

А. Э Климов, В. Н. Шумский

(Новосибирск)

**ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$,
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ
МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ***

Впервые экспериментально обнаружена и исследована зависимость низкочастотной диэлектрической проницаемости ϵ эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ от освещения при температурах жидкого гелия. В зависимости от освещенности и температуры получен диапазон изменения $\epsilon = 2000-200000$.

Введение. Уникальная фоточувствительность кристаллов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ (СОТ(In)) и другие его необычные свойства изучались достаточно долго, и к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал и развиты теоретические представления, объясняющие механизм влияния индия на свойства СОТ. В области низких температур при изменении содержания олова в диапазоне $x = 0,22-0,28$ уровень индия сначала уходит из зоны проводимости, затем пересекает запрещенную зону – диэлектрическое состояние – и опускается в валентную зону. Именно в диэлектрическом состоянии и проявляются уникальные фотоэлектрические свойства СОТ(In) [1, 2]. Для образцов с большим содержанием индия удельное сопротивление при понижении температуры от 300 до 4,2 К возрастает на 7–8 порядков и более, а фотопроводимость наблюдается при температуре источника излучения всего 12 К [3]. После выключения источника излучения фотопроводимость сохраняется очень долго (до 10^5 с), а в первоначальное состояние образцы можно перевести, либо подняв температуру выше 30 К, либо приложив сильное электрическое поле.

Большая часть моделей, используемых для объяснения причин долговременной релаксации фотопроводимости, основана на том, что при изменении зарядового состояния атома индия происходит перестройка окружающей его кристаллической решетки, а переход к начальному зарядовому состоянию после отклонения от равновесия носит активационный характер.

В ряде работ утверждается, что СОТ(In) является сегнетоэлектриком, в котором фазовый переход происходит при низких температурах. В обстоятельной экспериментальной работе [4] приведены данные по температурным зависимостям спонтанного напряжения, диэлектрической проницаемо-

* Работа выполнена при частичной поддержке Межгосударственной российско-украинской программы «Разработка физических принципов и методов создания устройств для элементной базы квантового компьютера».

сти и поляризации для $\text{COT}(\text{In})$ при $x = 0,25$ и концентрации In , равной 0,1, 0,5 и 1 %. Авторы считают, что увеличение содержания индия приводит к увеличению критической температуры сегнетоэлектрического перехода и спонтанной поляризации, т. е. способствует сегнетоэлектрической неустойчивости. Обратная величина диэлектрической проницаемости уменьшается с ростом температуры. На основании этой зависимости авторы определили температуру Кюри, которая оказалась равной 21 и 22,5 К для образцов с содержанием индия 1 и 0,5 %. В работе [5] температурная зависимость обратной величины диэлектрической проницаемости $\text{COT}(\text{In})$ такого же состава и с таким же содержанием индия имела прямо противоположный вид: с увеличением температуры она росла, что позволило авторам сделать вывод о виртуальном сегнетоэлектрическом переходе с критической температурой $T_{\text{кр}} = -30$ К. Однако ни в этой, ни в других работах не исследовалось влияние освещения на диэлектрическую проницаемость $\text{COT}(\text{In})$.

Целью настоящей работы являлось изучение температурной зависимости активной и емкостной компонент проводимости $\text{COT}(\text{In})$ при освещении излучением разных спектральных диапазонов.

1. Объект и метод исследований. Исследовались свойства эпитаксиальных пленок $\text{COT}(\text{In})$ на подложках BaF_2 , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [6, 7]. Толщина пленок составляла примерно 1 мкм, содержание олова $x \approx 0,26$, содержание индия ≈ 3 %. Схема экспериментальной структуры показана на рис. 1.

Металлические серебряные электроды формировались напылением в вакууме с последующей фотолитографией. Емкость используемой структуры рассчитывалась в приближении плоского конденсатора с зазором между обкладками 30 мкм и площадью обкладок $S = 15000d$ [мкм²], где d – толщина пленки в микрометрах, что оправдано при большой величине диэлектрической проницаемости, присущей COT любого состава ($\epsilon \geq 400$).

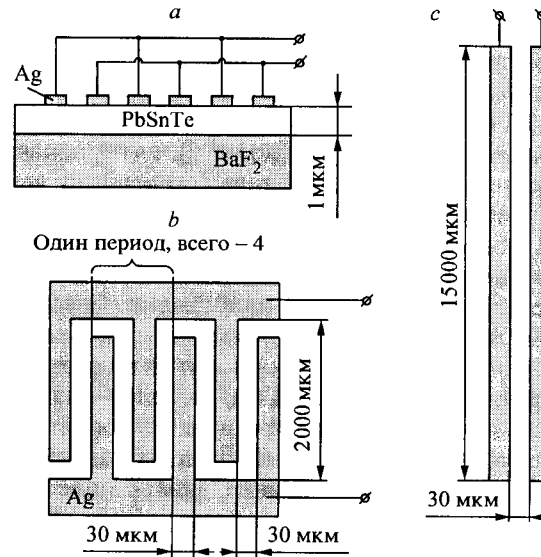


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной структуры: *a* – сечение, *b* – вид сверху, *c* – эквивалентная схема структуры

Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур в диапазоне температур $T = 4,2-80$ К в темноте и при освещении, температурные зависимости проводимости и емкости при разных напряжениях смещения, уровнях освещения и спектральном составе излучения, а также частотные зависимости емкости образца.

При измерениях образцы размещались в металлической камере, которая экранировала структуры от внешнего неконтролируемого фонового излучения. Отсутствие заметной фоновой засветки проверялось по длительному (больше времени проведения описанных ниже экспериментов) контролю проводимости и емкости структур после их быстрого (5–15 с) охлаждения от $T \approx 30$ до $T = 4,2$ К.

В качестве источников излучения использовались расположенная непосредственно в камере с образцом лампа накаливания со стеклянной колбой, $\lambda_{кр} \approx 2$ мкм (далее – источник ИК₁), а также источник ИК-излучения, представляющий собой вольфрамовую спираль лампы накаливания, расположенную в вакуумированном корпусе с выходным окном из полиэтилена (далее – источник ИК₂). Корпус источника ИК₂ состыкован с измерительной камерой с помощью оптического уплотнения, а оптический фильтр располагался внутри камеры непосредственно на входном окне источника ИК₂. Комбинированный отрезающий фильтр состоял из пластины монокристалла СОТ толщиной 0,8 мм с краем пропускания 15 мкм при температуре жидкого гелия и пластины монокристаллического кварца с краем пропускания в дальней ИК-области свыше 30 мкм. Фильтр обеспечивал пропускание излучения только с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны СОТ (In). Измерения проводились в транспортном сосуде Дьюара. Температура образца задавалась положением измерительной камеры над уровнем жидкого гелия.

Проводимость образцов измерялась как на постоянном сигнале с использованием электрометрического вольтметра по стандартной схеме, так и на переменном сигнале с одновременным измерением активной (омической) и емкостной компонент проводимости. При всех измерениях использовались коаксиальные кабели, подводимые непосредственно к образцу для минимизации шумов, а отсутствие паразитных емкостей и сопротивлений утечки измерительной схемы контролировалось измерениями с использованием эквивалентных сопротивлений и емкостей, располагаемых в камере на месте образца.

Эквивалентная схема одновременного измерения активной и емкостной компонент проводимости на переменном сигнале приведена на рис. 2. Напряжение с генератора переменного сигнала подавалось на образец с сопро-

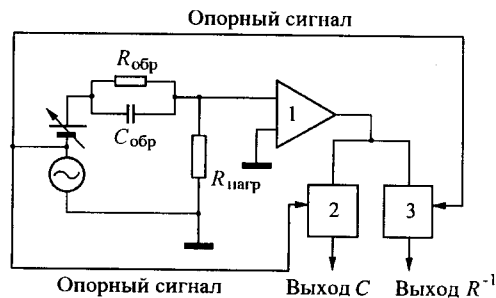


Рис. 2. Принципиальная эквивалентная схема метода измерения активной и емкостной компонент проводимости образца на переменном сигнале

тивлением $R_{обр}$ и емкостью $C_{обр}$, последовательно с образцом включено сопротивление нагрузки $R_{нагр}$. При всех измерениях выполнялось условие $R_{нагр} \ll R_{обр}$, $(\omega C_{обр})^{-1}$. Амплитуда переменного сигнала соответствовала линейной области ВАХ образцов, измеренных на постоянном токе. В качестве предварительного усилителя 1 использовался усилитель «Унипан-233.7» с входным сопротивлением 100 МОм. Усиленный сигнал подавался отдельно на входы фазочувствительных усилителей 2 и 3 переменного сигнала «Унипан-232», синхронизованных с генератором переменного сигнала. Усилитель 2 настраивался по фазе на емкостную компоненту проводимости, усилитель 3 – на активную. Настройка по фазе для усилителя 2 сводилась к минимизации выходного сигнала при установке на место образца активного сопротивления, величина которого равна минимальной величине дифференциального активного сопротивления образца при проведении конкретных измерений. Соответственно для усилителя 3 процедура выполнялась при установке на место образца эквивалентной емкости, величина которой равна максимальной величине емкости образца при соответствующих измерениях.

Все измерения емкости и проводимости образца осуществлялись на тех же диапазонах усиления усилителей 2 и 3, на которых балансировалась схема, и на той же частоте, за исключением исследования частотных характеристик емкости. Линейность частотных характеристик усилителей контролировалась отдельно на эквивалентных нагрузках. Эквивалентные нагрузки использовались также для калибровки выходных сигналов усилителей и проверки правильности настройки измерительной схемы. Используемая схема позволяла с достаточной точностью одновременно измерять активную и емкостную компоненты проводимости при соотношении $0,1\omega < (R_{обр} C_{обр})^{-1} < 10\omega$, где $\omega = 2\pi f$ – частота измерений.

2. Экспериментальные результаты. Зависимость тока от обратной температуры для одного из исследованных образцов в темноте и при освещении источником ИК₁ приведена на рис. 3. Напряжение постоянного смещения составляло 0,01 В. Освещенность в этом случае близка к освещенности, которая затем использовалась при измерениях емкостной компоненты тока через образец. Напряжение питания источника излучения ИК₁ равнялось

примерно 1/30 номинального, т. е. температура нити накаливания была невелика, и основная часть светового потока приходилась на область спектра вблизи края пропускания стеклянной колбы лампы – приблизительно 2 мкм. Приведенные на рис. 3 зависимости типичны для $\text{CoT}(\text{In})$. При этом большое значение отношения ширины экспериментальной структуры к ее длине (около 500) позволило надеж-

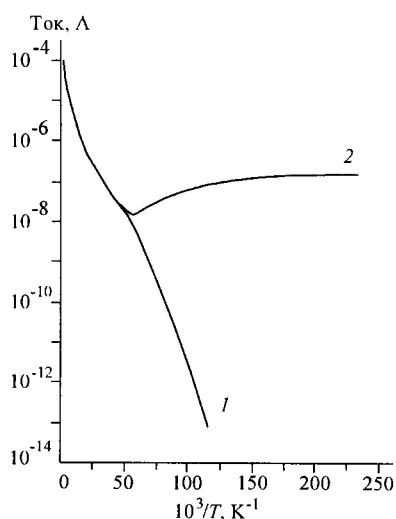


Рис. 3. Зависимость тока от обратной температуры в темноте (1) и при освещении образца лампой накаливания (2): напряжение постоянного смещения 0,01 В, напряжение питания лампы 0,233 В (номинальное напряжение питания лампы 6 В)

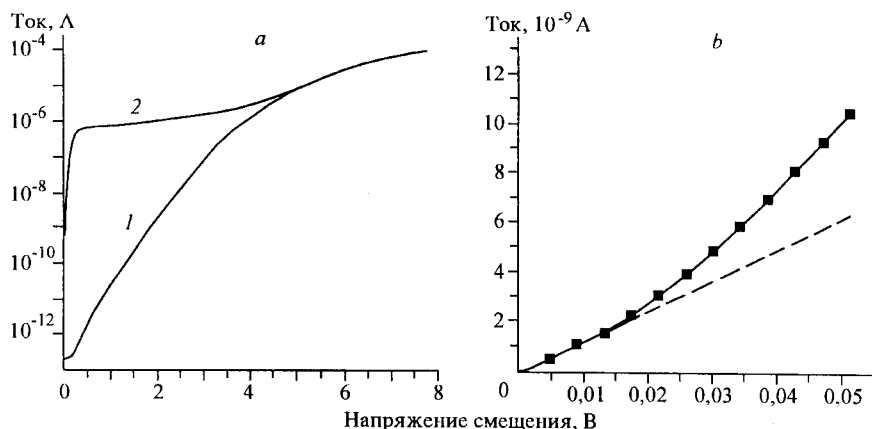


Рис. 4. Зависимость тока от напряжения при $T = 4,2$ К: *a* – в темноте (1) и при освещении (2); *b* – в увеличенном масштабе при освещении, штриховой линией показана линейная зависимость

но измерять проводимость образцов до более низких температур.

Для определения области линейной зависимости тока от напряжения были измерены ВАХ образца при температуре жидкого гелия в темноте и при слабом освещении от источника ИК₁. Результаты измерений представлены на рис. 4. Особенностью приведенных зависимостей является существенная нелинейность как для темнового тока, так и для тока при освещении уже при значениях напряжения несколько сотых долей вольта. Из рисунка также видно, что при нулевом значении напряжения без освещения в измерительной цепи протекает ток, который связан со спонтанным напряжением, возникающим в образцах СОТ (In) при охлаждении ниже 20 К вследствие сегнетоэлектрического фазового перехода [4]. Величина этого тока снижается с течением времени вплоть до значения менее 10^{-14} А и выходит за пределы точности наших измерений.

Из приведенных данных видно, что при $T = 4,2$ К область линейности на ВАХ при освещении простирается примерно до 0,01–0,015 В. Измерение зависимости тока от температуры при разных напряжениях смещения показали, что область линейности ВАХ увеличивается с ростом температуры. Это определило, в частности, выбор амплитуды тестирующего переменного напряжения при измерении емкостной компоненты тока 0,003 В, а также выбор напряжения смещения 0,01 В при измерении температурной зависимости постоянного тока через образец в темноте и при освещении.

При $T = 4,2$ К и напряжении смещения $V_{см} \leq 0,01$ В значение темнового тока на несколько порядков меньше точности измерений и его экспериментальное измерение невозможно. Для оценки значения темновой проводимости образца при температуре жидкого гелия была использована зависимость отношения тока при освещении к темновому току ($I_{свет}/I_{темн}$) в области достаточно больших напряжений смещения, при которых величина темнового тока существенно больше точности измерений. Такая зависимость получена на основе данных, приведенных на рис. 4, *a*, и представлена на рис. 5.

Снижение экспериментально измеряемых значений отношения $I_{свет}/I_{темн}$ в области малых напряжений смещения обусловлено наличием тока, вызванного спонтанной поляризацией образца. Предполагалось, что при достаточно малых напряжениях смещения (в нашем случае – менее

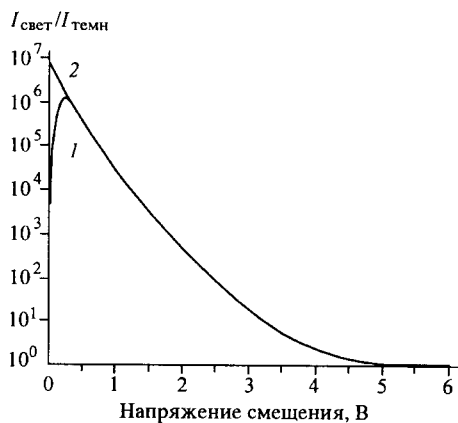


Рис. 5. Зависимость отношения тока при освещении к темновому току от напряжения: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация

0,015) В, зависимость темновой проводимости образца от напряжения линейна, как и экспериментальная зависимость проводимости при освещении (см. рис. 4, *b*). Зависимость $I_{\text{свет}}/I_{\text{темн}} = f(V_{\text{см}})$ для напряжения смещения $V_{\text{см}} = 0,01$ В аппроксимировалась так, как показано на рис. 5. Полученное значение $I_{\text{свет}}/I_{\text{темн}} \approx 8 \cdot 10^6$ позволило

оценить ток при $V_{\text{см}} = 0,01$ В и соответствующее ему темновое сопротивление образца, составившие соответственно менее 10^{-16} А и более 10^{14} Ом. Полученные значения могут быть использованы при оценке концентрации носителей заряда в исследованных образцах при температуре жидкого гелия без освещения, прямое измерение которой другими методами не представляется возможным. Кроме того, эти значения были использованы далее для оценки постоянных времени релаксационных процессов.

На рис. 6 приведены зависимости емкости образца от температуры при нулевом напряжении смещения в темноте и при освещении, а также в темноте при постоянном напряжении смещения 1,55 В, измеренные на частоте $f = 3,3$ кГц. По сравнению с [4] интервал измерения температур увеличен до $T = 60$ К за счет более низкой омической компоненты проводимости образцов вследствие повышенного содержания индия. Особенности приведенных зависимостей являются уменьшение емкости структуры примерно в 100 раз при уменьшении температуры от 25 до 15 К без освещения и ее более слабое изменение в этом же температурном интервале при наличии освещения. Другими словами, освещение образца при температуре ниже 20–30 К ведет к увеличению его емкости. Другая важная особенность заключается в смещении температурного интервала, в котором происходит сильное изменение емкости в темноте, в сторону более высокой температуры при приложении к образцу достаточно большого постоянного электрического поля. В последнем случае на зависимости емкости от температуры появляется характерная «полка» в области $T = 25$ –30 К.

Как уже говорилось, в работе [4] на основании аналогичной зависимости емкости от температуры сде-

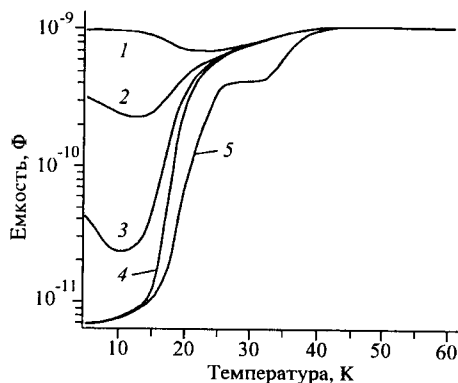


Рис. 6. Зависимость емкости образца от температуры в темноте (4, 5) и при освещении источником ИК₁ (1–3): напряжение постоянного смещения: 1–4 – 0, 5 – 1,55 В; напряжение питания источника (освещенность) возрастает от 0,14 В (кривая 3) до 1,52 В (кривая 1) при номинальном напряжении питания 6 В

лан вывод о фазовом сегнетоэлектрическом переходе. Построение обратной величины диэлектрической проницаемости от температуры в нашем случае дало значения критической температуры 17,5 К (без смещения) и 19,5 К (со смещением 1,55 В).

Смещение критической температуры в область более высоких значений при приложении достаточно большого постоянного поля (см. рис. 6) означает, что в области $T < 40$ К измеряемая емкость уменьшается при приложении к образцу постоянного напряжения. Аналогичная зависимость наблюдается и для емкости при освещении. Так, при $T = 4,2$ К емкость при сильном освещении уменьшается более чем на порядок и приближается к своему темновому значению уже при напряжении смещения $\sim 0,3$ В.

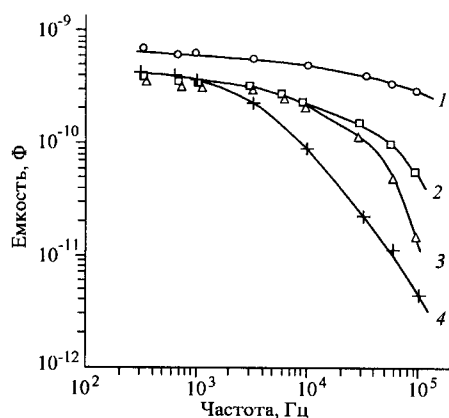
На рис. 7 показана частотная зависимость емкости образца, измеренная при освещении ($T = 4,2$ К) и без освещения ($T = 19$ К). Перед измерениями схема была сбалансирована на частоте $f = 3,3$ кГц с использованием эквивалентной активной нагрузки 200 кОм и эквивалентной емкости 300 пФ. Температура образца без освещения (кривая 4) или уровень освещенности при использовании источника ИК₁ (кривая 1) выбирались такими, чтобы активная компонента сопротивления образца при измерениях также равнялась 200 кОм. Зависимость 3 получена при меньшем по сравнению с зависимостью 1 уровне освещенности от источника ИК₁, а зависимость 2 – с использованием источника излучения дальнего ИК-диапазона ИК₂.

Из приведенных на рис. 7 данных следует, что измеренная емкость слабо зависит от частоты до $f \approx 100$ кГц при большом уровне освещенности (кривая 1) и начинает заметно уменьшаться уже при $f > 1$ кГц в отсутствие освещения при повышенной температуре, а также при небольших уровнях освещенности при температуре жидкого гелия. Из приведенных данных видно, что характер частотной зависимости связан со спектральным диапазоном источника излучения.

Полученные результаты показывают, что и активная, и емкостная компоненты проводимости образца в интервале $T = 4,2-30$ К увеличиваются как при повышении температуры без освещения, так и при фиксированной в этом интервале температуре при увеличении освещенности. Очевидно, что причиной увеличения омической компоненты проводимости является увеличение равновесной концентрации свободных носителей заряда (рост температуры) или появление неравновесных носителей заряда (освещение). Однако неясно, как рост концентрации носителей заряда влияет на емкостную компоненту проводимости образца.

Для определения связи между увеличением концентрации свободных носителей заряда и емкости образца были измерены зависимости емкости от проводимости $C = f(R^{-1})$ для обоих случаев:

Рис. 7. Зависимость емкости образца от частоты: 4 – без освещения при $T = 19$ К; 1–3 – 4,2 К, кривые 1, 3 – освещение лампой накаливания с разной интенсивностью, 2 – освещение источником дальнего ИК-диапазона



- увеличение температуры в отсутствие освещения;
- освещение образца при $T = 4,2$ К источниками излучения разных спектральных диапазонов.

При слабом освещении образца источниками ИК₁ и ИК₂ интенсивности световых потоков выбирались такими, чтобы максимальное значение емкости в обоих случаях достигалось примерно за одно и то же время – около 10 мин.

На рис. 8 приведены экспериментальные зависимости $C = f(R^{-1})$. Можно было ожидать, что если причиной изменения емкости является только изменение концентрации свободных носителей заряда, то безотносительно к способу изменения этой концентрации зависимость емкости от проводимости в координатах $R^{-1} - C$ будет примерно одной и той же. Однако из рис. 8 видно, что соотношение между проводимостью образца и его емкостью при изменении температуры (кривая 1) принципиально иное, чем при его освещении при температуре жидкого гелия. Более того, ход зависимости емкости от проводимости при освещении образца излучением дальнего ИК-диапазона (кривая 3) качественно отличается от аналогичной зависимости при использовании более высокоэнергетичных квантов (кривые 2, 2', 2"). При этом, хотя увеличение интенсивности освещения источником ИК₁ и ведет к более резкой зависимости $C = f(R^{-1})$ на начальном участке, ее крутизна стремится к насыщению, оставаясь в несколько раз меньше, чем при использовании источника ИК₂.

3. Обсуждение результатов. В результате экспериментальных исследований пленок $\text{CoT}(\text{In})$ состава $x = 0,26$ с содержанием индия $\sim 3\%$ в интервале $T = 4,2 - 60$ К в отсутствие освещения определена температурная зависимость емкости образца. При уменьшении температуры, начиная примерно с $T = 40$ К, емкость уменьшается, что соответствует экспериментальным данным работы [4]. В нашем случае так же, как и в указанной работе, изменение емкости объясняется изменением диэлектрической проницаемости образца ϵ . Расчет по модели плоского конденсатора позволил определить диапазон ее изменения: от $\epsilon \approx 2 \cdot 10^3$ при $T = 4,2$ К до $\epsilon \approx 2 \cdot 10^5$ при $T \geq 40$ К. Последнее

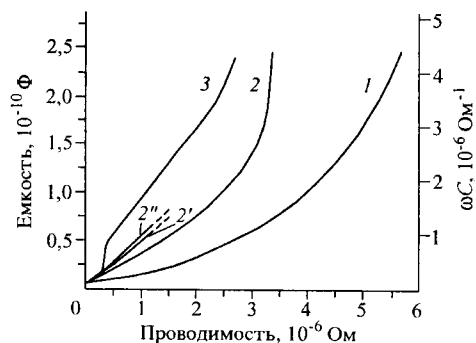


Рис. 8. Соотношение между активной компонентой проводимости образца R^{-1} и его емкостью (левая шкала) и емкостной компонентой проводимости (правая шкала): $f = 3,3$ кГц: 1 – рост проводимости вследствие изменения температуры от 4,2 до ~ 25 К без освещения, 2, 2', 2'' – рост проводимости при включении источника освещения ИК₁, 3 – при включении источника излучения ИК₂; время нарастания проводимости до максимального значения: 2, 3 – 600, 2' – 6, 2'' – 0,4 с; температура измерений при освещении $T = 4,2$ К

значение примерно на порядок больше, чем максимальное значение, измеренное в [4].

Указанные значения ϵ наблюдаются при нулевом значении внешнего постоянного электрического поля. При приложении электрического поля с напряженностью 500 В/см уменьшение ϵ начинается при более высоких температурах, и на температурной зависимости емкости появляется «полка» при $T = 25\text{--}30$ К.

По экстраполяции зависимости $1/\epsilon = f(T)$ при нулевом электрическом поле было получено значение $T_{\text{кр}} = 17,5$ К, что несколько меньше, чем в [4] для образцов с содержанием индия 1 % при $T = 21$ К. Это различие может быть обусловлено как увеличением содержания индия в нашем случае до 3 %, так и тем, что в пленке $\text{СОТ}(\text{In})$, полученной на BaF_2 , из-за рассогласования параметров кристаллических решеток и коэффициентов температурного расширения существуют напряжения в отличие от объемных кристаллов, исследованных в [4].

Основным экспериментальным результатом является обнаружение гигантского (до двух порядков) возрастания емкости и, следовательно, диэлектрической проницаемости при освещении образца вблизи температур жидкого гелия – фотодиэлектрического эффекта. При освещении емкость достигает значения $7,5 \cdot 10^{-10}$ Ф ($\epsilon \approx 2 \cdot 10^5$) при сопротивлении образца $10^5\text{--}10^6$ Ом. Емкость образца без освещения при температурах жидкого гелия близка к $7,5 \cdot 10^{-12}$ Ф ($\epsilon \approx 2 \cdot 10^3$) при сопротивлении образца на уровне 10^{11} Ом при $T = 8$ К и свыше 10^{14} Ом при $T = 4,2$ К.

Известно, что, например, в сегнетоэлектриках влияние проводимости, связанной со свободными носителями заряда, сводится к экранированию и компенсации спонтанной поляризации кристаллической решетки. Можно предположить, что появление свободных носителей заряда в $\text{СОТ}(\text{In})$ вследствие его освещения или увеличения температуры также может привести к изменению его диэлектрических характеристик. Из приведенных экспериментальных данных следует, что увеличение диэлектрической проницаемости $\text{СОТ}(\text{In})$ при освещении, как и при повышении температуры, сопровождается увеличением проводимости. Вместе с тем из рис. 8 следует, что изменение диэлектрической проницаемости (емкости) образца связано не только с изменением проводимости (или концентрации носителей заряда), но и зависит от причин, вызвавших это изменение.

Как уже отмечено, зависимость диэлектрической проницаемости (емкости) от проводимости $C = f(R^{-1})$ принципиально различна не только для увеличения проводимости вследствие роста температуры образца или вследствие его освещения, но и для его освещения излучением разных спектральных диапазонов. Изменение величины диэлектрической проницаемости в несколько раз больше в случае, когда увеличение проводимости вызвано освещением образца, а не повышением его температуры. При этом изменение ϵ сильнее при облучении квантами с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны СОТ , и достигает порядка и более по сравнению с изменением ϵ , наблюдаемым при увеличении проводимости из-за повышения температуры.

Таким образом, можно предположить, что переход образца от состояния со сравнительно небольшой величиной диэлектрической проницаемости в темноте в состояние с большим значением ϵ и, следовательно, с сильной по-

ляризуемостью решетки под действием излучения связан с прямым взаимодействием излучения с решеткой. В то же время не исключено и то, что частично изменение ϵ может определяться процессами с участием свободных носителей заряда, генерируемых излучением. В пользу этого свидетельствует зависимость $C = f(R^{-1})$ при увеличении температуры в отсутствие освещения.

Низкие температуры $T_{кр}$ наблюдаемого перехода $\text{COT}(\text{In})$ из состояния с малым значением ϵ в состояние с большим значением ϵ в темноте позволяют предположить, что активационная энергия перехода может составлять всего несколько миллиэлектронвольт, а соответствующая линия поглощения излучения может находиться в сверхдальнем, вплоть до субмиллиметрового, ИК-диапазоне длин волн. Согласно данным [8] такое предположение имеет серьезное экспериментальное основание. В указанной работе наблюдался фотоответ при освещении образцов $\text{COT}(\text{In})$ излучением с длиной волны до 115 мкм, хотя данных о наличии в этом соединении соответствующих мелких примесных уровней в настоящий момент не существует.

Если предположить, что переход между состояниями со столь сильно отличающимися значениями ϵ может быть вызван поглощением излучения дальнего ИК-диапазона без генерации свободных носителей заряда, то наблюдаемый в [8] фототок может носить емкостный характер, связанный с перезарядкой емкости образца при ее изменении вследствие изменения ϵ .

Обнаруженная нами частотная зависимость ϵ (см. рис. 7) сама по себе не является чем-то необычным для сильно поляризуемых сред. Важным, на наш взгляд, является установление факта разной дисперсионной зависимости ϵ для случаев, когда образцы находятся в темноте или когда они освещаются излучением разного спектрального состава или разной интенсивности. В эксперименте, результаты которого отражены на рис. 7, условия измерений специально выбирались такими, чтобы емкость образца на низких частотах была примерно одинаковой для всех случаев. При этом наиболее сильное уменьшение емкости с повышением частоты наблюдается в отсутствие освещения образца, а наиболее слабая частотная зависимость – в условиях большого уровня освещенности.

В настоящий момент имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы предложить описание изложенной модели на микроскопическом уровне. Вместе с тем из приведенных экспериментальных данных следует, что характерные соотношения между емкостью и проводимостью образцов дают значения постоянных времени RC от тысячных долей секунды (сильная освещенность) до 10^3 с и более в темноте при температуре жидкого гелия. В последнем случае использована оценка величины темнового сопротивления на основе анализа соотношения темнового и светового токов. Эти цифры хорошо согласуются с известными данными по задержанной фотопроводимости в $\text{COT}(\text{In})$. По нашему мнению, обсуждение кинетики фотопроводимости в $\text{COT}(\text{In})$ должно включать в себя учет процессов перезарядки емкости, связанной с изменением величины диэлектрической проницаемости. В свою очередь, кинетика изменения диэлектрических параметров сама может зависеть от изменения проводимости (фототока), что должно вести к сложной неэкспоненциальной релаксации проводимости, наблюдаемой как в наших, так и в множестве других экспериментальных работ. Помимо этого при локальных флуктуациях состава и, как следствие, значений диэлектрической проницаемости при освещении образца могут образовывать-

ся условия для захвата неравновесных носителей заряда, что также осложняет картину долговременной релаксации проводимости.

Зависимость емкости от постоянного напряжения смещения как в темноте, так и при освещении не противоречит изложенному подходу к $\text{COT}(\text{In})$ как низкотемпературному сегнетоэлектрику. В частности, в [9] приведены характерные значения увеличения температуры фазового перехода для некоторых сегнетоэлектриков $1-2 \cdot 10^{-3}$ К при приложении внешнего электрического поля 1 В/см, что дает значение 0,5–1 К для напряженности поля 500 В/см и согласуется с полученными нами темновыми зависимостями емкости от температуры (см. рис. 6). В принципе, уменьшение емкости под действием поля при освещении может иметь ту же природу, однако нуждается в дополнительном изучении.

Заключение. В эпитаксиальных пленках $\text{COT}(\text{In})$ впервые обнаружен фотодиэлектрический эффект, заключающийся в сильном – до двух порядков – увеличении низкочастотной диэлектрической проницаемости образцов при температуре ниже 20 К вследствие их освещения.

Анализ зависимости эффекта от спектрального диапазона используемого освещения и частотных характеристик емкости образцов позволяет предположить, что эффект может наблюдаться при использовании излучения с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны, возможно – без генерации свободных носителей заряда.

Величина постоянной времени RC , определяемой сопротивлением и емкостью образцов, лежит в диапазоне от тысячных долей секунды при больших уровнях освещения до 10^3 с и более в темноте, что по порядку величины соответствует наблюдаемым в $\text{COT}(\text{In})$ временам релаксации фототока. Таким образом, зависимость диэлектрической проницаемости от освещения необходимо учитывать при анализе релаксации фототока и построении соответствующих моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вул Б. М., Воронова И. Д., Калюжная Г. А. и др. Особенности явлений переноса в $\text{Pb}_{0,78}\text{Sn}_{0,22}\text{Te}$ с большим содержанием индия // Письма в ЖЭТФ. 1979. 29, вып. 1. С. 21.
2. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Богословский С. А. и др. Неравновесное металлическое состояние в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Там же. С. 11.
3. Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. Фотопроводимость сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, легированных Al, Ga, In, Cd // Письма в ЖТФ. 1980. 14, вып. 6. С. 1269.
4. Виноградов В. С., Кучеренко И. В. Сегнетоэлектрические свойства кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0,25$), легированных индием // ФТТ. 1991. 33, № 9. С. 2572.
5. Акимов Б. А., Борщевский В. В., Брандт Н. Б., Пирогов Ю. А. Влияние примеси индия на диэлектрические и фотопроводящие свойства полупроводников – сегнетоэлектриков $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ // ФТТ. 1990. 32, № 1. С. 273.
6. Васин О. И., Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Шумский В. Н. Молекулярная эпитаксия $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ на Ge, Si, GaAs, InSb, BaF_2 // Поверхность. 1985. № 7. С. 66.
7. Klimov A. E., Krivopalov D. V., Neizvestny I. G. et al. Surface LTT-film structure with In doping // Appl. Surface Sci. 1994. 78. P. 413.
8. Khokhlov D. R., Ivanchik I. I., Rains S. N. et al. Performance and spectral response of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ far-infrared photodetectors // Appl. Phys. Lett. 2000. 76, N 20. P. 2835.
9. Кенциг В. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.