Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 7, с. 426 – 433

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 (МС) пленок PbSnTe:In/(111)BaF_2 при различной взаимной ориентации магнитного поля $\mathbf{B}$ (напряженностью до 4 Тл) по отношению к электрическому полю $\mathbf{E}$ (напряженностью до $\sim 10^3$ В/см) и нормали к поверхности $\mathbf{n}$. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ уменьшение тока достигает $\sim 10^5$ раз, при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ ток увеличивается до $\sim 10^3$ раз. Исследованы угловые зависимости МС при "вращении" $\mathbf{B}$ в трех различных плоскостях. Для плоскости, соответствующей ориентации $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, на угловых зависимостях МС наблюдаются локальные максимумы вблизи ориентаций $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$, 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 МС 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 рассматриваемых 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 $\mu \approx 2 \cdot 10^3{-}10^5$ см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$ 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 ТОПЗ 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 B, чувствительные к ориентации $\mathbf{B}$ по отношению к электрическому полю $\mathbf{E}$. 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 B. Также выдвигались предположения о зависимости μ от B и об искривлении каналов протекания тока в магнитном поле. Анализ вольтамперных характеристик (ВАХ) в режиме ТОПЗ 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 **B** угловые зависимости тока в режиме ТОПЗ в пленках PbSnTe:In при $B \approx 0.2$ Тл. 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 (МС) 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) BaF_2 [24]. Структуры для измерений изготавливались из пленок с сопротивлением “на квадрат” $\rho_\square > 10^9$ Ом ($T = 4.2$ K) и подвижностью носителей заряда $\mu > 4 \times 10^3$ см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$ при $T \approx 25{-}40$ 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 d создавались 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 $T = 4.2$ K в отсутствие фонового излучения в магнитном поле $B \leq 4$ 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 оси β вектор **B** лежал в плоскости, параллельной (**n**, **E**). При вращении вокруг оси φ вектор **B** лежал в плоскости подложки (ориентация $\mathbf{B} \perp \mathbf{n}$). Далее приводятся результаты для двух структур: на основе пленки p-типа проводимости, $x \approx 0.26$, $d = 1.1$ мкм, $l = 0.0064$ см (образец 1) и пленки n-типа проводимости, $x \approx 0.29$, $d = 2.0$ мкм, $l = 0.02$ см (образец 2). При $T \approx 40$ K подвижности составили $\mu_p \approx 4 \cdot 10^3$ см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$ и $\mu_n \approx 1.4 \cdot 10^4$ см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$, соответственно, для каждого типа проводимости.

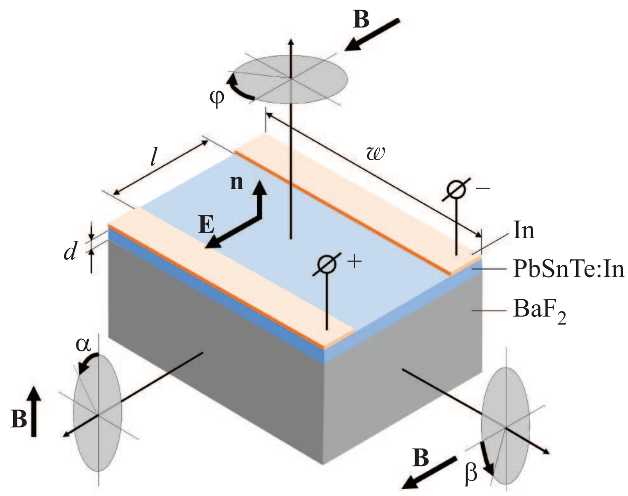

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение экспериментальной структуры (пояснения в тексте)

Экспериментальные результаты. На рис. 2 показаны ВАХ образца 2 при $B = 0$ и при $B = 4$ Тл для направлений $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$, 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 ($I \approx 10^{-11}$ A) характерное сопротивление образца $U/I > 4 \cdot 10^{11}$ Ом ($\rho_\square > 4 \cdot 10^{12}$ Ом). У образца 1 ВАХ имели схожую форму и были сдвинуты влево по оси напряжений (при $B = 0$ ток $I < 10^{-11}$ A при $U < 2$ В, $\rho_\square > 6 \cdot 10^{12}$ Ом). Как при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$, так и при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ поведение ВАХ слабо менялось при смене направления B на противоположное. Видно, что при фиксированном U ток увеличивается при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ до ~ 400 раз (отрицательное МС) и уменьшается при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ до ~ 10000 раз (положительное МС) по сравнению с током при $B = 0$. Существенно нелинейные ВАХ при $T = 4.2$ K характерны для всех полученных нами ранее образцов высокоомных пленок PbSnTe:In/BaF_2, 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

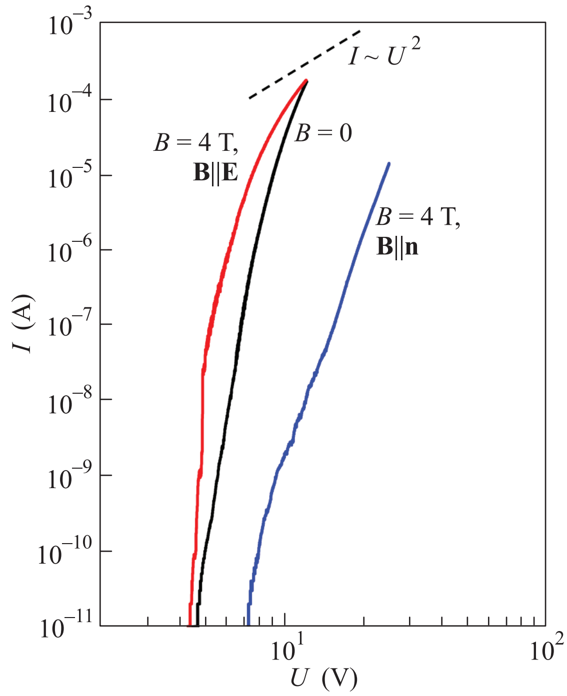

Рис. 2. (Цветной онлайн) Вольтамперная характеристика образца 2 при $B = 0$ и $B = 4$ Тл при ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ ($\alpha = 0$, $180°$ или $\beta = 90°$, $270°$) и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ ($\beta = 0$, $180°$ или $\varphi = 0$, $180°$). Отрезок пунктирной прямой – зависимость $I \sim U^2$. Скорость изменения напряжения, кривые слева направо, dU/dt (В/с) = 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. 3a–c для образца 1 приведены угловые зависимости тока $I(\alpha)$ ($B = 4$ Тл) при трех значениях U. Ширина пика σ (дисперсия) вблизи направления $\alpha = 90°$ 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 $U = 4.75$ В – на рис. 3e. На рис. 3f показаны также зависимости $I(\alpha)$ для образца 2, полученные при двух значениях U (при $\alpha \approx 210°$ МС $\sim 10^5$). Значение $\alpha = 90°$ ($450°$) соответствовало ориентации $\mathbf{B} \perp (\mathbf{E}, \mathbf{n})$, в дальнейшем обозначенной как $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$. В этом случае вектор $\mathbf{B}$ лежит в плоскости подложки и направлен вдоль зазора между электродами (см. рис. 1), а носители заряда отклоняются магнитным полем к свободной поверхности пленки. При $\alpha = 270°$ (в дальнейшем обозначено как $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$) носители заряда отклоняются к границе с подложкой. Из рис. 3a–c следует, что зависимости $I(\alpha)$ хорошо воспроизводятся при смене направления вращения образца. Формы кривых вблизи ориентаций $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ ($\alpha = 90°$) и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ ($\alpha = 270°$) 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 $\alpha = 90°$ меняется незначительно (см. рис. 3a–c), а при $\alpha = 270°$ она существенно трансформируется. В ориентации $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ ($\alpha = 90°$) во всем диапазоне U пик остается достаточно узким, хотя его ширина варьируется в диапазоне $\sigma \approx 2{-}5°$ и немонотонно зависит от U (см. рис. 3d). Из рис. 3e 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 $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ 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 (a) 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 $B = 4$ Тл больше, чем при $B = -4$ Тл, 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-

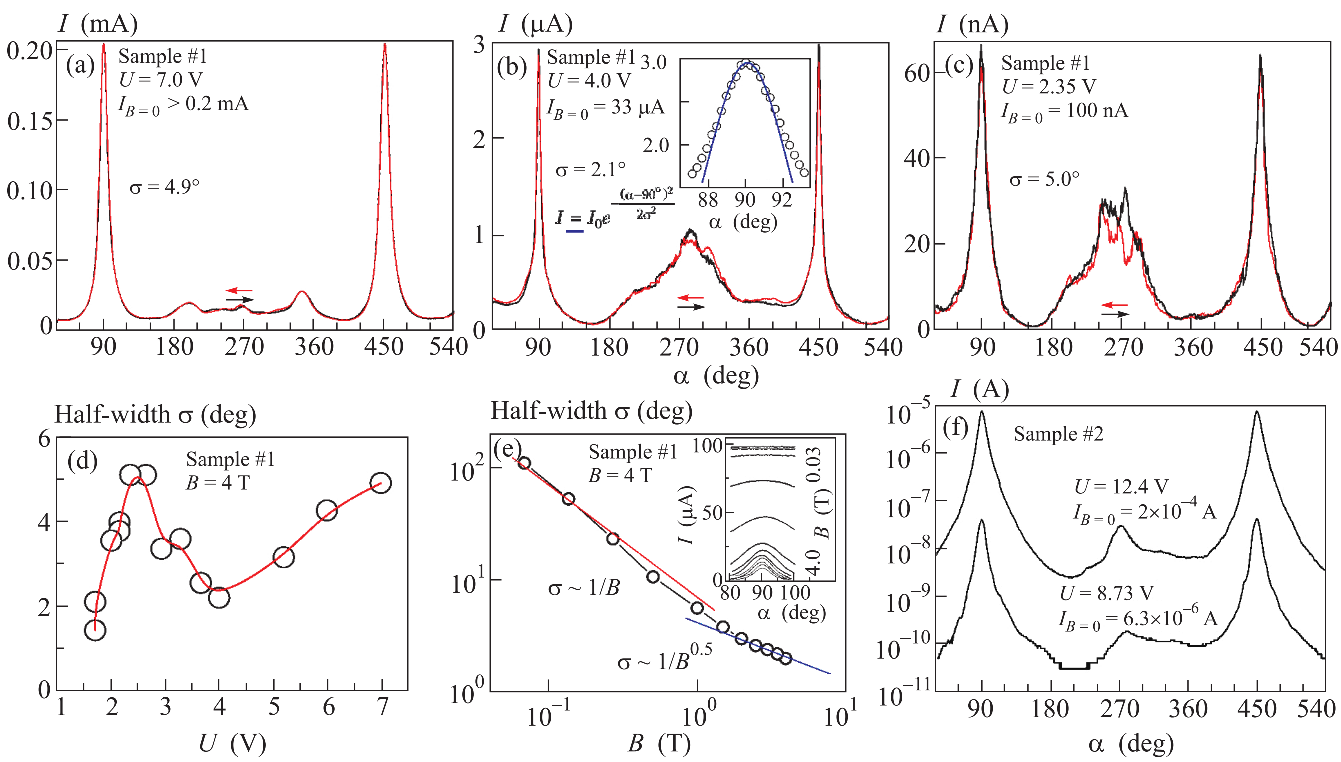

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости тока от угла $I(\alpha)$ (a–c), ширины пика от напряжения $\sigma(U)$ при $\alpha = 90°$ (d) и от напряженности магнитного поля $\sigma(B)$ (e) для образца 1, зависимости $I(\alpha)$ для образца 2 (f). На вставке рис. 3b показан пример аппроксимации $I(\alpha)$ в максимуме распределением Гаусса (синяя кривая). На вставке рис. 3e показана серия кривых вблизи $\alpha = 90°$ при изменении магнитного поля от $B = 0.33$ Тл до $B = 4.0$ Тл (сверху вниз). Сдвоенные кривые на рис. 3a–c 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 $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ (отрицательное МС, см. рис. 2) также наблюдаются узкие максимумы, где $\sigma < 4.7°$. Однако на зависимостях $I(\varphi)$ вблизи этого же направления σ была существенно больше – до 14–22°. При $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ МС было отрицательным при любых значениях B и U (для $B = 4$ Тл это видно на рис. 2). Однако в ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ 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 МС называют относительное увеличение (положительное МС) сопротивления $\Delta R/R \approx 10{-}100$ или больше [26–30] или уменьшение R (отрицательное МС) 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 МС может наблюдаться как в омическом режиме [26, 30–

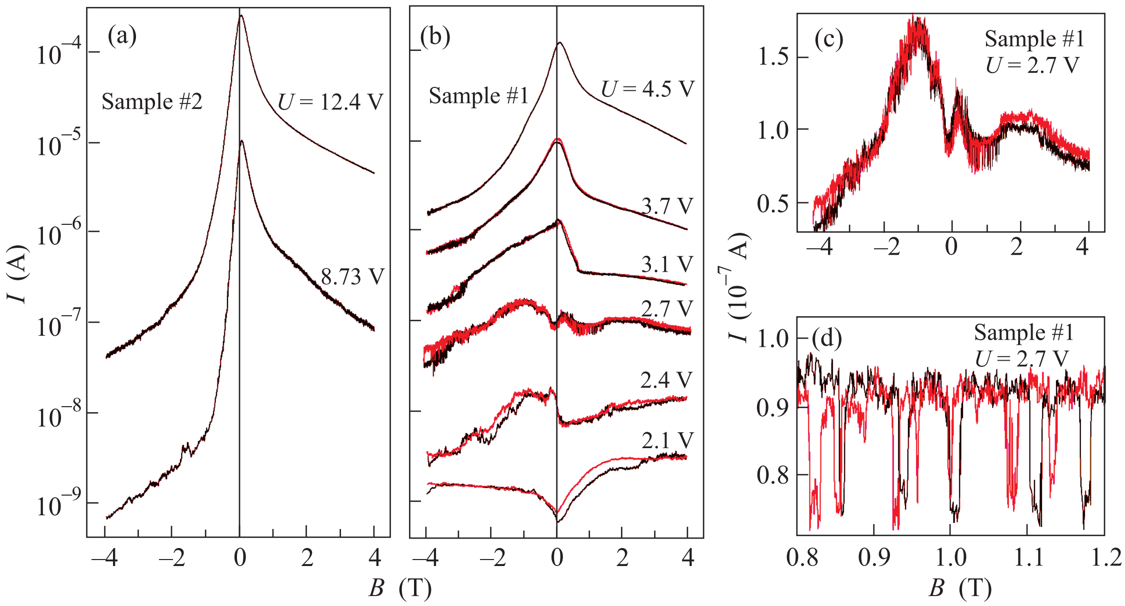

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости тока от магнитного поля $I(B)$ для образцов 2 (a) и 1 (b–d) при различных напряжениях U на образцах для ориентаций $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ и $\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$ (см. текст). Область $B > 0$ ($\alpha = 90°$ на рис. 1) соответствует отклонению носители заряда магнитным полем к свободной поверхности, область $B < 0$ ($\alpha = 270°$ 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 МС (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 B на величину МС.

В нашем случае гигантское положительное и отрицательное МС наблюдаются в неомическом режиме, 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 МС с увеличением тока при $B = 4$ Тл до 10^3 раз (отрицательное МС, ориентация $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) и уменьшением тока примерно до 10^5 раз ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$, положительное МС);

(ii) максимум на зависимостях $I(\alpha)$ вблизи $\mathbf{B}_{\perp\uparrow}$ (отклонение носителей заряда к свободной поверхности) примерно на порядок ýже, 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 $\sigma \approx 2–5°$. При отклонении от направления $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ в плоскости подложки полуширина в несколько раз больше и $\sigma \approx 14–22°$;

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

(v) при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ форма зависимостей $I(B)$ существенно различна при разных U. При небольших U наблюдается 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 $E_{\parallel} \approx 200{-}1800$ В/см, так что характерная энергия $E_{\parallel} \cdot l_E$ будет сравнимой с kT ($T = 4.2$ К) уже при длине рассеяния по энергии около $l_E \approx 2{-}17$ нм. 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 МС до 10^5 раз настолько сильным уменьшением ν_E и, тем более, отрицательное МС 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 $U \sim U_{\mathrm{fft}}$ (напряжение ПЗЛ) выполняется соотношение

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

где q – заряд электрона, N_{t} – полное число ловушек в образце, C – его геометрическая емкость. Если предположить, что B не влияет на N_{t} (хотя, вообще говоря, это не очевидно), то изменение C в магнитном поле приведет к изменению U_{fft}. На рис. 2 видно, что трансформация ВАХ в магнитном поле имеет вид сдвига U_{fft} вправо ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$) или влево ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) по сравнению с $B = 0$, что действительно выглядит, как изменение C 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 B на ϵ через изменение дипольного момента неких центров, дающих существенный вклад в поляризуемость PbSnTe:In [35]. Оба предположения оставляют открытыми вопросы, почему ϵ при $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ (положительное МС) сложным образом зависит от угла α и почему ориентация $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ в такой модели ведет к увеличению ϵ (отрицательное МС).

Из рис. 3a–c, 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 ($\mathbf{B}_{\perp\downarrow}$). Оценки, основанные на характерных для эксперимента значениях поперечного (вдоль $\mathbf{n}$) электрического поля $E_{\perp}$, показывают, что толщина приповерхностных областей, в которых в этих случаях протекает ток, может составлять $\delta \approx 100$ нм или даже меньше. Величина $E_{\perp}$ 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 $\mathbf{B}$ от $\alpha = 90^\circ$ связано, по-видимому, с появлением нормальной составляющей магнитного поля $B_{\mathrm{n}}(\Delta\alpha) = B \cdot \sin(\Delta\alpha)$. Так, влияющая на толщину δ тангенциальная составляющая $B_{\mathrm{t}}(\Delta\alpha) = B \cdot \cos(\Delta\alpha)$ слабо ($\sim 4\,\%$) уменьшается даже при $\Delta\alpha \approx 20^\circ$. При этом $B_{\mathrm{n}} \approx 0.34$ В 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 $\mu \cdot B_{\mathrm{n}}(\Delta\alpha) \geq 1$. 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 $\mathbf{B}$. Дополнительно отметим, что, в принципе, возможно и влияние B 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) от 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 МС (примерно до 10^5), так и гигантское отрицательное МС (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).
2. Б. А. Акимов, В. П. Зломанов, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, Высокочистые вещества **6**, 22 (1991).
3. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).
4. М. Ламперт, П. Марк, *Инжекционные токи в твердых телах*, Мир, М. (1973) [M. A. Lampert and P. Mark, *Current injection in solid*, N.Y.–London–Sydney–Toronto, John Willey & Sons (1973)].

5. 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).
7. A. Klimov, V. Sherstyakova, and V. Shumsky, Ferroelectrics **378**, 101 (2009).
8. Б. А. Акимов, А. В. Никорич, Д. Р. Хохлов, С. Н. Чесноков, ФТП **23**, 668 (1989).
9. В. С. Виноградов, И. В. Кучеренко, ФТТ **33**, 2572 (1991).
10. А. Н. Акимов, В. Г. Ерков, А. Э. Климов, Е. Л. Молодцова, С. П. Супрун, В. Н. Шумский, ФТП **39**, 563 (2005).
11. 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).
12. T. Suski, M. Konczykowski, M. Leszczyhski, D. Lesueur, and J. Dural, J. Phys. C: Solid State Phys. **15**, L953 (1982).
13. S. Takaoka and K. Murase, Phys. Rev. B **20**, 2823 (1979).
14. 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).
15. Б. А. Акимов, В. В. Борщевский, Н. Б. Брандт, Ю. А. Пирогов, ФТТ **32**, 273 (1990).
16. A. Klimov, V. Shumsky, and V. Kubarev, Ferroelectrics **347**, 111 (2007).
17. T. H. Hsieh, H. Lin, J. Liu, W. Duan, A. Bansil, and L. Fu, Nat. Comm. **3**, 982 (2012).
18. S.-Y. Xu, C. Liu, N. Alidoust et al. (Collaboration), Nat. Comm. **3**, 1192 (2012).
19. 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).
20. 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).
21. B. Assaf, T. Phuphachong, V. Volobuev, A. Inhofer, G. Bauer, G. Springholz, L. A. de Vaulchier, and Y. Guldner, Sci. Rep. **6**, 20323 (2016).
22. 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).
23. 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).
24. 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).
25. 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).
28. J. J. H. M. Schoonus, F. L. Bloom, W. Wagemans, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Phys. Rev. Lett. **100**, 127202 (2008).
29. M. P. Delmo, S. Yamamoto, S. Kasai, T. Ono, and K. Kobayashi, Nat. Lett. **457**, 1112 (2009).
30. S. A. Solin, T. Thio, D. R. Hines, and J. J. Heremans, Science **289**, 1530 (2000).
31. 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).
34. A. E. Klimov and V. S. Epov, Semiconductors **50**, 1479 (2016).
35. А. Е. Кожанов, А. В. Никорич, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, А. В. Дмитриев, V. Shklover, ФТП **41**, 683 (2007).