

Особенности МДП-структур на основе изолирующих пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с составом вблизи инверсии зон, обусловленные их сегнетоэлектрическими свойствами

© А.Э. Климов^{1,2}, А.Н. Акимов¹, И.О. Ахундов¹, В.А. Голяшов^{1,3}, Д.В. Горшков¹,
Д.В. Ищенко¹, Е.В. Матюшенко¹, И.Г. Неизвестный^{1,2}, Г.Ю. Сидоров¹,
С.П. Супрун¹, А.С. Тарасов¹, О.Е. Терещенко^{1,3}, В.С. Эпов¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: klimov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Исследованы характеристики МДП-структур на основе изолирующих пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с составами вблизи инверсии зон, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что ряд их особенностей могут быть вызваны сегнетоэлектрическим фазовым переходом с температурой Кюри в области примерно $T \approx 15\text{--}20\text{ К}$.

Ключевые слова: твердый раствор $\text{PbSnTe}:\text{In}$, эффект поля, МДП-структура, сегнетоэлектрический фазовый переход.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49955.29

1. Введение

Ширина запрещенной зоны твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ зависит от состава и температуры и лежит в интервале $E_g \approx 0\text{--}0.4\text{ эВ}$. В настоящее время особый интерес связан с составами вблизи $x_{\text{inv}} \approx 0.35$, где при гелиевых температурах происходит инверсия краев разрешенных зон, а E_g стремится к нулю. В области инверсии зон $x > x_{\text{inv}}$ PbSnTe находится в фазе топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1], а в области $x \approx 0.22\text{--}0.3 < x_{\text{inv}}$ при добавлении в PbSnTe индия с концентрацией до нескольких ат% может быть реализовано „изолирующее“ состояние $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с крайне низкой проводимостью [2]. Имеются данные, что ТКИ-фаза может наблюдаться в пленках $\text{PbSnTe}:\text{In}$ даже при $x < 0.35$ [3], а „изолирующее“ состояние — в том числе и при $x > 0.3$ [4]. Таким образом, имеется потенциальная возможность совместить эти две особенности PbSnTe в одной области $x \approx 0.3\text{--}0.35$. Это представляет особый интерес для задач спинтроники, так как в этом случае связанная с дираковскими состояниями поверхностная проводимость не будет „шунтироваться“ высокой проводимостью объема.

О возможности сегнетоэлектрического фазового перехода (СЭФП) в PbSnTe определенного состава в литературе упоминается достаточно давно. Так, в [5,6] фазовый переход в SnTe вблизи $T = 75\text{--}77\text{ К}$ проявляется в виде выраженной особенности на температурных зависимостях коэффициента расширения. Сделано предположе-

ние, что при этом SnTe переходит из ромбоэдрической модификации в высокотемпературную кубическую. В работе [7] методом магнитоплазменного отражения исследован $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в области составов $x = 0\text{--}0.4$ в диапазоне температур $T = 4.2\text{--}100\text{ К}$. Указывается, что постоянная Кюри оказалась практически одинаковой для всех исследованных составов, а для $x = 0.4$ СЭФП наблюдается при температуре Кюри $T_C = 20\text{ К}$. В работе [8] приводятся данные по зависимости T_C от состава в диапазоне $x = 0\text{--}1$. Для образцов, полученных разными методами, такие зависимости несколько отличаются. Переход от нормального к виртуальному сегнетоэлектрику с отрицательной T_C наблюдается примерно при $x < 0.2\text{--}0.3$. В работе [9] с учетом межзонной гибридизации рассчитана концентрационная зависимость T_C для разных составов. Отмечается, что условия для структурного фазового перехода более благоприятны в инверсионной области составов с $x > 0.35$. В работе [10] отмечается возможность существования в PbSnTe нескольких фазовых переходов, а в [11] обобщен ряд экспериментальных данных по зависимости T_C от состава, полученных разными авторами на образцах, изготовленных разными методами. Согласно этой работе, $T_C \approx -(65\text{--}50)\text{ К}$ для PbTe , а переход к положительной T_C происходит в области $x \approx 0.2\text{--}0.3$. Одновременно в эту же область составов попадает и несколько значений $T_C > 0$, вплоть до $T_C \approx 30\text{ К}$. В работе [12] исследованы пленки $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}:\text{In}$ с концентрацией индия $\sim 0.5\%$ и указывается на существование

СЭФП с $T_C \approx 18$ К. В работе [13] в температурном диапазоне $T = 4.2\text{--}40$ К детально исследованы сегнетоэлектрические свойства объемных монокристаллов $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}:\text{In}$ с содержанием индия 0.1, 0.5 и 1.0% и подвижностью электронов ($T = 30$ К) $1.5 \cdot 10^4$, $4 \cdot 10^5$ и $4.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Измерялись температурные зависимости спонтанного напряжения и низкочастотной диэлектрической проницаемости ϵ , поляризация, а также вольт-амперные характеристики в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ). Для образцов с содержанием индия 1.0 и 0.5% найдено $T_C = 21$ и 22.5 К, а в области $T \approx 4.2\text{--}10$ К для этих же концентраций индия $\epsilon \approx 3300$ и $\epsilon \approx 5000$ соответственно. Измерения ряда сегнетоэлектрических параметров удалось выполнить благодаря низкой проводимости исследованных образцов $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}:\text{In}$ в области $T < T_C$. Как в работе [12], так и в [13] подчеркивается сильное влияние примеси индия на сегнетоэлектрические свойства PbSnTe , которое выражается, в том числе, в существенном изменении величины T_C . Авторами [14] проанализированы и обобщены некоторые особенности низкотемпературных фазовых переходов в твердых четверных растворах соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, обусловленных, в том числе, атомами примеси. В [15] резкое (до 100 раз) увеличение диэлектрической проницаемости при увеличении температуры от $T \approx 10$ до $T \approx 25$ К наблюдалось на образцах $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te}:\text{In}$ (содержание индия $\sim 3\%$), полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках $(111)\text{BaF}_2$. В работе [16] на аналогичных образцах с $x \approx 0.29$ вблизи $T \approx 22$ К обнаружена ярко выраженная особенность на температурных зависимостях постоянных времени фотопроводимости. Делается предположение, что она может быть связана также с СЭФП.

Таким образом, на основе известных данных можно сказать следующее: PbTe является виртуальным, а SnTe — нормальным сегнетоэлектриками. Существование СЭФП в PbSnTe и $\text{PbSnTe}:\text{In}$ определенного состава не вызывает сомнений, а область перехода от нормального к виртуальному сегнетоэлектрику (с отрицательной T_C) приходится на $x \approx 0.2\text{--}0.3$. Наблюдается сильная зависимость сегнетоэлектрических свойств PbSnTe от характера и концентрации примесей, к которым можно отнести, в том числе, электрически активные собственные точечные дефекты, а также индий в $\text{PbSnTe}:\text{In}$. Вследствие этого имеется довольно большой разброс значений T_C для составов вблизи интервала $x \approx 0.2\text{--}0.3$, в котором проводимость $\text{PbSnTe}:\text{In}$ может быть крайне низка. Чаще для этой области x упоминаются значения $T_C \approx 20$ К и, во всяком случае, $T_C > 0$ при $x > 0.24\text{--}0.26$. Следовательно, составы исследованных в настоящей работе пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$ таковы, что при гелиевых температурах они должны находиться в сегнетоэлектрической фазе. При этом спонтанная и вынужденная поляризация, а также доменная структура пленок могут проявляться в ряде особенностей $\text{PbSnTe}:\text{In}$ МДП-структур и, по-видимому, должны учи-

тываться в дальнейшем при анализе свойств, связанных с ТКИ-особенностями PbSnTe .

2. Образцы и методики измерений

Экспериментальные структуры были изготовлены на основе монокристаллической пленки $\text{PbSnTe}:\text{In}/(111)\text{BaF}_2$ толщиной 1.7 мкм, полученной методом МЛЭ. Состав пленки $x \approx 0.28$, содержание индия ~ 0.7 ат%, подвижность электронов вблизи $T \approx 40$ К составила $\sim 3.6 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В качестве диэлектрика в МДП-структурах использовалась 8-микронная майларовая пленка. В отдельных экспериментах на поверхность PbSnTe после химической обработки методом атомно-слоевого осаждения наносился слой Al_2O_3 толщиной 72 нм. Схематичное изображение экспериментальной структуры приведено на рис. 1. Исток и сток n^+ -типа проводимости были разделены „изолирующим“ каналом шириной 50 мкм и длиной ~ 0.1 см. Области истока и стока были сформированы вакуумным напылением индия толщиной ~ 100 нм с последующим диффузионным отжигом. Как и в исходной пленке, концентрация и подвижность электронов в этих областях контролировались с использованием эффекта Холла и составили $n \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n > 1000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ во всем исследованном температурном интервале. Измерялись зависимости тока в канале I_{sd} от напряжения исток/сток U_{sd} при различном напряжении на затворе U_{gate} , а также временные зависимости $I_{sd}(t)$ при фиксированных значениях U_{sd} и равномерном изменении U_{gate} с различной скоростью U'_{gate} . Диапазоны затворного напряжения и скорости его изменения составили $-1250 < U_{gate} < +1250$ В и $U'_{gate} = 2.5\text{--}250$ В/с соответственно. Минимальная величина измерявшегося тока (последний разряд использованного цифрового амперметра) составила 10^{-11} А. Измерения проводились непосредственно в жидком гелии или в его парах в экранированной от фонового излучения металлической камере.

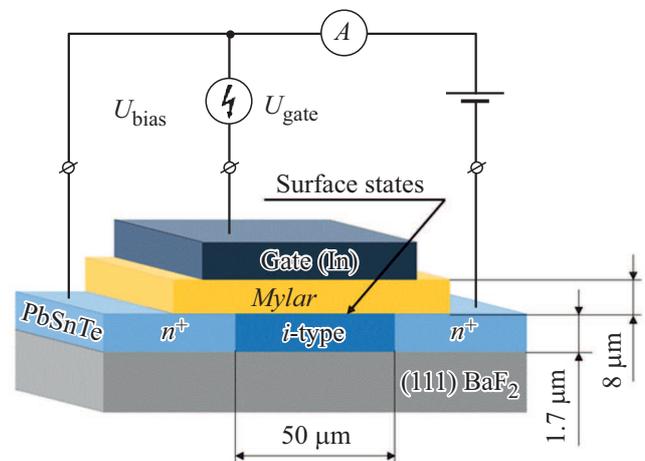


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной структуры.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) канала МДП-структуры, измеренные при $T = 4.2$ К при нулевом, а также при максимальных отрицательном и положительном значениях U_{gate} . Время развертки U_{sd} от нуля до максимального значения составило в данном случае $t_{\text{CVC}} \approx 700$ с. Каждая ВАХ измерялась после охлаждения образца от комнатной температуры до $T = 4.2$ К примерно за одинаковое время. В этом случае ВАХ, измеренные в одинаковых условиях, воспроизводились. ВАХ, измеренные повторно в одинаковых условиях, но без отогревания образцов до $T = 300$ К, существенно отличаются. Это связано с наличием в образцах глубоких ловушек с большими постоянными времени, заряд которых меняется при измерении ВАХ и не возвращается к исходному значению при $T = 4.2$ К в течение длительного времени (до суток и более) после окончания измерений. Качественно поведение ВАХ соответствует модели токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) при наличии ловушек. Так, для этого механизма протекания тока характерна зависимость $I \propto U^2$ в области больших напряжений (полное заполнение ловушек) и малых напряжений (ловушки заполнены не полно-

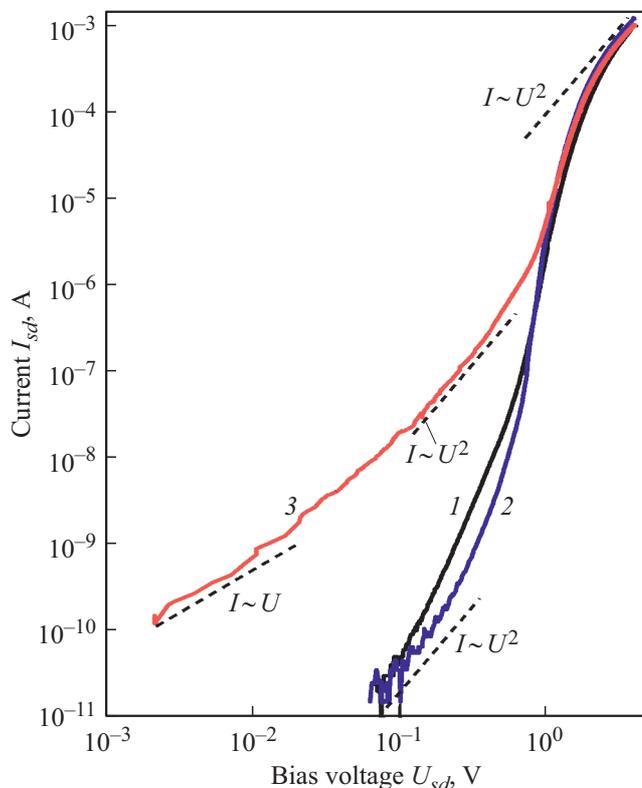


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики PbSnTe:In МДП-структуры. Температура измерений $T = 4.2$ К. Затворное напряжение U_{gate} В: 1 — 0, 2 — -1250 , 3 — $+1250$. Пунктирные отрезки соответствуют линейной и квадратичной зависимости тока от напряжения.

стью). Поведение ВАХ в промежуточной области напряжений может быть сложным при наличии различных типов ловушек или при их непрерывном энергетическом спектре [17]. Из рисунка видно, что при $U_{\text{gate}} = +1250$ В наблюдается сильное (до 10^3 раз) увеличение I_{sd} в области малых U_{sd} . Необходимо отметить, что из-за наличия медленных ловушек соотношения между ВАХ, измеренными при различных значениях U_{gate} , существенно отличаются для разных t_{CVC} (скоростей изменения U_{sd}). Однако результаты и их обсуждение, связанные с переходными процессами, обусловленными сложным спектром ловушек, выходят за рамки настоящей работы. Далее будут приведены некоторые данные, полученные при измерении I_{sd} в области небольших значений U_{sd} и положительном U_{gate} (наибольшее изменение I_{sd} под действием затворного напряжения) и полученные в области больших значений U_{sd} .

На рис. 3 приведена серия временных зависимостей $I_{sd}(t)$, измеренных при разных температурах при $U_{sd} = 0.143$ В. Вблизи этого напряжения наблюдалось наибольшее изменение I_{sd} под действием затворного напряжения. Сплошные кривые получены без дополнительной обработки поверхности PbSnTe:In, пунктирная ($T = 4.2$ К) — после обработки поверхности в насыщенном парами HCl изопропиловом спирте [18], нанесении слоя Al_2O_3 и выдержке образца в атмосфере в течение 32 сут.

Из рис. 3, а видно, что вплоть до $T = 12.2$ К в интервале $t = 0-50$ с, где U_{gate} растет линейно со временем, ток также возрастает. На этом участке его увеличение может достигать $\sim 10^6$ раз (пунктирная кривая). Далее, от $t = 50$ с и вплоть до моментов, помеченных стрелками, $U_{\text{gate}} = +1250$ В, а ток неэкспоненциально уменьшается. Затем U_{gate} начинает уменьшаться с той же скоростью, с какой увеличивалось при $t < 50$ с. При этом ток сначала резко падает за время $\Delta t < 50$ с, а затем на зависимостях наблюдаются переходные процессы, продолжающиеся и тогда, когда $U_{\text{gate}} = 0$. Характер этих процессов, как и форма кривых $I_{sd}(t)$ на других участках, существенно трансформируются с ростом температуры. Радикальное изменение поведения $I_{sd}(t)$ происходит начиная с $T = 14.6$ К. В увеличенном масштабе это показано на рис. 3, б. Видно, что при $T = 14.6$ и 18.8 К относительное изменение $I_{sd}(t)$ под действием U_{gate} существенно ниже, чем при меньших температурах. Для $T = 24.4$ К это изменение настолько мало, что в выбранном масштабе рисунка не видно. Также видна существенная трансформация формы зависимостей $I_{sd}(t)$ при этих температурах. Так, при $T = 18.8$ К в области постоянного $U_{\text{gate}} = +1250$ В наблюдаются автоколебания тока.

Из-за сложного и качественно различающегося поведения $I_{sd}(t)$ при разных температурах, для его описания в качестве численного параметра нами было выбрано максимальное относительное изменение тока $\Delta I_{sd}(t)/I_{sd}(0)$, вызванное приложением U_{gate} . Его зависимость от температуры приведена на рис. 4 вместе с температурной зависимостью тока при $U_{\text{gate}} = 0$. Из

рисунка видно, что в интервале $T = 4.2–25$ К величина $\Delta I_{sd}(t)/I_{sd}(0)$ падает на ~ 8 порядков, при этом в области $T \approx 15–20$ К наблюдается выраженная особенность в виде „ступеньки“.

На рис. 5 приведены затворные характеристики МДП-структуры при $T = 4.2$ К до дополнительной обработки

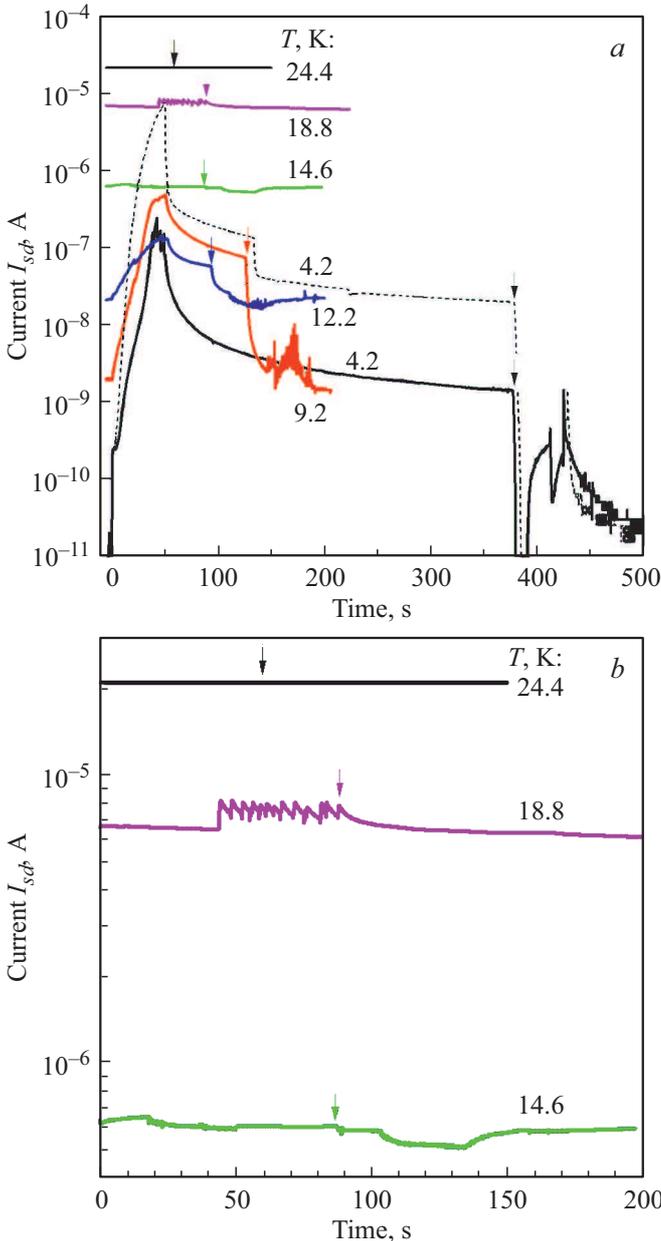


Рис. 3. Временные зависимости тока $I_{sd}(t)$ при разных температурах (a) и для трех значений температуры в увеличенном масштабе (b). Для всех кривых в интервале $t = 0–50$ с U_{gate} линейно увеличивалось от нуля до $U_{gate} = +1250$ В ($U_{gate} = 25$ В/с), затем оставалось постоянным до моментов времени, помеченных стрелками вблизи соответствующих кривых, после чего также за 50 с линейно уменьшалось до нуля. $U_{sd} = 0.143$ В. Температура измерений для каждой кривой приведена на рисунке. Пунктирная кривая получена после дополнительной обработки поверхности (см. текст).

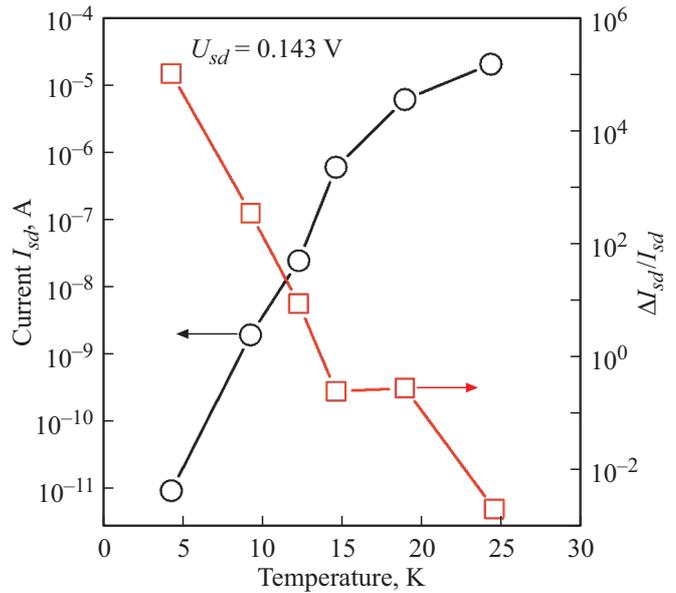


Рис. 4. Температурные зависимости тока исток/сток I_{sd} при $U_{gate} = 0$ (круги, левая шкала) и максимального относительного изменения $\Delta I_{sd}(t)/I_{sd}(0)$ при приложении затворного напряжения $U_{gate} = +1250$ В (квадраты, правая шкала).

поверхности для двух значений U_{sd} в области больших напряжений. Выявленный гистерезис на характеристиках обусловлен „медленными“ локализованными состояниями. Видно, что в областях U_{gate} примерно от -0.4 до $+1.25$ кВ (верхние ветки) и от -1.25 до $+0.4$ кВ (нижние ветки) видны характерные повторяющиеся „выбросы“, отсутствующие при уменьшении абсолютного значения затворного напряжения от $|U_{gate}| = 1.25$ кВ примерно до $|U_{gate}| \approx 0.4$ кВ.

4. Обсуждение результатов

Из рис. 2 следует, что при $U_{gate} = 0$ ток в канале PbSnTe:In МДП-структуры определяется токами, ограниченными пространственным зарядом. В режиме ТОПЗ в области между истоком и стоком формируется пространственный заряд с нарушением электронной нейтральности объема. В нашем случае вследствие n^+ -типа проводимости истока и стока пространственный заряд формируют инжектируемые из контакта электроны. В стационарном режиме инжектированные в канал МДП-структуры электроны определенным образом распределены между уровнями захвата (ловушками) и зоной проводимости в соответствии со статистикой Ферми–Дирака. Распределение электрического поля E и полного (свободного и локализованного) заряда задается уравнением Пуассона. В общем случае плотность инжектированного заряда падает, а напряженность E растет от истока к стоку. Расчет их пространственных распределений в аналитическом виде для произвольного случая невозможен. Это связано, в частности, с тем, что на

разных расстояниях от контактов определяющие ТОПЗ ловушки могут быть заполнены как полностью, так и не полностью. Геометрия исследованной структуры такова, что межконтактное расстояние более чем на порядок превышает толщину пленки. В этом случае нарушение электронейтральности инжектированным зарядом ведет к появлению поперечной компоненты E и соответствующему распределению заряда по толщине пленки, также зависящему от расстояния от контактов. Кроме того, такая геометрия образца должна вести к тому, что величину ТОПЗ, а также распределение заряда и E будут определять не только ловушки в объеме канала, но и ловушки на поверхности пленки. При этом, как указывалось ранее в [17], ловушки в $\text{PbSnTe}:\text{In}$ могут быть различных типов, вплоть до существования ловушек с непрерывным энергетическим спектром. Из сказанного следует, что пространственные распределения заряда и электрического поля, задающие величину тока для каждого значения U_{sd} , определяются многими факторами и могут быть очень сложными. Поэтому появление некоего дополнительного фактора, оказывающего хотя бы незначительное влияние на обсуждаемые распределения, может вести к заметному изменению тока. Одним из таких дополнительных факторов может быть встроенное электрическое поле, связанное с доменной структурой образца в сегнетоэлектрической фазе, и резкое изменение этого поля при вынужденной смене направления поляризации отдельного домена. Обратимся теперь к результатам, представленным на рис. 5. Известно (см., например, [5]), что в PbSnTe вектор спонтанной поляризации \mathbf{P} направлен вдоль оси [111]. Упрощенно, это означает существование, как минимум, восьми независимых направлений \mathbf{P} для отдельных доменов. Допустим, что в канале МДП-структуры существует некоторое количество сегнетоэлектрических доменов, которые способны менять свою поляризацию под действием поперечного поля затвора, максимальная величина которого при $U_{\text{gate}} = 1.25 \text{ кВ}$ составляет $\sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$. В пленке PbSnTe , только за счет ϵ , даже без учета экранировки поверхностным зарядом, поле затвора ослабляется в 1000 и более раз и становится сравнимым с характерной величиной тянущего поля исток/сток ($\sim 500 \text{ В/см}$ для $U_{sd} = 2.5 \text{ В}$). В этом случае, если „выбросы“ на рис. 5 связаны с переполяризацией доменов, это происходит под воздействием суперпозиции поля, наведенного затвором и сравнимого по величине тянущего поля в канале, разного на разном расстоянии от контактов. С учетом разных направлений спонтанной поляризации это может привести к тому, что разные домены будут переполяризовываться в широком диапазоне напряжений затвора, как это видно на рис. 5. В рамках такой модели наличие участков кривых на рис. 5, на которых „выбросы“ отсутствуют, связано с тем, что для „обратной переполяризации“ домена электрическое поле должно сменить знак и достигнуть некой критической величины. Однако в рамках рассматриваемой модели, судя по положениям „выбросов“, это происходит еще до смены знака

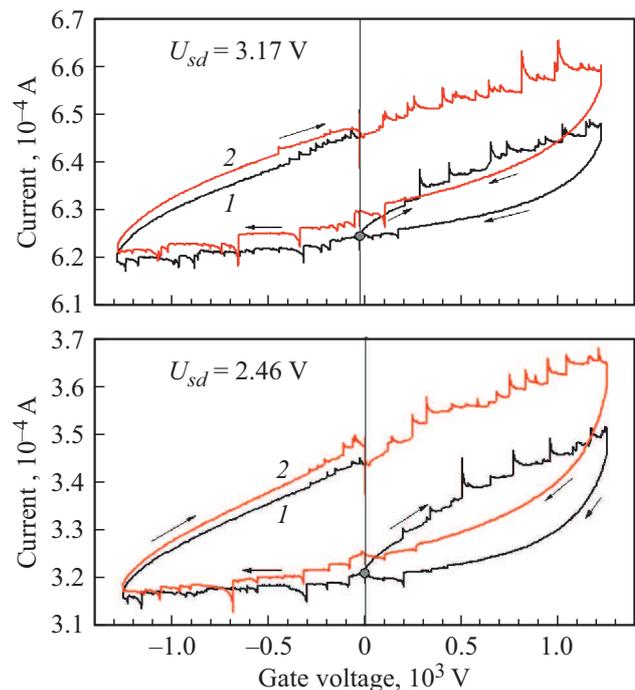


Рис. 5. Зависимости тока I_{sd} от напряжения затвора U_{gate} . Значения U_{sd} приведены на рисунках. Температура измерений $T = 4.2 \text{ К}$. Скорость изменения затворного напряжения $U'_{\text{gate}} = \pm 25 \text{ В/с}$. Начальные точки измерений при $U_{\text{gate}} = 0$ обозначены кружками. Направления изменения U_{gate} показаны стрелками вблизи соответствующих участков зависимостей. На каждом рисунке приведено по два последовательных цикла изменений U_{gate} в интервале $-1250 \text{ В} < U_{\text{gate}} < +1250 \text{ В}$.

напряжения затвора! На качественном уровне это объясняется следующим образом. При сравнительно быстром „включении“ $U_{\text{gate}} > 0$ поле затвора сначала экранируется отрицательным зарядом свободных электронов, инжектируемых из контакта. Это ведет к заметному росту тока I_{sd} как на рис. 2 (кривая 3), так и на рис. 3 на соответствующем участке $t < 50 \text{ с}$. Одновременно идет захват свободных электронов на ловушки, что ведет к последующему снижению тока на рис. 3. Как видно из рис. 3, а также, судя по гистерезисным петлям на рис. 5, характерные времена таких процессов (времена захвата заряда на ловушки и выброса с них) велики и могут достигать сотен секунд и более. Тот факт, что обработка поверхности существенно влияет на характеристики МДП-структур (рис. 3, $T = 4.2 \text{ К}$), говорит о том, что значительная часть таких ловушек расположена на поверхности PbSnTe или вблизи нее. Как следствие, быстрое уменьшение U_{gate} от его максимального значения приведет к тому, что сформированный на поверхности „долгоживущий“ отрицательный заряд электронов создаст отрицательное по отношению к объему пленки поле, сравнимое по величине с максимальным полем затвора. С этим и связано то, что на рис. 5 при $U_{\text{gate}} > 0$ на нижних ветках „выбросы“ начинают появляться при-

мерно при $U_{\text{gate}} = 0.4$ кВ. Хотя поле затвора при этом еще положительно, поле „наведенного“ отрицательного заряда уже его превышает. При $U_{\text{gate}} < 0$ ситуация аналогична с той лишь разницей, что „наведенный“ затворным напряжением поверхностный заряд в этой области положительный. Он может формироваться, например, вследствие частичного опустошения тех же поверхностных ловушек, которые при $U_{\text{gate}} > 0$ захватывают электроны. Как следует из рис. 2, появление такого заряда не сопровождается сильным изменением проводимости канала, т.е. роль свободных дырок в экранировке поля затвора в этом случае невелика. Это связано с низкой концентрацией равновесных дырок и незначительной по сравнению с темпом захвата и выброса на ловушки тепловой межзонной генерацией в объеме пленки.

В рамках рассматриваемого подхода основные особенности кривых на рис. 3 могут быть описаны на качественном уровне следующим образом. При низких температурах в области $t < 50$ с быстрое нарастание U_{gate} сопровождается инжекцией свободных электронов из истока в канал МДП-структуры. Свободные электроны экранируют значительную часть U_{gate} с увеличением тока I_{sd} . Далее при постоянном $U_{\text{gate}} = +1250$ В свободные электроны захватываются ловушками на поверхности пленки с уменьшением I_{sd} , так как полный отрицательный заряд, экранирующий U_{gate} , остается неизменным. Как видно из рис. 3, в этом интервале I_{sd} может уменьшаться на порядок и более. Это означает, что к моментам, показанным стрелками, $U_{\text{gate}} = +1250$ В экранируется практически полностью поверхностным зарядом, связанным с перезарядкой достаточно медленных поверхностных ловушек. Поэтому последующее быстрое уменьшение положительного U_{gate} ведет к тому, что объем канала оказывается под действием отрицательного электрического поля поверхностных ловушек, что и ведет к резкому уменьшению тока за счет снижения концентрации свободных электронов в канале. Последующие более длительные переходные процессы сложного характера связаны, по-видимому, со сложной динамикой возвращения поверхностных ловушек разного типа (и с разными постоянными времени) в равновесное состояние при уменьшении U_{gate} . В рамках такого подхода изменение с ростом температуры формы кривых на рис. 3 может быть связано, в том числе, с изменением параметров ловушек. Следует отметить, что если предположение о роли доменной структуры в наблюдаемых эффектах верно, то вблизи температуры СЭФП можно ожидать особенно заметные изменения характеристик.

Возможные неоднородности состава PbSnTe:In , на которые указывается, например, в [19], могут вести еще и к тому, что разные домены будут иметь отличающиеся значения T_C . В нашем случае из рис. 4 видно, что характерная температурная область, где, по-видимому, реализуется СЭФП, составляет примерно $T_C = 15\text{--}20$ К. Это хорошо коррелирует с литературными данными.

Из рассматриваемого подхода количество „выбросов“ на соответствующих участках кривых рис. 5 должно соответствовать количеству доменов, меняющих поляризацию под действием U_{gate} . Из рисунка видно, что их число составляет примерно 20–30. Поэтому, исходя из геометрии канала МДП-структуры, можно предположить, что характерный размер домена близок к ширине канала — около 50 мкм. Уменьшение площади канала должно вести к уменьшению числа доменов в нем и, соответственно, количества „выбросов“ на затворных характеристиках с ростом их относительной величины. Например, при легко реализуемых размерах канала порядка 10×10 мкм или несколько больше можно ожидать, что в нем будет находиться только один домен. В этом случае эффекты, связанные с его вынужденной реполяризацией, должны быть особенно сильными. Такие эксперименты готовятся в дальнейшем.

5. Заключение

Ряд особенностей характеристик МДП-структур на основе пленок PbSnTe:In находит объяснение в рамках модели, предполагающей наличие в них сегнетоэлектрического фазового перехода и „медленных“ поверхностных состояний. Это необходимо учитывать при анализе свойств PbSnTe:In с составами, близкими к фазе топологического изолятора, так как в этой же области могут проявляться и сегнетоэлектрические свойства.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 20-02-00324) и РНФ (грант № 17-12-01047).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Liang, S. Kushwaha, J. Kim, Q. Gibson, J. Lin, N. Kioussis, R.J. Cava, N.P. Ong. *Sci. Adv.*, **3**, e1602510 (2017).
- [2] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *УФН*, **172** (8), 875 (2002).
- [3] Y. Tanaka, T. Sato, K. Nakayama, S. Souma, T. Takahashi, Z. Ren, M. Novak, K. Segawa, Y. Ando. *Phys. Rev. B*, **87**, 155105 (2013).
- [4] A.N. Akimov, D.V. Ishchenko, A.E. Klimov, I.G. Neizvestny, N.S. Paschin, V.N. Sherstyakova, V.N. Shumsky. *Russ. Microelectron.*, **42** (2), 59 (2013).
- [5] С.И. Новикова, Л.Е. Шелимова. *ФТТ*, **7** (8), 2544 (1965).
- [6] С.И. Новикова, Л.Е. Шелимова. *ФТТ*, **9** (5), 1336 (1967).
- [7] S. Nishi, H. Kawamura, K. Murase. *Phys. Status Solidi B*, **97**, 581 (1980).
- [8] K. Murase, S. Nishi. *Phys. Narrow Gap Semicond.*, **152**, 261 (1982).
- [9] В.К. Дугаев, В.Л. Волков, В.И. Литвинов, К.Д. Товстюк. *УФЖ*, **24** (4), 538 (1979).

- [10] Р.А. Насыббулин, Р.Х. Калимуллин, В.В. Шапкин, Ю.С. Харионовский, А.М. Джумиго, Э.В. Бурсиан. ФТТ, **23** (1), 300 (1981).
- [11] 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** (4), 784 (1983).
- [12] A. Martinez, R.J. Abbundi, B. Houston, J.L. Davis, R.S. Allgaier. J. Appl. Phys., **57**, 1165 (1985).
- [13] В.С. Виноградов, И.В. Кучеренко. ФТТ, **33** (9), 2572 (1991).
- [14] A.I. Lebedev, I.A. Sluchinskaya. J. Alloys Compd., **203** (1–2), 51 (1994).
- [15] A.E. Klimov, V.N. Shumsky. Optoelectron. Instrumentation and Data Processing, **3**, 53 (2001).
- [16] А.Н. Акимов, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумский, В.С. Эпов. ФТП, **50** (4), 447 (2016).
- [17] A.E. Klimov, V.N. Shumsky. Physica B, **404** (23–24), 5028 (2009).
- [18] O.E. Tereshchenko, S.I. Chikichev, A.S. Terekhov. J. Vac. Sci. Technol. A, **17**, 2655 (1999).
- [19] Г.А. Калюжная, К.В. Киселева. Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева, **177**, 5 (1987).

Редактор Г.А. Оганесян

Features of MIS structures based on insulating PbSnTe:In films in the vicinity of a band inversion due to their ferroelectric properties

A.E. Klimov^{1,2}, A.N. Akimov¹, I.O. Akhundov¹, V.A. Golyashov^{1,3}, D.V. Gorshkov¹, D.V. Ishchenko¹, E.V. Matyushenko¹, I.G. Neizvestny^{1,2}, G.Yu. Sidorov¹, S.P. Suprun¹, A.S. Tarasov¹, O.E. Tereshchenko^{1,3}, V.S. Erov¹

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State Technical University, 630073 Novosibirsk, Russia

³ Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The characteristics of MIS structures based on insulating PbSnTe:In films with compositions in the vicinity of a band inversion grown by molecular beam epitaxy (MBE) were studied. It has been shown that a number of their features can be caused by a ferroelectric phase transition with a Curie temperature in the range $T \approx 15\text{--}20$ K.