

Анизотропия магнитоёмкости структур на основе пленок PbSnTe : In/BaF₂

© А.Э. Климов, В.С. Эпов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
E-mail: epov@isp.nsc.ru

(Получена 27 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

При $T = 4.2\text{ К}$ экспериментально исследованы угловые зависимости ёмкости структур на основе пленок PbSnTe(In) в магнитном поле $B \leq 4\text{ Тл}$ при различном напряжении смещения, имеющие выраженный анизотропный характер по направлению магнитного поля с модуляцией ёмкости примерно в 1.5–2 раза. Проведено сравнение полученных данных с экспериментальными анизотропными угловыми зависимостями тока, ограниченного пространственным зарядом, с модуляцией величины тока до 10^2 – 10^4 раз и более. Рассмотрена качественная модель полученных результатов.

1. Введение

Ширина запрещенной зоны узкозонного твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (PbSnTe) определяется его составом x [1] и при некотором его значении x_0 , зависящем от температуры, обращается в нуль с одновременной инверсией краев зоны проводимости и валентной зоны в точке L_6 зоны Бриллюэна. Для $T = 4.2\text{ К}$ $x_0 \approx 0.35$. В силу термодинамических особенностей кристаллизации, при любых значениях x в отсутствие дополнительного легирования концентрация свободных носителей заряда и проводимость PbSnTe остаются высокими вплоть до $T = 4.2\text{ К}$. Это ограничивает возможности измерения ёмкости структур на основе PbSnTe даже на частотах порядка одного мегагерца и более. Однако в 70-х годах прошлого века было обнаружено [2,3], что при значениях $x_0 \approx 0.22$ – 0.28 добавление в PbSnTe индия в концентрациях до 1–3 ат% резко снижает его проводимость. Для некоторого более узкого диапазона составов внутри указанного интервала при $T = 4.2\text{ К}$ удельное сопротивление PbSnTe:In может достигать значений $\rho > 10^8\text{ Ом}\cdot\text{см}$, что сравнимо с ρ обычных диэлектриков. Такое высокоомное состояние PbSnTe:In, при котором происходит стабилизация уровня Ферми глубоко в запрещенной зоне [4], в литературе часто называют „диэлектрическим“. В этом случае становится возможным измерение ёмкости плоского конденсатора с PbSnTe:In в качестве диэлектрика на достаточно малых частотах вплоть до 100 Гц и менее в достаточно широком диапазоне температур и напряжений на образце. Например, на основе таких измерений был обнаружен фотодиэлектрический эффект в PbSnTe:In [5], позже подтвержденный в [6].

Другой важной особенностью PbSnTe:In в „диэлектрическом“ состоянии является чрезвычайно высокая фоточувствительность в области собственного поглощения с гигантскими постоянными времени τ . При этом край поглощения за счет переходов зона–зона для $x_0 \approx 0.22$ – 0.28 при $T = 4.2\text{ К}$ достигает длин волн $\lambda_{\text{max}} \approx 18$ – 30 мкм . Это определило практический интерес к PbSnTe:In как к материалу для фотоприемников

сверхдальнего ИК диапазона. В качестве причин больших значений τ указываются ловушки для одного из типов носителей заряда той или иной природы, включая, например, ловушки на границах раздела [3], или некие метастабильные состояния, связанные с особенностями поведения примеси индия в решетке [4].

Одной из отличительных особенностей диэлектриков является проводимость вследствие инжекции из контактов и токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ). В полной мере это относится и к PbSnTe:In в „диэлектрическом“ состоянии. В этом материале наблюдение ТОПЗ облегчено большими значениями статической диэлектрической проницаемости, достигающей, по разным данным, значений $\epsilon > 10^3$ – 10^4 , большими значениями подвижности свободных носителей заряда, на 3–4 порядка и более превышающими их значения в обычных диэлектриках, а также сравнительно небольшими энергетическими барьерами на инжектирующих контактах. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) в режиме ТОПЗ в объемных кристаллах и их анализ позволили авторам [7] оценить температуру Кюри для сегнетоэлектрического фазового перехода в PbSnTe:In, а авторам [8] рассчитать энергетический спектр ловушек в запрещенной зоне. Отметим, что для получения последнего результата принципиально важно иметь возможность приложения к структурам напряжения смещения, при котором происходит полное заполнение соответствующих ловушек без заметного разогрева структур джоулевым теплом. Желательно иметь возможность увеличивать напряжение вплоть до полного заполнения всех ловушек с переходом к режиму ограничения тока зарядом инжектированных свободных носителей заряда [9]. Это довольно затруднительно в структурах на основе объемных монокристаллов PbSnTe:In, однако сравнительно легко реализуется в пленочных структурах. Важно, что распределенные по энергии в запрещенной зоне ловушечные уровни могут определять не только большие значения τ фотопроводимости в фундаментальной области спектра, но и чувствительность к излучению терагерцового диапазона спектра [10,11].

Номер образца	97	383
Состав x	0.22 ± 0.005	0.27 ± 0.005
Содержание In, ат%	2 ± 0.5	0.8 ± 0.2
Толщина пленки d , мкм	0.28 ± 0.03	1.1 ± 0.03
Тип проводимости	n	n
Максимальная подвижность μ_{\max} , $\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ (при $T, \text{К}$)	$2 \cdot 10^4$ (20)	$6 \cdot 10^4$ (30)
Минимальная измеренная концентрация, см^{-3} (при $T, \text{К}$)	$7 \cdot 10^{12}$ (20)	$8 \cdot 10^{12}$ (30)
Сопротивление „на квадрат“ при $T = 4.2 \text{ К}$ ρ , Ом	$> 10^9$	$> 10^{10}$
ΔE , эВ, в зависимости Аррениуса	0.019	0.050
$y(T) = A \cdot e^{-\Delta E/kT}$ (интервал $T, \text{К}$)	(20–80)	(30–50)

Гигантское изменение тока в магнитном поле \mathbf{B} в режиме ТОПЗ в объемных монокристаллических образцах $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}:\text{In}$ при гелиевых температурах описано в [12]. Ориентация \mathbf{B} поперек электрического поля вела к уменьшению тока до нескольких порядков величины, а вдоль него — сначала к его значительному росту, а затем к уменьшению с дальнейшим увеличением \mathbf{B} . Качественное объяснение результатов было дано в рамках сразу нескольких предположений, включающих наличие как двухэлектронных состояний, так и одноэлектронных метастабильных парамагнитных центров захвата, у которых имеется дисперсия параметров, которые, в свою очередь, могут меняться под действием \mathbf{B} . Помимо этого, предполагалась существенная зависимость подвижности носителей заряда от величины магнитного поля. Сложное поведение эффекта по отношению к ориентации \mathbf{B} связывалось также с сильным искривлением каналов протекания тока. В работах [13,14] рассмотрены зависимости эффекта Холла от магнитного поля, которые также обсуждаются в рамках представлений о локализации и делокализации носителей заряда в магнитном поле. В [15] приводятся данные по гигантской анизотропии изменения тока в магнитном поле в пленочных структурах на основе $\text{PbSnTe}:\text{In}$ в режиме ТОПЗ и делаются предположения о возможной связи этого явления с анизотропией поляризуемости образцов в сегнетоэлектрической фазе при низких температурах. Предполагается, что это может вести к анизотропному изменению емкости образцов при изменении направления \mathbf{B} , что и приводит к наблюдаемым эффектам.

Сильное магнитное поле влияет также на фотоэлектрические свойства $\text{PbSnTe}:\text{In}$ за пределами фундаментальной области поглощения. Так, в [16,17] описана зависимость терагерцовой чувствительности от величины магнитного поля, имеющая резонансный характер. В [18,19] наблюдение схожих резонансных особенностей терагерцовой чувствительности, различной для разных длин волн, объяснялось эффектом „магнитного вымораживания“ при сложном энергетическом спектре ловушек.

Целью данной работы было исследование влияния величины и ориентации магнитного поля на емкость образцов $\text{PbSnTe}:\text{In}$ в „диэлектрическом“ состоянии и установление ее связи с изменением тока в магнитном поле в режиме ТОПЗ.

2. Экспериментальные структуры и методы измерений

Исследования проводились на монокристаллических пленках, выращенных на подложках (111) BaF_2 методом молекулярно-лучевой эпитаксии [20]. Типичные значения толщины пленок составляли примерно 0.2–2 мкм. Помимо дифракции быстрых электронов на отражение, использовавшейся в процессе роста пленок, их кристаллическое совершенство подтверждалось высокими значениями подвижности носителей заряда, которая обычно достигала максимума μ_{\max} в области $T \approx 20\text{--}30 \text{ К}$. Для измерений выбирались образцы, имевшие $\mu_{\max} \geq 10^4 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ и сопротивление „на квадрат“ $\rho \geq 10^8 \text{ Ом}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. Последнее позволяло уверенно измерять значения емкости соответствующих структур, о которых будет сказано далее, на частотах, близких к 1 кГц. Результаты, полученные на разных образцах, соответствующих указанным критериям, качественно соответствовали друг другу.

В дальнейшем в качестве примера будут приведены результаты, полученные для образцов, изготовленных на основе двух пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$, некоторые параметры которых приведены в таблице.

Состав x и содержание In были измерены методом рентгеновского микроанализа, концентрация и подвижность свободных носителей заряда измерены по эффекту Холла в слабом магнитном поле без освещения. При температурах ниже указанных в таблице значения $n_0(p_0)$ не удалось измерить из-за большого сопротивления образцов. Сопротивление „на квадрат“ указано для напряжения $U < 1 \text{ В}$.

Схематичное изображение структуры для измерений показано на верхней вставке к рис. 1. Образец представлял собой пленку толщиной d с двумя индиевыми контактами, полученными напылением в вакууме с последующей фотолизитграфией. Расстояние между контактами составляло $l = 0.0064$ или $l = 0.0032 \text{ см}$, длина зазора $w \approx 0.2 \text{ см}$. В дальнейшем емкость такой структуры рассчитывалась в приближении плоского конденсатора с расстоянием между обкладками l и площадью обкладок $w \times d$. Правомерность такого подхода для структуры, у которой один из размеров обкладки d существенно меньше расстояния между обкладками l , детально аргументирована в [5] и основана на следующих соображениях. Во-первых, для измеренных составов $\text{PbSnTe}:\text{In}$,

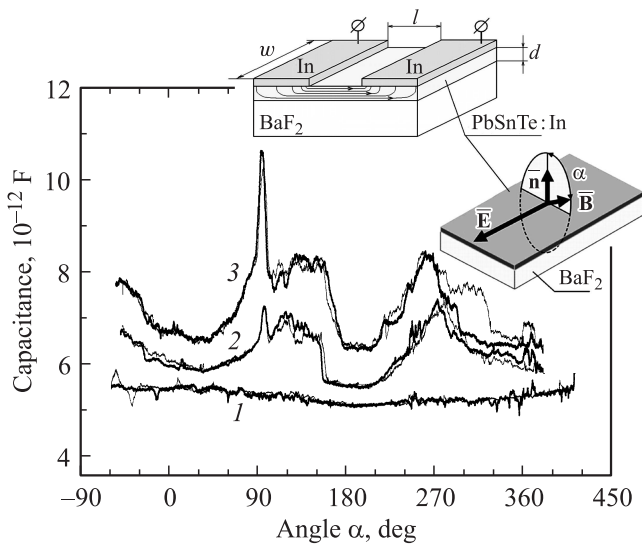


Рис. 1. Угловые зависимости емкости структуры в магнитном поле $B = 4$ Тл. $T = 4.2$ К, частота измерений $f = 4$ кГц. Напряжение смещения на структуре $U, В$: 1 — 0, 2 — 1.3, 3 — 1.5. На вставках показаны схематичные изображения: сверху — экспериментальной структуры, внизу — взаимной ориентации электрического и магнитного полей. На рисунке приведены по две кривые для каждого значения U , соответствующие двум независимым измерениям. Для всех кривых угол при измерениях увеличивался слева направо. Скорость изменения угла $d\alpha/dt = 0.8$ град/с.

как минимум, $\epsilon > 3 \cdot 10^3$. Из законов электростатики следует, что в таком случае экспериментальная структура аналогична конденсатору с такими же размерами обкладок и величиной $\epsilon = 1$, но с расстоянием между ними меньше по крайней мере в 3000 раз. Во-вторых, геометрия контактов, хотя и отличается от обычного плоского конденсатора, должна проявляться лишь на расстоянии от их края, сравнимом с толщиной пленки $d \ll l$. Поэтому влияние приконтактных областей на величину измеряемой емкости плоского конденсатора не должно быть существенным. В-третьих, соответствие приближению плоского конденсатора подтверждено экспериментально как посредством измерений емкости структур с разным расстоянием между контактами (6, 16, 32 и 66 мкм), так и измерением ВАХ в режиме ТОПЗ [21] с аналогичным набором расстояний между контактами.

Методика измерения величины емкости детально описана в [5] и заключается в следующем. Ко входу фазочувствительного усилителя переменного напряжения (ФУПН) подключалось сопротивление нагрузки R_{load} , на 3 и более порядка меньшее величины полного импеданса образца при любых параметрах соответствующей серии измерений (частота, напряжение смещения, величина и направление магнитного поля). Таким образом, сопротивление R_{load} играло роль амперметра и располагалось вблизи образца, включенного в измерительную цепь последовательно с R_{load} , генератором переменного напряжения и источником постоянного напряжения.

Образец вместе с R_{load} помещался в экранированную от фонового излучения металлическую камеру, располагаемую непосредственно в жидком гелии. Настройка фазы ФУПН на емкостную компоненту тока, а также нормировка выходного сигнала ФУПН на величину измеряемой емкости проводилась при комнатной температуре путем подключения в цепь на место образца эквивалентной нагрузки. Нагрузка представляла собой соединенные параллельно активное сопротивление и емкость различных номиналов. Так, точная настройка фазы ФУПН проводилась путем минимизации („зануления“) измеряемого напряжения при включении в цепь вместо образца только активного сопротивления, а нормировка выходного сигнала — при включении только емкости. Точность настройки измерительной цепи проверялась путем варьирования параметров эквивалентной нагрузки и частоты генератора, которая изменялась в пределах 1–10 кГц. Диапазон изменения параметров эквивалентной нагрузки, использовавшейся при такой настройке, соответствовал диапазону изменения емкостного и активного тока через образец в эксперименте. Образец располагался на вращаемом измерительном столике, максимальный угол поворота которого составлял около 540° . Измерительная камера с образцом и столиком располагалась внутри сверхпроводящего соленоида с напряженностью магнитного поля $B \leq 4$ Тл.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены угловые зависимости емкости структуры, измеренные на частоте $f = 4$ кГц при трех напряжениях смещения на образце. Амплитуда переменного напряжения составляла 0.015 В. Из рисунка видно, что относительное изменение емкости $\delta = (C_{max} - C_{min})/C_{min}$ с изменением угла существенно превышает шум измерений и возрастает с увеличением напряжения смещения U на структуре. При $U = 0$ (кривая 1) $\delta < 0.1$, а для кривых 2 и 3 ($U = 1.3$ В и $U = 1.5$ В) величина δ достигает 0.35 и 0.65 соответственно. Вблизи углов $\alpha = 90^\circ$ и 270° , где магнитное поле \mathbf{B} параллельно плоскости подложки, наблюдаются максимумы, а вблизи $\alpha = 0^\circ$ и 180° (\mathbf{B} перпендикулярно плоскости подложки) — минимумы. Поведение зависимостей вблизи максимумов ($\alpha \approx 60^\circ$ – 150° и $\alpha \approx 210^\circ$ – 330°) имеет „тонкую структуру“ в виде локальных минимумов и максимумов. Также видно, что ширина минимума вблизи $\alpha = 180^\circ$ уменьшается от кривой 1 к кривой 3. Обращает на себя внимание очень малая ширина пика вблизи $\alpha = 90^\circ$ по сравнению с пиком вблизи $\alpha = 270^\circ$.

В выбранной ориентации электрического и магнитного полей, когда при любом значении α $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, величина емкости структуры в магнитном поле всегда была меньше, чем в его отсутствие. Это видно из рис. 2, на котором приведены зависимости емкости от величины магнитного поля при $\alpha = -60^\circ$ (см. рис. 1) для $U = 1.3$ В и $U = 1.5$ В. В первом случае величина

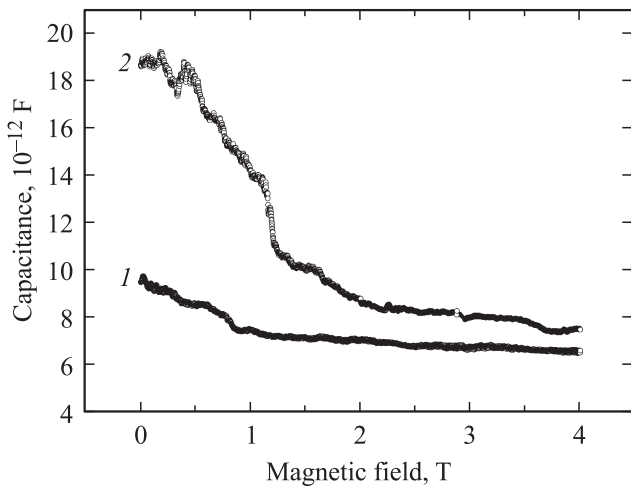


Рис. 2. Зависимости измеряемой емкости от величины магнитного поля при его увеличении от $B = 0$ до $B = 4$ Тл. $T = 4.2$ К, частота измерений $f = 4$ кГц. Напряжение смещения на структуре $U, В$: 1 — 1.3, 2 — 1.5.

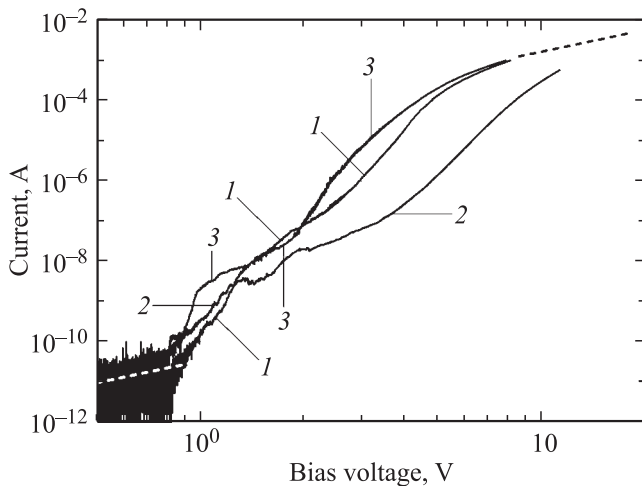


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики. $T = 4.2$ К. Магнитное поле B , Тл: 1 — 0; 2, 3 — 4. Ориентация магнитного поля: 2 — $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, 3 — $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$. Пунктирными отрезками прямых внизу слева и вверху справа показаны зависимости вида $I \sim U^2$.

измеренной емкости при $B = 4$ Тл составила около 0.68, во втором — около 0.40 от их значений при $B = 0$. Скорость изменения магнитного поля в обоих случаях составляла около 0.033 Тл/с. После достижения максимального значения B дальнейшего заметного изменения емкости со временем (т.е. ее медленной релаксации) не наблюдалось в течение более чем 200 с. Однако после последующего уменьшения магнитного поля с той же скоростью до нуля значение емкости составило примерно 0.75 от исходной величины ($U = 1.5$ В) и медленно релаксировало к начальному значению по закону, близкому к экспоненциальному, с постоянной времени около 30 с.

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) аналогичной структуры при $B = 0$ и при $B = 4$ Тл

для двух ориентаций магнитного поля: $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$. Для каждой из кривых напряжение равномерно увеличивалось от нулевого значения до максимального в течение времени $t = 1000$ с. Все зависимости измерялись после отогревания образца выше температуры жидкого азота с последующим охлаждением до $T = 4.2$ К. Как видно из рисунка, ВАХ сильно нелинейны и при $U > 2$ В отношение $U/I < 10^8$ Ом. Дифференциальное сопротивление dU/dI в этой области напряжений смещения еще на 2 и более порядка ниже. Поэтому из-за больших значений активной проводимости образца при $U > 1.5$ В балансировка ФУПН и достоверные измерения емкости оказались невозможными.

Поведение ВАХ на рис. 3 качественно соответствует модели ТОПЗ. Участки характерной для ТОПЗ квадратичной зависимости тока от напряжения схематично показаны отрезками прямых. Они приходятся на области $U < 0.8$ В, где величина тока становится меньше точности измерений, и $U > 10$ В, где ВАХ не измерялись. Это связано с тем, что в этом случае выделяемая джоулева мощность $P = U \cdot I$ превышала 0.01 Вт, что вело к неконтролируемому разогреву активной области образца, площадь которой составляла всего около 0.0013 см².

На рис. 4 приведены угловые зависимости тока через образец, ВАХ которого показаны на рис. 3, в магнитном поле $B = 4$ Тл. Разные зависимости соответствуют разным значениям напряжения смещения и тока при $B = 0$. Как и значения емкости (рис. 1), в поле $B = 4$ Тл значения тока при любом угле меньше тока при $B = 0$. Для разных зависимостей и при разных углах отличие токов в поле и без него составило примерно 10–800 раз. Полученные зависимости имеют выраженные минимумы и максимумы. Максимумы приходятся строго на направления \mathbf{B} , параллельные плоскости подложке. Острый максимум при $\alpha = 90^\circ$ (450°) соответствует отклонению электронов магнитным полем к свободной поверхности

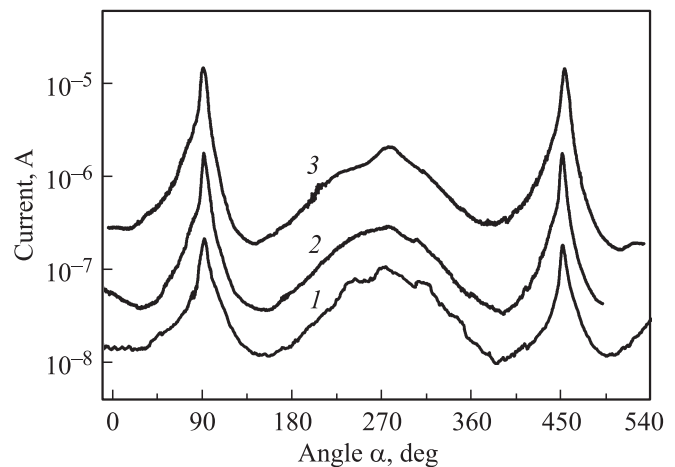


Рис. 4. Угловые зависимости тока $I(\alpha)$ в магнитном поле $B = 4$ Тл при фиксированном значении напряжения U . Скорость изменения угла $d\alpha/dt = 0.8$ град/с. При $B = 0$ значение тока $I_{B=0}, А$: 1 — $1 \cdot 10^{-6}$, 2 — $1 \cdot 10^{-5}$, 3 — $1.4 \cdot 10^{-4}$. Значение напряжения $U, В$: 1 — 2.85, 2 — 3.58, 3 — 4.5.

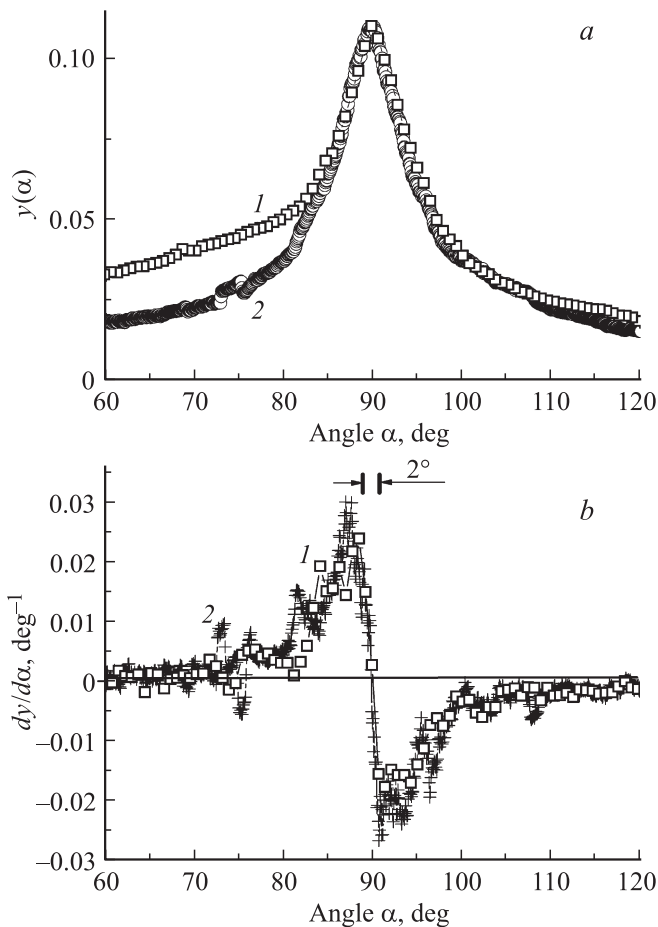


Рис. 5. Угловые зависимости, соответствующие кривой 3 на рис. 4: *a* — нормированного тока $y(\alpha) = I(\alpha)/I_{B=0}$, где $I_{B=0}$ — ток при $B = 0$, *b* — рассчитанной численно производной $y' = dy/d\alpha$. Скорость изменения угла da/dt , град/с: 1 — 8 (квадраты), 2 — 0.8 (кресты).

пленки, а размытый — к границе пленки с подложкой. Видно, что характерная ширина максимумов существенно различается для углов $\alpha = 90^\circ$ и 270° . Так, по уровню 0.5 от максимального значения ширина максимума при $\alpha = 90^\circ$ составила примерно $\Delta\alpha = 6\text{--}8^\circ$, а при $\alpha = 270^\circ$ $\Delta\alpha = 92\text{--}99^\circ$. Таким образом, их значения отличаются более чем на порядок величины. Видно также, что форма размытого максимума при $\alpha = 270^\circ$ заметно отличается для разных кривых.

На рис. 5, *a* приведены зависимости, соответствующие кривой 3 на рис. 4, вблизи максимума при $\alpha = 90^\circ$. По оси ординат отложена функция $y(\alpha) = I/I_{B=0}$. Две кривых соответствуют разным скоростям изменения угла, отличающимся в 10 раз. На рис. 5, *b* показаны производные $y' = dy/d\alpha$, рассчитанные численно из зависимостей $y(\alpha)$. Обращает на себя внимание следующее. Во-первых, зависимости на рис. 5, *a* и *b* обладают высокой симметрией в интервале около $\Delta\alpha \approx 90 \pm 5^\circ$. Во-вторых, пик на зависимостях острый — из рис. 5, *b* видно, что резкое изменение производной от максимального значения при $\alpha < 90^\circ$ к минимальному при

$\alpha > 90^\circ$ происходит в очень узком интервале углов около $\Delta\alpha \approx 2^\circ$. Наконец, форма зависимостей вблизи $\alpha = 90^\circ$ в пределах ошибки измерений не зависит от угловой скорости. При этом интервал углов $\Delta\alpha = 2^\circ$ при большей угловой скорости $da/dt = 8$ град/с соответствует интервалу времени всего 0.25 с.

4. Обсуждение результатов

Основные полученные экспериментальные результаты сводятся к следующему.

1) Угловые зависимости емкости (см. рис. 1) при изменении на 360° направления магнитного поля \mathbf{B} в плоскости, перпендикулярной направлению электрического поля, имеют выраженную анизотропию с двумя областями, где емкость увеличивается, и двумя — где она уменьшается. Отличие максимальной величины емкости от минимальной превышает величину 1.6. Максимальные значения емкости достигаются вблизи направлений, где \mathbf{B} параллельно плоскости подложки, минимальные — где перпендикулярно.

2) Положение областей с максимальными и минимальными значениями емкости качественно согласуется с положением максимумов и минимумов на угловых зависимостях постоянного тока в аналогичных структурах в режиме ТОПЗ (рис. 4). В этом случае отличие значений тока в максимуме по отношению к минимуму достигает 2 порядков величины.

3) Форма максимумов на угловых зависимостях как емкости, так и постоянного тока существенно различна при $\alpha = 90^\circ$ и $\alpha = 270^\circ$. Так, их полуширина по уровню 0.5 для токовых зависимостей отличается примерно на порядок величины (рис. 4).

4) Более острый максимум на токовой зависимости при $\alpha = 90^\circ$ (рис. 5) соответствует отклонению электронов магнитным полем к свободной поверхности пленки. Характерный диапазон углов, в котором быстрый рост тока меняется на его быстрое уменьшение, составляет всего около 2° . Поведение зависимостей вблизи этой области слабо зависит от скорости изменения угла вплоть до $da/dt = 0.8$ град/с ($\Delta t = 0.25$ с при $\Delta\alpha = 2^\circ$), т.е. этот процесс отличается малой инерционностью со сравнительно небольшими постоянными времени.

5) При любой ориентации магнитного поля напряженностью $B = 4$ Тл как измеренные значения емкости, так и измеренные значения постоянного тока меньше в указанной геометрии, чем при $B = 0$.

6) Изменение величины емкости при изменении напряженности B имеет долговременные особенности, а характерные времена релаксации сигнала достигают по крайней мере 30 с.

7) ВАХ в режиме ТОПЗ (рис. 3) при напряжениях смещения свыше $U \geq 2$ В в отсутствие магнитного поля (кривая 1) и ВАХ для двух характерных направлений магнитного поля $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ (кривая 2) и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$ (кривая 3) не пересекаются. В указанной области напряжений кривая 2 сдвинута относительно кривой 1 в область больших напряжений примерно до 1.6 раза, а кривая 3 — в область меньших до 0.82 раз.

Рассмотрим сначала на качественном уровне возможную причину „синхронного“ увеличения и уменьшения емкости и постоянного тока при изменении угла с точки зрения теории ТОПЗ при наличии ловушек [9]. При инжекции электронов переход от области малых напряжений, где ток $I \sim U^2$ и ограничен преимущественно локализованным на ловушках зарядом, к области больших напряжений, где также $I \sim U^2$, но ток ограничен зарядом свободных электронов, связан с полным заполнением ловушечных уровней. Такой переход происходит в довольно малом диапазоне напряжений для одного уровня ловушек и может происходить в большем диапазоне напряжений при наличии сложного спектра ловушек, что соответствует рис. 3. Анализ поведения ВАХ в этой области в рамках ряда допущений позволяет рассчитать энергетический спектр ловушек, как это сделано в [8]. Без умаления общности, для одиночного уровня напряжение полного заполнения ловушек $U_{\text{н}}$ задается соотношением

$$Q_t \approx C \cdot U_{\text{н}}, \quad (1)$$

где заряд полностью заполненных ловушек в образце $Q_t = q \cdot N_t \cdot V$, N_t — концентрация ловушек, V — объем образца, q — заряд электрона, C — емкость образца. Следовательно, уменьшение величины C по тем или иным причинам, например, вследствие приложения $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$, должно вести к росту $U_{\text{н}}$. Это означает сдвиг ВАХ вправо, как это наблюдается для кривой 2 на рис. 3. При фиксированном значении напряжения это означает уменьшение тока, которое на рис. 3 в области $U \approx 3\text{--}5\text{ В}$ достигает 2-х порядков. Наоборот, относительное увеличение емкости образца должно вести к обратному эффекту с ростом тока (кривая 3 на рис. 3).

Такая закономерность и наблюдается при сравнении поведения зависимостей на рис. 1 и 4 на качественном уровне, а именно — уменьшение емкости ведет к уменьшению, а рост — к росту тока.

Еще раз подчеркнем, что данный подход носит качественный характер и не объясняет более тонких особенностей, наблюдаемых в эксперименте, в том числе существенного отличия формы угловых зависимостей емкости и постоянного тока в окрестностях минимумов и максимумов. Видится сразу несколько возможных и очевидных причин этих расхождений, не находящих объяснения при упрощенном подходе. Во-первых, в режиме ТОПЗ величина постоянного тока определяется не просто низкочастотной, а именно статической диэлектрической проницаемостью и соответствующей емкостью. Так, как указывалось ранее, время изменения U от нуля до максимального на рис. 3 составило $t \approx 1000\text{ с}$. Частота синусоидального сигнала, на которой проводились измерения низкочастотной емкости (рис. 1), определялась соотношением между активной и емкостной компонентами проводимости образца и, по крайней мере, превышала 500 Гц. Очевидно, что значения емкостей в этих двух случаях могут отличаться. Во-вторых, угловые зависимости емкости (рис. 1) и постоянного тока (рис. 4) измерены при разных напряжениях смещения U . В обоих случаях при увеличении U

при любом значении угла увеличивались и емкость, и ток. При этом становились более выраженными и угловые особенности на соответствующих зависимостях. Однако при $U \geq 2\text{ В}$, когда наиболее ярко проявляется анизотропия угловых зависимостей постоянного тока, измерить емкость оказалось невозможным из-за большой величины активной компоненты проводимости.

Таким образом, угловые зависимости емкости и постоянного тока измерялись в разных условиях, что было обусловлено свойствами образца и особенностями эксперимента. Вместе с тем, между этими зависимостями имеется корреляция, качественно согласующаяся с моделью ТОПЗ. Отметим, что в рамках такой модели изменение величины $U_{\text{н}}$ вследствие изменения величины емкости при приложении магнитного поля или изменении его направления должно сопровождаться изменением зарядового состояния ловушек. Как упоминалось выше, такие процессы носят достаточно долговременный характер, типичный для $\text{PbSnTe}:\text{In}$, детально описанный, например, в [22] на примере фотопроводимости. К обсуждению вопроса, по какому механизму может изменяться емкость в магнитном поле, мы вернемся далее.

Обратимся теперь к особенностям угловых зависимостей тока, показанным на рис. 4 и 5, и рассмотрим их возможные причины. Прежде всего, совершенно различные формы максимумов при отклонении инжектированных электронов магнитным полем к разным границам раздела пленки указывают на очень сильное влияние этих границ на наблюдаемые явления. Так, для кривой 3 на рис. 4 ток при $\alpha = 270^\circ$ („работает“ граница пленки с подложкой при электронной проводимости) примерно в 7 раз меньше, чем при $\alpha = 90^\circ$ („работает“ свободная поверхность). Отсюда можно предположить, что плотность тока в пленках $\text{PbSnTe}:\text{In}$ в режиме ТОПЗ неравномерна по их толщине и ток, в зависимости от условий измерений, может протекать преимущественно либо вблизи одной, либо вблизи другой поверхности пленки. Отметим сразу, что по крайней мере вблизи $\alpha = 90^\circ$ изменение тока при изменении угла малоинерционно. Это выглядит так, что этот эффект не связан с перезарядкой ловушек и имеет какую-то другую природу.

Рассмотрим схематично, что может быть причиной неоднородности плотности тока по толщине пленки в режиме ТОПЗ. В рамках модели монополярной инжекции из контактов, режим ТОПЗ приводит к нарушению электронейтральности образца. В этом случае объемный заряд, состоящий из захваченного ловушками и заряда свободных носителей, создает в пленке электрическое поле E_s , направленное против внешнего поля E_{ex} . Собственно режим ТОПЗ означает, что вблизи катода (в случае инжекции электронов) $E_s \approx E_{\text{ex}}$, т.е. внешнее поле практически полностью компенсируется полем „наведенного“ пространственного заряда. Характерные значения напряжений U на исследованных структурах составляли от нескольких до десяти вольт и более. Для использованных межэлектродных расстояний это

дает типичные значения $E_{ex} \approx 100\text{--}1000$ В/см. Согласно показанной на рис. 1 схеме, в этом случае создаваемое пространственным зарядом среднее поперечное электрическое поле E_{\perp} на верхней и нижней границах пленки в пространстве между электродами будет определяться внешним электрическим полем и отношением толщины пленки к длине межэлектродного зазора и равняться $E_{\perp} \approx E_{ex} \cdot d/l$. Для типичной геометрии образцов и величин U в наших экспериментах это дает значения $E_{\perp} \approx 5\text{--}50$ В/см. Отметим, что, в силу принципиально неоднородного распределения инжектированного заряда между электродами в модели ТОПЗ, указанное значение E_{\perp} вблизи катода может быть и существенно больше.

Наложение магнитного поля приводит к возникновению соответствующего „холловского“ электрического поля E_B , которое в классическом случае в не слишком больших магнитных полях определяется „холловским углом“ $\mu \cdot B$ и равно

$$E_B \approx \mu \cdot B \cdot E_{ex}. \quad (2)$$

В нашем случае типичные значения подвижности $\mu \geq 10^4$ см²В⁻¹с⁻¹, т.е. уже для значений $B > 0.1$ Тл величина $\mu \cdot B > 0.1$ и определяемое магнитным полем электрическое поле E_B становится того же порядка, что и поперечное поле E_{\perp} , создаваемое наведенным пространственным зарядом. В экспериментах использована величина $B \leq 4$ Тл, т.е. E_{\perp} может быть и существенно больше.

Таким образом, комбинация сравнимых по величине E_{\perp} и E_B при различной ориентации \mathbf{B} может по-разному влиять на распределение носителей заряда и плотности тока по толщине пленки, вплоть до протекания тока преимущественно вблизи одной из ее границ. Необходимо также отметить следующее. Сам пространственный заряд и, следовательно, E_{\perp} в режиме ТОПЗ увеличиваются при увеличении приложенного напряжения. Таким образом, эффекты, связанные с перераспределением заряда и плотности тока по толщине пленки, должны усиливаться с ростом U , что и наблюдается в эксперименте. Кроме этого, перераспределение пространственного заряда свободных носителей при изменении параметров измерений, включая изменение величины и направления \mathbf{B} , должно сопровождаться и изменением пространственного заряда ловушек, т.е. такие процессы должны быть достаточно медленными.

Вместе с тем приведенные на рис. 5 зависимости плохо вписываются в такую схему, поскольку они малоинерционны, что не характерно для перезарядки ловушек. По-видимому, в данном случае существенную роль играют и особенности рассеяния носителей заряда на поверхностях пленки, которые радикально отличаются для границы с подложкой и свободной поверхности. В настоящее время можно лишь осторожно предположить, что для свободной поверхности, где пик на зависимостях очень узкий, в сильном магнитном поле ($\mu B \geq 1$) может реализовываться близкое к упругому и (или) зеркальному отражению носителей заряда от поверхности. Отметим также, что на рис. 4 (кривая 1), помимо

основного максимума при $\alpha = 270^\circ$, просматриваются 2 не ярко выраженных сателлита вблизи $\alpha \approx 240^\circ$ и $\alpha \approx 300^\circ$. Кроме того, из рис. 5, *b* видно, что вблизи $\alpha \approx 80^\circ$ и $\alpha \approx 100^\circ$ присутствуют слабо выраженные дополнительные особенности в виде локальных минимумов. Не исключено, что причина предполагаемого необычного рассеяния на свободной поверхности пленки может быть связана не только с рельефом, разным на границе с подложкой и на свободной поверхности пленок, но и с другими свойствами приповерхностных областей. Так, в [20] приведены данные по послойному анализу состава пленок PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ. Из них, в частности, следует, что, в силу особенностей технологии, приповерхностная область может быть обогащена оловом вплоть до $x > 0.35$. В принципе для такой области составов, где происходит инверсия краев зоны проводимости и валентной зоны, в PbSnTe реализуется состояние объемного топологического изолятора, описанное, например, в [23–25]. Однако вопрос о том, могут ли наблюдаемые эффекты, которые, вне всякого сомнения, тесно связаны со свойствами поверхностей пленок PbSnTe:In, каким-то образом быть связаны с топологическими особенностями PbSnTe, остается абсолютно открытым.

Наконец, сделаем осторожные предположения о возможной природе сильного анизотропного изменения емкости в магнитном поле, наблюдаемой в эксперименте. В принципе можно выделить две основных причины большой величины низкочастотной ϵ , которая из расчетов в приближении плоского конденсатора в наших экспериментах достигает значений до 10 000. Во-первых, это сильная поляризуемость кристаллической решетки PbSnTe, находящегося при $T = 4.2$ К в сегнетоэлектрическом и анизотропном состоянии. Возможность влияния такой анизотропии на анизотропию тока в магнитном поле детально рассмотрена в [15]. Во-вторых, вклад в гигантскую величину ϵ могут давать и точечные дефекты, имеющие ненулевой дипольный момент. Имеющихся экспериментальных данных недостаточно для аргументированной детализации второго предположения. Вместе с тем отметим, что согласно как литературным данным [12], так и нашим результатам, такие дефекты могут иметь широкий набор параметров и находиться в различных зарядовых состояниях. При этом пространственное распределение разных зарядовых состояний может зависеть от приложенного напряжения, величины и направления магнитного поля по указанным выше причинам. Кроме этого, можно предположить, что ϵ и емкость структуры способны меняться при изменении дипольного момента дефектов некоторого типа, вызываемого изменением их заряда, в том числе под действием B . Отдельным вопросом является возможность (или невозможность) влияния направления магнитного поля на поляризуемость объема пленок или ее отдельных областей, определяемую предполагаемыми дефектами с заметным дипольным моментом. В частности, непонятно, может ли направление магнитного поля вдоль электрического вести к росту поляризуемости и

емкости, а через них к сдвигу кривых ВАХ по оси напряжений влево и сильному росту тока, как это наблюдалось в [15] и показано на рис. 3 данной работы.

5. Заключение

В работе впервые экспериментально обнаружены сильная анизотропная угловая зависимость низкочастотной емкости структур на основе $\text{PbSnTe}:\text{In}$ от направления магнитного поля и синхронная ей гигантская анизотропная зависимость тока в режиме ТОПЗ. Эффект является выражено поверхностно-чувствительным, причем при отклонении электронов магнитным полем к свободной поверхности поведение тока резко меняется при изменении соответствующего направления магнитного поля всего на 2° . На качественном уровне синхронное изменение тока и емкости хорошо объясняется в рамках простейшей модели ТОПЗ. Однако ряд дополнительных особенностей на угловых зависимостях емкости и тока нуждаются в дальнейшем объяснении. Возможно, что существенную роль в наблюдаемых явлениях играет не только морфология границ пленок, но и их специфические электронные свойства, определяемые, в том числе, и особенностями состава приповерхностных областей, который может существенно отличаться от среднего. Причина ярко выраженного анизотропного изменения емкости структур при изменении величины и направления магнитного поля, которое зависит и от приложенного напряжения (уровня инжекции), также нуждается в объяснениях на микроскопическом уровне. Возможно, что она заключается как в пространственном перераспределении заряда с изменением зарядового состояния уровней захвата со сложным спектром параметров, так и в изменении поляризуемости среды под действием магнитного поля в условиях, когда существенным является наличие ненулевого дипольного момента некоторых из типов дефектов.

Список литературы

- [1] W.W. Anderson. IEEE J. Quant. Electron., **13** (7), 532 (1977).
- [2] Б.А. Акимов, Б.А. Брандт, С.А. Богословский, Л.И. Рябова, С.М. Чудинов. Письма ЖЭТФ, **29** (1), 11 (1979).
- [3] Б.М. Вул, И.Д. Воронова, Г.А. Каложная, Т.С. Мамедов, Т.Ш. Рагимова. Письма ЖЭТФ, **29** (1), 21 (1979).
- [4] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172** (7), 875 (2002).
- [5] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. Автометрия, **3**, 65 (2001).
- [6] А.Е. Кожанов, А.В. Никорич, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов, А.В. Дмитриев, V. Shklover. ФТП, **41** (6), 683 (2007).
- [7] В.С. Виноградов, И. В. Кучеренко. ФТТ, **33** (9), 2572 (1991).
- [8] А.Е. Klimov, V.N. Shumsky. Physica B: Condens. Matter, **404** (23–24), 5028 (2009).
- [9] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973); M.A. Lampert, P. Mark. *Current Injection in Solids* (Academic Press, N.Y.–London, 1970).
- [10] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **184** (10), 1033 (2014).

- [11] И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский. УФН, **185** (10), 1031 (2015).
- [12] Б.А. Акимов, А.В. Никорич, Д.Р. Хохлов, С.Н. Чесноков. ФТП, **23** (4), 668 (1989).
- [13] А. Де Виссер, И.И. Иванчик, А.В. Никорич, Д.Р. Хохлов. ФТП, **26** (6), 1034 (1992).
- [14] А. Де Виссер, И.И. Иванчик, Д.Р. Хохлов. ФТП, **30** (8), 1400 (1996).
- [15] A. Klimov, V. Sherstyakova, V. Shumsky. Ferroelectrics, **378** (1), 101 (2009).
- [16] В.И. Черничкин, А.А. Добровольский, В.А. Касьян. Тез. докл. XV Междунар. симп. *Нанозеллектроника* (Нижегород, Россия, 2011) т. 1, с. 62.
- [17] Л.И. Рябова, А.В. Никорич, С.Н. Данилов, Д.Р. Хохлов. Письма ЖЭТФ, **97** (9), 607 (2013).
- [18] А.Е. Klimov, V.N. Shumsky. 6th Int. Conf. on Materials Science and Condensed Matter Physics (MSCMP 2012) (Chisinau, Moldova, 2012) p. 119.
- [19] V.S. Erov, A.E. Klimov, V.V. Kubarev, N.S. Paschin, V.N. Shumsky. 15th Int. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM 2014), (Eragol, Altai, 2014) p. 81.
- [20] E.V. Fedosenko, A.E. Klimov, D.V. Krivopalov, I.G. Neizvestny, N.I. Petikov, M.A. Torlin, V.N. Shumsky. Appl. Surf. Sci., **78** (4), 413 (1994).
- [21] А.Н. Акимов, В.Г. Ерков, А.Э. Климов, Е.Л. Молодцова, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. ФТП, **39** (5), 563 (2005).
- [22] А.Н. Акимов, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумский, В.С. Эпов. ФТП, **50** (4), 447 (2016).
- [23] Su-Yang Xu, Chang Liu, N. Alidoust, M. Neupane, D. Qian, I. Belopolski, J.D. Denlinger, Y.J. Wang, H. Lin, L.A. Wray, G. Landolt, B. Slomski, J.H. Dil, A. Marcinkova, E. Morosan, Q. Gibson, R. Sankar, F.C. Chou, R.J. Cava, A. Bansil, M.Z. Hasan. Nat. Commun., **3**, 1192 (2012).
- [24] Chenhui Yan, Junwei Liu, Yunyi Zang, Jianfeng Wang, Zhenyu Wang, Peng Wang, Zhi-Dong Zhang, Lili Wang, Xucun Ma, Shuaihua Ji, Ke He, Liang Fu, Wenhui Duan, Qi-Kun Xue, Xi Chen. Phys. Rev. Lett., **112**, 186 801 (2014).
- [25] B.A. Assaf, T. Phuphachong, V.V. Volobuev, A. Inhofer, G. Bauer, G. Springholz, A. de Vaulchier, Y. Guldner. Scientific Reports, **6**, 20 323 (2016).

Редактор Г.А. Оганесян

Anisotropy of magnetocapacitance of structures based on $\text{PbSnTe}:\text{In}/\text{BaF}_2$ films

A.E. Klimov, V.S. Erov

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

Abstract The angular dependences of capacitance of structures based on $\text{PbSnTe}:\text{In}/\text{BaF}_2$ films having a pronounced anisotropic features in the magnetic field with a capacitance modulation of about 1.5–2 times have been experimentally investigated at $T = 4.2\text{ K}$ in magnetic field $B \leq 4\text{ T}$ at different bias voltages. The obtained data have compared with the experimental anisotropic angular dependences of the current limited by space charge (with the current modulation of 10^2 – 10^4 times and more). The qualitative model has been proposed for the obtained results.