванта, много меньшим 20 мэВ. Фотопроводимость наблюдалась вплоть до длины волны излучателя 241 мкм. Эта величина превосходит длину волны красной границы фотоэффекта,  $\lambda = 220$  мкм, для одноосно деформированного  $Ge(Ga)$  [18], которая считалась максимальной для высокочувствительных фотонных приёмников излучения.

Эксперименты по исследованию фотопроводимости монокристаллов  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$  в терагерцовом диапазоне показали, что в данном случае за фоточувствительность материала ответствен новый тип примесных состояний, а красная граница фотопроводимости практически отсутствует [19]. Этот результат мотивировал исследования фотопроводимости в терагерцовой области в сильно вырожденном  $PbTe(In)$ . Раздел 3 посвящён исследованию терагерцовой фотопроводимости в плёнках  $PbTe(In)$  с варьируемой микроструктурой. В разделе 4 рассмотрено влияние магнитного поля и электрического тока на характер терагерцовой фотопроводимости в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  с варьируемым составом  $x$ .

Индий — не единственная легирующая добавка, обеспечивающая появление у теллурида свинца фоточувствительности в терагерцовом диапазоне. Раздел 5 обзора посвящён рассмотрению терагерцовой фотопроводимости в теллуриде свинца, легированном галлием и ванадием.

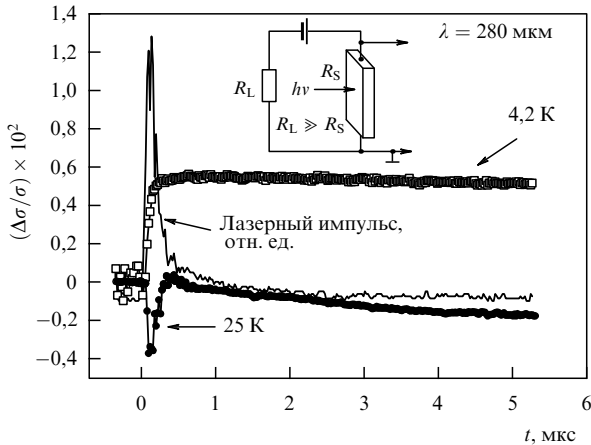
В заключении обсуждаются перспективы практического использования рассматриваемых материалов как сенсоров, фоточувствительных в инфракрасном и терагерцовом диапазонах спектра.

## 2. Полуизолирующие твёрдые растворы $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te(In)$

Спектроскопия фотоэлектрических характеристик, в частности фотопроводимости, является одним из основных экспериментальных методов определения расположения энергетических уровней в спектре полупроводников. В то же время прямое применение методик такого рода к материалам, у которых наблюдается задержанная фотопроводимость, весьма затруднительно. Дело в том, что стандартная криогенная спектральная аппаратура не предусматривает экранирования образца от фонового излучения, присутствующего в любом спектрометре. Однако в случаях, когда в полупроводнике наблюдается задержанная фотопроводимость, существование этого фонового излучения приведёт к тому, что ещё до начала эксперимента, при охлаждении образца, в нём будет возбуждено фоном значительное количество неравновесных носителей заряда, и эксперимент не сможет начаться из основного "темнового" состояния. Данная проблема ещё более усугубляется для узкощелевых полупроводников типа IV – VI, поскольку для них характерные энергии спектра меньше, чем для более широкозонных. Следовательно, комнатный фон даёт большой поток "эффективных" квантов.

Известны два подхода к исследованию фотоэлектрических явлений в материалах, проявляющих задержанную фотопроводимость. Первый из них, "низкофонный", предполагает полное экранирование образца от фонового теплового излучения. Недостатком низкофонного подхода является сложность формирования спектрального состава падающего на образец излучения и соответственно определения спектральных характеристик фотоприёмника.

Этот недостаток преодолевается при использовании "высокофонной" методики, когда образец не экранируется от фонового излучения. В этом случае можно использовать внешние источники излучения с калиброванной интенсивностью и спектральным составом, однако они должны быть достаточно мощными для того, чтобы амплитуда фотоотклика была заметной на фоне сигнала, обусловленного свободными неравновесными носителями заряда, возбуждёнными фоновым излучением. Данный подход применялся для анализа механизмов фотопроводимости в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  под действием мощных лазерных импульсов длительностью около 100 нс с длинами волн 90, 148, 280 и 496 мкм [20, 21]. Мощность излучения лазера контролировалась детектором на основе эффекта фотонного увлечения [22]. Типичный размер лазерного пучка составлял 1 – 3 мм. Измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что пучок имел практически гауссову форму [23]. Методика измерений подробно описана в работах [20, 21, 24].

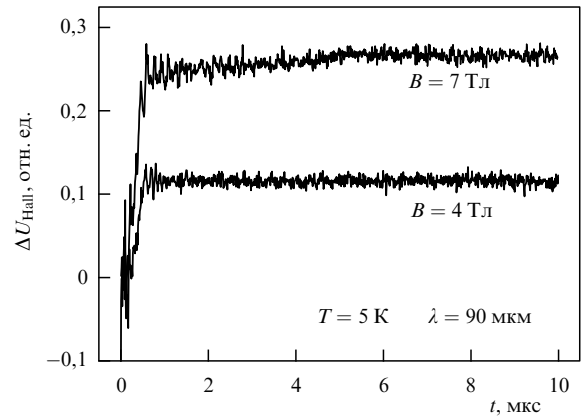


**Рис. 2.** Кинетика фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma$  образца  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}(\text{In})$  под действием лазерного импульса с длиной волны 280 мкм при разных температурах. На вставке показана схема измерений.  $R_L$  — сопротивление нагрузки,  $R_S$  — сопротивление образца [25].

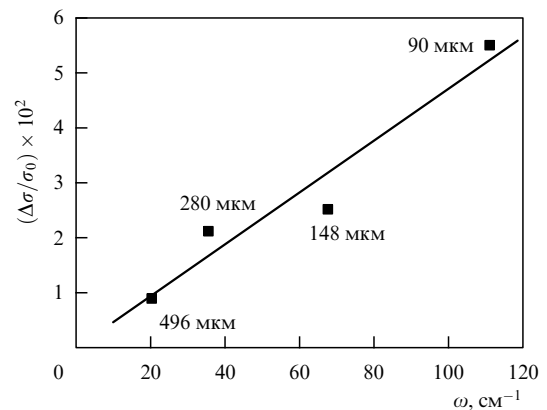
В монокристаллических образцах  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}(\text{In})$  фоновая подсветка обеспечивала увеличение проводимости более чем на четыре порядка величины по отношению к проводимости в темновом состоянии [25]. Тем не менее даже на этом фоне прохождение лазерных импульсов индуцировало значительный сигнал фотопроводимости  $\Delta\sigma$  для всех использованных длин волн лазерного излучения. В зависимости от условий эксперимента фотоотклик мог иметь как положительный, так и отрицательный знак. При низких температурах доминирующей является положительная фотопроводимость с характерными временами релаксации, существенно превышающими длительность лазерного импульса. При повышении температуры сигнал изменяет знак на отрицательный, а кинетика  $\Delta\sigma$  повторяет временной профиль лазерного импульса (рис. 2) [24, 25].

Существенные отличия в характере изменения амплитуды сигналов отрицательной и положительной  $\Delta\sigma$  обнаружались при введении в лазерный луч аттенуаторов для варьирования мощности падающего излучения. Анализ зависимостей  $\Delta\sigma/\sigma_0$  ( $\sigma_0$  — исходная проводимость при данной температуре) от количества квантов излучения  $N$ , падающих на образец в единицу времени, показал, что в случае положительной фотопроводимости ( $T = 4,2 \text{ K}$ ) зависимости  $\Delta\sigma(N)/\sigma_0$  существенно различаются для разных длин волн падающего излучения. В случае отрицательной фотопроводимости ( $T = 25 \text{ K}$ ) экспериментальные точки для разных длин волн практически ложатся на одну и ту же кривую, по крайней мере, в области малых значений  $N$ . Это указывает на различные механизмы формирования положительного и отрицательного фотоотклика. Отрицательный фотоотклик, наблюдающийся при более высоких температурах, наиболее вероятно, обусловлен разогревом свободных носителей заряда лазерным импульсом и соответственно уменьшением их подвижности при неизменной концентрации [24].

Измерения кинетики холловского напряжения при подаче лазерных импульсов в магнитных полях с различной напряжённостью [26] подтвердили высказанное ранее [25] предположение о том, что низкотемпературная задержанная фотопроводимость обусловлена генерацией неравновесных носителей заряда (рис. 3). Таким образом,



**Рис. 3.** Кинетика фото-холл-эффекта в магнитных полях величины 4 и 7 Тл. Температура образца 5 К, длина волны лазера 90 мкм [26].



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  от частоты падающего излучения  $\omega$  при фиксированной плотности потока квантов  $N = 6 \times 10^{23} \text{ c}^{-1}$  и температуре образца  $T = 4,2 \text{ K}$  [24].

положительная фотопроводимость  $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}(\text{In})$  при  $T < 10 \text{ K}$  отвечает принципу работы фотонных приёмников излучения. Длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта этого приёмника, превышает 496 мкм. Более того, имеющиеся экспериментальные результаты дают основания полагать, что энергия ионизации метастабильных примесных состояний близка к нулю.

На рисунке 4 представлена зависимость  $\Delta\sigma/\sigma_0$  от частоты падающего излучения  $\omega$  при фиксированной плотности потока квантов  $N = 6 \times 10^{23} \text{ c}^{-1}$  и температуре образца  $T = 4,2 \text{ K}$ , т.е. для положительной задержанной фотопроводимости. Зависимость  $\Delta\sigma/\sigma_0(\omega)$  близка к линейной. Экстраполяция прямой, проведённой через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов, к нулевому сигналу  $\Delta\sigma = 0$  даёт близкую к нулю частоту.

Есть ещё один важный аргумент, подтверждающий практическое отсутствие красной границы фотоэффекта. Все эксперименты в терагерцовой области проведены в условиях фоновой подсветки образцов, обеспечивающей концентрацию неравновесных носителей заряда  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Это соответствует положению квазиуровня Ферми на  $\sim 10 \text{ мэВ}$  выше дна зоны проводимости. Указанная величина существенно больше, чем энергия кванта лазерного излучения 2,5 мэВ (длина волны 496 мкм), 4,4 мэВ (длина волны 280 мкм) и даже 8,4 мэВ (длина волны 148 мкм). Следовательно, локальные состояния,

ответственные за появление положительной задержанной фотопроводимости, должны располагаться на энергетическом расстоянии не более чем 2,5 мэВ от квазиуровня Ферми.

Исследования вырожденных полупроводниковых плёнок n-PbTe(In) подтвердили то, что терагерцовую фоточувствительность твёрдых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) обеспечивают некие специфические локальные электронные состояния, расположенные вблизи квазиуровня Ферми [19, 27].

### 3. Плёнки PbTe(In)

В теллуриде свинца, легированном индием, уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. Концентрация электронов составляет  $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , обеспечивая высокую степень вырождения электронного газа и высокую проводимость образцов в низкотемпературной области. При исследовании фотопроводимости в PbTe(In) использование плёнок является предпочтительным, поскольку геометрический (конфигурационный) фактор позволяет получить более однородное по объёму фотовозбуждение и более высокий уровень сигнала.

#### 3.1. Влияние микроструктуры на транспортные свойства

Проводимость и фоточувствительность плёнок на основе полупроводниковых материалов определяются не только объёмными, но и поверхностными состояниями, а в случае поликристаллических плёнок — и особенностями формирования межкристаллитных границ [28, 29]. Изменение микроструктуры позволяет изменять тип и характер проводимости, индуцировать появление задержанной фотопроводимости и влиять на температуру её появления. Все указанные процессы наблюдались в нано- и поликристаллических плёнках на основе теллурида свинца, легированного индием [30–34]. Характер фотопроводимости плёнок PbTe(In) в терагерцовой области спектра также оказался весьма чувствительным к микроструктуре [35].

Исследованные плёнки можно условно разделить на две основные группы. Мы будем называть нанокристаллическими плёнки с размером зерна менее 200 нм и поликристаллическими — плёнки с размером зерна более 300 нм. На рисунке 5 показаны спектры рентгеновской дифракции плёнок обоих типов и изображение сечения плёнки по толщине, полученное в электронном микроскопе высокого разрешения. Все плёнки имеют столбчатую структуру с ориентацией столбиков перпендикулярно плоскости подложки (за размер кристаллита в данном случае принимается диаметр столбика). Однако в нанокристаллических плёнках преимущественная кристаллографическая ориентация столбиков отсутствует, в то время как в поликристаллических плёнках явно проявляется текстура — выделенное кристаллографическое направление. Появление текстуры сопровождается сменой типа проводимости с дырочного на электронный и качественным изменением механизмов транспорта носителей [36].

Температурные зависимости проводимости нанокристаллических плёнок характеризуются наличием активационного участка при высоких температурах и появлением задержанной фотопроводимости при  $T < 150 \text{ К}$

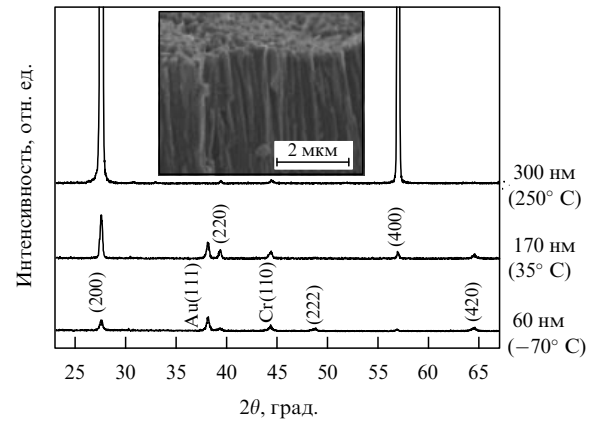


Рис. 5. Спектры рентгеновской дифракции плёнок PbTe(In). Размер зерна и температура подложки при синтезе указаны у кривых. Пики Au и Cr относятся к контактам. На вставке показано изображение плёнки в сканирующем электронном микроскопе высокого разрешения [36].

(рис. 6). Эти эффекты ни в коей мере не связаны с объёмными свойствами зёрен PbTe(In), а обусловлены формированием инверсионных каналов с дырочной проводимостью на их поверхности [28, 32, 37, 38]. Возникающие межкристаллитные барьеры обеспечивают модуляцию зонного рельефа. Активационные участки на температурных зависимостях проводимости определяются энергией активации на порог подвижности, а задержанная фотопроводимость — рекомбинационными барьерами, возникающими из-за пространственного разделения неравновесных носителей заряда.

То, что именно структурные особенности определяют транспорт носителей в нанокристаллических плёнках, подтверждают исследования частотных зависимостей компонент полного импеданса [32–38]. На рисунке 7 показаны импеданс-спектры (зависимости мнимой части импеданса  $Z''$  от действительной  $Z'$ , где варьируемым параметром является частота  $f$ ), снятые при температуре  $T = 77 \text{ К}$  в условиях экранирования от фоновых излучений для плёнок p-типа с различным размером зерна. На вставке к рисунку показаны импеданс-спектры тех же плёнок в условиях подсветки белым светом

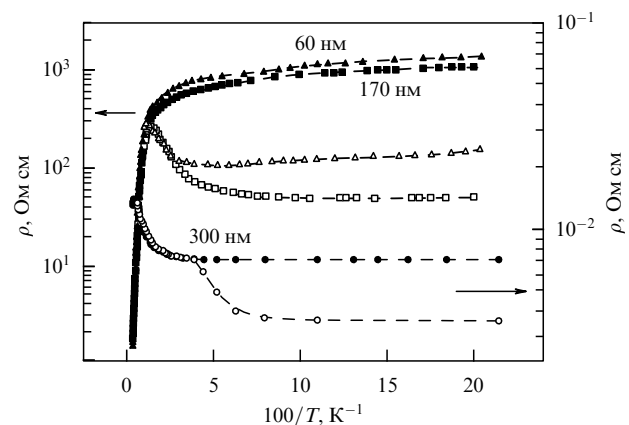


Рис. 6. Температурные зависимости удельного сопротивления плёнок PbTe(In). Размер зерна  $d$  указан у кривых. Сплошные символы соответствуют измерениям в условиях экранирования, открытые символы — кривым, полученным в условиях подсветки миниатюрной лампой накаливания [36].

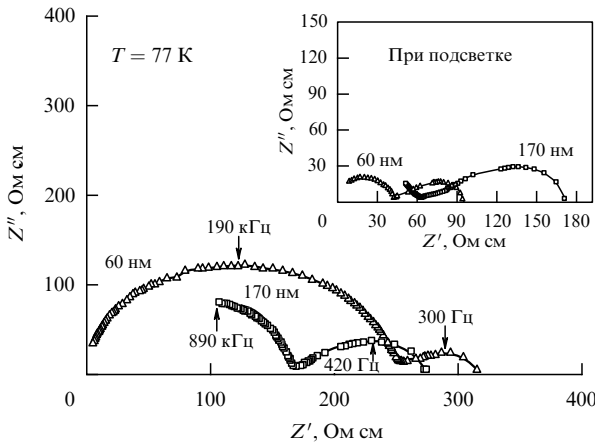


Рис. 7. Импеданс-спектры плёнок PbTe(In), измеренные в условиях экранирования и при подсветке (вставка к рисунку). Размер зерна указан у кривых,  $T = 77\text{ K}$  [36].

миниатюрной лампы накаливания, помещённой непосредственно в измерительную камеру.

В импеданс-спектрах явно проявляются две ветви, хорошо разрешённые по частоте. Это указывает на то, что проводимость образцов определяется вкладами от двух транспортных механизмов, один из которых доминирует в области низких частот, а другой — в области высоких. В темноте каждая из ветвей близка по форме к полуокружности, что соответствует эквивалентной схеме, состоящей из двух параллельно включённых RC-цепочек с не зависящими от частоты параметрами  $R$  (сопротивление) и  $C$  (ёмкость). Анализ частотных зависимостей компонент полного импеданса и импеданс-спектров образцов в рамках представлений эквивалентных схем показал, что низкочастотная ветвь соответствует транспорту заряда вдоль инверсионных каналов на поверхности зёрен, а высокочастотная — переносу через межкристаллитные барьеры [32]. Важным аргументом в пользу этого утверждения является то, что рассчитанное значение ёмкости для низкочастотной ветви более чем на три порядка величины превосходит ёмкость, соответствующую высокочастотной полуокружности импеданс-спектра. Столь высокие значения низкочастотной ёмкости может обеспечить разветвлённая сеть инверсионных каналов на поверхности зёрен [28, 29]. Сопротивление, соответствующее высокочастотной ветви, резко уменьшается в условиях подсветки. Подобный процесс ассоциируется с уменьшением высоты межкристаллитных барьеров при генерации неравновесных носителей.

Увеличение размера кристаллита в сочетании с появлением выделенного кристаллографического направления в ориентации зёрен в плёнках PbTe(In) p-типа сопровождается появлением свойств, аналогичных свойствам монокристаллических образцов [39]. Температурная зависимость проводимости таких плёнок характерна для вырожденных полупроводников (см. рис. 6), при этом величина проводимости настолько низка, что получить информативный импеданс-спектр не удастся. Так же, как и в монокристаллических образцах PbTe(In), задержанная фотопроводимость в плёнках p-типа возникает при температурах ниже 25 K [36]. Всё это указывает на то, что транспорт носителей и фотопроводимость поликристаллических плёнок определяют объём кристаллита, характеризующийся устойчивыми значения-

ми электрофизических параметров в условиях стабилизации положения уровня Ферми. Исследования фотопроводимости в терагерцовой области спектра показали, что кинетика и даже знак фотоотклика нано- и поликристаллических плёнок различаются [27, 35, 40].

### 3.2. Фотопроводимость в терагерцовом диапазоне спектра

Фотопроводимость в терагерцовом диапазоне спектра исследована для плёнок с размером зерна 60 нм (нанокристаллические плёнки, свойства которых определяются модуляцией зонного рельефа) [35] и 300 нм (аналоги монокристаллических образцов PbTe(In)) [27, 40]. Во всех плёнках заметный фотоотклик под действием лазерного импульса наблюдается для каждой из длин волн 90, 148 и 280 мкм во всём исследованном температурном интервале  $T \leq 150\text{ K}$ .

В отличие от монокристаллических образцов Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te(In), фотоотклик нанокристаллических плёнок PbTe(In) во всём температурном диапазоне отрицателен. Кинетика фотопроводимости имеет задержанный характер, особенно явно выраженный в области низких температур (рис. 8).

Положительная терагерцовая фотопроводимость с теми же характерными особенностями, что и в монокристаллах Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te(In), обнаружена в плёнках PbTe(In) с размером зерна 300 нм. На рисунке 9 представлен типичный вид кинетических кривых относительной фотопроводимости плёнки PbTe(In) при прохождении лазерных импульсов с разной длиной волны. На этом же рисунке штриховыми линиями показано изменение во времени полной энергии (интеграла от мощности) каждого из лазерных импульсов. Практически полное совпа-

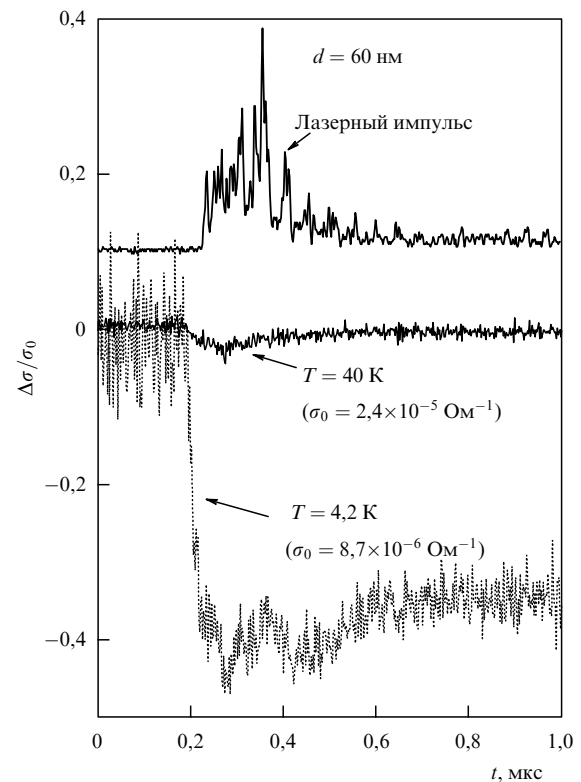
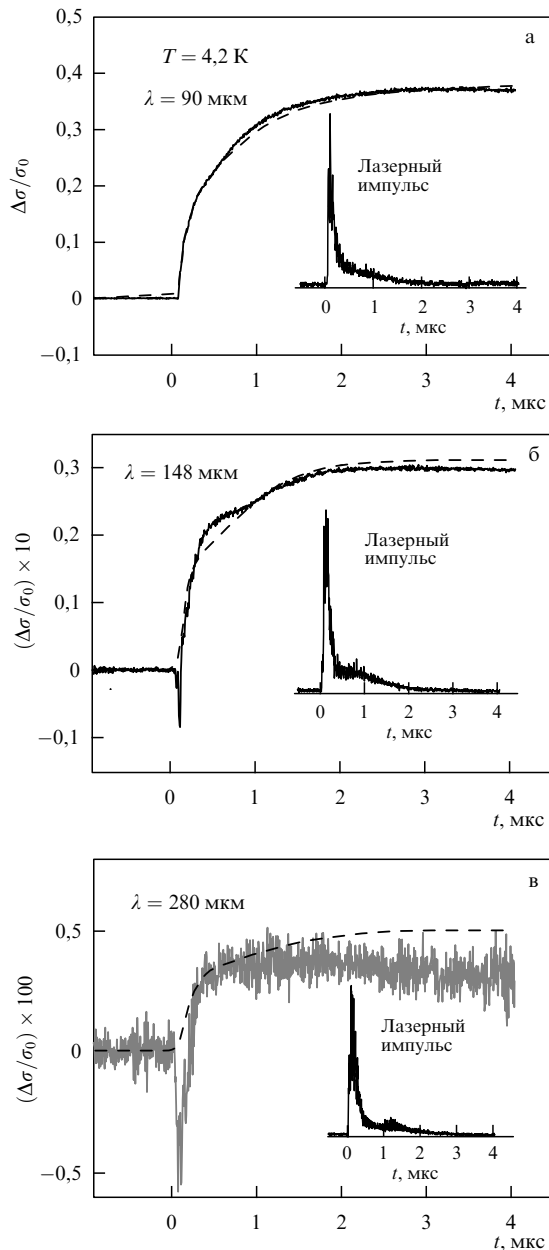


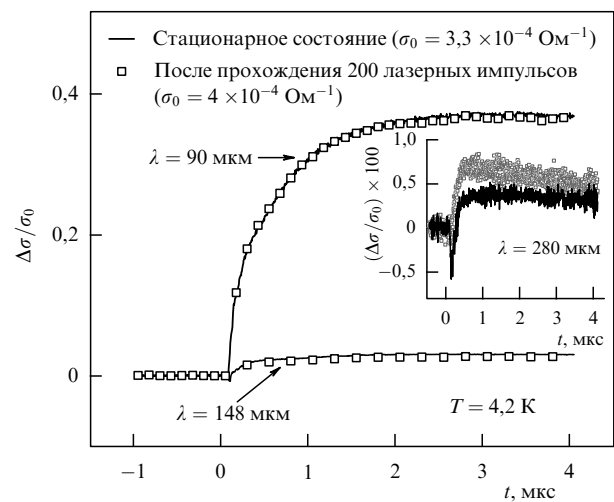
Рис. 8. Изменение относительной фотопроводимости плёнки PbTe(In) с размером зерна 60 нм при прохождении лазерного импульса с длиной волны 280 мкм при различных температурах [35].



**Рис. 9.** Кинетика фотопроводимости поликристаллической плёнки PbTe(In) с размером зерна  $d = 300$  нм при прохождении лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм (а), 148 мкм (б) и 280 мкм (в);  $T = 4,2$  К. Временной профиль лазерных импульсов представлен на вставках. Интеграл от мощности лазерного импульса (полная энергия в импульсе) показан штриховой линией [40].

дение по форме зависимостей  $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$  с полной энергией в импульсе показывает, что поликристаллическая плёнка представляет собой вариант интегрирующего приёмника излучения.

Фоновая подсветка, в условиях которой проводится эксперимент, приводит к увеличению проводимости поликристаллической плёнки более чем в два раза, что соответствует возрастанию концентрации электронов до  $1,2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и увеличению энергии Ферми на  $\sim 30$  мэВ относительно её значения в равновесном темновом состоянии. Перед прохождением лазерного импульса квазиуровень Ферми располагается на  $\sim 100$  мэВ выше дна зоны проводимости. Тем не менее заметный фотоотклик наблюдается при энергии кванта излучения менее 10 мэВ. Это исключает возможность фотовозбуждения



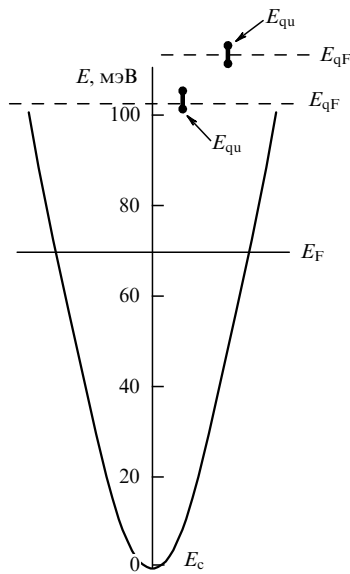
**Рис. 10.** Кинетика фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  плёнки PbTe(In) под действием лазерных импульсов с различными длинами волн. Сплошные кривые получены сразу после охлаждения образца до  $T = 4,2$  К, точки относятся к кривой, полученной после прохождения 200 лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм.  $\sigma_0$  — проводимость перед прохождением лазерного импульса [27].

носителей с примесного уровня, стабилизирующего положение уровня Ферми. По сути, оказывается, что часть электронов с энергиями, близкими к энергии квазиуровня Ферми, не вносит вклад в транспортные процессы без дополнительной активации. Важно отметить, что фотопроводимость под действием терагерцового излучения, так же как и фотопроводимость в условиях фоновой подсветки, имеет задержанный характер. Кроме того, положительный фотоотклик не может быть обусловлен изменением подвижности из-за разогрева электронного газа. Следовательно, под действием лазерных импульсов наблюдается генерация долгоживущих основных носителей заряда.

Наиболее убедительное подтверждение того, что возбуждение электронов терагерцовым импульсом связано с состояниями, "привязанными" к положению квазиуровня Ферми, было получено в экспериментах при исследовании кинетики терагерцовой фотопроводимости в плёнках PbTe(In) при варьировании положения квазиуровня Ферми [27].

Дополнительное смещение квазиуровня Ферми вверх по шкале энергий осуществлялось накачкой неравновесных носителей сериями лазерных импульсов. После охлаждения образца в условиях фоновой подсветки подавалась серия из 200 лазерных импульсов с длиной волны 90 мкм. Это позволяло дополнительно увеличить проводимость образца на  $\sim 20\%$  величины и сместить квазиуровень Ферми на  $\sim 10$  мэВ вверх по шкале энергий относительно его положения в условиях фоновой подсветки. Кинетика фотопроводимости в условиях возбуждения лазером с различными длинами волн регистрировалась до и после подачи серии импульсов. Вид кинетических кривых  $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$  показан на рис. 10. Смещение квазиуровня Ферми не привело к изменению относительной амплитуды сигнала.

На рисунке 11 показана схема, иллюстрирующая соотношение между характерными энергиями в спектре PbTe(In) в равновесных темновых условиях и при подсветке с различной интенсивностью. Из схемы с очевидностью следует, что возбуждение неравновесных носите-



**Рис. 11.** Зонная диаграмма PbTe(In).  $E_c$  — край зоны проводимости,  $E_F$  — положение стабилизированного уровня Ферми в равновесном (темновом) состоянии образца,  $E_{qF}$  — положение квазиуровня Ферми в условиях фоновой подсветки и после прохождения 200 лазерных импульсов,  $E_{qu}$  — минимальная энергия кванта лазерного излучения, при которой мог быть зарегистрирован фотоотклик [27].

лей лазерными импульсами связано с состояниями, расположенными в непосредственной близости к квазиуровню Ферми.

Сопоставление данных для плёнок с разной микроструктурой показывает, что формирование фотоотклика в терагерцовом диапазоне длин волн оказывается чувствительным к характеру поверхностных состояний и микроструктуре плёнки. В плёнках со сложной микроструктурой следует учитывать ряд дополнительных факторов, способных влиять на фоточувствительность объектов. Так, известно, что в широкозонных неоднородных полупроводниках наблюдается инфракрасное гашение задержанной фотопроводимости [41]. При этом энергия возбуждающего кванта должна быть существенно меньше, чем ширина запрещённой зоны, но сравнима с высотой рекомбинационного барьера. Разогрев электронного газа, напротив, может привести к уменьшению энергии активации на порог подвижности и росту фотоотклика. Каждый из перечисленных факторов может существенным образом зависеть от микроструктуры и характера поверхностных состояний.

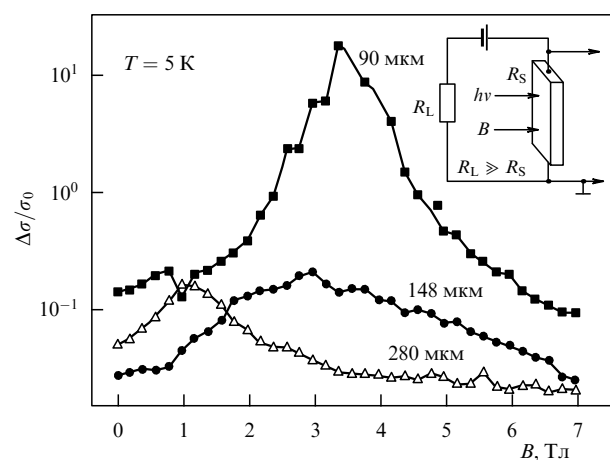
Наибольший интерес представляют данные, полученные для поликристаллической плёнки PbTe(In). Проведённые эксперименты подтверждают, что в твёрдых растворах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) присутствует новый тип примесных состояний, аналогов которым в других легированных полупроводниках до настоящего времени обнаружено не было. Механизм формирования этих состояний и их микроскопическая природа до сих пор не имеют однозначного объяснения. Принимая во внимание, что в качестве одной из аналогий наблюдаемых эффектов может быть рассмотрено появление щели в спектре одноэлектронных возбуждений на уровне Ферми в сверхпроводниках, должно представлять интерес исследование фотопроводимости твёрдых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) в магнитном поле и в условиях варьирования электрического тока в цепи образца.

#### 4. Влияние электрического тока и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость твёрдых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In)

Характер изменения терагерцовой фотопроводимости в твёрдых растворах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) в пространстве параметров состав сплава – электрический ток через образец – магнитное поле исследовался в работе [42].

На рисунке 12 представлена зависимость относительного положительного фотоотклика  $\Delta\sigma/\sigma_0$  ( $\sigma_0$  — проводимость в магнитном поле в исходном состоянии образца) в сплаве  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ (In) от приложенного магнитного поля для различных значений длины волны лазерного излучения. Магнитное поле, как и возбуждающее лазерное излучение, было направлено перпендикулярно поверхности образца (см. вставку на рис. 12).

За амплитуду сигнала  $\Delta\sigma$  принималась величина фотопроводимости после окончания прохождения импульса. Отношение  $\Delta\sigma/\sigma_0$  отражает характер изменения концентрации неравновесных носителей, генерируемых лазерным излучением, поскольку вклад в проводимость, связанный с подвижностью, исключён. Видно, что амплитуда относительной фотопроводимости как функция магнитного поля имеет выраженный максимум. Величина магнитного поля, соответствующая максимуму, прямо пропорциональна энергии кванта лазерного излучения. Такое поведение в зависимости от магнитного поля достаточно характерно для циклотронного резонанса, проявляющегося в сигнале фотопроводимости (см., например, [43]). Если предположить, что наблюдаемые максимумы действительно связаны с циклотронным резонансом, и оценить величину эффективной массы, то оказывается, что  $m_{eff} \sim 0,05m_0$ . Это близко к реальной известной величине  $m_{eff}$  в  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ (In) [13]. В то же время для эффекта типа циклотронного резонанса можно было бы ожидать существенной зависимости амплитуды фотопроводимости от направления циркулярной поляризации падающего излучения. Измерения показали, однако, что такая зависимость отсутствует. Более детально охарактеризовать природу эффекта пока не удалось.

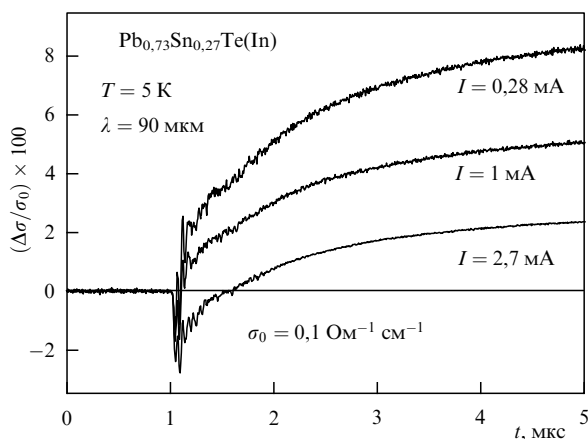


**Рис. 12.** Зависимость относительной положительной фотопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma_0$  в сплаве  $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ (In) от магнитного поля  $B$  для различных длин волн лазерного излучения (цифры у кривых).  $T = 5$  К. На вставке — измерительная схема и геометрия эксперимента [41].

Ряд экспериментов был проведён с образцами  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ , состав которых изменялся в диапазоне  $0,22 < x < 0,29$ . Это позволило рассмотреть характер изменения терагерцовой фотопроводимости для сплавов с различными конфигурациями взаимного расположения стабилизированного уровня Ферми и краёв разрешённых зон (см. рис. 1). Оказалось, что амплитуда положительной терагерцовой фотопроводимости резко снижается в сплавах р-типа ( $x > 0,26$ ). В то же время отрицательная фотопроводимость, связанная с разогревом носителей заряда, остаётся. Следует отметить, что при переходе стабилизированного уровня Ферми через середину запрещённой зоны, обусловленном изменением состава сплава, изменяется тип фотовозбуждённых носителей заряда: если при  $x \leq 0,25$  происходит фотогенерация неравновесных электронов, то при  $x \geq 0,26$  положительный сигнал фотопроводимости соответствует возбуждению неравновесных дырок [42].

Поскольку в сплавах р-типа амплитуда положительной задержанной фотопроводимости резко снижается, то на её фоне отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся в течение лазерного импульса и связанная с разогревом носителей заряда, становится заметной и при гелиевой температуре. Важно отметить, что амплитуда отрицательной фотопроводимости практически не зависит от величины тока через образец, в то время как амплитуда положительной задержанной фотопроводимости при увеличении тока приблизительно на порядок величины падает в несколько раз (рис. 13). При этом вольт-амперная характеристика образца в исходном состоянии является линейной.

Данные, полученные в работе [42], позволяют констатировать, что появление локальных электронных состояний, ответственных за наличие терагерцовой задержанной фотопроводимости в сплавах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ , подавляется электрическим током. Кроме того, плотность таких состояний, по всей видимости, резко снижается при переходе к р-типу проводимости в сплавах состава  $x \geq 0,26$ . Разрушения в магнитном поле локальных электронных состояний, ответственных за терагерцовую фотопроводимость, зафиксировано не было. Нельзя исключить, что это связано просто с недостаточной величиной поля, реализованной в эксперименте.



**Рис. 13.** Кинетика сигнала фотопроводимости в сплаве  $\text{Pb}_{0,73}\text{Sn}_{0,27}\text{Te}(\text{In})$ , измеренная при различных значениях тока через образец. Температура образца 5 К, длина волны лазера 90 мкм [41].

## 5. Особенности фотопроводимости полуизолирующих образцов $\text{PbTe}(\text{V})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$

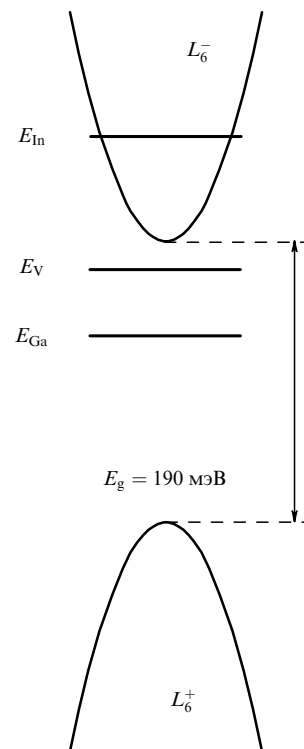
В отличие от сильно вырожденного  $\text{PbTe}(\text{In})$ , легирование теллурида свинца галлием [10, 14, 44–46] и ванадием [47–50] обеспечивает формирование полуизолирующего состояния в области низких температур. Примесные уровни, стабилизирующие положение уровня Ферми, в этом случае попадают в запрещённую зону. В  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  уровень Ферми стабилизирован вблизи середины щели, на  $\sim 70$  мэВ ниже дна зоны проводимости  $E_c$ , в  $\text{PbTe}(\text{V})$  — на  $\sim 20$  мэВ ниже  $E_c$  (рис. 14). Основными носителями заряда во всех случаях являются электроны.

Несмотря на то что при низких температурах концентрации носителей заряда как в  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ , так и в  $\text{PbTe}(\text{V})$  близки к собственным значениям, задержанная фотопроводимость обнаружена только в  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  при  $T < T_c = 80$  К (рис. 15). Образцы  $\text{PbTe}(\text{V})$  остаются в полуизолирующем равновесном состоянии и в условиях фоновой подсветки.

Поскольку энергетический спектр, основные свойства и теоретические модели, описывающие примесные состояния галлия в  $\text{PbTe}$ , подробно представлены в монографии [10], мы ограничимся анализом экспериментальных результатов, полученных в последнее время при исследовании терагерцовой фотопроводимости  $\text{PbTe}(\text{Ga})$ . Данные, касающиеся свойств  $\text{PbTe}(\text{V})$ , рассмотрим более подробно.

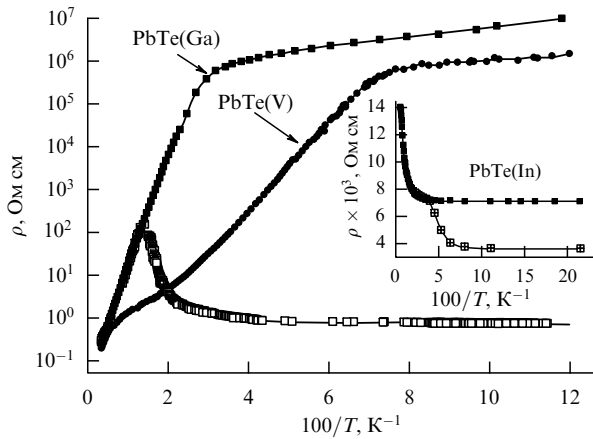
### 5.1. $\text{PbTe}(\text{V})$

#### 5.1.1. Примесные состояния ванадия в теллуриде свинца. Наиболее убедительные доказательства эффекта стаби-



**Рис. 14.** Схема, иллюстрирующая взаимное расположение краёв разрешённых зон  $\text{PbTe}$  и примесных уровней индия, галлия и ванадия, стабилизирующих положение уровня Ферми.  $L_6^+$  и  $L_6^-$  — термы, формирующие разрешённые зоны.

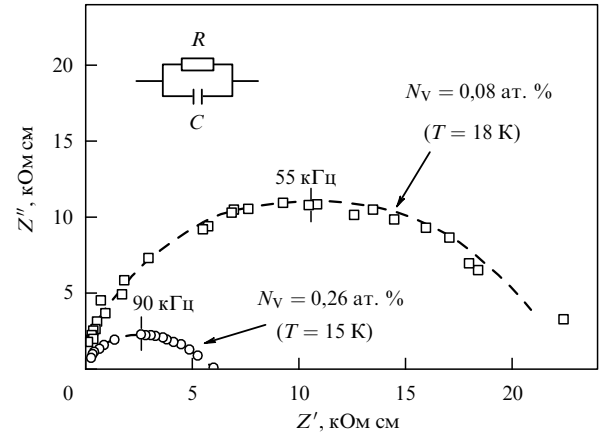




**Рис. 15.** Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$ , измеренные в условиях экранирования от фонового излучения (сплошные символы) и при подсветке белым светом (открытые символы) для образцов PbTe, легированных Ga, V и In (вставка к рисунку).

лизации уровня Ферми при легировании ванадием были получены при исследовании характера перестройки энергетического спектра твёрдых растворов  $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$  под действием гидростатического сжатия [49–52]. Диаграммы перестройки энергетического спектра показывают, что уровень Ферми смещается вниз по шкале энергий как при увеличении  $x$ , так и под действием давления. Наблюдаются переходы из полупроводящего в металлическое состояние. Тем не менее данные [49–52] неоднозначно определяют положение уровня Ферми в PbTe. Согласно результатам исследования нескольких серий образцов  $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ , уровень Ферми в PbTe(V) может располагаться в зоне проводимости [49], непосредственно под её дном или на расстоянии  $\sim 20$  мэВ от края  $E_c$  [51, 52]. Последнее значение наилучшим образом коррелирует с результатами исследования температурных зависимостей сопротивления, концентрации носителей заряда и подвижности в монокристаллических образцах PbTe(V) с варьируемым содержанием примеси  $N_V$  [48]. При сравнительно невысоком уровне легирования ( $N_V \leq 0,21$  ат.%) свойства образцов полностью идентичны: при температуре  $T = 10$  К концентрация электронов не превышает  $10^8$  см $^{-3}$ , подвижность достигает  $10^5$  см $^2$  В $^{-1}$  с $^{-1}$ . Однако в образце с максимальным содержанием ванадия 0,26 ат.%, при температурах ниже 30 К удельное сопротивление  $\rho$  оказывается существенно ниже, чем в остальных образцах. Понижение  $\rho$  связано с резким, более чем на порядок величины, ростом подвижности.

Исследования проводимости в переменных электрических полях с частотой до 1 МГц показали, что импеданс-спектры образцов представлены одной ветвью, независимо от содержания ванадия в кристаллах (рис. 16) [48]. Наглядно продемонстрировать, насколько эти ветви соответствуют постоянным значениям параметров эквивалентной схемы  $R$  и  $C$ , позволяет рассмотрение частотных зависимостей реальной части проводимости  $\sigma'$ , рассчитанных непосредственно из экспериментальных данных. Для образца с  $N_V = 0,08$  ат.%, величина  $\sigma'$  не зависит от частоты. Действительная часть проводимости сильно легированного образца с  $N_V = 0,26$  ат.%, растёт при увеличении частоты  $f$  по степенному закону  $\sigma' \sim f^\alpha$ ,  $\alpha = 1,35$ . Таким образом, эквивалентная схема с незави-



**Рис. 16.** Импеданс-спектры образцов PbTe(V) с различным содержанием ванадия  $N_V$  [48].

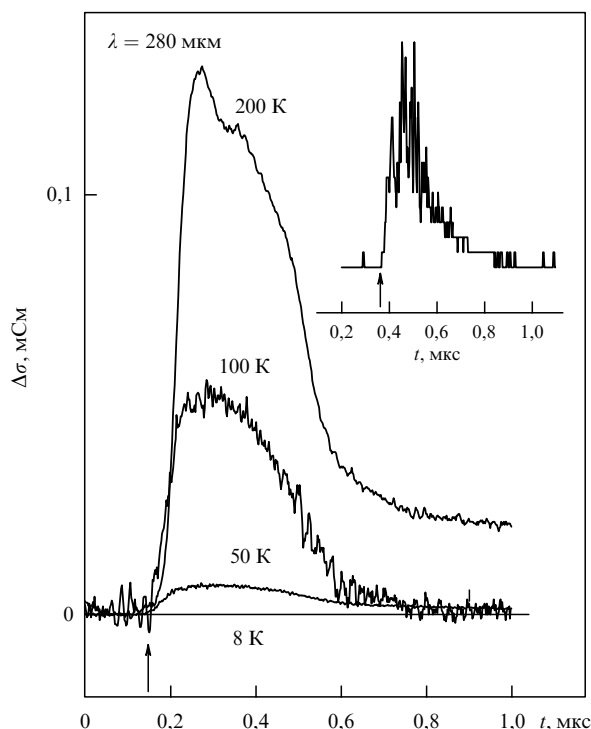
симыми от частоты параметрами  $R$  и  $C$  соответствует лишь образцам с небольшим содержанием ванадия. Степенная зависимость  $\sigma'$  от частоты в образце с максимальным содержанием примеси указывает на изменение механизма переноса заряда при повышении уровня легирования и возможное проявление эффектов межпримесной корреляции [53]. На возможность значительного уширения примесного уровня ванадия, расположенного внутри щели, также указано в работе [52].

Магнитные измерения показывают, что значение эффективного магнитного момента, приходящегося на атом примеси, не соответствует ни одному известному зарядовому состоянию атома ванадия. Это можно рассматривать как подтверждение проявления переменной валентности примеси ванадия в теллуриде свинца. Распределение атомов ванадия по разным зарядовым состояниям и соотношение между этими зарядовыми состояниями зависят от  $N_V$  [48].

**5.1.2. Фотопроводимость в терагерцовой области спектра.**

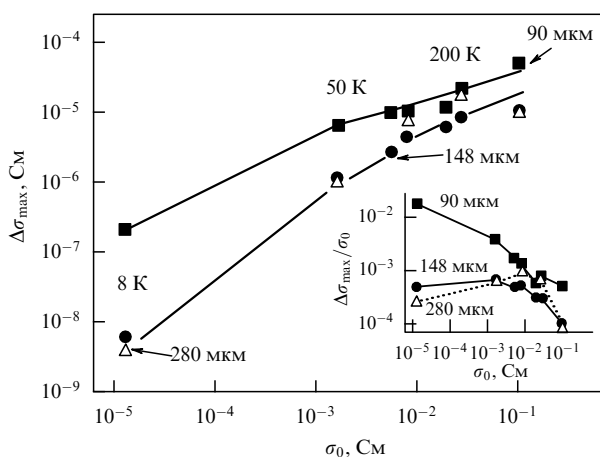
Фотопроводимость в терагерцовой области спектра исследована в образцах PbTe(V) с невысоким содержанием примеси,  $N_V = 0,08$  ат.%, [54]. Заметный фотоотклик был обнаружен во всём исследованном интервале температур, от 8 до 300 К. Типичные зависимости, иллюстрирующие кинетику фотопроводимости при различных температурах, показаны на рис. 17 для наиболее длинноволнового лазерного импульса с  $\lambda = 280$  мкм. Важной отличительной особенностью полученных данных является то, что максимальная амплитуда абсолютного значения фотопроводимости,  $\Delta\sigma_{max}$ , возрастает на  $\sim 3$  порядка величины с увеличением температуры до 300 К. При этом максимальное относительное изменение проводимости,  $\Delta\sigma_{max}/\sigma_0$ , уменьшается с ростом температуры приблизительно на порядок [54].

Сопоставление амплитуды максимального фотоотклика  $\Delta\sigma_{max}$  со значением темновой проводимости  $\sigma_0$  обнаруживает, что изменение этих параметров происходит коррелированным образом (рис. 18). Рост  $\sigma_0$  с повышением температуры обусловлен увеличением концентрации свободных электронов. Возрастание сигнала положительной фотопроводимости в условиях постоянной интенсивности подсветки может быть вызвано только увеличением скорости генерации неравновесных носителей заряда, поскольку подвижность с ростом температуры убывает. Наиболее вероятной причиной



**Рис. 17.** Изменение проводимости образца PbTe(V) с  $N_V = 0,08$  ат.% при прохождении лазерных импульсов с длиной волны  $\lambda = 280$  мкм при различных температурах (цифры у кривых). Стрелки указывают момент времени, соответствующий началу прохождения импульса. На вставке показана форма лазерного импульса [54].

увеличения скорости генерации может быть перестройка энергетического спектра PbTe(V) при изменении температуры. Согласно оценкам, сделанным в работе [51] для твёрдых растворов  $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ , примесный уровень ванадия приближается к дну зоны проводимости со скоростью  $\sim 0,1$  мэВ  $K^{-1}$ . Таким образом, при повышении температуры энергии квантов лазерных импульсов могут стать сравнимыми с термической энергией активации носителей с примесных центров.



**Рис. 18.** Изменение максимального сигнала фотопроводимости  $\Delta\sigma_{\max}$  в зависимости от проводимости  $\sigma_0$  образца в исходном состоянии. Соответствующие значения температуры и длины волн лазерных импульсов указаны на рисунке. На вставке показано изменение сигнала относительной проводимости  $\Delta\sigma_{\max}/\sigma_0$  от  $\sigma_0$ . Данные рассчитаны на поток квантов  $10^{24} \text{ c}^{-1}$  [54].

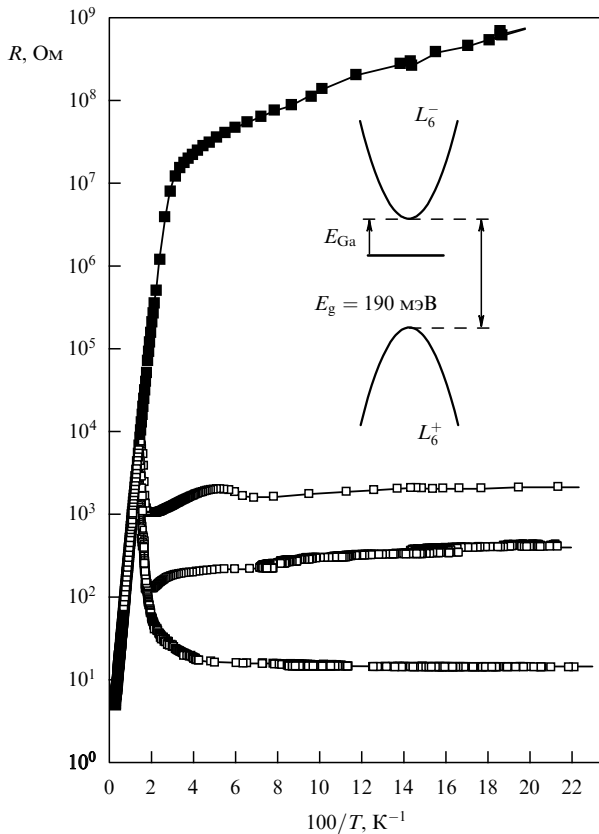
В области низких температур энергия квантов терагерцового излучения существенно ниже энергии термической активации примесных состояний, отвечающих за стабилизацию уровня Ферми. Это приводит к резкому снижению амплитуды фотоотклика, в особенности для малых энергий кванта излучения. Одним из возможных факторов, ответственных за наличие слабого положительного фотоотклика, может быть значительное уширение примесного уровня или формирование примесной зоны. В этом случае в примесной зоне даже в отсутствие терагерцового излучения возможно слабое термоактивационное заселение электронных состояний, расположенных несколько выше уровня Ферми. Генерация электронов в зону проводимости терагерцовым излучением может происходить именно с этих состояний, заселённость которых экспоненциально растёт с ростом температуры, увеличивая амплитуду фотоотклика. При этом и энергия термической активации носителей из примесной зоны уменьшается, что также способствует увеличению амплитуды абсолютного значения сигнала фотопроводимости.

При температурах выше 100 К амплитуда абсолютного фотоотклика не имеет выраженной зависимости от длины волны лазерного импульса. Именно в этой температурной области энергии возбуждающих квантов становятся сравнимыми с расстоянием от уровня Ферми до  $E_c$ . Приведённые соображения согласуются с выводами работ [51, 52]. В то же время нельзя исключить, что наблюдаемый эффект обусловлен фононно-стимулированным туннелированием под воздействием мощного терагерцового излучения [55].

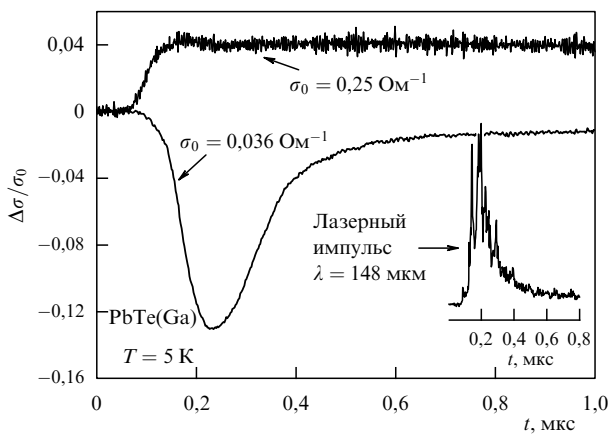
## 5.2. Терагерцовая фотопроводимость PbTe(Ga) в условиях варьруемой фоновой подсветки

Спектры и кинетика фотопроводимости в PbTe(Ga), в том числе в терагерцовой спектральной области, исследовались в работах [56–59].

Одной из важных особенностей теллурида свинца, легированного галлием, является возможность изменять проводимость образца в весьма широких пределах даже в условиях фоновой подсветки. При этом в области низких температур квазистационарные состояния остаются стабильными в течение неопределённо долгого времени после выключения дополнительной подсветки (рис. 19). Исследования фотопроводимости PbTe(Ga) в терагерцовой области спектра показали, что не только кинетика, но и знак сигнала фотопроводимости зависят от уровня исходного возбуждения (положения квазиуровня Ферми в исходном состоянии образца до прохождения лазерного импульса). В условиях слабой подсветки фоном терагерцовая фотопроводимость отрицательна во всём исследованном диапазоне температур, от 4,2 до 100 К (рис. 20). Увеличение исходной проводимости  $\sigma_0$  с помощью дополнительной подсветки белым светом приводит к появлению задержанной положительной фотопроводимости в терагерцовой области. Кинетика фотоотклика в этом случае аналогична наблюдаемой в плёнках PbTe(In). Таким образом, для появления положительной терагерцовой фотопроводимости в PbTe(Ga) необходима достаточно высокая плотность состояний на квазиуровне Ферми. Этот результат свидетельствует о наличии некоего единого механизма, отвечающего за формирование состояний, "привязанных" к положению квазиуровня Ферми в теллуриде свинца, легированном



**Рис. 19.** Температурные зависимости сопротивления образца PbTe(Ga), измеренные в условиях экранирования от фоновых излучений (сплошные символы) и при различных уровнях возбуждения (открытые символы), индуцированных внешней подсветкой.  $L_6^+$  и  $L_6^-$  — термы, формирующие разрешённые зоны [59].



**Рис. 20.** Кинетика относительного сигнала фотопроводимости образца PbTe(Ga) при прохождении лазерного импульса с длиной волны 148 мкм для состояний с различной начальной проводимостью  $\sigma_0$ . На вставке показан фронт проходящего импульса [59].

элементами III группы, проявляющими переменную валентность с разницей в зарядовых состояниях в два единичных заряда. Важно, что в PbTe(V), где примесные состояния различаются лишь на один единичный заряд [48], механизм формирования положительного фотоотклика в терагерцовой области спектра качественно иной.

### 6. Заключение

Изучение фотоэлектрических эффектов, индуцированных терагерцовым излучением, в сплавах на основе

теллурида свинца, легированных In и Ga, позволило существенным образом пересмотреть представления о физике локальных электронных состояний в данном классе полупроводников. Если интерпретировать полученные результаты в рамках картины возбуждения электронов с одночастичных локальных состояний, то необходимо признать, что появляются особые локальные состояния, "привязанные" к квазиуровню Ферми и смещающиеся вместе с ним, в отличие от традиционных примесных состояний, имеющих вполне определённое положение в энергетическом спектре материала. Именно эти необычные локальные состояния отвечают за появление задержанной положительной фотопроводимости в терагерцовой спектральной области, а также за возникновение уникального монополярного фотоэлектромагнитного эффекта, индуцированного мощным терагерцовым лазерным излучением [60].

Помимо нетривиальной физики, уникальные свойства легированных узкощелевых полупроводников на основе теллурида свинца предоставляют весьма перспективную возможность для создания высокочувствительных фотоприёмных систем терагерцового диапазона.

Терагерцовый диапазон электромагнитных волн является одним из наименее освоенных. В то же время большое количество важных задач во многих сферах деятельности связано с исследованием излучения именно этого диапазона. В качестве примера можно привести биомедицинские приложения, системы безопасности, космические исследования и многое другое.

Большинство современных спектроскопических систем терагерцового диапазона использует метод активной локации, когда исследуемый объект освещается мощным лазерным терагерцовым импульсом и исследуется сигнал, отражённый от объекта или прошедший через него. Пассивные системы, которые исследовали бы излучение терагерцового диапазона, испущенное собственно объектом, практически отсутствуют. Единственное известное нам исключение — фотоприёмные системы для терагерцовой астрономии космического базирования. Однако эти уникальные устройства требуют глубокого охлаждения до сверхнизких температур порядка 100 мК. Рассмотренные нами полупроводники могут стать перспективным материалом именно для пассивной локации при рабочих температурах порядка 5–7 К.

Эффект терагерцовой задержанной фотопроводимости, наблюдающийся в  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ , обеспечивает своего рода "внутреннее интегрирование" падающего потока электромагнитного излучения. Это важно, поскольку именно данный фактор обеспечивает повышение отношения сигнал/шум в фотоприёмных устройствах. В то же время для создания реального фотоприёмного устройства необходимо разработать способ быстрого гашения задержанной фотопроводимости. В работе [61] была предложена методика быстрого (за времена порядка 1 мкс) сброса накопленного сигнала, что позволяет устройству функционировать в режиме периодического накопления и последующего быстрого сброса сигнала фотопроводимости. С использованием указанной методики был реализован режим работы фотоприёмника, при котором радиочастотные импульсы, подаваемые на контакты полупроводника, периодически гасят задержанную фотопроводимость. В таком случае сигнал фотопроводимости имеет пилообразную форму, а амплитуда "пилы" соответствует интенсивности и

спектральному составу падающего на фотоприёмник излучения [62]. Результаты исследований последних лет показывают, что, по предварительным оценкам, параметры чувствительности терагерцовых фотоприёмников на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ , как минимум, сравнимы с известными мировыми аналогами [63, 64]. Можно ожидать, что благодаря сравнительно высокой рабочей температуре системы на основе легированных твёрдых растворов теллурида свинца будут чрезвычайно востребованы для многих "земных" и космических приложений.

Авторы выражают благодарность С.Д. Ганичеву и В.В. Белькову за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке DFG, DAAD, The Linkage Grant of IB of BMBF at DLR, грантов РФФИ №№ 14-02-00250-а, 13-02-00580-а, а также программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

### Список литературы

1. Fu L *Phys. Rev. Lett.* **106** 106802 (2011)
2. Dziawa P et al. *Nature Mater.* **11** 1023 (2012)
3. Tanaka Y et al. *Phys. Rev. B* **87** 155105 (2013)
4. Mahan G D, Sofo J O *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **93** 7436 (1996)
5. Heremans J P et al. *Science* **321** 554 (2008)
6. Heremans J P, Wiedlocha B, Chamoire A M *Energy Environ. Sci.* **5** 5510 (2012)
7. Jovovic V et al. *J. Appl. Phys.* **103** 053710 (2008)
8. Дмитриев А В, Звягин И П *УФН* **180** 821 (2010); Dmitriev A V, Zvyagin I P *Phys. Usp.* **53** 789 (2010)
9. Fu H, Tsang S-W *Nanoscale* **4** 2187 (2012)
10. Khokhlov D (Ed.) *Lead Chalcogenides: Physics & Applications* (New York: Taylor & Francis, 2003)
11. Rahim M et al. *Opt. Lett.* **33** 3010 (2008)
12. Кайданов В И, Равич Ю И *УФН* **145** 51 (1985); Kaidanov V I, Ravich Yu I *Sov. Phys. Usp.* **28** 31 (1985)
13. Nimitz G, Schlicht B, in *Narrow-Gap Semiconductors* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 98, Ed. G Hohler) (Berlin: Springer-Verlag, 1983)
14. Волков Б А, Рябова Л И, Хохлов Д Р *УФН* **172** 875 (2002); Volkov B A, Ryabova L I, Khokhlov D R *Phys. Usp.* **45** 819 (2002)
15. Волков Б А, Ручайский О М *Письма в ЖЭТФ* **62** 205 (1995); Volkov B A, Ruchaiskii O M *JETP Lett.* **62** 217 (1995)
16. Акимов Б А и др. *ФТП* **13** 752 (1979); Akimov et al. *Sov. Phys. Semicond.* **13** 441 (1979)
17. Khokhlov D R et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 2835 (2000)
18. Kazanskii A G, Richards P L, Haller E E *Appl. Phys. Lett.* **31** 496 (1977)
19. Рябова Л И, Хохлов Д Р *Письма в ЖЭТФ* **97** 825 (2013); Ryabova L I, Khokhlov D R *JETP Lett.* **97** 720 (2013)
20. Schneider P et al. *J. Appl. Phys.* **96** 420 (2004)
21. Ganchev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2409 (1998)
22. Ганичев С Д, Терентьев Я В, Ярошецкий И Д *Письма в ЖЭТФ* **11** 46 (1985); Ganchev S D, Terent'ev Ya V, Yaroshetskii I D *Sov. Tech. Phys. Lett.* **11** 20 (1985)
23. Ziemann E et al. *J. Appl. Phys.* **87** 3843 (2000)
24. Галеева А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **91** 37 (2010); Galeeva A V et al. *JETP Lett.* **91** 35 (2010)
25. Khokhlov D et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 264103 (2008)
26. Рябова Л И и др., в сб. *Труды XVII Международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника"*, Нижний Новгород, 11–15 марта 2013 Т. 2 (Нижний Новгород: Институт физики микроструктур, 2013) с. 635
27. Chernichkin V I et al. *Europhys. Lett.* **100** 17008 (2012)
28. Dashevsky Z, Kreizman R, Dariel M P *J. Appl. Phys.* **98** 094309 (2005)
29. Неустроев Л Н, Осипов В В *ФТП* **20** 34 (1986)
30. Dashevsky Z et al. *J. Nanoelectron. Optoelectron.* **4** 296 (2009)
31. Dashevsky Z, in *Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices* Vol. 4 (Ed. A A Balandin, K L Wang) (Stevenson Ranch, Calif.: American Scientific Publ., 2006) Ch. 11
32. Komissarova T et al. *Phys. Rev. B* **75** 195326 (2007)
33. Добровольский А А и др. *ФТП* **43** 265 (2009); Dobrovolsky A A et al. *Semiconductors* **43** 253 (2009)
34. Dobrovolsky A A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **24** 075010 (2009)
35. Черничкин В И и др. *ФТП* **45** 1533 (2011); Chernichkin V I et al. *Semiconductors* **45** 1474 (2011)
36. Dobrovolsky A et al. *Phys. Status Solidi C* **7** 869 (2010)
37. Dobrovolsky A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **150** 022009 (2009)
38. Dobrovolsky A et al. *Int. J. Mater. Res.* **100** 1252 (2009)
39. Акимов Б А и др. *ФТП* **17** 1604 (1983); Akimov B A *Sov. Phys. Semicond.* **17** 1021 (1983)
40. Ryabova L et al. *Proc. SPIE* **8439** 84391H-1 (2012)
41. Шейнкман М К, Шик А Я *ФТП* **10** 209 (1976); Sheinkman M K, Shik A Ya *Sov. Phys. Semicond.* **10** 128 (1976)
42. Рябова Л И и др. *Письма в ЖЭТФ* **97** 607 (2013); Ryabova L I et al. *JETP Lett.* **97** 525 (2013)
43. Kvon Z-D et al. *Physica E* **40** 1885 (2008)
44. Akimov B A et al. *Phys. Lett. A* **88** 483 (1982)
45. Рябова Л И, Хохлов Д Р *Письма в ЖЭТФ* **80** 143 (2004); Ryabova L I, Khokhlov D R *JETP Lett.* **80** 133 (2004)
46. Skipetrov E P et al. *J. Cryst. Growth* **210** 292 (2000)
47. Skipetrov E P et al. *Mold. J. Phys. Sci.* **8** 63 (2009)
48. Артамкин А И и др. *ФТП* **44** 1591 (2010); Artamkin A I et al. *Semiconductors* **44** 1543 (2010)
49. Skipetrov E P et al. *Physica B* **404** 5262 (2009)
50. Скипетров Е П и др. *ФНТ* **39** 98 (2013); Skipetrov E P et al. *Low Temp. Phys.* **39** 76 (2013)
51. Skipetrov E P et al. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 015019 (2012)
52. Скипетров Е П и др. *ФТП* **46** 761 (2012); Skipetrov et al. *Semiconductors* **46** 741 (2012)
53. Mott N F, Davis E A *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford: Clarendon Press, 1979); Мотт Н, Дэвис Э *Электронные процессы в некристаллических веществах* Т. 1 (М.: Мир, 1982)
54. Артамкин А И и др. *ФТП* **47** 293 (2013); Artamkin A I et al. *Semiconductors* **47** 319 (2013)
55. Ganchev S D, Prettl W, Huggard P G *Phys. Rev. Lett.* **71** 3882 (1993)
56. Белогоорохов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 178 (2000); Belogorokhov A I et al. *JETP Lett.* **72** 123 (2000)
57. Romcevic N et al. *Infrared Phys. Technol.* **40** 453 (1999)
58. Romcevic M et al. *J. Phys. Condens. Matter* **12** 8737 (2000)
59. Egorova S G et al. *J. Alloys Comp.* **615** 375 (2014)
60. Chernichkin V I et al. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 035011 (2012)
61. Akimov B A, Khokhlov D R *Semicond. Sci. Technol.* **8** S349 (1993)
62. Chesnokov S N et al. *Infrared Phys.* **35** 23 (1994)
63. Dolzhenko D et al. *Proc. SPIE* **8452** 84520W (2012)
64. Khokhlov D R, in *Abstracts of ICONO/LAT 2013, Moscow, 18–22 June 2013* (2013) p. 108

### Terahertz photoconductivity and nontrivial local electronic states in doped lead telluride-based semiconductors

L.I. Ryabova, Faculty of Chemistry, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, str. 3, 119991 Moscow, Russian Federation. Tel. +7 (495) 939 11 51. E-mail: mila@mig.phys.msu.ru

D.R. Khokhlov, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation; P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation Tel. +7 (495) 938 11 51. E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

This paper reviews unusual photoelectric effects observed in doped narrow-gap PbTe-based semiconductors exposed to intense terahertz laser pulses. It is shown that in some cases these effects are due to those (nontrivial) local electronic states that, unlike ordinary, spectrally defined impurity states, are tied to the quasi-Fermi level, whose position can be varied by changing the degree of photoexcitation.

PACS numbers: **72.40.+w**, **73.20.Hb**

Bibliography — 64 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **184** (10) 1033–1044 (2014)

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201410b.1033

Received 15 January 2014, revised 8 February 2014

*Physics – Uspekhi* **57** (10) (2014)