Гигантское магнетосопротивление пленок PbSnTe:In в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом: угловые особенности и влияние поверхности

А. Э. Климов^{+*1}), В. С. Эпов⁺

+ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17 августа 2017 г.

В режиме тока, ограниченного пространственным зарядом, при T = 4.2 К исследовано магнетосопротивление (MC) пленок PbSnTe:In/(111)BaF₂ при различной взаимной ориентации магнитного поля **B** (напряженностью до 4 Tл) по отношению к электрическому полю **E** (напряженностью до ~ 10³ B/см) и нормали к поверхности **n**. При **B** || **n** уменьшение тока достигает ~ 10⁵ раз, при **B** || **E** ток увеличивается до ~ 10³ раз. Исследованы угловые зависимости MC при "вращении" **B** в трех различных плоскостях. Для плоскости, соответствующей ориентации **B** \perp **E**, на угловых зависимостях MC наблюдаются локальные максимумы вблизи ориентаций **B** \perp **n**, при которых носители заряда отклоняются магнитным полем к одной из границ пленки. При отклонении к свободной поверхности полуширина максимумов составляет несколько градусов. При отклонении к границе с подложкой полуширина максимумов больше примерно на порядок, а их амплитуда меньше в 10–100 раз. Обсуждаются возможные механизмы гигантского положительного и отрицательного MC и влияние границ пленки на угловые зависимости магнетосопротивления.

DOI: 10.7868/S0370274X17190067

Введение. Обзоры свойств легированного индием узкозонного твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ сделаны в ряде работ, например [1–3]. Одним из наиболее интересных его свойств является низкая проводимость в области $x \approx 0.22-0.28$ (ширина запрещенной зоны $E_g \approx 0.04-0.07$ эВ), в которой с увеличением x уровень Ферми (УрФ) смещается от дна зоны проводимости к потолку валентной зоны. В некотором интервале x внутри этого диапазона УрФ располагается близко к середине запрещенной зоны, а проводимость при T < 10-15 К сравнима с проводимостью обычных диэлектриков при $T \approx 300$ К. В литературе такое состояние PbSnTe:In (удельное сопротивление $\rho > 10^8-10^{10}$ Ом · см) часто называют "диэлектрическим".

Инжекционные токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ), характерны для диэлектриков [4]. Помимо прочего, величина ТОПЗ тем больше, чем больше статическая диэлектрическая проницаемость ϵ , определяющая геометрическую емкость образцов и, соответственно, концентрацию инжектированного заряда. Величина ϵ в PbSnTe:In pacсматриваемых составов, по разным данным, достигает значений $\epsilon \approx 2000 - 10000$ и более при T = = 4.2 К [5–7]. Подвижность носителей заряда достигает в PbSnTe:In значений $\mu \approx 2 \cdot 10^3 - 10^5 \, \text{см}^2 \, \text{B}^{-1} \, \text{c}^{-1}$ и более в зависимости от x и T. Таким образом, в PbSnTe:In как ϵ , так и μ на несколько порядков превышают соответствующие значения в обычных диэлектриках. Как следствие, несмотря на сильную зависимость тока I от межэлектродного расстояния l ($I \sim l^3$), при гелиевых температурах TO-ПЗ в PbSnTe:In наблюдаются даже при значениях l > 0.006 - 0.1 см и более [8-11]. С привлечением модели ТОПЗ объяснялась квадратичная зависимость тока от напряжения в объемных монокристаллах PbSnTe:In [8]. Наблюдались сложные зависимости тока от напряженности магнитного поля В, чувствительные к ориентации В по отношению к электрическому полю Е. Авторы [8] указывали на возможную роль в таких явлениях как двухэлектронных состояний, так и одноэлектронных парамагнитных центров захвата с дисперсией параметров, которые могут меняться под действием В. Также выдвигались предположения о зависимости μ от B и об искривлении каналов протекания тока в магнитном поле. Анализ вольтамперных характеристик (ВАХ) в режиме ТО-ПЗ позволил определить температуру сегнетоэлек-

¹⁾e-mail: klimov@isp.nsc.ru

трического фазового перехода (СЭФП) в PbSnTe:In [9]. На наличие СЭФП в PbSnTe указывается в многочисленных работах, например [12–16]. Авторы [7] наблюдали анизотропные по направлению **В** угловые зависимости тока в режиме ТОПЗ в пленках PbSnTe:In при $B \approx 0.2$ Tл. Указано, что причиной анизотропии может быть спонтанная поляризация в PbSnTe:In в сегнетоэлектрической фазе.

В известных нам работах возможное влияние поверхности PbSnTe:In на транспортные явления в магнитном поле не анализировалось. Вместе с тем, это представляется важным, в частности, в связи с возросшим интересом к PbSnTe определенного состава, обладающим свойствами топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [17–23]. Следует отметить, что транспортные свойства, обусловленные ТКИ-особенностями PbSnTe, могут маскироваться другими процессами на поверхности или вблизи нее.

Целью настоящей работы было исследование угловых зависимостей магнетосопротивления (MC) в пленочных структурах на основе PbSnTe:In в режиме ТОПЗ при различных взаимных ориентациях **E**, **B** и нормали к поверхности пленки **n** и анализ влияния на такие зависимости свободной поверхности пленки и ее границы с подложкой.

Образцы и методика эксперимента. Исследовались структуры на основе монокристаллических эпитаксиальных пленок PbSnTe:In толщиной 1-2 мкм, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) ВаF₂ [24]. Структуры для измерений изготавливались из пленок с сопротивлением "на квадрат" $\rho_{\Box} > 10^9 \,\mathrm{Om}$ (T == 4.2 K) и подвижностью носителей заряда $\mu > 4 \times$ $\times 10^3 \,\mathrm{cm}^2 \,\mathrm{B}^{-1} \,\mathrm{c}^{-1}$ при $T \approx 25{-}40 \,\mathrm{K}$. Образцы, изготовленные на основе различных пленок с такими параметрами, вели себя в эксперименте схожим образом. Схематичное изображение экспериментальной структуры показано на рис. 1. С использованием фотолитографии на поверхности пленок толщиной dсоздавались индиевые электроды с шириной зазора между ними l и длиной зазора $w \approx 0.2$ см. Угловые зависимости тока $I(\alpha, \beta, \varphi)$ измерялись при $T = 4.2 \,\mathrm{K}$ в отсутствие фонового излучения в магнитном поле *B* < 4 Тл при вращении образца вокруг одной из трех взаимно перпендикулярных осей α , β и φ соответственно. При вращении вокруг оси α – ориентация $\mathbf{B}\perp\mathbf{E}.$ При вращении вокруг ос
и β вектор \mathbf{B} лежал в плоскости, параллельной (n, E). При вращении вокруг оси φ вектор **В** лежал в плоскости подложки (ориентация $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$). Далее приводятся результаты для двух структур: на основе пленки р-типа проводимости, $x \approx 0.26, d = 1.1$ мкм, l = 0.0064 см (об-



Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение экспериментальной структуры (пояснения в тексте)

разец 1) и пленки *n*-типа проводимости, $x \approx 0.29$, d = 2.0 мкм, l = 0.02 см (образец 2). При $T \approx 40$ К подвижности составили $\mu_p \approx 4 \cdot 10^3$ см² B⁻¹ с⁻¹ и $\mu_n \approx 1.4 \cdot 10^4$ см² B⁻¹ с⁻¹, соответственно, для каждого типа проводимости.

Экспериментальные результаты. На рис.2 показаны ВАХ образца 2 при B = 0 и при B == 4 Тл для направлений **В** \parallel **Е** и **В** \parallel **n**, при которых наблюдалось наибольшее увеличение или уменьшение тока соответственно. Значения U и I ограничены сверху для предотвращения разогрева образца. Из рис. 2 следует, что в области малых напряжений $(I \approx 10^{-11} \,\mathrm{A})$ характерное сопротивление образца $U/I > 4 \cdot 10^{11} \,\mathrm{Om} \ (\rho_{\Box} > 4 \cdot 10^{12} \,\mathrm{Om}).$ У образца 1 ВАХ имели схожую форму и были сдвинуты влево по оси напряжений (при B = 0 ток $I < 10^{-11}$ A при U < 2 B, $\rho_{\Box} > 6 \cdot 10^{12} \, \text{Om}).$ Как при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E},$ так и при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ поведение ВАХ слабо менялось при смене направления В на противоположное. Видно, что при фиксированном U ток увеличивается при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ до ~400 раз (отрицательное МС) и уменьшается при В || п до ~ 10000 раз (положительное MC) по сравнению с током при B = 0. Существенно нелинейные ВАХ при $T = 4.2 \, {\rm K}$ характерны для всех полученных нами ранее образцов высокоомных пленок PbSnTe:In/BaF₂, независимо, в частности, от x и типа проводимости. В режиме ТОПЗ при увеличении напряжения на ВАХ могут последовательно наблюдаться четыре характерных области: $I \sim U$; $I \sim U^2$ (ограничение тока зарядом ловушек); резкий рост тока при полном заполнении ловушек; $I \sim U^2$ (ограничение тока зарядом свободных носителей). Присутствие на ВАХ всех или части из четырех областей определяется как



 $I \sim U^2$

B = 4 T.

B||n

B = 0

B = 4 T.

B||E

гис. 2. (цветной онлайн) Больтамперная характеристика образца 2 при B = 0 и B = 4 Тл при ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ ($\alpha = 0, 180^{\circ}$ или $\beta = 90^{\circ}, 270^{\circ}$) и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ ($\beta = 0, 180^{\circ}$ или $\varphi = 0, 180^{\circ}$). Отрезок пунктирной прямой – зависимость $I \sim U^2$. Скорость изменения напряжения, кривые слева направо, dU/dt (B/c) = 0.0125; 0.0125; 0.025

свойствами конкретных пленок, так и величиной *l*. На рис. 2 видны лишь третьи области с тенденцией перехода к четвертым областям, в то время как для первой и второй областей сила тока меньше его минимального значения, измеренного экспериментально. Вместе с тем, реализация режима ТОПЗ в исследованных нами пленках PbSnTe:In подтверждается не только наличием характерных областей на ВАХ [10, 25] и зависимостью $I \sim 1/l^3$ [10], но и, например, сменой типа проводимости за счет инжекции носителей заряда в освещаемых образцах [11]. Обсуждение особенностей, связанных со сравнительно большими временами перезарядки ловушек, не входит в цели данной работы. Здесь мы лишь указываем (см. подпись к рис. 2) скорость изменения напряжения, при которой ВАХ в эксперименте были почти стационарными.

На рис. За-с для образца 1 приведены угловые зависимости тока $I(\alpha)$ (B = 4 Tл) при трех значениях U. Ширина пика σ (дисперсия) вблизи направления $\alpha = 90^{\circ}$ определялась из аппроксимации $I(\alpha)$ распределением Гаусса. Зависимость $\sigma(U)$ для образца 1 и B = 4 Тл показана на рис. 3d, а зависимость $\sigma(B)$ при U = 4.75 B – на рис. 3e. На рис. 3f показаны также зависимости $I(\alpha)$ для образца 2, полученные при двух значениях U (при $\alpha \approx 210^{\circ}$ MC $\sim 10^5$). Значение $\alpha = 90^\circ$ (450°) соответствовало ориентации В \perp (E, n), в дальнейшем обозначенной как $\mathbf{B}_{|\uparrow}$. В этом случае вектор **В** лежит в плоскости подложки и направлен вдоль зазора между электродами (см. рис. 1), а носители заряда отклоняются магнитным полем к свободной поверхности пленки. При $\alpha = 270^{\circ}$ (в дальнейшем обозначено как **B**_{1,1}) носители заряда отклоняются к границе с подложкой. Из рис. 3а–с следует, что зависимости $I(\alpha)$ хорошо воспроизводятся при смене направления вращения образца. Формы кривых вблизи ориентаций В | ↑ $(\alpha = 90^\circ)$ и **B**_{⊥⊥} $(\alpha = 270^\circ)$ существенно различны. В случае $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ характерная ширина пика примерно в 10 раз меньше, чем при $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (см. рис. 3b, c). С изменением U форма пика при $\alpha = 90^{\circ}$ меняется незначительно (см. рис. 3а–с), а при $\alpha = 270^{\circ}$ она существенно трансформируется. В ориентации $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ ($\alpha = 90^{\circ}$) во всем диапазоне U пик остается достаточно узким, хотя его ширина варьируется в диапазоне $\sigma \approx 2-5^{\circ}$ и немонотонно зависит от U (см. рис. 3d). Из рис. 3е следует, что в области B > 1.5-2 Тл зависимость $\sigma(B)$ хорошо описывается соотношением $\sigma \sim B^{-0.5}$, а при B < 1 Тл она близка к $\sigma \sim B^{-1}$. Зависимости $I(\alpha)$ образца 2 (см. рис. 3f) схожи с зависимостями для образца 1. Максимумы вблизи $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ существенно уже максимумов вблизи $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$, где их форма также заметно зависит от U. Зависимости на рис. 3f приведены в полулогарифмическом масштабе, так как для образца 2 амплитуды максимумов вблизи $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\perp}$ отличаются примерно в 100 раз (для образца 1 отличие порядка десяти). Таким образом, наблюдается ярко выраженная асимметрия зависимостей $I(\alpha)$ вблизи направлений $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$, когда носители заряда отклоняются к свободной поверхности и к границе пленка-подложка, соответственно.

На рис. 4 показаны зависимости тока I(B) для ориентации $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ (на рисунке область B > 0) и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (B < 0) для образца 2 (а) и образца 1 (b-d). Поведение I(B) при больших значениях U для обоих образцов похоже (рис. 4a, b). А именно, в обоих случаях при увеличении B ток сильнее уменьшается при отклонении носителей заряда к подложке. Из рис. 4b (образец 1) следует, что с уменьшением U форма зависимостей I(B) трансформируется сложным образом. Хотя для всех U ток при B = 4 Tл больше, чем при B = -4 Tл, в промежуточной области ток может зависеть от B немонотонным образом и иметь значение как меньше, так и больше по сравнению с током при B = 0. В качестве иллюстрации этого на рис. 4c в увеличенном масштабе показана зависи-

 10^{-3}

 10^{-4}

 10^{-5}

 10^{-6}

€ 10⁻⁷



Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости тока от угла $I(\alpha)$ (a–c), ширины пика от напряжения $\sigma(U)$ при $\alpha = 90^{\circ}$ (d) и от напряженности магнитного поля $\sigma(B)$ (e) для образца 1, зависимости $I(\alpha)$ для образца 2 (f). На вставке рис. 3b показан пример аппроксимации $I(\alpha)$ в максимуме распределением Гаусса (синяя кривая). На вставке рис. 3e показана серия кривых вблизи $\alpha = 90^{\circ}$ при изменении магнитного поля от B = 0.33 Tл до B = 4.0 Tл (сверху вниз). Сдвоенные кривые на рис. 3a–с соответствуют разным направлениям изменения угла α , показанным горизонтальными стрелками. Скорость изменения угла $d\alpha/dt = 2.4$ град/с

мость I(B) для U = 2.7 В; две кривые соответствуют двум независимым измерениям. Видно, что воспроизводятся несколько особенностей: острые максимумы вблизи B = -0.93 Тл и B = 0.2 Тл, минимумы вблизи B = -0.1 Тл и B = 1 Тл, "полка" в области $B \approx 1.5-2.8$ Тл, локальный максимум вблизи B = -0.45 Тл. В области $B \approx 0.4-1.4$ Тл присутствуют особенности, имеющие характер резких "переключений" тока, которые в увеличенном масштабе показаны на рис. 4d.

Также были измерены угловые зависимости $I(\beta)$ и $I(\varphi)$ при вращении образца вокруг соответствующих осей (см. рис. 1) в различных режимах. Их детальный анализ не входит в задачи настоящей работы, а полученные результаты будут представлены в последующем. Здесь отметим лишь следующее. На зависимостях $I(\beta)$ вблизи направления **В** || **E** (отрицательное MC, см. рис. 2) также наблюдаются узкие максимумы, где $\sigma < 4.7^{\circ}$. Однако на зависимостях $I(\varphi)$ вблизи этого же направления σ была существенно больше – до 14–22°. При **В** || **E** MC было отрицательным при любых значениях *В* и *U* (для B = 4 Тл это видно на рис. 2). Однако в ориентации **B** || **E** поведение I(B) качественно зависело от U. Так, при больших значениях U кривые I(B) были практически симметричны по отношению к смене направления B. Ток монотонно возрастал с ростом B, а его максимальное увеличение при B = 4 Тл по сравнению с B = 0 не превышало десяти. При малых же значениях U увеличение тока достигало почти 10^3 раз (B = 4 Тл). При этом наблюдалась заметная асимметрия тока по отношению к знаку B, а также немонотонное увеличение тока с увеличением B, включая наличие на зависимостях I(B) "полок" и ряда других особенностей.

Обсуждение результатов. Обычно гигантским MC называют относительное увеличение (положительное MC) сопротивления $\Delta R/R \approx 10-100$ или больше [26-30] или уменьшение R (отрицательное MC) уже в несколько раз [31,32] в полях порядка нескольких тесла. Величина $\Delta R/R = 1270$ в ферромагнетике La-Ca-Mn-O названа авторами [33] колоссальной. В немагнитных материалах гигантское MC может наблюдаться как в омическом режиме [26,30-



Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости тока от магнитного поля I(B) для образцов 2 (a) и 1 (b–d) при различных напряжениях U на образцах для ориентаций $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (см. текст). Область B > 0 ($\alpha = 90^{\circ}$ на рис. 1) соответствует отклонению носители заряда магнитным полем к свободной поверхности, область B < 0 ($\alpha = 270^{\circ}$ на рис. 1) – к границе с подложкой. "Сдвоенные" кривые на рис. 4b–d соответствуют двум независимым измерениям. На всех рисунках поле увеличивалось от B = -4 Тл до B = 4 Тл с одинаковой скоростью $dB/dt \approx 0.0067$ Тл/с

32], так и в неомическом [27–29]. В пленках HgCdTe [26] $\Delta R/R \approx 275$ объясняется смешанной проводимостью и зависимостью подвижности носителей заряда от *B*. Величина $\Delta R/R \approx 10000$ наблюдалась в структурах на основе InSb специальной кольцевой формы [30]. В структурах на основе контактов Au/GaAs и $Al/SiO_2/Si:B$ [27, 28] значения $\Delta R/R \approx 10000$ авторы связывают с подавлением магнитным полем "переключения" тока лавинного типа. Величина $\Delta R/R \approx$ ≈ 10 наблюдалась в [29] в режиме Мотта-Герни (ТОПЗ) в структурах на основе Si:P. В этой же работе значение $\Delta R/R \approx 100$ наблюдалось вблизи напряжения переключения и объяснялось возрастанием роли неоднородностей в магнитном поле. Гигантское отрицательное MC (уменьшение R примерно до 10 раз) наблюдалось в высокоподвижной 2-D системе на основе GaAs/AlGaAs [31, 32] и связывается с электронным разогревом, который также ведет к переходу от отрицательного к положительному МС при увеличении тока. В указанных работах, за исключением [33], магнитное поле направлено перпендикулярно току. Ориентационным зависимостям не уделяется существенного внимания, хотя, например, в [28, 29] отмечено влияние направления В на величину МС.

В нашем случае гигантское положительное и отрицательное MC наблюдаются в неомическом режи-

ме, не связанном с эффектами переключения. Как отмечено выше, различные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в данном случае, аналогично [29], мы имеем дело с режимом ТОПЗ.

Основные экспериментальные результаты заключаются в следующем:

(i) наблюдается гигантское анизотропное MC с увеличением тока при B = 4 Tл до 10^3 раз (отрицательное MC, ориентация **B** || **E**) и уменьшением тока примерно до 10^5 раз (**B** || **n**, положительное MC);

(ii) максимум на зависимостях $I(\alpha)$ вблизи $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ (отклонение носителей заряда к свободной поверхности) примерно на порядок у́же, а его амплитуда в 10–100 больше по сравнению с максимумом $I(\alpha)$ вблизи $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (отклонение к подложке);

(iii) при B = 4 Тл, когда $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, ток очень чувствителен к отклонению \mathbf{B} от плоскости подложки как для ориентации $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$, так и для $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$. Ширина максимумов на угловых зависимостях тока, соответствующих этим направлениям, составляет $\sigma \approx 2-5^{\circ}$. При отклонении от направления $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ в плоскости подложки полуширина в несколько раз больше и $\sigma \approx 14-22^{\circ}$;

(iv) зависимости I(B) для направлений $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ качественно различны;

(v) при **В** \parallel **Е** форма зависимостей I(B) существенно различна при разных U. При небольших U наблюда-

ется большее количество особенностей, в частности, в виде локальных максимумов и минимумов.

Рассмотрим на качественном уровне возможные причины наблюдаемых особенностей МС в рамках модели ТОПЗ. Отметим, что среднее значение электрического поля между электродами составляло $E_{\parallel} \approx 200-1800 \,\mathrm{B/cm}$, так что характерная энергия $E_{\parallel} \cdot l_E$ будет сравнимой с kT ($T = 4.2 \,\mathrm{K}$) уже при длине рассеяния по энергии около $l_E \approx 2-17 \,\mathrm{m}$. Следовательно, можно ожидать, что в нашем случае "разогрев" носителей заряда может играть существенную роль. Тем не менее, в дальнейшем при качественном описании мы не будем этого учитывать, также как и распределение электрического поля и инжектированного пространственного заряда между электродами.

В самом общем случае плотность тока задается концентрацией свободных носителей заряда (КСНЗ) и их дрейфовой скоростью ν_E . Представляется, что сложно объяснить положительное MC до 10⁵ раз настолько сильным уменьшением ν_E и, тем более, отрицательное MC до 1000 раз увеличением ν_E . Рассмотрим, при каких условиях в режиме ТОПЗ возможно гигантское изменение КСНЗ. На ВАХ область напряжений с быстрым (на несколько порядков) нарастанием тока связывается с полным заполнением ловушек (ПЗЛ) инжектированными носителями и переходом от режима ограничения тока пространственным зарядом, локализованным на ловушках, к ограничению зарядом свободных носителей. Это и является причиной резкого увеличения КСНЗ и тока. В области $U \sim U_{\rm fft}$ (напряжение ПЗЛ) выполняется соотношение

$$q \cdot N_{\rm t} \approx C \cdot U_{\rm fft},$$

где q – заряд электрона, $N_{\rm t}$ – полное число ловушек в образце, С – его геометрическая емкость. Если предположить, что B не влияет на $N_{\rm t}$ (хотя, вообще говоря, это не очевидно), то изменение С в магнитном поле приведет к изменению Ufft. На рис.2 видно, что трансформация ВАХ в магнитном поле имеет вид сдвига $U_{\rm fft}$ вправо (${f B} \parallel {f n}$) или влево $({\bf B} \parallel {\bf E})$ по сравнению с B = 0, что действительно выглядит, как изменение С в расматриваемой модели. Этот подход качественно согласуется с экспериментальными угловыми зависимостями магнитоемкости структур на основе пленок PbSnTe:In [34], измеренной, в отличие от настоящей работы, на переменном токе. Открытым остается вопрос о возможных причинах наблюдения анизотропной магнетоемкости в немагнитном PbSnTe:In. В [7] отмечено, что одной из причин анизотропии может быть то, что при T = 4.2 К PbSnTe находится в сегнетоэлектрической фазе. Также можно предположить влияние *В* на ϵ через изменение дипольного момента неких центров, дающих существенный вклад в поляризуемость PbSnTe:In [35]. Оба предположения оставляют открытыми вопросы, почему ϵ при **B** \perp **E** (положительное MC) сложным образом зависит от угла α и почему ориентация **B** \parallel **E** в такой модели ведет к увеличению ϵ (отрицательное MC).

Из рис. За-с, f следует, что изменение ориентации с $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ на $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (угла $\alpha = 90^{\circ}$ на $\alpha = 270^{\circ}$) ведет к уменьшению тока до 10-100 раз. В первом случае носители заряда отклоняются к свободной поверхности ($\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$), во втором – к границе с подложкой (\mathbf{B}_{++}) . Оценки, основанные на характерных для эксперимента значениях поперечного (вдоль n) электрического поля Е, показывают, что толщина приповерхностных областей, в которых в этих случаях протекает ток, может составлять $\delta \approx 100$ нм или даже меньше. Величина Е_⊥ задается суперпозицией сравнимых по величине "холловского" поля и поля, связанного с нарушением электронейтральности образца при монополярной инжекции из контактов, т.е. E_{\perp} зависит от B и U. Сложность корректного определения δ обусловлена, во-первых, упомянутой ранее неоднородностью ряда параметров между электродами вдоль пленки. Во-вторых, возможна неоднородность свойств пленки по толщине, включая подвижность носителей заряда и параметры ловушек. Кроме этого, КСНЗ в поверхностных каналах зависит от δ и влияет на заселенность ловушек, сложный энергетический спектр которых также может меняться по толщине пленки. Последнее, в частности, может быть одной из причин наблюдения особенностей на зависимостях I(B) (см. рис. 4b-d), отличающихся для ориентаций $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ и зависящих от U.

Резкое уменьшение тока при отклонении **B** от $\alpha = 90^{\circ}$ связано, по-видимому, с появлением нормальной составляющей магнитного поля $B_{\rm n}(\Delta \alpha) =$ $= B \cdot \sin(\Delta \alpha)$. Так, влияющая на толщину δ тангенциальная составляющая $B_{\rm t}(\Delta \alpha) = B \cdot \cos(\Delta \alpha)$ слабо (~4%) уменьшается даже при $\Delta \alpha \approx 20^{\circ}$. При этом $B_{\rm n} \approx 0.34$ B и сравнима с B. Можно предположить, что для заметного уменьшения тока при отклонении от направления $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ существенным является выполнение условия циклотронного резонанса $\mu \cdot B_{\rm n}(\Delta \alpha) \geq 1$. Тогда увеличение ширины пика при ориентации $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ по сравнению с $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ может быть обусловлено более сильным рассеянием вблизи границы с подложкой из-за повышенной дефектности пленки в этой области. В этом случае условие $\mu \cdot B_{\rm n}(\Delta \alpha) \geq 1$ будет выполняться при больших значениях $\Delta \alpha$, что вызовет уширение соответствующего пика. Приведенные рассуждения о роли нормальной компоненты $B_{\rm n}$ в уменьшении тока $I(\alpha)$ при отклонении от максимума качественно согласуются с данными по угловым зависимостям тока вблизи ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$. Действительно, вращение образца вокруг оси β , также ведущее к появлению $B_{\rm n}(\Delta \beta)$ при отклонении от направления $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$, дает острый максимум на зависимости тока $I(\beta)$. В то же время при отклонении от $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ за счет вращения вокруг оси φ (когда $B_{\rm n} = 0$ при любом φ) полуширина наблюдаемого пика $I(\varphi)$ больше в 3–4 раза.

В рамках рассматриваемой качественной модели множество асимметричных особенностей на зависимостях I(B) (см. рис. 4b, c) могут быть связаны со следующим. В режиме ТОПЗ при монополярной инжекции даже при B = 0 с ростом U увеличивается объемный заряд и вызываемое им поперечное электрическое поле E_{\perp} . Оно, в свою очередь, изменяет распределение плотности инжектированного объемного заряда по толщине пленки, состоящего из нелинейно связанных между собой по величине заряда свободных носителей и заряда на ловушках. Если концентрация и энергия ионизации ловушек определенным образом распределены по толщине, то даже при B = 0 изменение U может сложным образом изменять распределение по толщине пленки КСНЗ и плотности тока. При ориентации $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ или $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ поперечное "холловское" поле вносит дополнительный вклад в распределение плотности объемного заряда и плотности тока по толщине, асимметричный по направлению В. Дополнительно отметим, что, в принципе, возможно и влияние В на параметры ловушек (см., например, [28]), причем разное на ловушки различных типов. По сути, в рамках такой модели комбинация величин U и B может сложным образом перераспределять относительную плотность тока по толщине пленки вследствие определенного распределения по толщине ловушек с разными параметрами. Поскольку такое перераспределение сопровождается изменением зарядового состояния центров локализации, то это может сказываться и на рассеянии носителей заряда. В частности, с этим может быть связана зависимость полуширины пиков (см. рис. 3d) ot U.

Отличие концентрации и параметров ловушек вблизи границы раздела с подложкой и вблизи свободной поверхности может быть связано не только с повышенной дефектностью переходного слоя пленка/подложка, но и с составом свободной поверхности пленки PbSnTe:In, полученной методом МЛЭ. Так, анализ данных, приведенных в [24], показывает, что верхний слой пленки может иметь, в том числе, состав, соответствующий топологическому кристаллическому изолятору. Однако, возможная связь этого с результатами, изложенными в настоящей работе, требует дополнительных исследований.

Заключение. Обнаруженные гигантское положительное и гигантское отрицательное магнетосопротивления сложным образом зависят от взаимной ориентации нормали к плоскости пленки и электрического и магнитного полей, а также их напряженности. Из анализа угловых зависимостей тока следует, что в наблюдаемых особенностях МС существенную роль играет протекание тока вблизи поверхностей пленки. Острые – около нескольких градусов – максимумы на угловых зависимостях при вращении образцов в определенных плоскостях определяются, по всей видимости, нормальной по отношению к поверхности пленки компонентой магнитного поля. На качественном уровне как гигантское положительное MC (примерно до 10^5), так и гигантское отрицательное MC (примерно до 10^3) находят объяснение, как результат изменения емкости структур в магнитном поле (магнетоемкость), однако причина такого изменения остается непонятной. Разное влияние областей вблизи границы пленки с подложкой и вблизи свободной поверхности на особенности МС может быть связано с разными типами центров локализации (ловушек) в этих областях и с их дефектностью. Возможная связь наблюдаемых явлений с отклонением состава поверхности пленок за точку инверсии зон в область топологического кристаллического изолятора – требует дальнейшего исследования.

Авторы глубоко признательны А.Н. Акимову за предоставленные для измерений образцы, В.Н. Шумскому и М.В. Энтину за плодотворное обсуждение полученных результатов.

Исследования угловых зависимостей были выполнены при частичной поддержке РФФИ (проект 17-02-00575), образцы были изготовлены при поддержке гранта РНФ (проект 17-12-01047).

- 1. В. И. Кайданов, Ю. И. Равич, УФН 145, 51 (1985).
- Б. А. Акимов, В. П. Зломанов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Высокочистые вещества 6, 22 (1991).
- Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН 172, 875 (2002).
- М. Ламперт, П. Марк, Инжекционные токи в твердых телах, Мир, М. (1973) [М.А. Lampert and P. Mark, Current injection in solid, N.Y.-London-Sydney-Toronto, John Willey & Sons (1973)].

- V.L. Volkov, V.I. Litvinov, V.M. Baginskii, and K.D. Tovstyuk, Solid State Comm. 20, 807 (1976).
- 6. В. Д. Прозоровский, ФТП **17**, 2129 (1983).
- A. Klimov, V. Sherstyakova, and V. Shumsky, Ferroelectrics 378, 101 (2009).
- Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов, С. Н. Чесноков, ФТП 23, 668 (1989).
- В. С. Виноградов, И.В. Кучеренко, ФТТ **33**, 2572 (1991).
- А. Н. Акимов, В. Г. Ерков, А. Э. Климов, Е. Л. Молодцова, С. П. Супрун, В. Н. Шумский, ФТП **39**, 563 (2005).
- A. N. Akimov, A. V. Belenchuk, V. G. Erkov, A. E. Klimov, I. G. Neizvestnyi, O. M. Shapoval, and V. N. Shumskyi, Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 1, 711 (2007).
- T. Suski, M. Konczykowski, M. Leszczyhski, D. Lesueur, and J. Dural, J. Phys. C: Solid State Phys. 15, L953 (1982).
- S. Takaoka and K. Murase, Phys. Rev. B 20, 2823 (1979).
- Р.А. Насыббулин, Я.Н. Гиршберг, Н.Н. Трунов, Р.Х. Калимуллин, А.А. Кухарский, Ю.С. Харионовский, В.В. Шапкин, Э.В. Бурсиан, ФТТ 25, 784 (1983).
- Б.А. Акимов, В.В. Борщевский, Н.Б. Брандт, Ю.А. Пирогов, ФТТ **32**, 273 (1990).
- A. Klimov, V. Shumsky, and V. Kubarev, Ferroelectrics 347, 111 (2007).
- T. H. Hsieh, H. Lin, J. Liu, W. Duan, A. Bansil, and L. Fu, Nat. Comm. 3, 982 (2012).
- S.-Y. Xu, C. Liu, N. Alidoust et al. (Collaboration), Nat. Comm. 3, 1192 (2012).
- C. Yan, J. Liu, Y. Zang, J. Wang, Z. Wang, P. Wang, Z.-D. Zhang, L. Wang, X. Ma, S. Ji, K. He, L. Fu, W. Duan, Q.-K. Xue, and X. Chen, Phys. Rev. Lett. **112**, 186801-1 (2014).
- E. Xu, Z. Li, J. A. Acosta, N. Li, B. Swartzentruber, S.-J. Zheng, N. Sinitsyn, H. Htoon, J. Wang, and

S. Zhang, Nano Res., Just Accepted Manuscript, DOI: 10.1007/s12274-015-0961-1 (2015).

- B. Assaf, T. Phuphachong, V. Volobuev, A. Inhofer, G. Bauer, G. Springholz, L. A. de Vaulchier, and Y. Guldner, Sci. Rep. 6, 20323 (2016).
- V. V. Volobuev, P. S. Mandal, M. Galicka, O. Caha, J. Sänchez-Barriga, D. Di Sante, A. Varykhalov, A. Khiar, S. Picozzi, G. Bauer, P. Kacman, R. Buczko, O. Rader, and G. Springholz, Adv. Mater. 29, 1604185 (2017).
- B. A. Assaf, T. Phuphachong, V. V. Volobuev, G. Bauer, G. Springholz, L.-A. de Vaulchier, and Y. Guldner, npj Quantum Materials 2, 26 (2017).
- E. V. Fedosenko, A. E. Klimov, D. V. Krivopalov, I. G. Neizvestny, N. I. Petikov, M. A. Torlin, and V. N. Shumsky, Appl. Surface Sci. 78, 413 (1994).
- A. E. Klimov and V. N. Shumsky, Physica B: Condens. Matter 404, 5028 (2009).
- 26. T. Thio, S.A. Solin, J.W. Bennett, and D.R. Hines, Phys. Rev. B 57, 12239 (1998).
- 27. Z. G. Sun, M. Mizuguchi, T. Manago, and H. Akinaga, Appl. Phys. Lett. 85, 5644 (2004).
- J. J. H. M. Schoonus, F. L. Bloom, W. Wagemans, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Phys. Rev. Lett. 100, 127202 (2008).
- M. P. Delmo, S. Yamamoto, S. Kasai, T. Ono, and K. Kobayashi, Nat. Lett. 457, 1112 (2009).
- S. A. Solin, T. Thio, D. R. Hines, and J. J. Heremans, Science 289, 1530 (2000).
- R. G. Mani, A. Kriisa, and W. Wegscheider, Sci. Rep. 3, 2747 (2013).
- 32. Z. Wang, R. L. Samaraweera, C. Reich, W. Wegscheider, and R. G. Mani, Sci. Rep. 6, 38516 (2016).
- 33. S. Jin, M. McCormack, T. H. Tiefel, and R. Ramesh, J. Appl. Phys. 76, 6929 (1994).
- A. E. Klimov and V. S. Epov, Semiconductors 50, 1479 (2016).
- А. Е. Кожанов, А. В. Никорич, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, А. В. Дмитриев, V. Shklover, ФТП 41, 683 (2007).