ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ Проект РФФИ # 10-02-00351a

Зондирование локальных электронных состояний в узкощелевых полупроводниках $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с помощью лазерного терагерцового излучения

Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов¹⁾

МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2013 г.

Локальные электронные состояния в легированных индием твердых растворах на основе теллурида свинца характеризуются рядом особенностей, выделяющих их из многообразия примесных состояний в полупроводниках. В наиболее явном виде эти особенности проявляются в терагерцовой фотопроводимости. В настоящем обзоре рассматриваются результаты соответствующих экспериментальных исследований, проводимых в рамках проектов РФФИ в течение последних лет.

825

DOI: 10.7868/S0370274X13120126

1. Введение. Основные свойства твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ определяются двумя эффектами: стабилизацией положения уровня Ферми и наличием задержанной фотопроводимости в области низких температур ($T < 25 \, \text{K}$). Природа этих эффектов обусловлена корреляционным взаимодействием в системе примесный центр – ближайшее кристаллическое окружение и, как следствие, переменной валентностью примеси [1,2]. Положение стабилизированного уровня Ферми относительно краев разрешенных зон зависит от состава твердого раствора x (рис. 1). Варьируя x, можно получать образцы в вырожденном (металлическом) состоянии как с электронной (x < 0.22), так и с дырочной (x > 0.29) проводимостью. Однако наиболее важной оказалась возможность получить образцы этих узкозонных полупроводников при низких температурах в полуизолирующем состоянии (0.22 < x < 0.29).

Для создания фотоприемника инфракрасного диапазона наиболее подходящим представлялся состав x = 0.25, отвечающий проводимости *n*-типа, с уровнем Ферми, стабилизированным на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости. Однако исследование кинетики фотопроводимости показало, что сплавы указанного состава чувствительны к энергиям кван-



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

та, много меньшим 20 мэВ, и фотопроводимость в них наблюдается вплоть до длины волны излучателя 241 мкм [3]. Таким образом, подтвердилась концепция, согласно которой, кроме основных состояний примеси, отвечающих зарядовым состояниям In^{+1} и In^{+3} , в энергетическом спектре $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ присутствуют метастабильные состояния, отщепленные от края зоны проводимости [4]. Ожидалось, что эксперименты по изучению фотопроводимости

¹⁾e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

этого материала в терагерцовом диапазоне будут способствовать как определению красной границы фотопроводимости, так и лучшему пониманию природы метастабильных состояний примеси.

2. Фотопроводимость полуизолирующих твердых растворов Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) в терагерцовом диапазоне длин волн. Эксперименты по исследованию терагерцовой фотопроводимости проводились в условиях фоновой подсветки образцов нагретыми частями криостата. В монокристаллических образцах Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) подобная фоновая подсветка обеспечивала увеличение проводимости более чем на четыре порядка величины по отношению к проводимости в темновом состоянии Кинетика фотопроводимости исследовалась [5].под воздействием импульсов мощного лазерного излучения длительностью около 100 нс [5, 6]. Длина волны лазера составляла 90, 148, 280 и 496 мкм. Температура образца изменялась от 4.2 до 300 К [7,8]. Мощность излучения контролировалась детектором на основе фотонного увлечения [9]. Размер лазерного пучка составлял 1-3 мм. Измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что пучок имеет практически гауссову форму [10]. Методика измерений подробно описана в работах [5, 7, 8].

Значительный сигнал фотопроводимости $\Delta \sigma$ был зарегистрирован для всех использовавшихся длин волн лазерного излучения. При низких температурах наблюдается задержанная положительная фотопроводимость с характерными временами релаксации, существенно превышающими длительность лазерного импульса. По мере повышения температуры характер кинетики фотопроводимости изменяется. Временной профиль сигнала начинает повторять временной профиль лазерного импульса, а сам сигнал $\Delta \sigma$ изменяет знак с положительного на отрицательный (рис. 2) [5, 6].

Существенные отличия в характере изменения максимальной амплитуды $\Delta \sigma$ сигналов отрицательной и положительной фотопроводимости обнаружились при введении в лазерный луч аттенюаторов. Зависимости $|\Delta\sigma|/\sigma_0$ (где σ_0 – проводимость при данной температуре) от мощности P в пике лазерного импульса для температур 4.2 К (положительная задержанная фотопроводимость) и 70 К (отрицательная фотопроводимость) и 70 К (отрицательная фотопроводимость) и 70 К (отрицательная фотопроводимость) и голожительной задержанной фотопроводимости зависимость $\Delta\sigma(P)$ существенно слабее. Это означает, что мощность лазерного импульса настолько велика, что амплитуда



Рис. 2. Кинетика фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma$ образца Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(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 [5]



Рис. 3. Зависимости модуля относительного фотоотклика $|\Delta\sigma|/\sigma$ от мощности излучения в пике лазерного импульса *P* при различных температурах. Штриховая линия ($T = 25 \,\mathrm{K}$) получена аппроксимацией по методу наименьших квадратов и соответствует зависимости $|\Delta\sigma|/\sigma \propto P^{1.3}$. Сплошная линия просто соединяет точки, полученные при $T = 4.2 \,\mathrm{K}$ [5]

сигнала положительной фотопроводимости достигает насыщения. Анализ зависимостей $\Delta\sigma/\sigma_0$ от количества квантов излучения N, падающих на образец в единицу времени, показал, что в случае положительной фотопроводимости ($T = 4.2 \,\mathrm{K}$) зависимости $\Delta\sigma(N)/\sigma_0$ для разных длин волн падающего излучения существенно различаются (рис. 4). В случае отрицательной фотопроводимости ($T = 25 \,\mathrm{K}$) экспериментальные точки для разных длин волн ложатся практически на одну и ту же кривую, по крайней мере в области малых значений N.



Рис. 4. Зависимости амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от количества квантов лазерного излучения N, падающих на образец в единицу времени, для различных длин волн лазерного излучения (цифры у кривых). Температура образца составляла 4.2 К для положительной фотопроводимости (верхняя часть рисунка) и 25 К для отрицательной (нижняя часть рисунка) [6]

Полученный результат показывает, что механизмы, ответственные за появление положительной и отрицательной фотопроводимости, различны. Низкотемпературная задержанная фотопроводимость обусловлена генерацией носителей заряда и повышением концентрации свободных неравновесных электронов. Этот вывод подтвержден измерениями кинетики холловского напряжения при подаче лазерных импульсов в магнитных полях с различной напряженностью. Отрицательный фотоотклик, наблюдающийся при более высоких температурах, скорее всего, обусловлен разогревом свободных носителей заряда лазерным импульсом и, соответственно, уменьшением их подвижности при неизменной концентрации [5].

Положительная фотопроводимость $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$ при T < 10 K, обусловленная фотоионизацией метастабильных примесных состояний, отвечает принципу работы фотонных приемников излучения. Длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта этого приемника, превышает 496 мкм. Эта величина более чем в два раза превосходит длину волны красной границы фотоэффекта ($\lambda = 220$ мкм) для одноосно деформированного Ge(Ga) [11], которая считается максимальной для высокочувствительных фотонных приемников излучения. Более того, имеющиеся экспериментальные результаты дают основания полагать, что энергия ионизации метастабильных

Письма в ЖЭТФ том 97 вып. 11-12 2013

примесных состояний близка к нулю. На рис. 5 представлена зависимость
 $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты пада-



Рис. 5. Зависимость амплитуды фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ от частоты падающего излучения ω при фиксированной плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23} \,\mathrm{c}^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2 \,\mathrm{K}$ [6]

ющего излучения ω при фиксированной плотности потока квантов $N = 6 \cdot 10^{23} \,\mathrm{c}^{-1}$ и температуре образца $T = 4.2 \,\mathrm{K}$, т.е. для положительной задержанной фотопроводимости. Видно, что зависимость $\Delta \sigma / \sigma_0(\omega)$ близка к линейной. Прямая линия на рисунке проведена через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. Экстраполяция этой линии к нулевому сигналу $\Delta \sigma = 0$ дает близкую к нулю частоту, соответствующую красной границе фотоэффекта.

Важно, что все эксперименты были проведены в условиях фоновой подсветки образцов, обеспечивающей концентрацию неравновесных носителей заряда $\sim 10^{17} \, \text{см}^{-3}$. Это соответствует положению квазиуровня Φ ерми на ~10 мэВ выше дна зоны проводимости. Данная 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 2.5 мэВ от квазиуровня Ферми. Предположение о том, что за терагерцовую фотоионизацию в Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) могут отвечать метастабильные состояния, энергетический уровень которых расположен в запрещенной зоне, становится сомнительным. Исследования вырожденных полупроводниковых пленок *n*-PbTe(In) подтвердили, что терагерцовую фоточувствительность твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ обеспечивают специфические локальные электронные состояния, расположенные вблизи квазиуровня Ферми.

3. Фотопроводимость пленок PbTe(In). В РbTe(In) уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости, а концентрация свободных электронов составляет $6 \cdot 10^{18} \, \text{см}^{-3}$. В случае столь сильного вырождения электронного газа зарегистрировать сигнал терагерцовой фотопроводимости в монокристаллическом образце, где возбуждение неравновесных носителей неоднородно по объему, весьма проблематично. Поэтому в качестве объектов исследования использовались поликристаллические пленки. Пленки осаждались на изолирующие стеклянные или полиимидные подложки. Изменение температуры подложки от -120 до 250 °C позволяло варьировать размер зерна от 60 до 300 нм. В качестве исходной шихты был использован монокристалл PbTe, легированный 0.5 ат.% In. Микроструктура, элементный и фазовый состав пленок исследовались методами атомной силовой и сканирующей электронной микроскопии, а также методом рентгеновской дифракции [12]. Толщина пленок составляла 1 мкм.

Исследование проводимости в статических полях и методом импеданс-спектроскопии [13, 14] показало, что в пленках с размером зерна 300 нм и выраженной текстурой вклад в проводимость определяется объемом зерен. Основные свойства этих пленок подобны свойствам монокристаллических образцов PbTe(In) [15]: электронная проводимость и температурные зависимости σ имеют металлический характер, а задержанная фотопроводимость наблюдается при температурах ниже 25 К. В пленках с меньшим размером зерна и отсутствием выделенного направления в кристаллографической ориентации зерен проводимость *p*-типа определяется поверхностью зерен и межзеренными барьерами. Температурные зависимости проводимости этих пленок характеризуются наличием активационных участков, а задержанная фотопроводимость наблюдается при более высоких температурах ($T < 150 \,\mathrm{K}$) [16, 17]. По сути, эти пленки представляют собой неоднородные полупроводниковые структуры с модуляцией зонного рельефа. Их терагерцовая фотопроводимость всегда отрицательна. Ее особенности определяются микроструктурой [17, 18].

Положительная терагерцовая фотопроводимость с теми же характерными особенностями, что и в монокристаллах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, обнаружена в пленках PbTe(In) с размером зерна 300 нм. На рис. 6 показан типичный вид кинетической кривой отно-



Рис. 6. Кинетика фотопроводимости пленки PbTe(In) при прохождении лазерного импульса с длиной волны 90 мкм; T = 4.2 К. Временной профиль лазерного импульса показан на вставке. Интеграл от мощности лазерного импульса (полная энергия в импульсе) представлен пунктирной линией [18]

сительной фотопроводимости пленки PbTe(In) при прохождении лазерного импульса. Сопоставление зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ с полной энергией в импульсе (пунктирная кривая на рис. 6) показывает, что данная пленка представляет собой вариант интегрирующего приемника излучения.

Под действием фоновой подсветки, в условиях которой проводился эксперимент, проводимость пленки увеличивается в два раза. Это соответствует возрастанию концентрации электронов до $1.2 \cdot 10^{19} \, \mathrm{cm}^{-3}$ и увеличению энергии Ферми на ~30 мэВ относительно ее значения в равновесном темновом состоянии. Таким образом, перед прохождением лазерного импульса квазиуровень Ферми располагается на $\sim 100 \,\text{мэВ}$ выше дна зоны проводимости. Тем не менее заметный фотоотклик наблюдается при энергии кванта излучения менее 10 мэВ. Этот эксперимент указывает на то, что фотовозбуждение носителей не связано с самим примесным уровнем, стабилизирующим положение уровня Ферми, а возбуждаемые терагерцовым квантом электроны "привязаны" к положению квазиуровня Ферми. Наиболее убедительное подтверждение данного вывода было получено при исследовании кинетики терагерцовой фотопроводимости в пленках PbTe(In) при варьировании положения квазиуровня Ферми [19].

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 ~20% и сместить квазиуровень Ферми на ~10 мэВ вверх по шкале энергий относительно его положения в условиях фоновой подсветки. Кинетика фотопроводимости в условиях возбуждения лазером с различными длинами волны регистрировалась до и после подачи серии импульсов. Вид кинетических кривых $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ показан на рис. 7. Смещение квазиуровня Ферми не



Рис. 7. Кинетика фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ образца Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) под действием лазерных импульсов с различными длинами волны. 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 (σ_0 – проводимость перед прохождением лазерного импульса) [19]

привело к изменению относительной амплитуды сигнала. Соотношение между характерными энергиями в спектре иллюстрирует рис. 8. Из него с очевидностью следует, что возбуждение неравновесных носителей лазерными импульсами связано с состояниями, расположенными в непосредственной близости к квазиуровню Ферми. Таким образом, в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ присутствует новый тип примесных состояний, аналогов которым в других легированных полупроводниках до настоящего времени обнаружено не было.

4. Фотоэлектромагнитный эффект в условиях примесной фотопроводимости. Уникальная природа примесных состояний индия в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ еще раз проявилась в экспериментах по исследованию эффектов, возникающих при комбинированном воздействии магнитного поля и терагерцовых лазерных импульсов [20].

Письма в ЖЭТФ том 97 вып. 11-12 2013



Рис. 8. Зонная диаграмма PbTe(In): E_c – край зоны проводимости, $E_{\rm F}$ – положение стабилизированного уровня Ферми в равновесном (темновом) состоянии образца, $E_{\rm qF}$ – положение квазиуровней Ферми в условиях фоновой подсветки и после прохождения 200 лазерных импульсов, E_{qu} – минимальная энергия кванта лазерного излучения, при которой мог быть зарегистрирован фотоотклик [19]

Измерения были проведены для образца с x = 0.25 при температурах 4.2 и 25 К. При T = 4.2 К был зарегистрирован фотогальванический сигнал, практически повторяющий форму лазерного импульса, но с задержкой около 30 нс (рис. 9). Сигнал



Рис. 9. Изменение фотогальванического сигнала U при прохождении лазерного импульса для двух полярностей магнитного поля (B^- и $B^+ = 0.195$ Тл) при температурах 4.2 и 25 К [20]

возникает только при приложении внешнего магнитного поля *В*. Электрическое поле фотогальванического сигнала перпендикулярно внешнему магнитному полю и меняет знак при изменении его направления. При температуре 25 К наблюдаемый сигнал изменяет знак, а его максимум следует с задержкой в ~100-150 нс по отношению к максимуму мощности лазерного импульса. Амплитуда и знак эффекта не зависят от поляризации падающего излучения. Следует особо отметить, что кинетика магнитофотогальванического сигнала качественно отличается от кинетики фотопроводимости, для которой характерное время релаксации при T = 4.2 K как минимум превышает 1 мс, а при T = 25 K составляет не более единиц наносекунд [5].

Амплитуда магнитофотогальванического эффекта зависит от магнитного поля, а также от интенсивности и длины волны излучения (рис. 10 и 11). При



Рис. 10. Зависимости максимальной амплитуды фотогальванического сигнала U от магнитного поля при температурах 4.2 и 25 К [20]



Рис. 11. Зависимость максимальной амплитуды фотогальванического сигнала U от приведенной мощности лазерного импульса (B = 0.195 Tл) [20]

высоких значениях мощности излучения амплитуда сигнала имеет тенденцию к насыщению. При одина-

ковых потоках квантов излучения, падающих на образец, сигнал уменьшается с ростом длины волны кванта. Последнее обстоятельство указывает на то, что квантовая эффективность материала снижается при увеличении длины волны.

Рассматриваемый магнитофотогальванический эффект по внешним проявлениям весьма схож с фотоэлектромагнитным эффектом Кикоина–Носкова [21], который связан с амбиполярной диффузией неравновесных носителей заряда от поверхности. Нелинейность амплитуды сигнала по магнитному полю с явной тенденцией к насыщению при высоких значениях *B* указывает на схожесть механизмов появления фотоэлектромагнитного и наблюдаемого в настоящей работе эффектов.

Следует, однако, обратить внимание на ряд особенностей, нехарактерных для классического фотоэлектромагнитного эффекта. Прежде всего, энергия кванта излучения лазера существенно меньше ширины запрещенной зоны Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In). Фотогенерация происходит в условиях монополярной проводимости. Возбуждаются носители одного знака электроны. Появление сигнала в таких условиях возможно только при наличии отличной от нуля компоненты скорости в направлении диффузии электронов от поверхности в глубь образца. Диффузия неравновесных электронов начинается в момент подачи светового импульса и заканчивается в момент установления равновесия между диффузионным потоком электронов и возникающим электрическим полем. Из экспериментальных данных следует, что время установления такого равновесия при T = 4.2 K составляет ~ 30 нс.

В работе [21] указывалось, что наблюдение фотоэлектромагнитного эффекта в монополярных полупроводниках в принципе возможно. Однако в этом случае может существовать лишь нестационарный эффект, связанный с установлением диффузионнодрейфового равновесия. Отмечалось, что характерное время установления такого равновесия есть максвелловское время $\tau = \varepsilon \varepsilon_0 / \sigma$, которое, как правило, весьма мало. Как следствие и величина монополярного нестационарного фотоэлектромагнитного эффекта в традиционных полупроводниковых материалах очень мала. Для рассматриваемого случая, однако, имеются сведения о том, что в условиях фотовозбуждения при низких температурах наблюдается резкий рост диэлектрической проницаемости материала до значений $10^5 - 10^6$ [22, 23]. Если наблюдаемое время установления сигнала (~30 нс) соответствует времени установления диффузионнодрейфового равновесия, то оценка величины диэлек-

Письма в ЖЭТФ том 97 вып. 11-12 2013

трической проницаемости материала по приведенной выше формуле дает значение 10^7 . Последнее является косвенным подтверждением эффекта резкого увеличения диэлектрической проницаемости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в условиях фотовозбуждения. Как указывалось в работе [23], причина возрастания диэлектрической проницаемости в условиях фотовозбуждения может быть связана с гигантским радиусом локализации электронов на метастабильных примесных состояниях, по оценкам достигающим 100 нм.

При более высокой температуре, $T = 25 \, \text{K}$, фотопроводимость связана со снижением подвижности электронов при разогреве электронного газа лазерным импульсом. Следует особо обратить внимание на то, что концентрация электронов в этом случае остается неизменной как на поверхности, так и в глубине образца. В то же время подвижность электронов в глубине образца выше, чем на поверхности. Две группы электронов с большей и меньшей подвижностью начинают диффундировать по направлению друг к другу. Результирующий поток электронов будет направлен из глубины образца к его поверхности, поскольку подвижность электронов на поверхности ниже. Поэтому и знак магнитофотогальванического эффекта изменяется. Время установления равновесия в данном случае должно определяться взаимодействием диффундирующих навстречу друг другу групп электронов. Оно составляет около 100-200 нс. Характерное же время фотопроводимости связано со временем энергетической релаксации электронов. Оно не превышает 10 нс.

5. Заключение. Исследование терагерцовой фотопроводимости позволило пересмотреть существующие представления о природе примесных метастабильных состояний в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Совокупность полученных экспериментальных данных показывает, что свойства этих состояний уникальны. Они не характерны для других полупроводниковых материалов. Задержанная положительная фотопроводимость наблюдается в условиях сильного вырождения электронного газа. Характерные энергии спектра оказываются много выше энергии квантов, ответственных за фотовозбуждение носителей. Состояния, ответственные за фотопроводимость в терагерцовой области, расположены в непосредственной близости к квазиуровню Ферми и могут смещаться по энергии вместе с ним. Эти состояния позволили наблюдать фотоэлектромагнитный эффект в полупроводнике с монополярной проводимостью при воздействии импульсов мощного терагерцового лазерного излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке DFG, DAAD, the Linkage Grant of IB of BMBF at DLR, грантов РФФИ # 10-02-00351-а, 11-02-00227-а, 13-02-00580-а, а также программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

- Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН 172, 875 (2002).
- Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ 80, 143 (2004).
- D. R. Khokhlov, I. I. Ivanchik, S. N. Raines et al., Appl. Phys. Lett. 76, 2835 (2000).
- Б. А. Волков, О. М. Ручайский, Письма в ЖЭТФ 62, 205 (1995).
- D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici et al., Appl. Phys. Lett. 93, 264103 (2008).
- А.В. Галеева, Л.И. Рябова, А.В. Никорич и др., Письма в ЖЭТФ 91, 37 (2010).
- P. Schneider, J. Kainz, S.D. Ganichev et al., J. Appl. Phys. 96, 420 (2004).
- S. D. Ganichev, E. Ziemann, Th. Gleim et al., Phys. Rev. Lett. 80, 2409 (1998).
- С. Д. Ганичев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий, Письма в ЖТФ 11, 20 (1985).
- E. Ziemann, S.D. Ganichev, I.N. Yassievich et al., J. Appl. Phys. 87, 3843 (2000).
- A. G. Kazanskii, P. L. Richards, and E. E. Haller, Appl. Phys. Lett. **31**, 496 (1977).
- Z. Dashevsky, R. Kreizman, and M. P. Dariel, J. Appl. Phys. 98, 094309 (2005).
- Т. А. Комиссарова, Д. Р. Хохлов, Л. И. Рябова и др., Phys. Rev. B 75, 195326 (2007).
- A. Dobrovolsky, V. Chernichkin, I. Belogorokhov et al., Phys. Stat. Sol. (c) 7, 869 (2010).
- B.A. Akimov, N.B. Brandt, K.R. Kurbanov et al., Fiz. Tekhn. Poluprovodn. **17**, 1604 (1983) [Sov. Phys. Semicond. **17**, 1021 (1983)].
- A. Dobrovolsky, Z. Dashevsky, V. Kasiyan et al., Journal of Physics: Conference Series 150, 022009 (2009).
- 17. В.И. Черничкин, А.А. Добровольский, З.М. Дашевский и др., ФТП **45**, 1533 (2011).
- L. Ryabova, V. Chernichkin, A. Dobrovolsky et al., Proc. of SPIE 8439, 84391H-1 (2012).
- V.I. Chernichkin, A.A. Dobrovolsky, V.A. Kasiyan et al., EPL **100**, 17008 (2012).
- V.I. Chernichkin, L.I. Ryabova, A.V. Nicorici et al., Semicond. Sci. Technol. 27, 035011 (2012).
- 21. И.К. Кикоин, С.Д. Лазарев, УФН 124, 597 (1978).
- А.Э. Климов, В.Н. Шумский, Прикл. физика 3, 74 (2004).
- А.Е. Кожанов, А.В. Никорич, Л.И. Рябова и др., ФТП 40, 1047 (2006).

Письма в ЖЭТФ том 97 вып. 11-12 2013