

## ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НИЗКООМНОЕ СОСТОЯНИЕ В $PbTe(Ga)$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Акимов Б. А., Албул А. В., Богданов Е. В., Ильин В. Ю.

В монокристаллах  $PbTe(Ga)$   $n$ - и  $p$ -типа проводимости в сильных электрических полях ( $E \leq 2 \cdot 10^3$  В/см) при  $4.2 \div 170$  К выполнены исследования ВАХ. Установлено, что при гелиевых и азотных температурах ВАХ сплавов  $PbTe(Ga)$ , у которых в гелии реализуется высокоомное состояние, качественно отличаются от ВАХ, присущих нелегированному  $PbTe$ . Наблюдаемая начиная уже с полей  $E \geq 1$  В/см суперлинейная зависимость объясняется в рамках представлений о влиянии сильного электрического поля на проводимость по примесным состояниям. Явление переключения образцов в низкоомное состояние в полях  $E \geq 1000$  В/см, при котором в области гелиевых температур увеличение проводимости может достигать  $10^7 - 10^8$  раз, а время релаксации стимулированной электрическим током проводимости составляет до  $10^3$  с, вероятно, обусловлено ионизацией примесных состояний, обеспечивающих стабилизацию уровня Ферми в высокоомном состоянии.

1. В последние годы наряду с традиционными исследованиями равновесных процессов в легированных примесями III группы  $PbTe$  и тройных сплавах на его основе широко изучаются неравновесные процессы, в частности, в сильных электрических полях. Однако если легированным индием материалам посвящено значительное число подобных работ [1], то  $PbTe(Ga)$  исследован слабо. Поэтому представляло интерес провести систематическое изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ)  $PbTe(Sa)$  при гелиевых и азотных температурах, тем более, что уже сообщалось об обнаружении в этом материале токовых неустойчивостей и об изменении времени жизни в сильном поле при азотных температурах [2].

2. В настоящей работе представлены результаты исследований ВАХ в монокристаллах  $PbTe(Sa)$   $n$ - и  $p$ -типа проводимости в сильных электрических полях ( $E \leq 2 \cdot 10^3$  В/см) при  $4.2 \div 170$  К. Образцы, имевшие длину  $1 \div 4$  мм при площади поперечного сечения  $0.1 \div 0.5$  мм<sup>2</sup>, вырезались из массивных монокристаллов. Монокристаллы были выращены методами Бриджмэна и Чохральского. Галлий вводился непосредственно в шихту в количестве 0.4 ат%. Контакты подпаивались сплавом: In (95 вес%) + Ag (4 вес%) + Au (1 вес%). Все образцы переходили в высокоомное состояние при охлаждении до гелиевых температур. При этом область возрастания сопротивления, описываемая законом  $\rho \propto \exp(\epsilon_A / 2kT)$  ( $k$  — константа Больцмана), характеризовалась единой энергией активации  $\epsilon_A = 130 \div 140$  мэВ. При гелиевых температурах сопротивление насыщалось, и удельное сопротивление  $\rho_{4.2K}$  составляло от  $10^5$  до  $10^8 - 10^9$  Ом·см и более. Согласно данным гальваномагнитных измерений, в слабых электрических полях при 77 К из обоих монокристаллов получались образцы как  $n$ -, так и  $p$ -типа проводимости, но с исключительно низкой концентрацией носителей ( $10^{10} \div 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) при довольно высокой подвижности ( $10^4 \div 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с).

С целью обеспечения корректности измерений в ходе экспериментов образцы экранировались от ИК засветки, для чего, как и в [3], они помещались в вакуумированную металлическую камеру, которая полностью

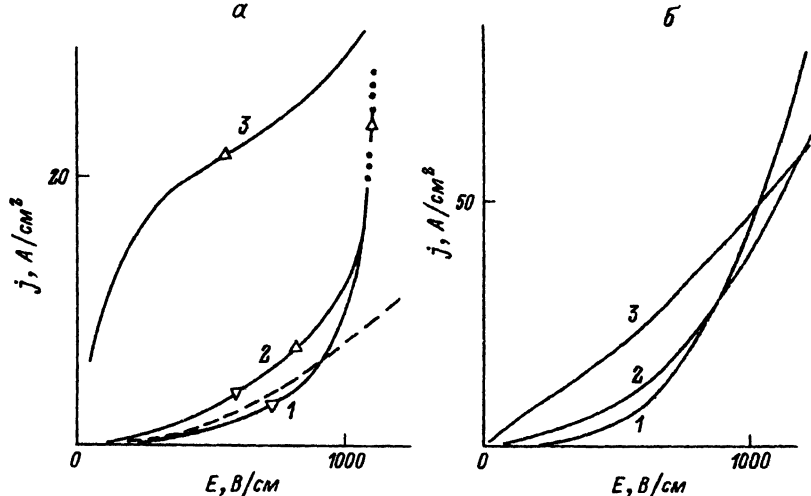


Рис. 1. ВАХ образцов PbTe(Ga) с  $\rho_{4.2\text{ К}} \approx 6 \cdot 10^8$  (а) и  $\rho_{4.2\text{ К}} \approx 9 \cdot 10^5$  Ом·см (б).

а —  $T = 4.2\text{ К}$ ; стрелки отмечают направления ввода и вывода поля, а цифры — последовательность проведения измерений; при записи 3 чувствительность установки по току уменьшена в 10 раз; штриховая кривая — ВАХ того же образца при 77 К. б —  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 77, 3 — 150.

погружалась в хладагент. Промежуточные температуры получались методом перегрева и контролировались с помощью термопар. Для исключения перегрева образцов сильным электрическим полем применялась импульсная методика. Экспериментальным критерием отсутствия термического перегрева служило совпадение результатов измерений при изменении длительности или частоты следования прямоугольных импульсов напряжения, которые могли изменяться в диапазонах  $0.03 \div 40$  мкс и  $1 \div 100$  Гц соответственно. Вследствие высокого сопротивления образцов исследованных материалов измерения проводились в режиме заданного напряжения по двухточечной схеме. Следует сказать, что в ряде случаев контакты к наиболее высокоомным образцам были неомическими. Это проявлялось прежде всего в зависимости результатов измерений на постоянном токе в слабых полях ( $E \leq 0.1$  В/см) от направления тока, а также в сильной суперлинейности ВАХ и даже при 4.2 К в «запирании» образца (отсутствие с точностью до  $10^{-12}$  А тока) в этой области полей. Заметим сразу поэтому, что обсуждаемые далее явления наблюдались как на наиболее высокоомных, так и на относительно низкоомных образцах и не были связаны с качеством контактов, что оправдывает применение двухточечной схемы измерений. По этой же причине работы с целью обеспечения омичности контактов с помощью подбора материала, например, известной для образцов  $p$ -типа платины, не предпринимались.

3. Типичные полученные на PbTe(Ga) ВАХ приведены на рис. 1.<sup>1</sup> При  $T \geq 150$  К они имеют обычный при низких температурах для узкощелевых полупроводников, в том числе и для нелегированного PbTe [4], вид: сначала (до  $E = 10\text{—}100$  В/см) наблюдается омический участок, который сменяется отвечающей обычно фононному механизму релаксации энергии сублинейной зависимостью, а быстрый рост тока в сильных полях связывается с генерацией неравновесных носителей заряда. При гелиевых и азотных температурах ВАХ PbTe(Ga) качественно и количественно отличаются от наблюдаемых на монокристаллических образцах не-

<sup>1</sup> Здесь и далее приводятся, как и принято [1], средние соответственно по длине и сечению образца значения электрического поля  $E$  и плотности тока  $j$ .

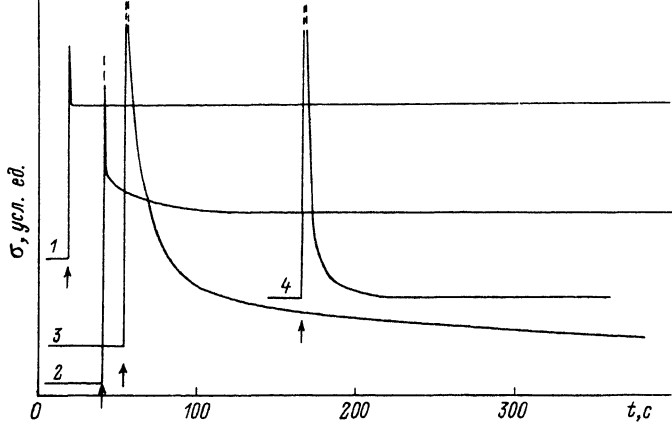


Рис. 2. Кривые релаксации проводимости  $\sigma$  в слабом электрическом поле для образца  $\text{PbTe(Ga)}$  с  $\rho_{42\text{K}} \approx 9 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

$T, \text{K}$ : 1 — 4.2, 2 — 25, 3 — 50, 4 — 60. Стрелками отмечены моменты воздействия импульсов сильного поля ( $E > 1000 \text{ В/см}$ ).

легированного  $\text{PbTe}$  [4]. Прежде всего исключительно узка область выполнения закона Ома. Вследствие ограниченной чувствительности установки ВАХ в импульсном режиме исследовались в полях  $E \geq 10 \text{ В/см}$ , однако измерения на постоянном токе на образцах с омическими контактами показали, что область нелинейности начинается уже при  $E \geq 1 \text{ В/см}$ , и наблюдается ярко выраженная суперлинейная зависимость тока, а не сублинейная, как в чистом  $\text{PbTe}$  [4].

При азотных температурах суперлинейная зависимость воспроизводимо наблюдается вплоть до максимально достигнутых полей, а при  $T \leq 40\text{--}50 \text{ K}$  ВАХ воспроизводятся при многократном вводе и выводе поля до значений  $E < 1000 \text{ В/см}$ . Если же при этих температурах измерения ведутся и в полях  $E > 1000 \text{ В/см}$ , то, как видно из рис. 1, а, наблюдается гистерезис: ВАХ, записанные при выводе поля, не совпадают с полученными при вводе, а идут выше, что свидетельствует о появлении стимулированной сильным электрическим полем проводимости со значительным временем релаксации. При многократном циклировании (или при достаточно длительной выдержке образцов в полях  $E > 1000 \text{ В/см}$ ) ВАХ качественно меняются и принимают обычный для узкощелевых полупроводников вид с протяженными омическим и сублинейным участками. Вследствие изменения вида ВАХ наибольший рост проводимости отмечается в области слабых полей, причем на наиболее высокоомных образцах он может составлять 7—8 порядков. Время релаксации стимулированной электрическим полем проводимости достигает  $\tau \geq 10^5 \text{ с}$  при гелиевых температурах (рис. 2), что, в частности, объясняет совпадение ВАХ, получаемой при вводе поля, с ВАХ, полученной при выводе поля в предшествующем цикле измерений (рис. 1, а, кривая 2). Повышение температуры, как видно из рис. 2, сначала (при  $T \geq 10 \text{ K}$ ) ведет к появлению процесса частичной релаксации стимулированной полем проводимости, а затем (при  $T \geq 40\text{--}50 \text{ K}$ ) — к исчезновению эффекта «задержанной» стимулированной полем проводимости. При этом время полной релаксации стимулированной проводимости быстро падает по мере роста температуры. Так, при 77 K оно уже не может превышать  $10^{-2} \text{ с}$ , учитывая отмеченную воспроизводимость в этих условиях ВАХ даже при максимальной частоте следования импульсов 100 Гц. Важно заметить, что при этой температуре в полях  $E \geq 1000 \text{ В/см}$  импульсы тока искажались (рис. 3): вместо плоской вершины (небольшой выброс в первые 100 нс носит аппаратный характер) наблюдалось нарастание тока во времени, а это, учитывая отсутствие искажений прямо-

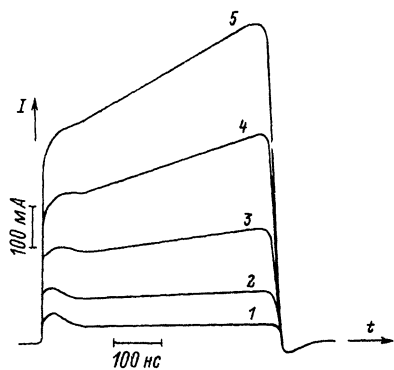


Рис. 3. Импульсы тока  $I$  через образец  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  с  $\rho_{4.2\text{K}} \approx 9 \cdot 10^5$  Ом·см при 77 К.

$E$ , В/см: 1 — 680, 2 — 1020, 3 — 1360, 4 — 1700, 5 — 2040.

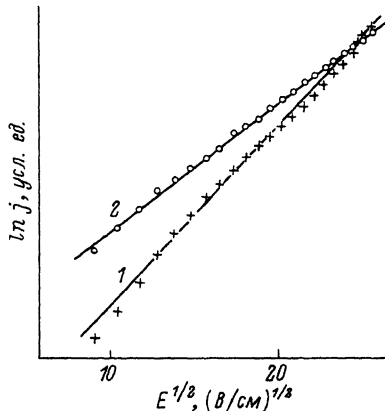


Рис. 4. ВАХ образца  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  с  $\rho_{4.2\text{K}} \approx 7 \cdot 10^5$  Ом·см в координатах  $\ln j$  от  $E^{1/2}$ .

$T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 77.

угольных импульсов поля, свидетельствует о наличии эффекта стимулированной сильным электрическим полем проводимости и в этом случае. Следует также сказать, что обнаруженные особенности процесса релаксации стимулированной полем проводимости позволяли в случае необходимости с помощью прогрева образцов до азотных температур гарантированно возвращать образец в исходное высокоомное состояние.

4. При обсуждении результатов следует прежде всего отметить, что в полном соответствии с работой [3] исследованные сплавы  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  с содержанием галлия 0.4 ат% переходили при низких температурах в высокоомное состояние, природа которого — в стабилизации уровня Ферми расположенным в запрещенной зоне примесным уровнем. Тогда качественное отличие наблюдавшихся ВАХ (рис. 1) от ВАХ нелегированного  $\text{PbTe}$  естественно объяснить тем, что если в последнем электроперенос осуществляется по делокализованным зонным состояниям, то в изученном  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  при низких температурах определяющей является проводимость по локализованным примесным состояниям либо по состояниям, локализованным в ямах крупномасштабного потенциального рельефа [3], для которых характерна суперлинейность ВАХ в сильных полях [5,6]. Аналогично объясняется и установленная трансформация вида ВАХ при повышении температуры (рис. 1, б): по мере термической генерации носителей происходит переход к зонной проводимости от электропереноса по локализованным состояниям.

Как видно из рис. 4, ВАХ в области нелинейности вплоть до начала переключения в низкоомное состояние «спрямляются» в координатах  $\ln j$  от  $E^{1/2}$ , что характерно для эффекта Пула—Френкеля [5]. Качественно с таким механизмом формирования ВАХ согласуется и факт падения скорости возрастания тока с полем при повышении температуры, однако этот эффект оказался на порядок ниже, чем требует теория. Практически с той же точностью ВАХ спрямляются в координатах  $\ln j$  от  $E^{1/1.9}$ , которые отвечают полученному в [6] закону для неомической прыжковой проводимости. Дополнительным аргументом в пользу выбора этого механизма формирования ВАХ является удовлетворительное описание температурной зависимости сопротивления в слабых полях для актуальной области температур Мотта. Выполненные на основе полученных ВАХ с использованием соотношения (17) из [6] оценки радиуса корреляции критической подсветки прыжковой проводимости дали для всех образцов разумные значения  $L_0 = 2000 \div 20\,000$  Å,

которым, кстати, отвечают значения критических полей начала неомичности  $E_c = 10 \div 50$  В/см<sup>2</sup>, что вполне согласуется с экспериментом. Вместе с тем об окончательном выяснении вопроса о механизме формирования ВАХ PbTe(Ga) в высокоомном состоянии можно говорить рано, поскольку, если при температурах выше 80 К отмечалось предсказываемое теорией уменьшение радиуса корреляции критической подсветки, то в диапазоне 4.2 ÷ 77 К обнаруживалась обратная тенденция.

Полученные значения полей начала переключения в низкоомное состояние ( $E = 500 \div 1000$  В/см) для PbTe(Ga) близки к полям межзонного пробоя нелегированного PbTe [4]. Однако есть все основания считать, что это совпадение носит случайный характер и эффект переключения в высокоомном PbTe(Ga) имеет иную природу. Действительно, в изученном материале относительная скорость нарастания проводимости  $d \ln \sigma / dt$  при переключении в полях  $E = 1000 \div 2000$  В/см составляет  $10^5 \div 10^6$  с<sup>-1</sup> при 77 К (это можно получить и на основе представленных на рис. 3 временных зависимостей тока) и падает до  $10^3$  с<sup>-1</sup> и менее при 4.2 К, тогда как по данным работы [4] при межзонном пробое чистого PbTe эта величина в той же области полей должна составлять  $10^6 \div 10^9$  с<sup>-1</sup> при 77 К и возрастать при понижении температуры. Вероятно, эффект переключения электрическим полем высокоомного PbTe(Ga) так же, как и фотопроводимость этого материала [3,7], связан с ионизацией примесных состояний, обеспечивающих стабилизацию уровня Ферми. При этом наличие барьера в конфигурационном пространстве между состояниями системы с локализованным и делокализованным электронами обеспечивает большие времена жизни неравновесных носителей и, в конечном счете, — возможность гигантского изменения сопротивления при гелиевых температурах. Показательно, что установленная температурная зависимость  $\tau$  (эффект запоминания при гелиевых температурах и быстрое падение при повышении температуры) полностью аналогична температурной зависимости времени релаксации фотопроводимости как известной из литературы для высокоомного PbTe(Ga) [7], так и полученной в ходе контрольных экспериментов на исследованных в настоящей работе образцах. При этом, однако, количественное сопоставление для изученных массивных образцов не является корректным, поскольку переключение электрическим полем по своей природе носит объемный характер, а фотопроводимость — поверхностный.

5. В заключение отметим, что зондовые измерения показали наличие пространственной неоднородности стимулированного электрическим полем низкоомного состояния. При этом пространственное распределение проводимости менялось от эксперимента к эксперименту, но всегда наиболее низкоомной оказывалась область у токоввода с отрицательным потенциалом, что указывает на определенную роль инжекции электронов в инициирование процесса переключения. Следует также сказать, что при увеличении длительности измерительных импульсов до  $10^{-2}$  с, как и в [2], на образцах *p*-типа при 77 К в сильных полях удалось фиксировать колебания тока. Правда, обнаруженные при такой постановке эксперимента необратимые изменения сопротивления свидетельствуют о связи токовых неустойчивостей в нашем случае с термическим перегревом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кроткус А., Добровольскис З. // Электропроводность узкощелевых полупроводников. Вильнюс, 1988. С. 137—145.
- [2] Троян Ю. Г., Сизов Ф. Ф., Лакеенков В. М. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 3. С. 467—471.
- [3] Белоконь С. А., Верещагина Л. Н., Иванчик И. И., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 2. С. 264—269.
- [4] St-Oage H., Walpole J. N. // Phys. Rev. B. 1972. V: 30. N 3. P. 151—160.

<sup>2</sup> Согласно (16), в [6]  $E_c = kT / (eL_0)$ , где  $e$  — заряд электрона.

- [5] Мотт Н., Дэвис Э. // Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1972. С 279—281.
- [6] Шкловский Б. И. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1440—1448.
- [7] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Гаськов А. М., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 87—92.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получена 25.10.1991  
Принята к печати 2.03.1992