

# Фотодиэлектрический эффект в $\text{TlInS}_2$ , активированном примесью La

© М.-Н.Ю. Сейидов<sup>\*,\*\*</sup>, Р.А. Сулейманов<sup>\*,\*\*</sup>, С.С. Бабаев<sup>\*\*</sup>,  
Т.Г. Мамедов<sup>\*\*</sup>, А.И. Наджафов<sup>\*\*</sup>, Г.М. Шарифов<sup>\*\*</sup>

\* Department of Physics, Gebze Institute on Technology,  
Gebze, Kocaeli, Turkey

\*\* Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,  
Баку, Азербайджан

E-mail: smirhasan@gyte.edu.tr

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 июня 2008 г.)

Впервые получены данные о влиянии света на низкочастотные диэлектрические свойства слоистого кристалла  $\text{TlInS}_2$ , легированного примесью La. Установлено, что подсветка кристалла в процессе измерений существенно изменяет вид температурной зависимости диэлектрической постоянной ( $\epsilon$ )  $\text{TlInS}_2$  с примесью La в области существования несоизмеримой фазы. В работе впервые исследованы температурные зависимости  $\epsilon$   $\text{TlInS}_2$  с примесью La при предварительном охлаждении кристалла в присутствии различного по величине напряженности постоянного электрического поля. Сделано заключение о том, что наблюдаемый на опыте фотодиэлектрический эффект обусловлен процессами локализации носителей заряда на дефектных уровнях в запрещенной зоне кристалла с образованием локальных поляризованных состояний.

PACS: 61.44.Fw, 71.20.Nr, 71.55.-i, 72.80.Sk, 77.22.-d, 77.22.Ch, 77.22.Ej, 77.80.Bh

## 1. Введение

Исследование слоистых кристаллов  $\text{TlInS}_2$ , относящихся к классу сегнетоэлектриков — полупроводников, представляет в настоящее время заметный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения благодаря широкому набору необычных диэлектрических [1–3], транспортных [4–8], термодинамических [9], упругих [10–11] и других свойств, характерных для этих соединений, а также значительным успехам технологии в синтезе материалов различного примесного состава и кристаллической структуры [12–16].

Выращенные из расплава стехиометрического состава методами направленной кристаллизации специально нелегированные кристаллы  $\text{TlInS}_2$  обладают при комнатной температуре моноклинным типом кристаллической структуры, принадлежащим к пространственной группе симметрии  $C_{2h}^6$  [16]. Элементарная ячейка (ЭЯ) включает 16 формульных единиц и имеет параметры:  $a = 10.95 \text{ \AA}$ ,  $b = 10.95 \text{ \AA}$ ,  $c = 15.14 \text{ \AA}$  и  $\beta = 100^\circ$ . В зависимости от взаимного расположения слоев можно выделить несколько политипов в соединениях  $\text{TlInS}_2$ , различающихся значением параметра  $c$  ( $\sim 15$ ,  $\sim 60$ ,  $\sim 120 \text{ \AA}$  и т.д.).

Кристаллы  $\text{TlInS}_2$  представляют собой предмет многочисленных экспериментальных и теоретических исследований, целью которых являлось изучение природы и последовательности структурных фазовых переходов (ФП), имеющих место в  $\text{TlInS}_2$  при понижении температуры. Многочисленными исследованиями (см. [1–11] и ссылки в них) однозначно идентифицированы ФП вблизи  $T_i \sim 216 \text{ K}$  из высокотемпературной параэлектрической фазы в несоизмеримую (INC) фазу и в окрестности  $T_c \sim 201 \text{ K}$  из INC-фазы в соизмеримую (С) сегнетоэлектрическую фазу с учетверением ЭЯ вдоль кристаллографической оси  $c$ . Установлено,

что спонтанная поляризация ориентирована параллельно слоям  $\text{TlInS}_2$ . Пространственная группа симметрии низкотемпературной полярной фазы, несмотря на многочисленные попытки, до сих пор экспериментально не выявлена.

В работах [4–8] показано, что температура ФП в сегнетоэлектрическую С-фазу и многие электрические характеристики  $\text{TlInS}_2$  сложным образом зависят от предыстории кристалла. В частности, показано, что пики, связываемые с ФП в С-фазу на температурных зависимостях электропроводности, пироэлектрического тока, температурной и спектральной зависимостях фотопроводимости  $\text{TlInS}_2$ , измеренные после нескольких циклов нагрев—охлаждение, смещаются более чем на 35 K от  $T_c \sim 201 \text{ K}$ , причем интенсивности пиков также сильно изменяются. Температурное циклирование отражается и на пиках, регистрируемых на кривой термостимулированного тока (TSC)  $\text{TlInS}_2$ : отдельные пики, соответствующие примесным состояниям кристалла, после процедуры термоциклирования сливаются в один широкий максимум. Другими словами, в ходе термической обработки  $\text{TlInS}_2$  происходит своеобразная эволюция примесной структуры кристалла, отражающаяся и на самих ФП.

В последние годы появились работы, в которых изучалось влияние примесей [12–15] и радиационных дефектов [17–19] на диэлектрические свойства кристаллов  $\text{TlInS}_2$ . Установлено, что образование структурных дефектов, вызванных электронным и  $\gamma$ -облучением [18,19], а также введением примесей атомов Fe, Ge, Cr, Mn, Yb, Sm, Bi и La в структуру  $\text{TlInS}_2$  [12–15], сопровождается существенным видоизменением температурной зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon(T)$  — особенно это различие наблюдается в области температур структурных ФП. Однако разнообразие, а иногда противоречивость существующих данных указывают на недостаточную ясность представлений в вопросе о

механизме влияния примеси на диэлектрические свойства  $\text{TlInS}_2$ . Наиболее ярко такой механизм мог бы проявиться при исследованиях влияния освещения на  $\varepsilon(T)$  легированных кристаллов  $\text{TlInS}_2$ . Таким образом, исследования диэлектрических свойств кристаллов  $\text{TlInS}_2$ , активированных атомами La, в широком температурном интервале, включающем и точки структурных ФП, под влиянием света и электрического поля и стали основной целью настоящих исследований.

## 2. Приготовление образцов и методика измерений

Кристаллы для исследований были выращены с применением модифицированного метода Бриджмена–Стокбаргера. С целью предотвращения возможных загрязнений материалом тигля в качестве контейнеров для загрузки шихты использовался стеклоглеродный тигель марки СУ-2500 с конусным окончанием, расположенный внутри кварцевой ампулы. Применялись элементы, имеющие чистоту не менее 99.9997% основного вещества. Легирование в процессе роста кристаллов проводили путем добавления в ампулу с предварительно синтезированным  $\text{TlInS}_2$  соответствующей навески La. В результате направленной кристаллизации расплава, которая регулировалась вытягиванием кварцевой ампулы посредством редуктора со скоростью 0.15 mm/h, были получены монокристаллические булы размером  $\sim 4.0 \text{ cm}^3$ . Значение температурного градиента в зоне кристаллизации составляло 15 K/cm, а температура в зоне отжига  $\sim 770 \text{ K}$ . Выращенный кристалл имел ярко выраженную слоистость, желтый цвет, был устойчив на воздухе, прозрачен и характеризовался высоким оптическим качеством поверхности.

Аттестация образца производилась с помощью EDX-(energy dispersive X-ray analysis) микроанализа на сканирующем электронном микроскопе. EDX-микроанализ, осуществленный при комнатной температуре, подтвердил формульный состав образца. Из данных EDX-микроанализа также следует, что исследуемый образец обогащен примесью 0.37 at.% La. Кроме того, обнаружено небольшое процентное содержание атомов фоновых примесей, таких как углерод, кислород и кремний, которые практически всегда присутствуют в структуре кристалла из-за особенностей технологии выращивания.

Для исследования диэлектрических свойств  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  из монокристаллического слитка был изготовлен образец в виде плоскопараллельной пластины толщиной 1.08 mm и площадью 18.91 mm<sup>2</sup>. На специально обработанные грани, перпендикулярные полярному направлению, были нанесены проводящие электроды из суспензии на основе мелкодисперсного серебра, к которым от измерительного входа стандартного автоматического цифрового моста подводились тонкие медные провода. Расстояние между электродами составляло 2.87 mm. Образец помещался в объем азотного

оптического криостата, снабженного системой стабилизации температуры с точностью  $\pm 0.05 \text{ K}$ . Все измерения проводились в вакууме  $\sim 10^{-3} \text{ bar}$ .

Измерения диэлектрической проницаемости были выполнены с помощью автоматического цифрового моста переменного тока на частоте 1 kHz в слабых измерительных полях (амплитуда измерительного поля составляла  $\approx 10 \text{ V/cm}$ ). Относительная погрешность определения значения диэлектрической проницаемости была не более 0.2%.

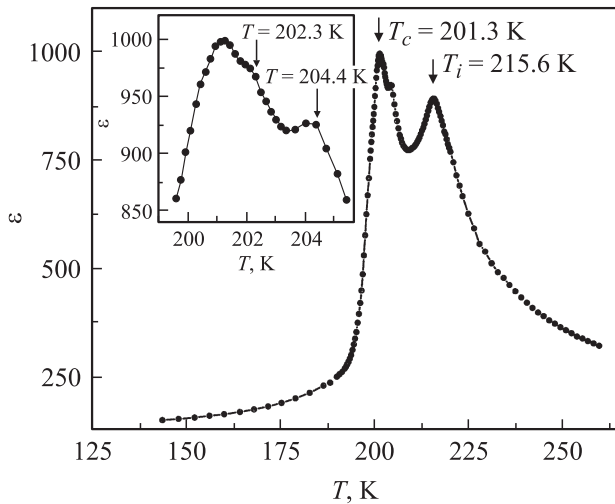
Температурные зависимости  $\varepsilon$  определялись в режиме нагрева с линейной скоростью 1.5 K/min. Температура образца измерялась медь-константановой термопарой, спай которой находился вблизи поверхности образца. Точность определения температуры составляла  $\pm 0.01 \text{ K}$  во всем измеряемом интервале температур. Перед каждым измерением образец предварительно нагревался до 300 K.

Освещение образца производилось белым светом галогеновой лампы мощностью 100 W. Интенсивность падающего на кристалл светового излучения варьировалась в пределах от 925 mW/cm<sup>2</sup> до 1.34 W/cm<sup>2</sup>. При проведении измерений предпринимались меры по обеспечению однородности освещения образца. Одновременно к кристаллу можно было подвести постоянное электрическое напряжение, изменяющееся в интервале от 0 до 500 V.

Измерения пиротока выполнялись общепринятым методом короткозамкнутого образца при его равномерном нагревании. В качестве регистрирующего прибора использовался электромметр В7-30. Процедура измерений включала следующие операции: вначале образец охлаждался в темноте в присутствии внешнего поляризующего электрического поля напряженностью  $\sim 350 \text{ V/cm}$  до 77 K. Затем со скоростью изменения температуры 1.5 K/min образец нагревался в темноте или же под воздействием светового излучения до комнатной температуры. Параллельно регистрировался ток короткого замыкания  $i_p(T)$ , протекающий через образец.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Температурная зависимость диэлектрической проницаемости образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , измеренная в режиме нагрева на частоте 1 kHz вдоль полярной оси кристалла в широкой области температур, включающей и точки структурных ФП, представлена на рис. 1. Как видно из рис. 1, кривая  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  характеризуется наличием ярко выраженных аномалий в виде максимумов, положения которых на температурной шкале соответствуют точкам ФП при  $T_i = 215.6 \text{ K}$  и  $T_c = 201.3 \text{ K}$ . Поведение  $\varepsilon$ , а также положения максимумов на кривой  $\varepsilon(T)$  исследуемого образца качественно согласуются с особенностями  $\varepsilon(T)$  номинально чистых кристаллов  $\text{TlInS}_2$ , исследованных [1,2] на частоте измерительного поля 1 kHz, однако пиковые значения  $\varepsilon$   $\text{TlInS}_2 + 0.37\% \text{ La}$

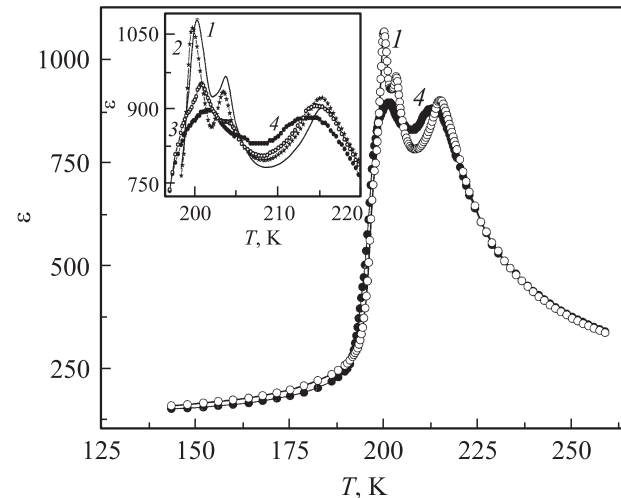


**Рис. 1.** Температурная зависимость диэлектрической проницаемости  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , измеренная в режиме нагрева на частоте 1 kHz. На вставке — аномальное поведение  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в области температур  $\sim 199$ – $\sim 205$  К.

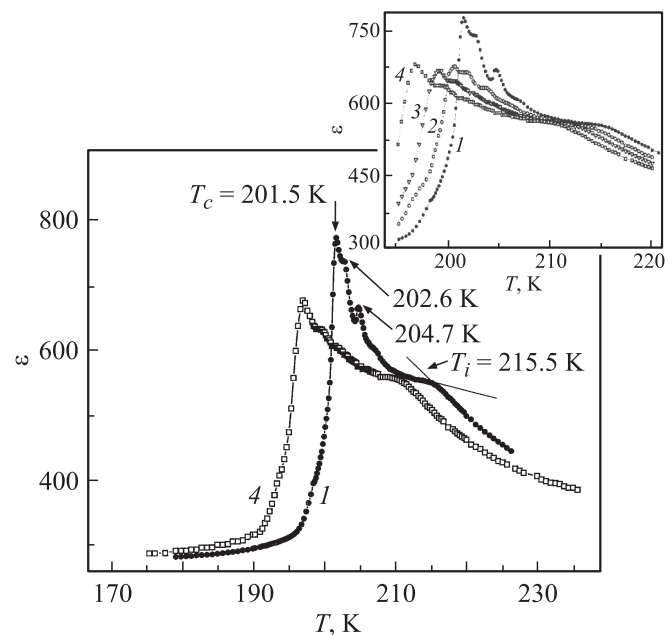
при  $T_c$  и  $T_i$ , достигающие величин  $\sim 10^3$  и  $\sim 900$  соответственно, несколько превышают данные, известные из литературы (для нелегированных кристаллов  $\text{TlInS}_2$ , исследованных в [1,2]). Анализ температурной зависимости обратной диэлектрической проницаемости  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  показал, что как в параэлектрической фазе от комнатной температуры до точки  $T_i$ , так и непосредственно ниже температуры  $T_c$  зависимость  $\varepsilon^{-1}(T)$  удовлетворительно аппроксимируется законом Кюри–Вейсса, при этом значения постоянной Кюри  $C \sim 2.3 \cdot 10^4$  К для параэлектрической фазы и  $C \sim 3.5 \cdot 10^3$  К для сегнетоэлектрической фазы удовлетворительно согласуются с литературными данными [1,2]. Из рис. 1 также видно, что на зависимости  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  наблюдаются небольшие аномалии при температуре около 202.3 К и в окрестности 204.4 К, которые также ранее наблюдались при исследовании температурной зависимости диэлектрических свойств некоторых образцов нелегированного  $\text{TlInS}_2$  [1,2].

Результаты измерения  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , выполненные в режиме нагрева, при постоянной подсветке образца различным по интенсивности белым светом представлены на рис. 2. Для сравнения на рис. 3 приведены аналогичные кривые, полученные на нелегированном образце  $\text{TlInS}_2$ . Отметим, что кривые  $\varepsilon(T)$  нелегированного образца  $\text{TlInS}_2$  демонстрируют „классическое“ поведение под действием света [20–21] — кривая целиком смещается в сторону низких температур, а значение  $\varepsilon$  в максимуме при  $T_c$  уменьшается. Поведение  $\varepsilon(T)$  в  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  существенно иное. Как видно из рис. 2, фотовозбуждение кристалла  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  светом интенсивности  $925 \text{ mW/cm}^2$  сопровождается незначительным изменением диэлектрической проницаемости кристалла, причем указанные изменения затрагивают только температурную область существования INS-фазы (кривая 2 на

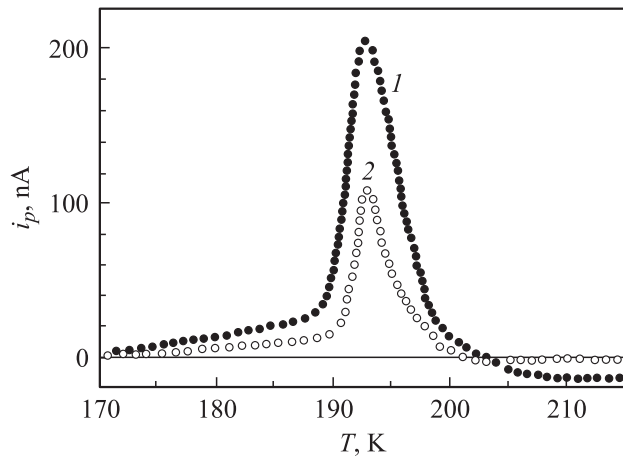
вставке к рис. 2). Обращает на себя внимание и то, что до температуры  $\sim 206$  К кривая  $\varepsilon(T)$  фотовозбужденного образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  расположена ниже кривой  $\varepsilon(T)$ , измеренной в темноте, в то время как выше температуры  $\sim 206$  К  $\varepsilon(T)$  кристалла, полученная при освещении, проходит выше  $\varepsilon(T)$  неосвещенного образца. Кроме



**Рис. 2.** Температурная зависимость диэлектрической проницаемости  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , измеренная в режиме нагрева на частоте 1 kHz в темноте (1) и при непрерывной подсветке образца белым светом интенсивностью  $1.35 \text{ W/cm}^2$  (4). На вставке — аномальное поведение  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в области температур  $\sim 196$ – $\sim 220$  К. 1 — в темноте, 2–4 — при непрерывной подсветке образца белым светом интенсивностью 0.925 (2), 1.14 (3) и  $1.35 \text{ W/cm}^2$  (4).



**Рис. 3.** Температурные зависимости диэлектрической проницаемости нелегированного образца  $\text{TlInS}_2$ , измеренные в режиме нагрева на частоте 1 kHz. 1–4 — то же, что на рис. 2.



**Рис. 4.** Температурная зависимость пиротока, измеренная в режиме нагрева образца, после его охлаждения в присутствии внешнего поляризирующего электрического поля  $350 \text{ V/cm}$ . 1 — в темноте, 2 — в присутствии светового возбуждения  $925 \text{ mW/cm}^2$ .

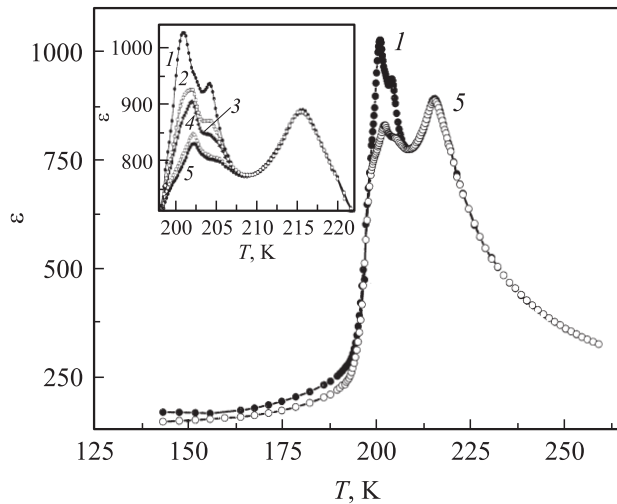
того, на кривой  $\varepsilon(T)$  освещенного образца появляется небольшая аномалия в виде „плеча“ в области температур  $\sim 197.5 \text{ K}$  и наблюдается незначительное смещение температурных положений максимумов: ФП в сегнетоэлектрическую  $C$ -фазу регистрируется при  $T_c \sim 200 \text{ K}$ , а аномалия, регистрируемая при  $204 \text{ K}$  в темноте, наблюдается на кривой диэлектрической проницаемости фотовозбужденного образца при  $\sim 203.6 \text{ K}$ .

Повышение интенсивности света до  $1.14$  и  $1.35 \text{ W/cm}^2$  сопровождается не только изменением амплитудных значений максимумов диэлектрической проницаемости образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  на свету, но и существенным изменением формы кривой  $\varepsilon(T)$  в температурном интервале устойчивости INC-фазы (кривые 3 и 4 на вставке к рис. 2 соответственно). Как видно из рисунка, зависимости  $\varepsilon(T)$ , измеренные на свету, вновь пересекают аналогичную кривую неосвещенного образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  при  $\sim 206 \text{ K}$ . Кроме того, если на кривой  $\varepsilon(T)$ , исследованной при постоянной подсветке образца светом интенсивностью  $1.14 \text{ W/cm}^2$  (кривая 3 на врезке к рис. 2), максимум в окрестности  $204 \text{ K}$  трансформируется в аномалию в виде плато, то свет интенсивностью  $1.35 \text{ W/cm}^2$  приводит к полному „стиранию“ указанной аномалии (кривая 4 на рис. 2). Из рис. 2 видно, что абсолютное значение максимума диэлектрической проницаемости кристалла  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в окрестности ФП в  $C$ -фазу под действием света интенсивностью  $1.14$  и  $1.35 \text{ W/cm}^2$  понижается до  $\sim 946$  и  $\sim 894$  с существенным размыванием максимума на кривой  $\varepsilon(T)$  при световом возбуждении  $1.35 \text{ W/cm}^2$ . При этом температурное положение указанной аномалии смещается в сторону более высоких температур по сравнению с аналогичной особенностью на  $\varepsilon(T)$ , исследованной в темновом режиме, и регистрируется при  $\sim 201.1$  и  $\sim 202 \text{ K}$  соответственно. Из сравнения кривых рис. 2 следует, что световое излучение

интенсивностью  $1.14$  и  $1.35 \text{ W/cm}^2$  активно влияет также на величину и температурное положение аномалии  $\varepsilon(T)$  в точке ФП в INC-фазу: при уровне освещенности исследуемого образца  $1.14 \text{ W/cm}^2$  аномалия при  $T_i$  на кривой  $\varepsilon(T)$  регистрируется при  $\sim 214.5 \text{ K}$ , а при интенсивности света  $1.35 \text{ mW/cm}^2$  указанная аномалия несколько размывается, уменьшается до  $\sim 880$  и наблюдается в окрестности  $\sim 213.5 \text{ K}$ .

Кривая 1, показанная на рис. 4 и представляющая собой температурную зависимость пирозлектрического тока ( $i_p$ ), протекающего в цепи короткозамкнутого образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , получена при равномерном нагревании кристалла в темноте со скоростью  $1.5 \text{ K/min}$  после его предварительного охлаждения (также в темноте) в присутствии поляризирующего внешнего электрического поля  $350 \text{ V/cm}$ . Видно, что кривая 1 характеризуется аномалией в виде пика при температуре  $\sim 193 \text{ K}$  (как известно, пик на кривой  $i_p(T)$  всегда регистрируется при более низких температурах, чем  $T_c$  [22]). Кривая 2 на этом же рисунке получена при непрерывной подсветке образца в процессе измерений белым светом интенсивностью  $925 \text{ mW/cm}^2$ . Сравнение кривых  $i_p(T)$ , измеренных в темновом и световом режимах, показывает, что световое возбуждение уменьшает амплитуду пика на кривой пиротока в окрестности  $\sim 193 \text{ K}$  почти в 2 раза. Кроме того, если, начиная с температуры  $\sim 204 \text{ K}$  вплоть до точки ФП в INC-фазу, кривая  $i_p(T)$ , измеренная в темноте, характеризуется наличием „отрицательного“ участка, то на кривой  $i_p(T)$ , полученной на образце  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в присутствии света, инверсия знака пиротока в указанном температурном регионе (в пределах точности измерения) не была зафиксирована. Такое поведение также отличается от „классического“ — пик пиротока не только должен уменьшаться по величине, но и смещаться в сторону низких температур в соответствии с поведением пика  $\varepsilon(T)$  при  $T_c$  [20–21].

На рис. 5 показаны зависимости  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , полученные в режиме нагрева кристалла на частоте измерения  $1 \text{ kHz}$ , после предварительного охлаждения образца в темноте от комнатной температуры до  $77 \text{ K}$  в присутствии различного по интенсивности внешнего поляризирующего электрического поля. Как видно из врезки к рис. 5, кривые  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  демонстрируют существенные изменения в зависимости от величины постоянного электрического поля, в присутствии которого осуществлялось предварительное охлаждение образца, причем указанные изменения наблюдаются только лишь в температурной области  $\sim 199$ – $\sim 206 \text{ K}$ . Из рис. 5 хорошо видно, что после предварительной поляризации кристалла внешним электрическим полем  $\sim 200 \text{ V/cm}$  (кривая 2 на врезке к рис. 5) диэлектрическая аномалия, соответствующая сегнетоэлектрическому ФП в  $C$ -фазу, трансформируется от резкого пика в несколько размывтый, колоколообразный максимум, регистрируемый при температуре  $\sim 202 \text{ K}$ . Кроме того, небольшой максимум на кривой  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  при  $\sim 204 \text{ K}$  трансформируется в аномалию в виде плато. Темпера-



**Рис. 5.** Температурная зависимость диэлектрической проницаемости  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , измеренная в режиме нагрева на частоте 1 kHz в темноте без предварительной поляризации образца внешним смещающим полем (1) и после предварительной поляризации образца постоянным электрическим полем напряженности 2 kV/cm (5). На вставке —  $\varepsilon(T)$  в области температур 200–220 К. Кривая 1 получена без предварительной поляризации образца внешним смещающим полем, кривые 2–5 — после предварительной поляризации образца  $\text{TlInS}_2 + 0.37\% \text{La}$  постоянным электрическим полем различной напряженности.  $E$ , kV/cm: 2 – 0.2, 3 – 0.4, 4 – 1, 5 – 2.

турная зависимость  $\varepsilon$  образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$ , измеренная сразу после его предварительной поляризации постоянным электрическим полем  $\sim 400 \text{ V/cm}$  (кривая 3), 1 kV/cm (кривая 4) и 2 kV/cm (кривая 5) характеризуется еще большим подавлением максимума на кривой  $\varepsilon(T)$  в точке ФП в сегнетоэлектрическую  $C$ -фазу. С ростом амплитуды поляризующего внешнего поля зависимость  $\varepsilon(T)$  в окрестности  $\sim 204 \text{ K}$  становится практически монотонной: на кривой  $\varepsilon(T)$ , измеренной после предварительной поляризации кристалла внешним полем  $\sim 1 \text{ kV/cm}$  (кривая 4) и  $\sim 2 \text{ kV/cm}$  (кривая 5), проявляется лишь слабо выраженный след упомянутого выше максимума при  $\sim 204 \text{ K}$ . Важно также отметить, что диэлектрическая проницаемость исследуемого кристалла в температурном интервале вне области устойчивости INC-фазы нечувствительна к смещающему электрическому полю, которым производилась предварительная поляризация образца  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в процессе его охлаждения.

Таким образом, результаты диэлектрических измерений, выполненные на кристаллах  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  при предварительной поляризации образца постоянным электрическим полем, однозначно свидетельствуют о наличии в составе  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  неких примесных диполей, способных ориентироваться под действием внешнего электрического поля. Формирование примесных диполей может быть связано с локализацией носителей на примесях La либо же на дефектах, образованных их присутстви-

ем в структуре  $\text{TlInS}_2$ . Последующая запись кривой  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  в режиме нагрева происходит уже в присутствии индуцированного описанным выше способом внутреннего электрического поля или, согласно общепринятой терминологии, реализуется поляризация кристалла во внутреннем поле термоэлектрета [20,21]. Тот факт, что наведенная электрическим полем особенность в поведении  $\varepsilon(T)$   $\text{TlInS}_2:\text{La}$  обнаруживается только лишь в температурной области  $\sim 199 - \sim 206 \text{ K}$ , связан, по-видимому, с уменьшением подвижности солитонной структуры, образующейся внутри INC-фазы при приближении к  $T_c$  [23–24], в присутствии внутреннего поля термоэлектрета.

Остановимся теперь на возможном механизме, способном вызвать высокую чувствительность  $\varepsilon$  кристалла  $\text{TlInS}_2:\text{La}$  к освещению в области устойчивости INC-фазы. Приведенный выше механизм изменения подвижности солитонной структуры пригоден и в данном случае. Как известно, наблюдаемый на опыте рост  $\varepsilon$  при приближении к температуре  $T_c$  со стороны INC-фазы обусловлен усиливающимся движением солитонов в переменном измерительном электрическом поле [23–27]. Рассмотренные выше фотоактивные локальные центры La в  $\text{TlInS}_2$ , поляризуясь под действием светового излучения, могут замедлить перестройку солитонной структуры — в этом случае происходит поляризация кристалла во внутреннем поле фотоэлектрета. Таким образом, освещение кристалла по существу эквивалентно влиянию внутреннего электрического поля.

Отметим теперь, что освещение может привести и к росту подвижности солитонов, как это было показано в нашей недавней работе [28], причем этот рост должен обнаруживаться на кривой  $\varepsilon(T)$  в температурной области, близкой к  $T_i$ . Происходит это благодаря экранировке солитонных стенок свободными носителями заряда в INC-фазе. Данные рис. 2 хорошо иллюстрируют данное обстоятельство.

## 4. Заключение

Таким образом, в работе впервые показано, что освещение заметно влияет на диэлектрические свойства сегнетоэлектрика — полупроводника  $\text{TlInS}_2$  с примесью La в области устойчивости INC-фазы. Полученные экспериментальные данные показывают, что легированные электрически активной примесью кристаллы  $\text{TlInS}_2$  можно рассматривать как модельный объект для экспериментальных исследований специфических эффектов, связанных с возможностью радикального видоизменения примесной подсистемы полупроводникового кристалла путем различного рода внешних воздействий, из-за наличия в последовательности фаз сегнетоэлектрика — полупроводника  $\text{TlInS}_2$  промежуточной по температуре INC-фазы, т. е. устойчивой в предельном температурном регионе материальной среды с колоссальной величиной статической диэлектрической проницаемости.

## Список литературы

- [1] P.A. Сулейманов, М.Ю. Сеидов, Ф.А. Салаев, Ф.А. Микайлов. ФТТ **35**, 348 (1993).
- [2] К.Р. Аллахвердиев, Н.Д. Ахмед-заде, Т.Г. Мамедов, Т.С. Мамедов, М.Ю. Сеидов. ФНТ **26**, 76 (2000).
- [3] P.A. Сулейманов, М.Ю. Сеидов, Ф.А. Салаев, Т.С. Мамедов. ФТТ **34**, 1829 (1992).
- [4] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, E. Civan. Solid State Commun. **96**, 757 (1995).
- [5] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, K.R. Allakhverdiev, F.A. Mikailov, E. Civan. Solid State Commun. **96**, 821 (1995).
- [6] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, E. Civan, T. Firat. Solid State Commun. **98**, 385 (1996).
- [7] S. Özdemir, R.A. Suleymanov. Solid State Commun. **101**, 309 (1997).
- [8] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, M. Bucurgat, E. Bulur. Turkish J. Phys. **23**, 1013 (1999).
- [9] N.A. Abdullaev, K.R. Allakhverdiev, G.L. Belenkii, T.G. Mamedov, R.A. Suleymanov, Y.N. Sharifov. Solid State Commun. **53**, 601 (1985).
- [10] P.A. Сулейманов, М.Ю. Сеидов, Ф.М. Салаев. ФТТ **33**, 1797 (1991).
- [11] Ю.В. Илизавский, В.М. Стернин, P.A. Сулейманов, Ф.М. Салаев, М.Ю. Сеидов. ФТТ **33**, 104 (1991).
- [12] P.M. Сардарлы, О.А. Самедов, А.И. Наджафов, И.Ш. Садыхов. ФТТ **45**, 1085 (2003).
- [13] P.M. Сардарлы, А.П. Абдуллаев, Г.Г. Гусейнов, А.И. Наджафов, Э.А. Эюбова. Кристаллография **45**, 606 (2000).
- [14] S.N. Aliev, A.I. Nadjafov, O.Z. Alekperov. Neorg. Mater. **27**, 621 (1991).
- [15] M.M. El-Nahass, A.M.A. El-Barry, S. Abd el Rahman. Phys. Status Solidi A **203**, 317 (2006).
- [16] D. Muller, F. Poltmann, H. Hahn. Z. Naturforsch. B: Chem. Sci. **29**, 117 (1974).
- [17] A.K. Abiev, E.Z. Aliev, B.A. Natig, R.M. Sardarly. Phys. Status Solidi A **114**, K119 (1989).
- [18] P.M. Сардарлы, О.А. Самедов, И.Ш. Садыхов, А.И. Наджафов, Ф.Т. Салманов. ФТТ **47**, 1665 (2005).
- [19] А.У. Шелег, К.Б. Иодковская, С.В. Родин, В.А. Алиев. ФТТ **39**, 1088 (1997).
- [20] В.М. Фридкин. Сенетозлектрики-полупроводники. Наука, М. (1976). 408 с.
- [21] В.М. Фридкин. Фотосегнетоэлектрики. Наука, М. (1979). 284 с.
- [22] M.E. Lines, A.M. Glass. Principles and applications of ferroelectrics and related materials. Clarendon press, Oxford (1977). 680 p.
- [23] T. Janssen, A. Janner. Adv. Phys. **36**, 519 (1987).
- [24] T. Janssen. Phys. Rev. **168**, 55 (1988).
- [25] Б.А. Струков. Изв. АН СССР. Сер. физ. **51**, 1717 (1987).
- [26] H.Z. Cummins. Phys. Rep. **185**, 211 (1990).
- [27] P. Bak. Rep. Prog. Phys. **45**, 587 (1982).
- [28] М.Ю. Сеидов, P.A. Сулейманов, С.С. Бабаев, Т.Г. Мамедов, Г.М. Шарифов. ФТТ **50**, 105 (2008).