

03,04

## Влияние химического состава кристаллов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ( $0 \leq x \leq 0.01$ ) на их диэлектрические характеристики и параметры локализованных состояний

© С.Н. Мустафаева<sup>1</sup>, М.М. Асадов<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт физики НАНА,  
Баку, Азербайджан<sup>2</sup> Институт катализа и неорганической химии им. М.Ф. Нагиева НАНА,  
Баку, Азербайджан

E-mail: solmust@gmail.com

Поступила в Редакцию 17 июня 2019 г.

В окончательной редакции 3 июля 2019 г.

Принята к публикации 5 июля 2019 г.

В полученных кристаллах  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ) изучены частотные зависимости действительной ( $\epsilon'$ ) и мнимой ( $\epsilon''$ ) составляющих комплексной диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь ( $\text{tg } \delta$ ) и ас-проводимости ( $\sigma_{\text{ac}}$ ) в области частот  $f = 5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$  Hz. Установлено, что в  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  имеет место релаксационная дисперсия  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ . Изучено влияние концентрации эрбия (Er) в кристаллах  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  на их диэлектрические коэффициенты. В области высоких частот ас-проводимость кристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  подчинялась закономерности  $\sigma_{\text{ac}} \sim f^{0.8}$ , характерной для прыжкового механизма переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценены параметры локализованных в запрещенной зоне  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  состояний, а также влияние химического состава кристаллов на эти параметры.

**Ключевые слова:** сложные кристаллы  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ , частотная дисперсия, диэлектрические потери, прыжковый механизм переноса заряда, параметры локализованных состояний.

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48403.517

### 1. Введение

В последнее время тройные соединения  $\text{TB}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{VI}}$  ( $\text{B}^{\text{III}} = \text{In, Ga}; \text{C}^{\text{VI}} = \text{S, Se, Te}$ ) полупроводниковых материалов стали важной темой для исследователей, и исследования их свойств получили значительный импульс. Их оптические, структурные и электрические свойства [1] показывают, что они обладают потенциалом для использования в производстве оптоэлектронных устройств. Соединения  $\text{TB}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{VI}}$  ( $\text{B}^{\text{III}} = \text{In, Ga}; \text{C}^{\text{VI}} = \text{S, Se, Te}$ ) имеют различные полиморфные модификации.

Одним из представителей этого класса материалов является соединение  $\text{TlInS}_2$ , которое является слоистым полупроводником  $p$ -типа.  $\text{TlInS}_2$  состоит из элементов III и VI группы периодической системы элементов Менделеева и обладает слоистой структурой. В кристалле  $\text{TlInS}_2$  ионно-ковалентные связи происходят между атомами, тогда как слабые ван-дер-ваальсовы связи создаются между последовательными двумерными слоями, которые перпендикулярны направлению (001). Согласно [2,3] пространственная группа  $C_{2h}^6$  характеризует кристаллическую симметрию  $\text{TlInS}_2$ , которая имеет моноклинную структуру при комнатной температуре.

Электрические и оптические свойства кристалла  $\text{TlInS}_2$  исследованы и описаны соответственно в литературе [4–9]. В частности, в недавней работе [8] в слоистых монокристаллах  $\text{TlInS}_2$  исследована фотопроводимость,

спектральное распределение фототока, зависимости времени жизни носителей заряда от интенсивности света, приложенного напряжения и температуры. Результаты получены в диапазоне температур 77–300 K, интенсивностей возбуждения 1000–7000 люкс, приложенного напряжения 10–70 V и при длине волны фотонов 400–570 nm. С использованием результатов измерений dc-фотопроводимости описана температурная зависимость ширины запрещенной зоны. Установлено, что процессы рекомбинации в  $\text{TlInS}_2$  являются мономолекулярными.

В [9] сообщается о результатах фотоэлектрического релаксационного спектроскопического исследования электрически активных дефектов в кристаллической структуре  $\text{TlInS}_2 : \text{La}$ . Показано, что существуют состояния кристалла, которые отличаются величиной фотоотклика, изменяющейся в пределах четырех порядков. Это интерпретируется на основе различия в состоянии доменной структуры кристалла. Обсуждаются особенности регистрации термоэмиссии дефектов при наличии вклада фотовольтаической составляющей реакции кристалла на возбуждение светом.

В [10] сообщается о температурной зависимости свойств генерации второй гармоники (ГВГ) в слоистом  $\text{TlInS}_2$ . А в работе [11] сообщается о поляризационных свойствах сигнала ГВГ в  $\text{TlInS}_2$  ниже температуры сегнетоэлектрического фазового перехода. ГВГ в кристал-

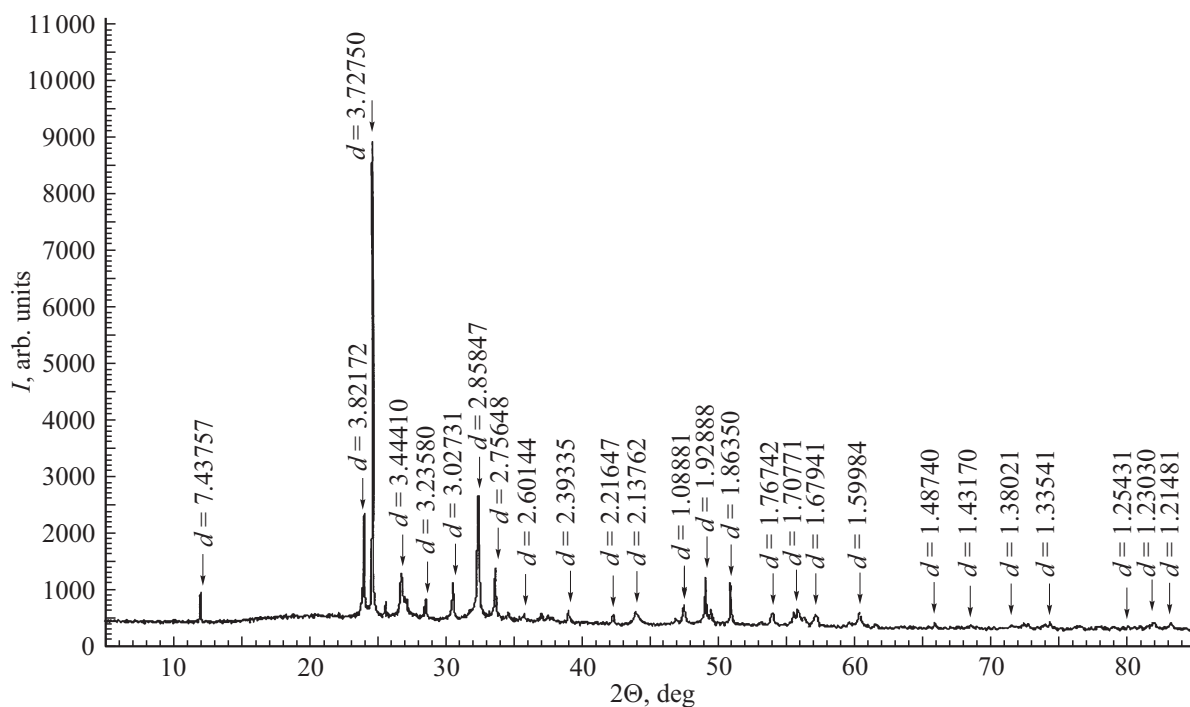


Рис. 1. Рентгенограмма  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ , где  $x = 0.005$ .

лах  $TlInS_2$  изучалась в интервале температур 77–300 К с использованием системы конфокального лазерного микроскопа. Сигнал ГВГ наблюдался в низкотемпературной сегнетоэлектрической фазе. Исследованы также поляризационные свойства сигналов ГВГ в  $TlInS_2$  в диапазоне температур 80–180 К.

$TlInS_2$  обладает также широким спектром других важных физических характеристик, таких как высокая фото- и рентгеночувствительность [12–18]. В [12,13] изучена прыжковая проводимость монокристаллов  $TlInS_2$  как на постоянном, так и на переменном токе. В [14] приведены результаты по изучению оптических свойств  $TlInS_2$ . В [15,16] приведены результаты изучения влияния  $\gamma$ -радиации на проводимость и диэлектрические характеристики монокристаллов  $TlInS_2$ . В [17,18] изучено влияние интеркалирования литием на электрические, фотоэлектрические и рентгендифракционные свойства монокристаллов  $TlInS_2$ .

В процессе легирования полупроводников, как известно, физические свойства зависят в основном от того, какое положение занимает легирующая добавка в объеме кристаллической структуры полупроводника. А вопрос о путях замещения катионных позиций в низкоразмерных  $TlV^{III}C_2^{VI}$  редкоземельными ионами с  $4f$ -оболочками до конца не изучен. Поэтому детальное изучение свойств легированных  $4f$ -ионами соединений  $TlV^{III}C_2^{VI}$  остается актуальным. Кроме важных физических свойств  $TlV^{III}C_2^{VI}$  обладают также набором интересных физико-химических свойств, обусловленных эффектами кристаллического поля за счет обменного взаимодействия  $d$ - и  $f$ -электронных подсистем.

Например, в [19,20] нами приведены результаты изучения электрических и диэлектрических свойств синтезированных монокристаллов  $TlGa_{1-x}Er_xS_2(Se_2)$ . Установлено, что частичное замещение в кристалле  $TlGaS_2(Se_2)$  галлия эрбием приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости. Показано, что катионное замещение  $Ga^{3+}$  легирующими металлами в  $TlGaSe_2$  обусловлено тем, что в структуре кристалла исходные элементы находятся в  $Tl^{1+}$ ,  $Ga^{3+}$ ,  $Se^{2-}$  степенях окисления.

Цель данной работы — изучение электрических и диэлектрических свойств полученных  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  ( $x = 0; 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) в переменных электрических полях радиочастотного диапазона; установление характера изменения свойств кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  с увеличением концентрации введенного легирующего  $4f$ -иона эрбия при изменении  $x$  в пределах  $0-0.01$ .

## 2. Методическая часть

Оценка растворимости эрбия в объеме кристаллической решетки  $TlInS_2$  указывает на то, что ионный радиус легирующего  $Er^{3+}$  ( $1.03 \text{ \AA}$ ) ближе к ионному радиусу  $In^{3+}$  ( $0.76 \text{ \AA}$ ), чем к ионному радиусу  $Tl^{1+}$  ( $1.64 \text{ \AA}$ ). Т.е. в слоистом кристалле  $TlInS_2$  частичное замещение индия эрбием соответствует условию образования твердого раствора замещения.

В качестве исходных компонентов использовали особо чистые химические элементы Tl (Tl 00), In (In 00), S (осч 16-5) и Er (99.99%).  $TlInS_2$  и образцы  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$

( $x = 0; 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) синтезировали из взятых в стехиометрических соотношениях химических элементов путем непосредственного их сплавления в вакуумированных до  $10^{-3}$  Па кварцевых ампулах. Гомогенизацию синтезированных образцов производили в вакууме  $10^{-3}$  Па. Завершенность синтеза поликристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ , их гомогенность и индивидуальность контролировали методами ДТА и РФА. РФА порошковых образцов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  проводили на дифрактометре D8-ADVANCE в режиме  $0.5^\circ < 2\theta < 80^\circ$  ( $\text{CuK}\alpha$ -излучение;  $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$ ) при  $40 \text{ kV}$  и  $40 \text{ mA}$ .

Кристаллы  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  ( $x = 0; 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) со слоистой структурой легко скалывались по базисной плоскости. Провели РФА порошковых образцов кристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ . Установлено, что введенное количество Er ( $x = 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) слабо влияет на параметры кристаллической решетки матрицы  $\text{TlInS}_2$ . Полученные кристаллографические данные для  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  согласуются с литературными [21] для  $\text{TlInS}_2$ , ( $a = 10.90 \text{ \AA}$ ,  $b = 10.94 \text{ \AA}$ ,  $c = 15.18 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 100.21^\circ$ ).

В качестве примера на рис. 1 приведена типичная рентгенограмма образца на основе  $\text{TlInS}_2$ , содержащего  $0.005$  мол. доли эрбия ( $a = 10.9116$ ,  $b = 10.9247$ ,  $c = 15.1649 \text{ \AA}$ ,  $\beta = 100.3227^\circ$ ,  $V = 1778.49 \text{ \AA}^3$ ,  $d = 5.670 \text{ g/cm}^3$ , моноклинная сингония, пространственная группа  $A2/a$ ).

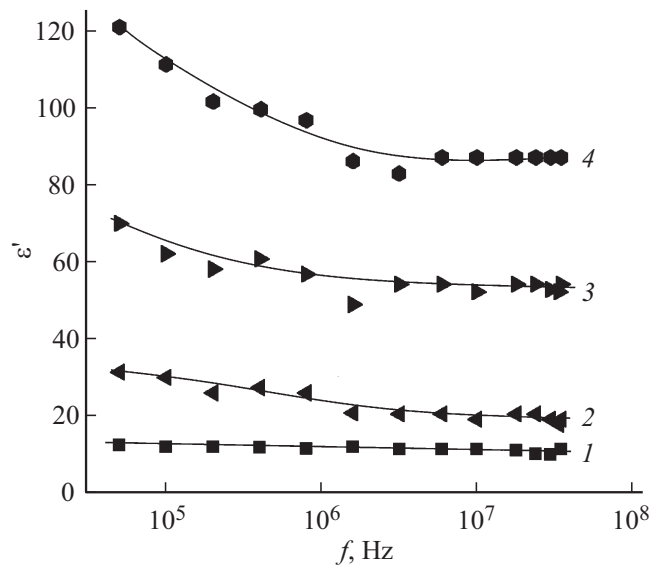
Образцы  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  для электрических измерений готовили в виде плоских конденсаторов. В качестве электродов использовали серебряную пасту. Толщина кристаллических образцов из  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  составляла от  $200$  до  $1000 \text{ \mu m}$ .

Диэлектрические коэффициенты образцов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  измеряли резонансным методом с помощью куметра TESLA VM 560. Диапазон частот переменного электрического поля составлял  $f = 5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ .

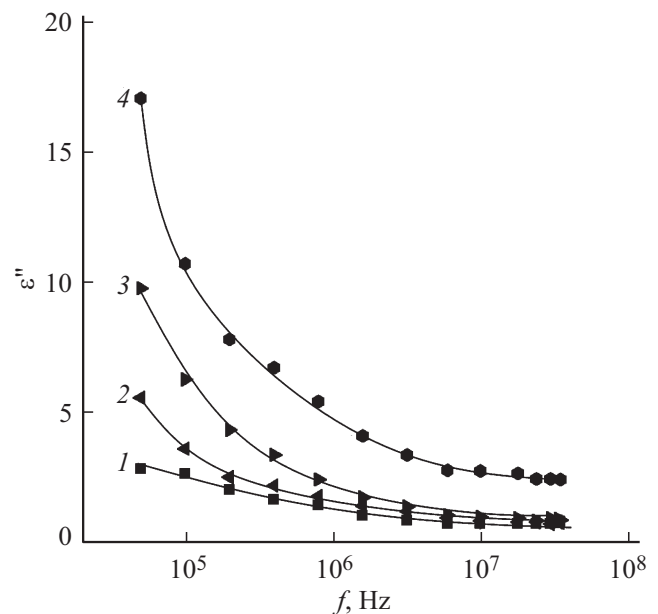
В процессе электрических измерений образцы  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  помещались в экранированную камеру. Все измерения проведены при  $300 \text{ K}$ . Амплитуда приложенного к образцам переменного электрического поля соответствовала омической области вольтамперной характеристики. Точность определения резонансных значений емкости и добротности ( $Q = 1/\text{tg } \delta$ ) измерительного контура ограничена ошибками, связанными со степенью разрешения отсчетов по приборам. Градуировка конденсатора имела точность  $\pm 0.1 \text{ pF}$ . Воспроизводимость положения резонанса составляла по емкости  $\pm 0.2 \text{ pF}$ , а по добротности  $\pm 1.0 - 1.5$  деления шкалы. При этом наибольшие отклонения от средних значений составляли  $3 - 4\%$  для  $\epsilon'$  и  $7\%$  для  $\text{tg } \delta$  [22].

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости кристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  ( $x = 0;$



**Рис. 2.** Частотная дисперсия действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости кристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ :  $x = 0$  (1);  $0.001$  (2);  $0.005$  (3) и  $0.01$  (4).  $T = 300 \text{ K}$ .



**Рис. 3.** Частотные зависимости мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости кристаллов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ :  $x = 0$  (1);  $0.001$  (2);  $0.005$  (3) и  $0.01$  (4).  $T = 300 \text{ K}$ .

$0.001; 0.005; 0.01$ ). Как следует из этого рисунка в  $\text{TlInS}_2$  (кривая 1) имеет место незначительная частотная дисперсия  $\epsilon'$ . В  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$  ( $x = 0.001; 0.005; 0.01$ ) с увеличением частоты от  $50 \text{ kHz}$  до  $35 \text{ MHz}$  значение  $\epsilon'$  уменьшалось почти в  $1.2 - 1.6$  раз (кривые 2-4). Спад  $\epsilon'$  наблюдался при сравнительно низких частотах ( $5 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ ). В диапазоне частот

$6 \cdot 10^6 - 3.5 \cdot 10^7$  Hz величина  $\epsilon'$  практически не зависела от частоты.

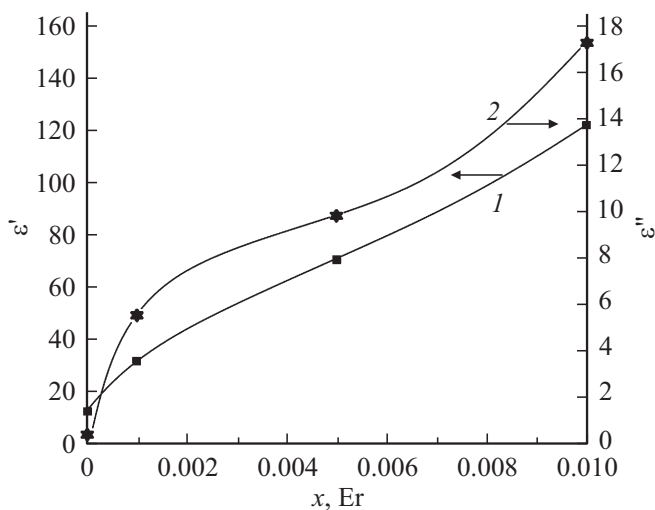
На рис. 3 приведены частотные зависимости мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon''$ )  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ . В отличие от величины  $\epsilon'$ , значение  $\epsilon''$  для составов  $x = 0; 0.001; 0.005; 0.01$  проявляло сильную частотную дисперсию. В „чистом“ кристалле  $TlInS_2$  величина  $\epsilon''$  с увеличением частоты вплоть до 35 МГц уменьшалась в 4 раза, а в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  ( $x = 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) значение  $\epsilon''$  уменьшалась с частотой в 8–12 раз.

Важной характеристикой материала является частотная зависимость диэлектрических потерь, которая определяется не только структурой материала, но и наличием и составом примесей. В диэлектриках и сегнетоэлектриках диэлектрические потери обычно высоки в области мегагерцовых частот, что связывается с установлением доменной поляризации.

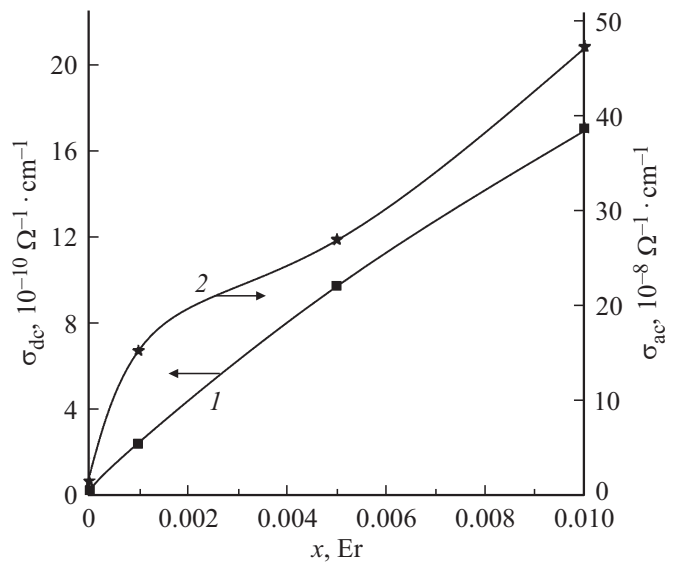
Экспериментально полученная частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь ( $\text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon'$ ) в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  во всей изученной области частот имела спадающий характер. Такой вид частотной зависимости в материалах соответствует механизму потерь на электропроводность [23].

Таким образом, приведенные на рис. 2 и 3 результаты отражают частотные зависимости диэлектрических коэффициентов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ . Установили также зависимости этих коэффициентов для  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  от концентрации введенного эрбия.

На рис. 4 показаны построенные нами концентрационные зависимости для  $\epsilon'$  (кривая 1) и  $\epsilon''$  (кривая 2). Обе зависимости приведены для случая, когда частота переменного электрического поля составляла  $f = 5 \cdot 10^4$  Hz. При более высоких частотах указанные зависимости ослабевали. Как видно из рис. 4 по мере возрастания



**Рис. 4.** Зависимости действительной (кривая 1) и мнимой (кривая 2) составляющих комплексной диэлектрической проницаемости при  $f = 5 \cdot 10^4$  Hz от состава кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ .



**Рис. 5.** Зависимости проводимости на постоянном (кривая 1) и переменном (кривая 2) токе при  $f = 5 \cdot 10^4$  Hz от состава кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ .

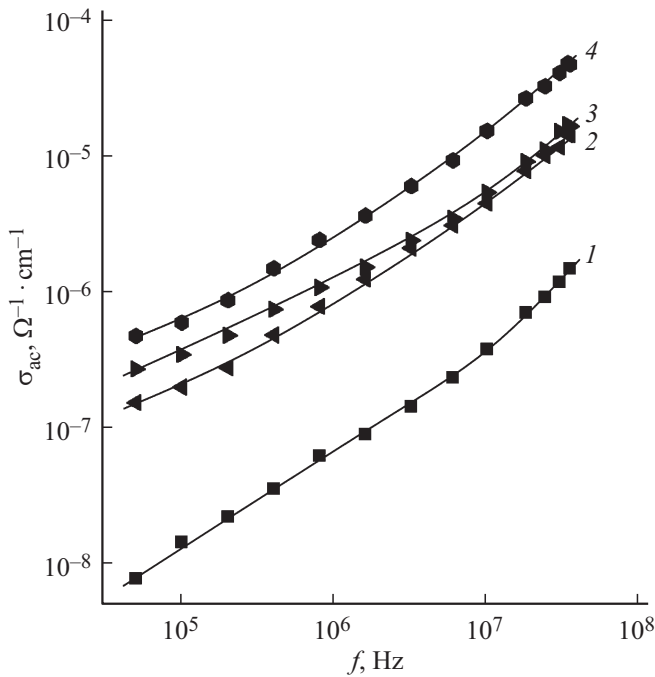
концентрации эрбия в кристаллах  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  увеличивались. Так, значение  $\epsilon'$  увеличилось на порядок, а  $\epsilon''$  — в 60 раз.

Нами изучена также проводимость кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  в постоянном (dc-проводимость) и переменном (ac-проводимость) электрических полях. На рис. 5 приведены зависимости  $\sigma_{dc}$  (кривая 1) и  $\sigma_{ac}$  (кривая 2) при  $f = 5 \cdot 10^4$  Hz от состава кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ . Установлено, что с повышением концентрации эрбия в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  проводимость образцов увеличивалась в обоих случаях, а точнее:  $\sigma_{dc}$  — в 80 раз,  $\sigma_{ac}$  — в 60 раз. Проводимость кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  на переменном токе более чем на два порядка превышала проводимость на постоянном токе.

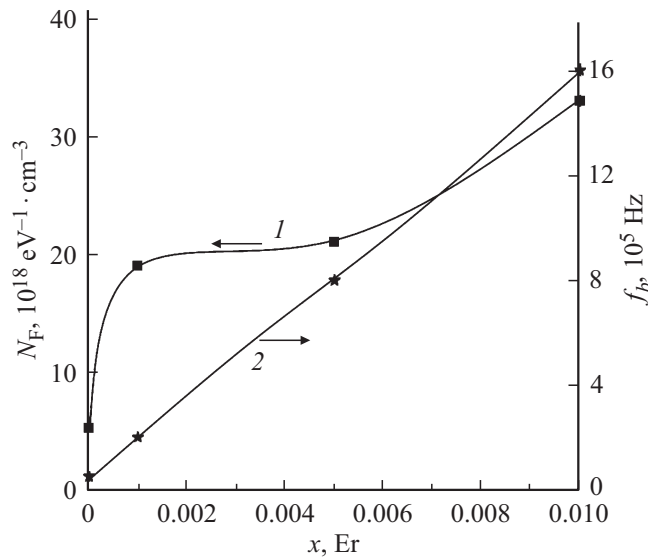
На рис. 6 представлены частотные зависимости проводимости кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  различного состава. В  $TlInS_2$  (кривая 1) в частотной области  $5 \cdot 10^4 - 10^7$  Hz имел место участок  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ , а при  $f > 10^7$  Hz наблюдалась суперлинейная зависимость  $\sigma_{ac} \sim f^{1.3}$ .

Характерной особенностью указанных зависимостей  $\sigma_{ac}(f)$  для  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  ( $x = 0; 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ) является то, что при сравнительно низких частотах  $\sigma_{ac} \sim f^{0.5}$ , а при высоких частотах  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ . Зависимость  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$  характерна для механизма прыжковой проводимости по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми [24,25]. Граничная частота ( $f_b$ ), начиная с которой проводимость кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  становится прыжковой, линейно смещается в сторону более высоких частот по мере возрастания концентрации эрбия в кристаллах (рис. 7, кривая 2).

Полученные нами зависимости  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$  в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  свидетельствуют о прыжковом механизме переноса заряда по состояниям, локализованным в



**Рис. 6.** Частотно-зависимая ас-проводимость кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ :  $x = 0$  (1); 0.001 (2); 0.005 (3) и 0.01 (4).  $T = 300$  К.



**Рис. 7.** Зависимости плотности состояний вблизи уровня Ферми (кривая 1) и граничной частоты начала прыжковой проводимости (кривая 2) от состава кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ .

окрестности уровня Ферми [24]:

$$\sigma_{ac}(f) = \frac{\pi^3}{96} e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[ \ln \left( \frac{\nu_{ph}}{f} \right) \right]^4, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $N_F$  — плотность состояний вблизи уровня Ферми;  $a = 1/\alpha$  — радиус локализации;  $\alpha$  — постоянная спада

волновой функции локализованного носителя заряда  $\psi \sim e^{-\alpha r}$ ;  $\nu_{ph}$  — фононная частота.

Согласно формуле (1) ас-проводимость зависит от частоты как  $f [\ln(\nu_{ph}/f)]^4$ , т. е. при  $f \gg \nu_{ph}$  величина  $\sigma_{ac}$  пропорциональна  $f^{0.8}$ .

Используя формулу (1) по экспериментально найденным значениям  $\sigma_{ac}(f)$  вычислили плотность состояний на уровне Ферми. Вычисленные значения  $N_F$  для  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  различного состава приведены на рис. 7 (кривая 1). При вычислениях  $N_F$  значение  $\nu_{ph}$  взято равным  $10^{12}$  Hz, а за радиус локализации взято значение  $a = 14 \text{ \AA}$ , как для  $TlInS_2$  [13].

По теории прыжковой проводимости на переменном токе среднее расстояние прыжков ( $R$ ) определяется по следующей формуле

$$R = \frac{1}{2\alpha} \ln \left( \frac{\nu_{ph}}{f} \right). \quad (2)$$

Вычисленные по формуле (2) значения  $R$  для кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  составляли  $77-86 \text{ \AA}$ . Эти значения  $R$  в 5.5–6 раз превышают среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ . Используя значения  $R$  по формуле

$$\tau^{-1} = \nu_{ph} \exp(-2\alpha R) \quad (3)$$

определили среднее время прыжков в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ :  $\tau = 5.5 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7}$  s.

По формуле [24]

$$\Delta E = 3/2\pi R^3 \cdot N_F \quad (4)$$

в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  оценили энергетический разброс локализованных вблизи уровня Ферми состояний  $\Delta E = 32-140$  meV. А по формуле:

$$N_t = N_F \cdot \Delta E \quad (5)$$

определили концентрацию глубоких ловушек в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$ , ответственных за ас-проводимость  $N_t = 7 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Установлено, что с увеличением концентрации эрбия в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  плотность локализованных вблизи уровня Ферми состояний увеличивается с  $5.2 \cdot 10^{18}$  до  $3.3 \cdot 10^{19} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Это происходит, по-видимому, за счет сужения энергетической полосы локализованных состояний. При этом концентрация носителей заряда на глубоких уровнях ( $N_t$ ) в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  увеличивалась незначительно.

#### 4. Заключение

Методом прямого синтеза из исходных химических элементов в вакууме получены слоистые кристаллы  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  ( $x = 0; 0.001; 0.005$  и  $0.01$ ). Изучение частотной дисперсии диэлектрических коэффициентов при  $f = 5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$  Hz и проводимости кристаллов  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  позволили установить релакса-

ционный характер дисперсии действительной и мнимой составляющих комплексной диэлектрической проницаемости. Также установлены природа диэлектрических потерь и прыжковый механизм переноса заряда. Оценили параметры локализованных состояний, такие как плотность состояний вблизи уровня Ферми ( $N_F = 5.2 \cdot 10^{18} - 3.3 \cdot 10^{19} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) и их энергетический разброс ( $\Delta E = 32 - 140 \text{ meV}$ ), среднее время ( $\tau = 5.5 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ ) и расстояние ( $R = 77 - 86 \text{ \AA}$ ) прыжков, а также концентрацию глубоких ловушек ( $N_t = 7 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Установлено, что по мере увеличения концентрации эрбия в кристаллах  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  действительная и мнимая составляющие их комплексной диэлектрической проницаемости, тангенс угла диэлектрических потерь, dc- и ac-проводимость увеличивались. С повышением концентрации введенного эрбия в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  граничная частота, начиная с которой в изученных образцах кристаллов наблюдалась прыжковая проводимость, линейно смещалась в сторону высоких частот. Введение эрбия в  $TlIn_{1-x}Er_xS_2$  приводило к уменьшению среднего расстояния и времени прыжков, а также к увеличению плотности состояний, локализованных вблизи уровня Ферми.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (гранты № E-F-BGM-3-BRFTF-2+/2017-15/05/1-M-13 и № E-F-BGM-4-RFTF-1/2017-21/05/1-M-07) и SOCAR.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Y. Shim, W. Okada, K. Wakita, N. Mamedov. *J. Appl. Phys.* **102**, 1 (2007).
- [2] T.D. Ibragimov, I.I. Aslanov. *Solid State Commun.* **123**, 339 (2002).
- [3] O.Z. Alekperov, G.B. Ibragimov, I.A. Axundov, A.I. Nadjafov, A.R. Fakix. *Phys. Status Solidi C* **6**, 981 (2009).
- [4] M.M. El-Nahass, S.B. Youssef, H.A.M. Ali, A. Hassan. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **55**, 1 (2011).
- [5] O.O. Gomonnai, R.R. Rosul, P.P. Guranich, A.G. Slivka, I.Yu. Roman, M.Yu. Rigan. *High Press. Res.* **32**, 39 (2012).
- [6] M. Isik, S. Delice, N.M. Gasanly. *Acta Phys. Pol. A* **126**, 1299 (2014).
- [7] S. Delice, N.M. Gasanly. *Physica B* **499**, 44 (2016).
- [8] I.M. Ashraf, A. Salem, M.J.A.L. Salah. *Euro. J. Appl. Eng. Sci. Res.* **6**, 2, 34 (2018).
- [9] А.П. Одринский, М.-Н.Ю. Сейидов, Р.А. Сuleymanov, Т.Г. Мамедов, В.Б. Алиева. *ФТТ* **58**, 4, 696 (2016)
- [10] Y. Araki, R. Asaba, K. Wakita, Y.G. Shim, K. Mimura, N. Mamedov. *Phys. Status Solidi C* **10**, 1136 (2013).
- [11] K. Wakita, M. Hagiwara, R. Paucar, Y. Shim, K. Mimura, N. Mamedov. *J. Phys. Conf. Ser.* **619** (2015). 012006. doi:10.1088/1742-6596/619/1/012006
- [12] С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов. *ФТТ* **40**, 4, 612 (1998).
- [13] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, В.А. Рамазанзаде. *ФТТ* **38**, 1, 14 (1996).
- [14] А.В. Короткий, А.У. Шелег, В.В. Шевцова, А.В. Мудрый, С.Н. Мустафаева. *Журн. прикл. спектроскопии* **79**, 3, 418 (2012).
- [15] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, А.А. Исмаилов. *ФТТ* **51**, 11, 2140 (2009).
- [16] А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, В.В. Шевцова, С.Н. Мустафаева. *ФТТ* **54**, 9, 1754 (2012).
- [17] S.N. Mustafaeva, V.A. Ramazanzade, M.M. Asadov. *Mater. Chem. Phys.* **40**, 2, 142 (1995).
- [18] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, В.А. Рамазанзаде. *Неорган. материалы* **31**, 3, 318 (1995).
- [19] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, Э.М. Керимова, Н.З. Гасанов. *Неорган. материалы* **49**, 12, 1271 (2013).
- [20] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, Э.М. Керимова. *ФТТ* **55**, 12, 2346 (2013).
- [21] А.У. Шелег, В.В. Шевцова, В.Г. Гуртовой, С.Н. Мустафаева. *Поверхность. Рентг., синхр. нейтр. исслед.* **11**, 39 (2013).
- [22] С.Н. Мустафаева. *Журн. радиоэлектроники.* **5**, 1 (2008).
- [23] В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. *Материалы электронной техники. Высш. шк., М.* (1986). 368 с.
- [24] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М.* (1974). 472 с.
- [25] Ю.И. Равич, С.А. Немов. *ФТП* **36**, 1, 3 (2002).

Редактор Т.Н. Василевская