

08,06

Пироэлектрические свойства и дефекты структуры слоистого кристалла $TlInS_2$, легированного лантаном

© М.-Н.Ю. Сейидов^{1,2}, А.П. Одринский³, Р.А. Сулейманов^{1,2}, Е. Асар¹, Т.Г. Мамедов², В.Б. Алиева²

¹ Department of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, Kocaeli, Turkey

² Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

³ Институт технической акустики НАН Белоруссии, Витебск, Белоруссия

E-mail: odra@mail333.com

(Поступила в Редакцию 14 марта 2014 г.)

В окончательной редакции 22 апреля 2014 г.)

Представлены результаты исследований пироэлектрического тока слоистого кристалла $TlInS_2$, легированного примесью La. Проведен сравнительный анализ полученных результатов с данными фотоэлектрической релаксационной спектроскопии. Обсуждаются обнаруженные особенности вклада электрически активных дефектов в пироэлектрические свойства кристалла.

1. Введение

Слоистые кристаллы $TlInS_2$, принадлежащие к семейству сегнетоэлектриков-полупроводников, активно исследуются на протяжении нескольких десятилетий в качестве модельных соединений для изучения фундаментальных проблем структурных фазовых переходов, а также в связи с их ценными для технических приложений физическими свойствами (см., например, [1–8] и ссылки в них).

При комнатной температуре номинально чистый $TlInS_2$ кристаллизуется в моноклинной сингонии, принадлежащей к пространственной группе симметрии C_{2h}^6 . Элементарная ячейка включает 16 формульных единиц и имеет параметры: $\mathbf{a} = 10.95 \text{ \AA}$, $\mathbf{b} = 10.95 \text{ \AA}$, $\mathbf{c} = 15.14 \text{ \AA}$ и $\beta = 100^\circ$. Кристаллическая структура $TlInS_2$ образована из двумерно-периодических двойных слоев, чередующихся параллельно кристаллографической плоскости (001) (или перпендикулярно оси \mathbf{c}). Каждый „подслой“ состоит из последовательности групп In_4S_{10} — пирамид, которые, в свою очередь, построены из объединения четырех элементарных тетраэдров InS_4 . Тетраэдры объединяются вершинами, в которых размещены атомы серы. Два слоя обращены друг к другу вершинами пирамид и относительно сдвинуты таким образом, что образуются тригональные пустоты, в которых расположены атомы Tl. Химическая связь между атомами, принадлежащими к соседним слоям, осуществляется за счет ван-дер-ваальсовских сил взаимодействия, тогда как взаимодействие между атомами внутри слоя принадлежит к ионно-ковалентному типу связи. В зависимости от взаимного расположения слоев можно различать несколько политипов в соединениях $TlInS_2$. Наличие ван-дер-ваальсовской связи способствует образованию многочисленных дефектов в кристаллической структуре

$TlInS_2$: как точечных, так и протяженных, внедренных в основном в межслоевое пространство кристалла.

Температурное поведение диэлектрических, пироэлектрических, оптических, акустических, термодинамических и других свойств $TlInS_2$ в окрестности точек структурных фазовых переходов (ФП) исследовалось во множестве публикаций [1–8]. Общепринято, что при $T_i \sim 216 \text{ K}$ стабильная моноклинная кристаллическая модификация $TlInS_2$ трансформируется в несоизмеримую (INC) фазу с волновым вектором INC-модуляции $\mathbf{k}_i = (\delta; \delta; 0.25)$ (где $\delta = 0.012$ — параметр несоизмеримости). При $T_c \sim 201 \text{ K}$ в структуре кристалла происходит ФП в соизмеримую (C) фазу несобственного сегнетоэлектрика, с учетверенным периодом элементарной ячейки вдоль кристаллографической оси \mathbf{c} . Согласно выводам феноменологической теории [7–9] вектор спонтанной поляризации в низкотемпературной сегнетоэлектрической фазе $TlInS_2$ должен быть ориентирован параллельно оси симметрии второго порядка, однако в реальности сегнетоэлектрическая поляризация в этом соединении регистрируется во всех направлениях в плоскости слоя.

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию ФП в $TlInS_2$, физическая природа низкотемпературной полярной фазы и ее пространственная группа симметрии на сегодняшний день окончательно не выяснены. Если структурные исследования относят низкотемпературную C-фазу $TlInS_2$ к фазе несобственного сегнетоэлектричества, то результаты исследований температурной зависимости двулучепреломления (Δn), спектров рамановского рассеяния, инфракрасного отражения и других измеряемых физических параметров не согласуются с вышепредставленным сценарием ФП в $TlInS_2$ и указывают на принадлежность $TlInS_2$ к классу собственных сегнетоэлектриков с промежуточной по температуре INC-фазой, поскольку вблизи T_c наблюда-

ются характерные для собственных сегнетоэлектриков аномалии на кривых $\Delta n(T)$, а также смягчение некоторых фононов в центре зоны Бриллюэна.

В наших последних работах [10–15] было обнаружено существенное влияние внешних воздействий (электрическое поле, световое излучение) на многие физические свойства $TlInS_2$, особенно в области ФП. Стала очевидной доминирующая роль собственных глубоководных структурных дефектов и внедренных примесей в температурной зависимости тех или иных физических параметров $TlInS_2$ в области структурных ФП в присутствии внешних воздействий. Предполагается, что аномальное поведение многих физических свойств в области температур ФП в $TlInS_2$ обусловлено не только фононной динамикой слоистого кристалла $TlInS_2$, но и существенным вкладом как собственных дефектов, так и различных внедренных примесей. Для более детального изучения механизма этого воздействия в настоящей работе исследуются пироэлектрические свойства монокристалла $TlInS_2$, легированного примесью La ($TlInS_2 + La$).

Кроме того, с целью более детального изучения фотоэлектрической активности глубоководных дефектов в высокоомных образцах $TlInS_2 + La$ нами применялась методика нестационарной токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней с их оптическим заполнением, известная как фотоэлектрическая релаксационная спектроскопия [16–17] (PICTS — Photo-Induced Current Transient Spectroscopy).

2. Приготовление образцов и методика измерений

Кристаллы $TlInS_2$ были выращены применением модифицированного метода Бриджмена–Стокбаргера. В качестве контейнеров для загрузки шихты использовались кварцевые ампулы. Благодаря применению многоступенчатой очистки для каждого из составных элементов, все использованные компоненты перед загрузкой имели чистоту не ниже 99.9997%. Легирование в процессе роста кристаллов проводилось путем добавления в ампулу с предварительно синтезированным $TlInS_2$ соответствующей навески La. Концентрация вводимой в расплав примеси La находилась в пределах ~ 0.3 – 0.4 at%. В результате направленной кристаллизации расплава, которая регулировалась путем вытягивания кварцевой ампулы посредством индуктора со скоростью не более ~ 0.2 mm/h, были получены монокристаллические булы размерами до нескольких кубических сантиметров. Значение температурного градиента на концах эвакуированной и запаянной кварцевой ампулы длиной ~ 20 см не превышало ~ 12 – 15 К. Температура расплава снижалась со скоростью ~ 40 К в день до комнатной температуры с помощью регулятора температуры. Выращенный кристалл имел ярко выраженную слоистость, желтый цвет, был устойчив на воздухе, прозрачен и характеризовался высоким оптическим качеством поверхности.

Кристаллы обладали проводимостью p -типа с концентрацией носителей заряда $\sim 3 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$ при 300 К.

Аттестация образца производилась с помощью EDX (energy dispersive X-ray spectroscopy) 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 и обусловлены технологией выращивания кристалла.

Для исследования пироэлектрических свойств $TlInS_2 + La$ из монокристаллической булы был изготовлен образец в виде плоско-параллельной пластины толщиной ~ 1 mm и площадью ~ 10 mm 2 с гранями, перпендикулярными осям кристалла. При измерениях использовалась пластина с натуральными гранями. На грани, перпендикулярные полярному направлению были нанесены проводящие электроды из суспензии на основе мелкодисперсного серебра, к которым от измерительного входа внешнего прибора подводились тонкие медные провода. Образец помещался в оптический криостат (Janis closed — cycle helium refrigerator), снабженный системой автоматической регулировки и стабилизации температуры с точностью ± 0.05 К. Контроль температуры и скорости ее изменения осуществлялся с помощью Lake Shore-340 Temperature Controller. Температура образца измерялась с помощью диода DT-470 с уровнем стабилизации температуры не хуже 0.01 К. Все измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-3}$ bar.

Исследования методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии проводились на образцах с типичными размерами $\sim 2 \times 4 \times 1$ mm. Омические контакты к $TlInS_2 + La$ формировались пайкой индием на торцевые поверхности образца. Геометрия контактов соответствовала протеканию тока вдоль плоскости слоев кристалла. Световое возбуждение падало перпендикулярно идеальной поверхности скола кристалла и выбиралось из условия получения максимального фотоотклика, что соответствовало энергии фотонов $h\nu = 2.28$ – 2.44 eV при плотности потока фотонов на поверхности образца $\sim 10^{15}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Более подробно измерительная установка и методика измерений описана в [18]. PICTS-измерения проводились в процессе нагрева образцов со скоростью ~ 2 K/min в диапазоне температур 78–330 К с шагом 1 К. Регистрация релаксации фотоотклика осуществлялась поточечным накоплением и усреднением кинетики сигнала (60 реализаций), содержащем 2000 отсчетов, расположенных через фиксированный интервал времени $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$ s.

Качество контактов оценивалось по вольтамперной характеристике (ВАХ), которая была линейной в широком интервале температур вплоть до 80 К. Измерения ВАХ проводились с помощью электрометра Keithley 614 в изотермических условиях в режиме сканирования

измерительного напряжения. Чувствительность электрометра составляла ~ 0.1 pA, диапазон прикладываемых на образец напряжений ± 20 V.

Измерения температурной зависимости пироэлектрического тока выполнялись общепринятым методом короткозамкнутого образца с использованием пикоамперметра Keithley-485, ко входу которого в режиме сопротивления был подключен образец. Нижний предел чувствительности измерительной установки составлял 0.1 pA с погрешностью изменения тока через кристалл не более ± 0.01 pA. Регистрации пиротока предшествовало предварительное фотовозбуждение образца интенсивным белым светом галогеновой лампы мощностью 100 W. Фотовозбуждение образца проводилось пространственно равномерным освещением всей фронтальной поверхности кристалла в задаваемом диапазоне температур в процессе охлаждения образца с постоянной скоростью до 80 K. Далее, в процессе нагрева в темноте с линейной скоростью изменения температуры ~ 10 K/min, регистрировался ток короткого замыкания ($i_p(T)$), т.е. пироэлектрический отклик образца.

3. Экспериментальные результаты, предварительный анализ

На рис. 1 показаны примеры температурных зависимостей пироэлектрического отклика $i_p(T)$ образца $\text{TlInS}_2 + \text{La}$, полученных при предварительном фотовозбуждении кристалла в области температур, соответствующих параэлектрической фазе — *b*, сегнетоэлектрической фазе — *a* и промежуточной несоизмеренной фазе — *c*. Пироток регистрировался в процессе нагрева в диапазоне температур 80–300 K, включающем и точки структурных ФП кристалла. В окрестности температур ФП фактически на всех зависимостях $i_p(T)$ наблюдается провал в относительно узком интервале температур, имеющий явно спонтанный характер. Зависимости также характеризуются более плавно меняющейся с температурой структурой, наблюдающейся во всем диапазоне температур. Так, на зависимости $i_p(T)$, измеренной сразу после освещения $\text{TlInS}_2 + \text{La}$ в области температур 180–80 K, соответствующей низкотемпературной соразмерной сегнетоэлектрической фазе, наблюдается явно выраженный, интенсивный низкотемпературный максимум, сменяющийся рядом менее интенсивных широких максимумов. Эти максимумы отмечены на рис. 1, *a* как A1–A6 и выделены модельными кривыми, полученными аппроксимацией пиротока полиномами третьей степени. В каждом случае процедура аппроксимации проводилась на соответственно выбранном участке температуры в окрестности наблюдения максимума. При аппроксимации пиротока в области температур ФП провал зависимости $i_p(T)$ игнорировался. Аналогичные максимумы при приблизительно одинаковых температурах можно обнаружить на рис. 1, *b* и 1, *c*. Используя значения температур регистрации максимума T_m , полученные реше-

нием соответствующего аналитического уравнения для модельной кривой аппроксимации, мы провели более детальный анализ температурной зависимости пиротока, регистрируемого в случаях *a*, *b* и *c*. Результаты анализа представлены в таблице. Заметна определенная воспро-

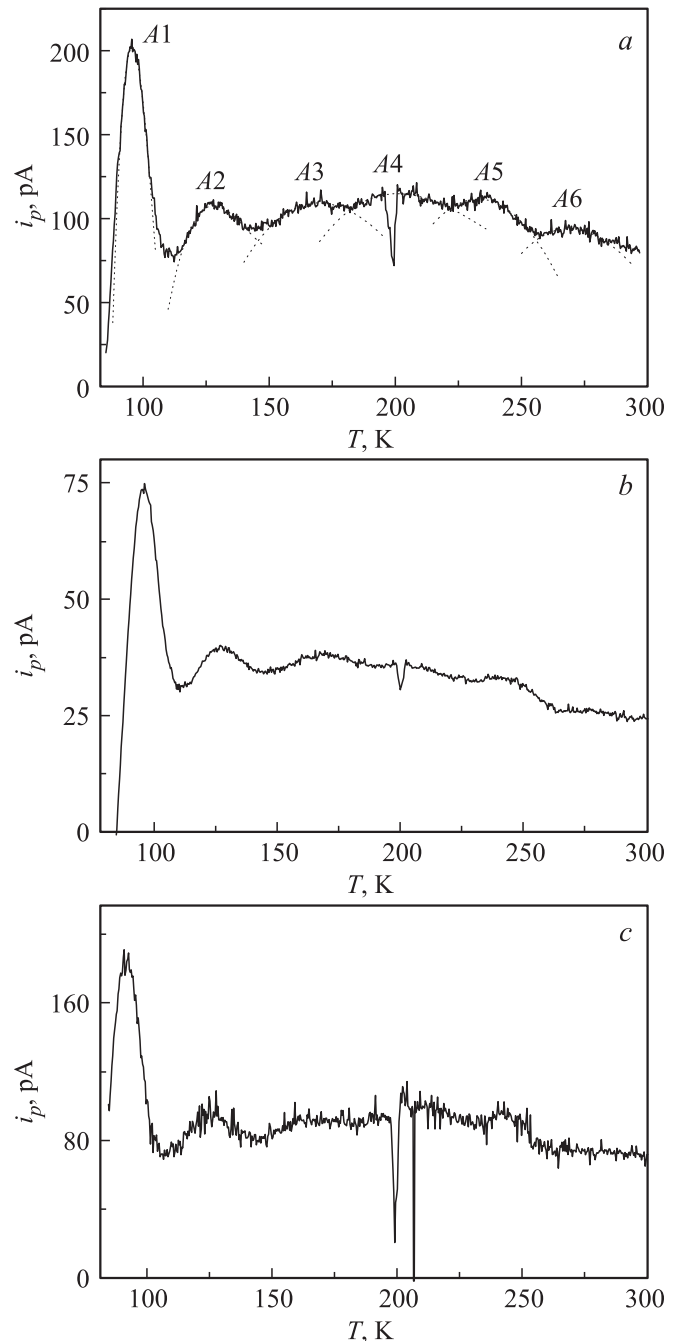


Рис. 1. Температурная зависимость пироэлектрического тока $\text{TlInS}_2 + \text{La}$ после предварительного фотовозбуждения образца белым светом в процессе охлаждения от комнатной температуры до 80 K в случаях: *a* — световое возбуждение кристалла осуществлялось в области температур 200–80 K; *b* — в области 300–220 K; *c* — в области 220–200 K. Для случая *a* показаны также результаты аппроксимации отдельных участков зависимости модельной функцией.

Сравнение температур (в К) регистрации максимумов на температурной зависимости пиротока, а также по данным PICTS и TSC

Максимум пиротока	T_m <i>a</i>	T_m <i>b</i>	T_m <i>c</i>	ΔT_m PICTS [19]	T_m TSC [20]
A1	95.7	95.5	91.6	98–115	93.8
A2	128.0	126.7	125.8	115–135	124.8
A3	169.8	169.1	169.2	145–181	174.5
A4	200.9	196.4	210.2	190–229	194.9
A5	232.8	238.6	243.3	240–300	–
A6	268.9	271.0	271.0	270–320	–

изводимость температуры T_m . В таблице также приведены участки температуры регистрации максимумов в спектрах PICTS,¹ а также максимумов термостимулированного тока (TSC) по данным работы [20].

Максимумы в спектрах PICTS и TSC принято интерпретировать как обусловленные изменением зарядового состояния дефектов, вследствие увеличения термоэмиссии неравновесного заполнения дефекта с ростом температуры. Регистрируемое данными методами изменение зарядового состояния дефектов или делокализация неравновесных носителей с них изменяет также и электрические характеристики в объеме кристалла. Сравнивая данные таблицы можно заметить, что значения температур регистрации максимумов пиротока T_m хорошо сопоставимы с участками температур регистрации перезарядки дефектов по данным PICTS и TSC. Таким образом, плавно изменяющуюся с температурой структуру, заметную на рис. 1, можно объяснить вкладом термоэмиссии неравновесного заполнения дефектов в изменение поляризации образца. Можно сделать вывод, что при выбранных условиях регистрации, пироток имеет составляющую, регистрируемую экспериментально и обусловленную изменением зарядового состояния электрически активных дефектов кристаллической структуры.

4. Анализ и обсуждение полученных результатов

В настоящем сведения об электрически активных дефектах в сегнетоэлектриках-полупроводниках крайне скудны и надежность их также относительна. Тем не менее данные TSC-исследований $TlInS_2$ [20], в частности соотношение интенсивности пиков в спектрах TSC, заставляют предположить изменение с температурой вклада перезарядки дефектов в пироток. Действительно, на рис. 1 максимум A1 явно доминирует над более высокотемпературными, что не наблюдается в соотношении интенсивности максимумов в спектрах TSC [20], где интенсивность пика, соответствующего A1, меньше

¹ Результаты PICTS-исследований $TlInS_2 + La$ подробно описаны в отдельной работе [19].

чем у пиков, соответствующих A2 и A3. С одной стороны, доминирование низкотемпературного пика пиротока можно объяснить добавочным вкладом релаксации неравновесного заполнения дефектов с меньшей энергией термоактивации. Выбранная методика регистрации пиротока предполагает также отсутствие равновесия между заполнением дефектов носителями заряда и концентрацией свободных носителей, что могло влиять на регистрацию пиротока на начальном этапе. С другой стороны, соотношение интенсивности максимумов TSC также могло модифицироваться изменениями с температурой внутренних электрических полей кристалла, либо чувствительности самого метода TSC [21].

Сопоставимое TSC-данным [20] соотношение интенсивности максимумов можно наблюдать в PICTS-спектрах, соответствующих большим значениям характеристического времени релаксации. Образцы PICTS-спектров $TlInS_2 + La$ приведены на рис. 2. В спектрах хорошо различимы максимумы A'1–A'6, сопоставимые перезарядке наблюдавшихся ранее дефектов [17], а также максимумам пиротока (см. таблицу). Температурное положение максимумов на кривой 2 смещено относительно кривой 1 в соответствии с термоактивацией эмиссии неравновесного заполнения дефектов. На кривой 1 интенсивности максимумов A'1 и A'2 заметно отличаются от интенсивности максимумов A'3 и A'4, тогда как на кривой 2 интенсивность всех четырех максимумов приблизительно одинакова. Изменение максимумов A'1 и A'2 в наборе спектров в работе [19] объясняется ослаблением вклада термоэмиссии с соответствующих дефектов в кинетику релаксации фотоотклика. При относительно медленной скорости термоэмиссии, освобождающиеся носители заряда успевают релаксировать, не внося существенного вклада в кинетику релаксации фотоотклика кристалла. Такая ситуация приблизительно

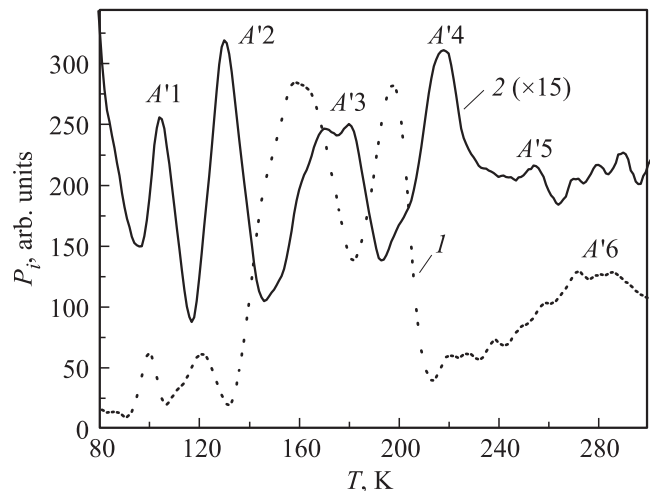


Рис. 2. PICTS-спектры кристалла $TlInS_2 + La$, соответствующие различным характеристическим временам релаксации: 1 — 10, 2 — 0.67 ms. Спектры сглажены усреднением по 5 точкам.

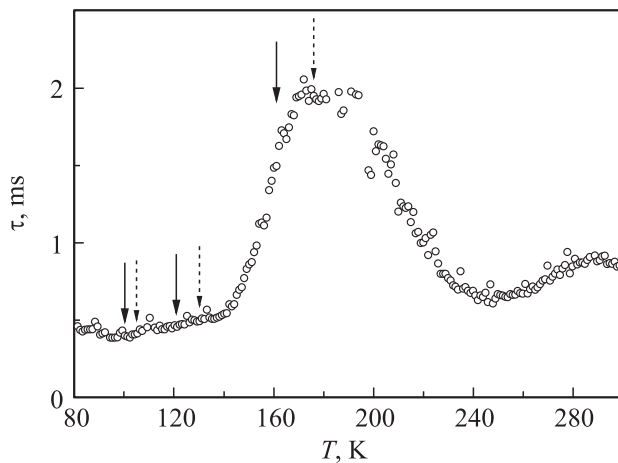


Рис. 3. Оценка времени жизни дырок по тангенсу угла наклона начального участка релаксации фотоотклика кристалла $\text{PbInS}_2 + \text{La}$. Стрелками отмечены температуры регистрации максимумов A1, A2 и A3 в PICTS-спектрах. Сплошные стрелки соответствуют кривой 1 на рис. 2, пунктирные — кривой 2.

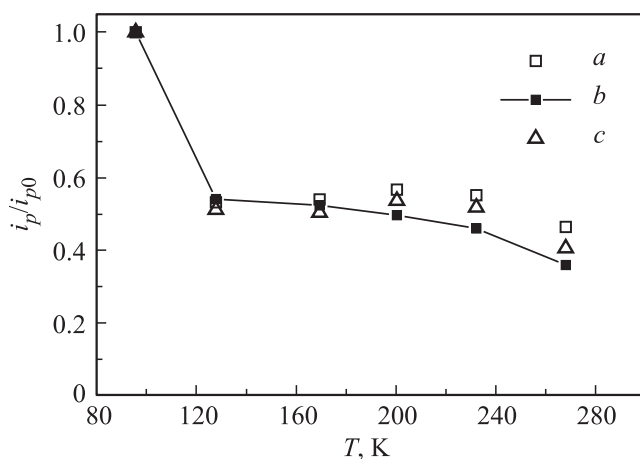


Рис. 4. Изменение с температурой относительной величины максимума пиротока. Кривые обозначены в соответствии с рис. 1.

соответствует условиям регистрации TSC и пиротока. На рис. 3 приведена оценка времени жизни основных носителей заряда по начальному участку релаксации фотоотклика, которую можно рассматривать, по крайней мере, как верхний предел истинного значения. Можно обнаружить значительное изменение с температурной времени жизни дырок. В области температур регистрации A'3 время жизни приблизительно в четыре раза больше, чем в областях температур регистрации A'2 и A'1. При медленной относительно $1/\tau_p$ скорости нагрева следует ожидать меньшего вклада от дефектов A'1 и A'2 в регистрируемый сигнал. В то же время кривая 2 свидетельствует, что концентрации неравновесно заполненных дефектов A'1–A'4 и A'6 при фотовозбуждении кристалла, по крайней мере, сравнимы.

Анализ относительного вклада перезарядки дефектов в пироток удобно начать со случая *b* (рис. 1), где фотовозбуждение проводилось в области температур параэлектрического состояния кристалла. Учитывая характерную для высокоомных полупроводниковых материалов склонность к пространственной неоднородности электрических характеристик [22], можно полагать, что в данном случае фотовозбуждение кристалла создает наиболее пространственно однородное неравновесное заполнение системы электрически активных дефектов, в сравнении со случаями *a* и *c*. Действительно, неравновесное заполнение дефектов проводится в области температур, соответствующей номинальной однородности электрических характеристик кристалла. Последующее охлаждение образца ниже температур ФП предполагает спонтанное возникновение разбиения образца на систему поляризованных пространственных областей — доменной структуры, формирующейся в условиях уже существующего распределения системы неравновесно-заполненных дефектов по объему кристалла. Таким образом, в случае *b* наименее вероятно возникновение пространственно неоднородного распределения неравновесного заполнения дефектов, и вклад системы электрически активных дефектов в пироток наиболее соответствует „механизму экранирования“ [23]. Предположим, что это так, и доминирующий максимум пиротока A1 обусловлен вкладом термоэмиссии неравновесного заполнения дефекта A'1 с последующим перераспределением освобождающихся носителей заряда по кристаллу, т. е. в основном эффектом экранирования поля доменной структуры. Высота следующего максимума A2 меньше высоты A1 приблизительно в 2 раза. Учитывая обсуждавшуюся выше сравнимость концентраций неравновесного заполнения дефектов A'2 и A'1, уменьшение вклада в пироток термоэмиссии с A'2 хорошо согласуется с уменьшением напряженности внутренних полей доменной структуры, как следствие экранирования внутреннего поля домена термоэмиссией свободных носителей с A'1. Иными словами, механизму экранирования свойствен аддитивный характер. С увеличением температуры последовательная релаксация неравновесного заполнения дефектов ведет к постепенному ослаблению поля домена, как следствие его экранирования. На рис. 4 приведено сопоставление высоты максимумов i_p/i_{p0} относительно первого из них A1. Здесь i_p и i_{p0} — величина пиротока в *j*-м максимуме (где $j = 1, \dots, 6$) и максимуме A1 соответственно. Заметно, что для кривой *b* действительно наблюдается последовательное уменьшение высоты регистрируемого максимума с ростом температуры, что хорошо согласуется с предполагаемым вкладом в пироток термоэмиссии неравновесного заполнения дефектов по механизму экранирования поля доменной структуры.

Совершенно иную ситуацию можно ожидать для случая *a*, где можно предполагать пространственную неоднородность неравновесного заполнения дефектов, формирующуюся при освещении. Фотовозбуждение кристалла при наличии уже сформированной доменной

структуры предполагает, что вероятность возникновения пространственно-неоднородной системы неравновесно заполненных дефектов — системы замороженных электретов или фотоэлектретов [23] наибольшая. Однако следует заметить, что если в поле доменной структуры формируются фотоэлектреты, то они должны формироваться по принципу компенсации поля или экранирования [23]. В таком случае термоэмиссия неравновесного заполнения $A'1$ должна вести к увеличению напряженности внутренних полей доменной структуры, если связанные на $A'1$ неравновесные носители заряда освобождаясь, растекаются вследствие диффузии носителей заряда, или, по крайней мере, не должна уменьшать внутренние поля доменной структуры, если растекания нет. Как можно заметить из рис. 4 для случая *a*, соотношение высот максимумов $A2$ и $A1$ фактически такое же, как и в случае *b*. Этот факт следует интерпретировать как отсутствие вклада в пироток термоэмиссии неравновесного заполнения дефектов, характеризующихся пространственно-неоднородным распределением по объему кристалла. Независимость соотношения вклада в пироток $A'1$ и $A'2$ от предыстории фотовозбуждения кристалла невозможно также объяснить, рассматривая иной возможный механизм формирования фотоэлектретов в средах, не обладающих центром симметрии, связанный с асимметрией фотовозбуждения дефекта [23,24]. Таким образом, эффект формирования фотоэлектретов на основе $A'1$ и $A'2$ если и существует, то он незначителен. Уменьшение высоты пика $A3$ относительно $A1$ (изменение i_p/i_{p0} в зависимости от предыстории фотовозбуждения в пределах не более 4%), по-видимому, можно трактовать аналогично. Обсуждавшаяся выше сравнимость концентрации неравновесного заполнения $A'2$ и $A'3$ с учетом усиления вклада в пироток $A'3$, обусловленного температурной зависимостью времени жизни дырок (рис. 3), вполне могут объяснить близость значений i_p/i_{p0} для $A2$ и $A3$. В то же время для $A4$ – $A6$ зависимость i_p/i_{p0} от предыстории возбуждения образца можно объяснить формированием электретов на основе дефектов $A'4$ – $A'6$, что способно изменить вклад в пироток термоэмиссии с этих дефектов.

5. Заключение

В процессе исследования пироэлектрических свойств $TlInS_2 + La$ отработана методика регистрации пиротока, позволяющая обнаружить вклад термоэмиссии неравновесного заполнения дефектов в пироток. Установлено последовательное уменьшение вклада в пироток от перезарядки дефектов $A'1$, $A'2$ и $A'3$, регистрируемых в области температур сегнетофазы. Уменьшение вклада этих дефектов фактически не зависит от начальных условий эксперимента — предыстории светового возбуждения образца. Вклад в пироток данных дефектов, в основном, обусловлен эффектом экранирования поля доменной структуры. Фотоэлектреты на их основе, если

и формируются, то в незначительной степени. Вклад в пироток перезарядки дефектов $A'4$ – $A'6$, напротив, зависит от предыстории возбуждения образца, что, по-видимому, связано с образованием фотоэлектретов на их основе.

Список литературы

- [1] Р.А. 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] Р.А. Сулейманов, М.Ю. Сеидов, Ф.А. Салаев, Т.С. Мамедов. ФТТ **34**, 1829 (1992).
- [4] Р.А. Сулейманов, М.Ю. Сеидов, Ф.М. Салаев. ФТТ **33**, 1797 (1991).
- [5] Ю.В. Илсавский, В.М. Стернин, Р.А. Сулейманов, Ф.М. Салаев, М.Ю. Сеидов. ФТТ **33**, 104 (1991).
- [6] S.S. Babaev, E. Basaran, T.G. Mammadov, F.A. Mikailov, F.M. Salehli, M. H.Yu. Seyidov, R.A. Suleymanov. J. Phys.: Cond. Matter **17**, 1985 (2005).
- [7] Б.Р. Гаджиев, М.Ю. Сеидов, В.Р. Абдурахманов. ФТТ **38**, 3 (1996).
- [8] Б.Р. Гаджиев, М.Ю. Сеидов, В.Р. Абдурахманов. ФНТ **21**, 1241 (1995).
- [9] М.Н.Ю. Seyidov, R.A. Suleymanov, F. Salehli. ФТТ **51**, 2365 (2009).
- [10] М.Н.Ю. Seyidov, R.A. Suleymanov, С.С. Бабаев, Т.Г. Мамедов, А.И. Наджафов, Г.М. Шарифов. ФТТ **51**, 250 (2009).
- [11] М.Н.Ю. Seyidov, R.A. Suleymanov, F. Salehli, С.С. Бабаев, Т.Г. Мамедов, А.И. Наджафов, Г.М. Шарифов. ФТТ **51**, 533 (2009).
- [12] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, E. Civan. Solid. State Commun. **96**, 757 (1995).
- [13] S. Özdemir, R.A. Suleymanov, K.R. Allakhverdiev, F.A. Mikailov, E. Civan. Solid. State Commun. **96**, 821 (1995).
- [14] S.Özdemir, R.A.Suleymanov, E.Civan, T.Firat. Solid. State Commun. **98**, 385 (1996).
- [15] S. Özdemir, R.A. Suleymanov. Solid. State Commun. **101**, 309, (1997).
- [16] Ch. Hurter, M. Boilou, A. Mitonneau, D. Bois. Appl. Phys. Lett. **32**, 821 (1978).
- [17] М.Н.Ю. Seyidov, R.A. Suleymanov, А.Р. Одринский, А.И. Наджафов, Т.Г. Маммадов, Е.Г. Самадли. JJAP **50**, N 5, 05FC08-1 (2011).
- [18] И.А. Давыдов, А.П. Одринский. Электроника **11**, 4 (1990).
- [19] А.П. Одринский, Т.Г. Мамедов, М.Н.Ю. Seyidov, В.Б. Алиева. ФТТ **56**, 1554 (2014).
- [20] S. Özdemir, M. Bucurgat. Current Appl. Phys. **13**, 1948 (2013).
- [21] M. Pavlovic, U.V. Desnica. J. Appl. Phys. **84**, 2018 (1998).
- [22] М.К. Шейкман, А.Я. Шик. ФТП **10**, 209 (1976).
- [23] В.М. Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. Наука, М. (1976). 408 с.
- [24] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. УФН **130**, 415 (1980).