

PACS 72.20.JV

## ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В PbSnTe:In ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

*А. Н. Акимов, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный,  
Н. С. Пащин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский*

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
пр. Академика Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, РФ,  
E-mail sher@thermo.isp.nsc.ru

### ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В PbSnTe:In ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

*А. Н. Акимов, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный,  
Н. С. Пащин, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский*

**Аннотация.** В настоящей работе обсуждается природа затухающих колебания тока в пленках PbSnTe:In после подачи на них постоянного напряжения в отсутствие фоновой засветки. Обсуждение проводится в рамках теории токов, ограниченных пространственным зарядом с учетом изменения величины поляризуемости среды при захвате инжектируемых из контактов электронов на распределенные по энергии ловушки.

**Ключевые слова:** токи, ограниченные пространственным зарядом, осцилляции тока, поляризуемость

### ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ В PbSnTe:In ПРИ ІНЖЕКЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ

*А. М. Акімов, А. Е. Клімов, І. Г. Неівестний,  
М. С. Пащин, В. М. Шерстякова, В. М. Шумський*

**Анотація.** У даній роботі обговорюється природа загасаючих коливань струму в плівках PbSnTe:In після подачі на них постійної напруги під час відсутності фонового засвічення. Обговорення проводиться в рамках теорії струмів, обмежених просторовим зарядом з урахуванням зміни величини поляризуємості середовища при захопленні інжекттованих з контактів електронів на розподілені по енергії пастки.

**Ключові слова:** струми, обмежені просторовим зарядом, осциляції струму, поляризуємість

### CHARACTERISTICS OF TRANSITION PROCESSES IN PbSnTe:In WITH ELECTRON INJECTION

*A. N. Akimov, A. E. Klimov, I. G. Neizvestny,  
N. S. Paschin, V. N. Sherstyakova, V. N. Shumsky*

**Abstract.** This paper discusses the nature of the current fluctuations in films PbSnTe: In after a potential difference applied across them without the background. Discussion is part of the theory of currents, the limited spatial charge to reflect a change in the polarizability of the environment when injected electrons are captured on the traps distributed over energy.

**Keywords:** currents limited by spatial charge, the current oscillations, polarizability

## 1. Введение

Твердый раствор  $\text{PbSnTe:In}$  является узкозонным полупроводником с зависящей от состава шириной запрещенной зоны и обладает рядом уникальных свойств, которые определяют его транспортные и оптические свойства. В частности, для  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  (СОТ) в сравнительно узком диапазоне составов  $x=0.23-0.28$  при легировании In до концентрации в 1–3 ат. % наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми глубоко в запрещенной зоне и уменьшение концентрации свободных носителей заряда. При температурах  $T \leq 20\text{K}$  полупроводник переходит в полуизолирующее состояние и его удельное сопротивление может превышать  $10^{10}\text{ом}\cdot\text{см}$ . Кроме того, при этих температурах происходит сегнетоэлектрический фазовый переход (при  $x=0.25$ ), статическая диэлектрическая проницаемость достигает значений  $10^3-10^4$ . В этих условиях при гелиевых температурах в транспортных явлениях существенную роль могут играть не термодинамически равновесные носители заряда, а носители, инжектированные из контактов. В ряде работ [1,2,3] было показано, что вольтамперные характеристики (ВАХ) и фоточувствительность в субмиллиметровой области спектра пленок СОТ определяются инжекционным характером токов, которые описываются в рамках модели токов ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) в присутствии ловушек для электронов и наличия сегнетоэлектрического фазового перехода. Проведенные исследования позволили рассчитать энергетический спектр ловушек и показать, что распределение уровней ловушек по энергиям в запрещенной зоне носит квазинепрерывный характер с рядом особенностей в диапазоне 1–10 мэВ ниже дна зоны проводимости [4].

Очевидно, что вышеприведенные свойства полупроводника, будут оказывать влияние не только на стационарные характеристики, но и на переходные процессы как в темноте, так и при освещении.

Настоящая работа посвящена изучению переходных процессов в пленках СОТ, легированных In, при наличии «диэлектрического состояния» в условиях полной экранировки фонового излучения.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследовались пленки  $\text{Pb}_{0.74}\text{Sn}_{0.26}\text{Te:In}$  (СОТ: In) толщиной  $1 \div 1,5$  мкм, выращенные на подложках  $\text{BaF}_2$  (111) методом МЛЭ и имеющие удельное сопротивление вблизи  $T=4,2\text{K}$   $\rho=10^{10} \div 10^{12}$  Ом·см. Изменяемые образцы представляли собой структуры с двумя металлическими электродами, сформированные на поверхности пленок с зазором  $L=64$  мкм, при длине зазора около 0,1 см. Образец помещался в экранированную камеру, полностью исключающую засветку фоновым излучением, и охлаждался до  $T=4,2$  К непосредственно в жидком гелии при нулевом напряжении. Затем на электроды подавалось напряжение величиной от  $U=2,5$  до 6,0 В, и регистрировалось изменение тока со временем. При каждом установленном напряжении смещения измерения проводились трижды. После того, как была записана первая кривая релаксации тока в течение 40–200с, напряжение снималось, через такой же промежуток времени вновь подавалось и записывалась вторая кривая. Затем образец «отогревался» до температуры 30 К и вновь охлаждался до 4,2 К. После чего на него подавалась то же самое напряжение и проводилась третья запись кривых релаксации тока. Релаксационные зависимости записывались и обрабатывались с помощью аналогового-цифрового преобразователя (АЦП) на компьютере.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис 1 приведены зависимости релаксации тока, получаемые при трех измерениях для значений напряжения  $U=2,5$  В и 4.0 В. Видно, что временные зависимости тока при первом и третьем измерении повторяют друг друга. Величина тока при втором измерении практически соответствует току в конце первого измерения, что говорит о том, что переходные процессы в образце закончились. Характерной особенностью релаксационного процесса является наличие автоколебаний. Уменьшение тока не носит монотонного характера, а сопровождается осциллирующим процессом.

На рис 2 показаны релаксационные кривые при первом измерении для напряжений 2.5 В и 4 В. Видно, что частота и величина автоколебаний меняется в зависимости от приложенного напряжения.

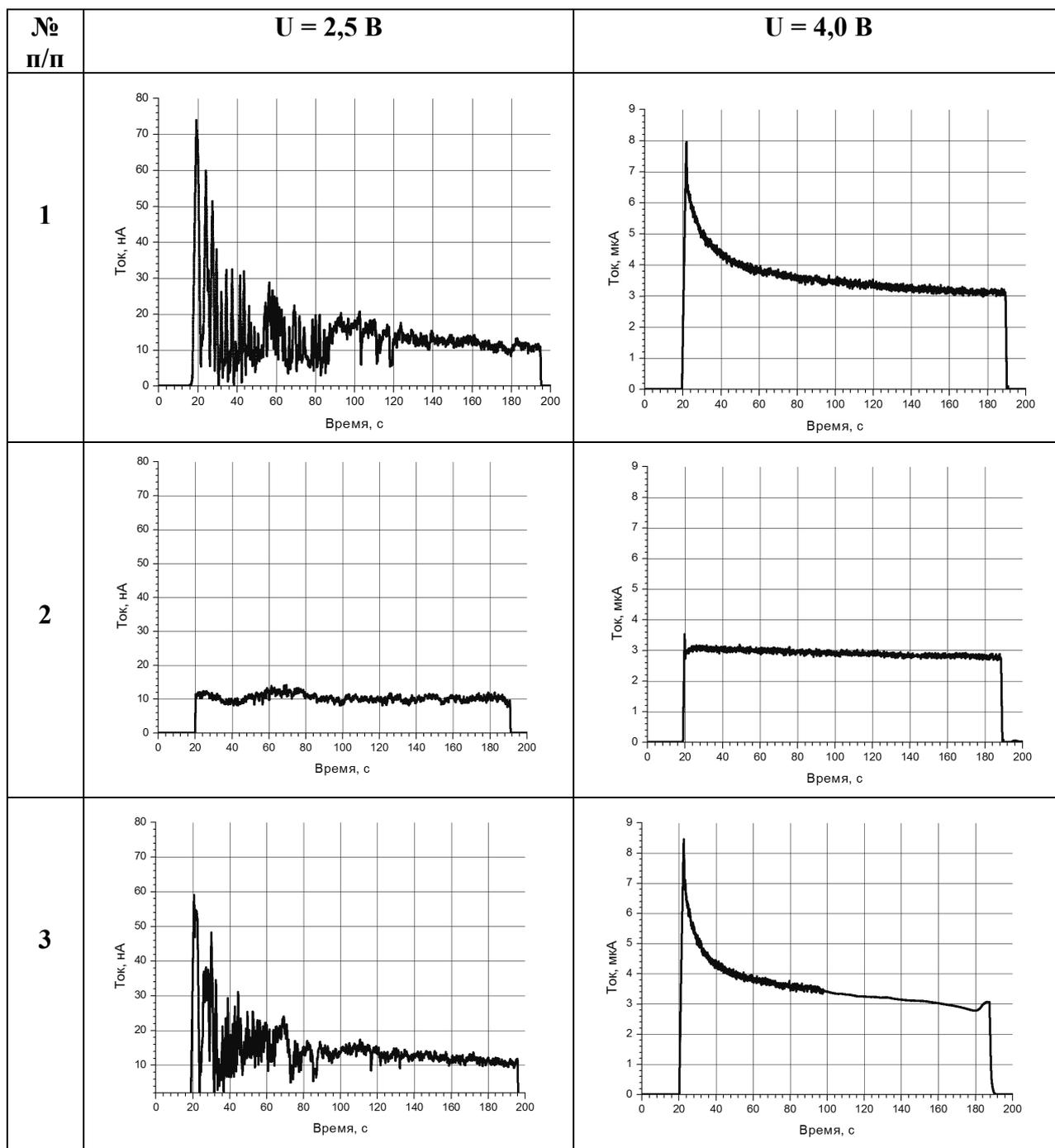


Рис. 1. Автоколебания тока после подачи ступеньки напряжения U= 2.5В и 4В. № 1 –измерение после первоначального охлаждения образца до 4.2К, № 2- измерение в продолжение первого без отогрева образца, № 3- измерение в продолжение второго с отогревом образца

В целом переходные характеристики описываются суперпозицией быстрого и медленного процессов. Усредненные по времени значения тока на переходной кривой можно аппроксимировать на отдельных участках экспоненциальной зависимостью. При этом начальный участок этих кривых определяет-

ся «быстрым» временем —  $\tau_f$ , величина которого зависит от приложенного напряжения. На рис. 3 приведена, определенная из эксперимента, зависимость  $\tau_f$  от напряжения смещения. Видно, что в достаточно узком диапазоне напряжений время изменяется на два порядка.

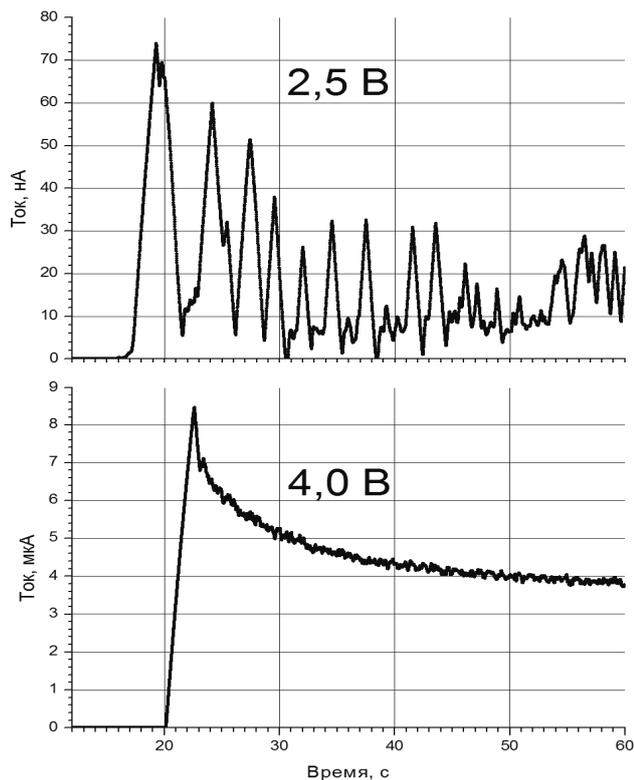


Рис. 2. Осциллирующие кривые релаксации тока при первом измерении для двух разных напряжений.

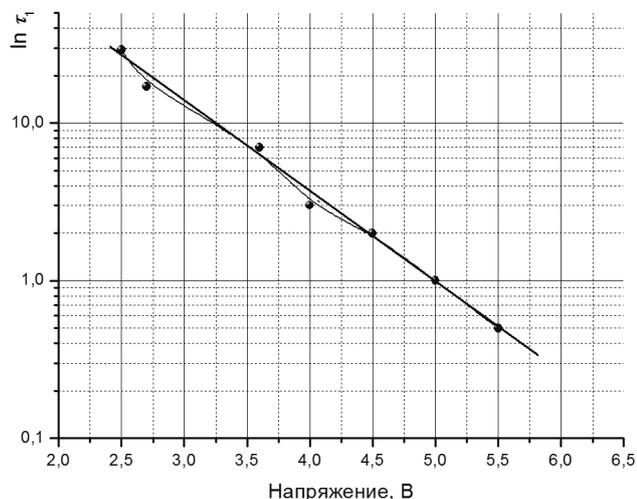


Рис. 3. Зависимость усредненного времени быстрой компоненты релаксации тока от напряжения смещения.

#### 4. Обсуждение результатов

Теория возникновения «рекомбинационной» неустойчивости и электрических автоколебаний, связанных с рекомбинационными потоками при оптическом возбуждении электронов была рассмотрена в работе [5]. В

ней предполагалось, что в полупроводнике существуют центры захвата, по крайней мере, двух типов, а сечения захвата зависят от напряженности электрического поля. В работе подчеркивается, что для возникновения автоколебаний в униполярном полупроводнике, концентрация свободных носителей заряда должна регулироваться не только захватом с вероятностью, зависящей от напряженности поля, но и оптической генерацией с примесного уровня другого типа. В нашем случае образец находился непосредственно в жидком гелии при полной экранировке от фонового излучения, что отличается от условий, рассмотренных в [5]. Наличие в нем «рекомбинационных волн» предполагает возникновение положительной обратной связи, приводящей к росту тока. Необходимо отметить, что в нашем случае автоколебания являются затухающими и связаны с осциллирующим переходом к стационарному состоянию после подачи ступеньки напряжения. Это означает, что механизм положительной обратной связи, т.е. механизм увеличения тока, постепенно прекращает свое действие.

Как уже было сказано выше, исследуемые образцы COT: In при гелиевой температуре находятся в полуизолирующем состоянии. Их ВАХ описываются с учетом монополярной инжекции из контактов и ограничении тока пространственным зарядом с их захватом на локализованные состояния в запрещенной зоне. Локализация электронов на дискретных уровнях в неупорядоченных полупроводниках может приводить к увеличению статической диэлектрической проницаемости за счет роста электронной диэлектрической восприимчивости отдельных центров [6]. Если при этом происходит перезарядка центров захвата, то процесс может носить осциллирующий характер.

Рассмотрим механизм, который может объяснить наблюдаемые затухающие колебания тока в переходных характеристиках COT: In.

В запрещенной зоне пленки COT:In согласно [4] имеется квазинепрерывное распределение центров захвата электронов, которое при дальнейшем обсуждении для простоты мы заменим набором дискретных уровней с разной концентрацией, энергетическим положением и сечением захвата электрона. Предположим, что температура достаточно низкая, чтобы

можно было считать, что центры, расположенные выше равновесного уровня Ферми пустые, а ниже — заполненные, концентрация электронов в зоне проводимости пренебрежимо мала, а ток через образец ограничен пространственным зарядом и захватом инжектированных электронов на эти центры.

После подачи ступеньки напряжения в образец инжектируются электроны с концентрацией  $n_{inj} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s U}{qL^2}$ , где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\epsilon_s$  — статическая диэлектрическая проницаемость образца,  $U$  — напряжение,  $q$  — заряд электрона и  $L$  — расстояние между контактами. Рассмотрим изменения концентрации электронов в зоне проводимости и на локализованных центрах, начиная с времени  $t_0 > \tau_M$  — времени максвелловской релаксации. Воспользуемся приближением, в котором не учитываются диффузионные токи и пространственное распределение электронов по длине образца. В этом случае можно записать уравнения непрерывности для электронов в зоне проводимости и электронов на уровнях. В аналитическом виде эта система дифференциальных уравнений не решается.

Однако сделать качественную оценку изменения концентрации свободных электронов и тока сделать можно. В зависимости от концентрации и соответствующего коэффициента захвата электрона, заполнение данного центра в начальный промежуток времени будет происходить с эффективным временем  $\tau_{CM_i} = [\gamma_i (M_i - m_i)]^{-1}$ , где  $\gamma_i = v_n s_{ni}$  — коэффициент захвата электронов свободным  $i$ -м центром;  $v_n$  — тепловая скорость электрона;  $s_{ni}$  — сечение захвата электрона на свободный  $i$ -ый центр;  $M_i$  — концентрация центров с энергией  $\Delta E_{M_i}$ ;  $m_i$  — концентрация электронов на  $i$ -м центре. При этом может реализовываться ситуация, когда большая часть электронов из зоны проводимости сначала будет захвачена центром с большим сечением захвата, затем электроны с этого центра будут выбрасываться в зону проводимости, захватываться следующим центром и т.д. Так как в любой момент времени  $n(t) = n_{inj} - \sum m_i(t)$ , плотность тока в зависимости от времени запишется, как:

$$j(t) = q\mu n(t)E = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 \mu U^2}{L^3} - q\mu \frac{U}{L} \sum_i m_i(t)$$

В соответствии с этим уравнением ток от времени может только уменьшаться с особенностями, зависящими от эффективного времени захвата электронов на центры вплоть до установления стационарного состояния. Однако в  $\text{COT:In}$ , как следует из [6], существует один или несколько центров, захват на который увеличивает статическую диэлектрическую проницаемость за счет роста электронной диэлектрической восприимчивости.

В этом случае ток определяется как:

$$j(t) = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 \mu U^2}{L^3} + q\mu \frac{U}{L} \left[ \frac{\epsilon_0 U}{qL^2} \sum_i \beta_i m_i(t) - \sum_i m_i(t) \right], \quad (1)$$

где  $\beta_i$  — вклад одного электрона, захваченного на  $i$ -ый центр в поляризуемость.

С ростом диэлектрической проницаемости при постоянном напряжении растет заряд в образце, увеличивается концентрация свободных электронов и, следовательно, увеличивается ток. Анализируя выражение (1) можно сказать, что в начальный момент релаксации ( $t=t_0$ ) ток определяется первым членом, а в дальнейшем, увеличение или уменьшение тока зависит от знака выражения в квадратных скобках. Если значения  $\beta_i$  таковы, что по мере увеличения концентрации электронов, захваченный на  $i$ -ый центр, первый член в квадратной скобке становится больше второго, ток увеличивается. Таким образом, в стационарное состояние после подачи ступеньки напряжения система  $\text{COT:In}$  может приходить, испытывая затухающие колебания тока. Для этого необходимо, чтобы выражение в квадратных скобках меняло знак по мере заполнения центров с большим  $\beta_i$ .

Качественно понятно также, что если концентрация инжектированных электронов много больше полной концентрации центров захвата, то зарядка различных центров будет идти практически одновременно без заметных колебаний тока. Это соответствует большим напряжениям, при которых в эксперименте наблюдается именно уменьшение амплитуды колебаний тока и их исчезновение.

Очевидно, приведенные результаты расчета носят качественный, а не количественный характер. Помимо сделанных упрощений о постоянстве электрического поля и однородности заполнении ловушек между электродами,

точный численный расчет переходных токов представляется невозможным из-за отсутствия данных о сечении захвата распределенных по энергии ловушек и их вкладе в поляризуемость в нейтральном и заряженном состоянии. Однако наличие механизма уменьшения тока за счет снижения концентрации свободных электронов при их захвате на ловушки, с одной стороны, и увеличения тока за счет изменения поляризуемости центра при изменении его зарядового состояния — с другой стороны, могут вести к осциллирующей динамике перехода тока к стационарному состоянию.

Если проведенные рассуждения верны, то можно ожидать появления особенностей фототока при возбуждении лазером на свободных электронах в полосе примесного поглощения при изменении уровня инжекции электронов и соответствующего заполнения центров в запрещенной зоне. При определенных значениях  $\beta$  переход электронов с центра, захват на который ведет к увеличению поляризуемости, в зону проводимости ведет к уменьшению полного тока из-за уменьшения диэлектрической проницаемости. На рис. 4 показана зависимость отношения полного тока к темновому току от времени при возбуждении излучением с длиной волны  $\lambda=205$  мкм ( $h\nu=0.006$  эВ) при нескольких напряжениях. Как видно из рисунка, с увеличением напряжения это отношение сначала больше единицы, но уменьшается (кривые 1, 2), затем только на начальном участке при  $t < 10$  с меньше единицы (кривая 3), и, наконец, становится меньше единицы при всех значениях  $t$ .

В рамках рассмотренной модели наблюдаемое явление имеет следующее объяснение. В  $\text{COT:In}$  имеется квазинепрерывное распределение центров захвата в запрещенной зоне, и концентрация электронов на центрах в отсутствие оптического возбуждения зависит не только от уровня инжекции, но и от концентрации центров с данной энергией. Увеличения тока при воздействии излучения связано, во-первых, с увеличением электронов в зоне проводимости и, во-вторых, с захватом на центр с увеличением поляризуемости. Уменьшение полного тока может быть связано (при отсутствии фоновой подсветки) только с уходом электронов с указанного центра. В зависимости от

соотношения этих процессов, которое определяется заполнением центров при полевой инжекции, может наблюдаться и увеличение, и уменьшение полного тока.

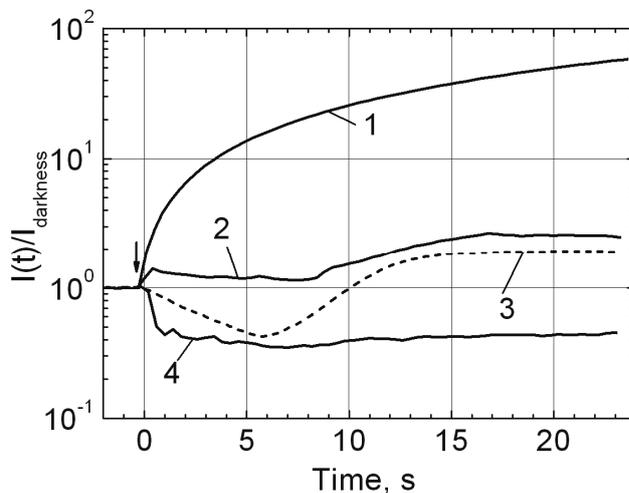


Рис. 4. Начальный участок временной зависимости относительного изменения тока при освещении образца излучением лазера на свободных электронах с длиной волны  $\lambda=205$  мкм ( $h\nu=0.006$  эВ). Момент включения лазера показан стрелкой. Напряжения смещения на образце  $U, V=0,026(1), 0,096(2), 0,82(3), 3,0(4)$ .

В заключение еще раз подчеркнем, что рассмотренная модель основана на экспериментальных данных об увеличении статической диэлектрической проницаемости в  $\text{COT:In}$  под действием освещения в ситуации когда ток ограничен пространственным зарядом с захватом на ловушки [6] и не может быть применена для ситуаций, когда ток является омическим и определяется термически равновесными носителями заряда.

Работа выполнена в рамках программ фундаментальных исследований СО РАН II.6.2. «Физика твердотельных устройств микро- и наноэлектроники» проект II.6.2.6; программы II.7.3 «Перспективные полупроводниковые материалы наноэлектроники и нанофотоники», проект II.7.3.2; Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» проекты 2 и 15; программы «Физика новых материалов и структур», проект «Исследование электронного спектра локализованных состояний», рук. чл. — корр. РАН И. Г. Неизвестный.

### Список литературы

1. Акимов А. Н., Ерков В. Г., Климов А. Э., Молодцова Е. Л., Супрун С. П., Шумский В. Н. Токи инъекции в узкозонном диэлектрике  $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ . — ФТП, 2005. — Т. 39, № 5, — Р. 563–568.
2. Акимов А. Н., Ерков В. Г., Кубарев В. В., Молодцова Е. Л., Климов А. Э., Шумский В. Н. Фоточувствительность пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в терагерцовой области спектра // ФТП. — 2006. Т. 40, № 2, — С. 169–173.
3. Климов А. Э., Шумский В. Н. Фоточувствительность пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  в области собственного поглощения // ФТП. — 2008. Т. 42, № 2, — С. 147–152.
4. Klimov A. E., Shumsky V. N. Shallow traps and the space-charged-induced limitation of the injection current in  $PbSnTe:In$  narrow-gap ferroelectric // Physica B — 2009. V. 404, — P. 5028–5031.
5. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников Г. О возможности рекомбинационной неустойчивости в полупроводниках // ФТТ. 1965. Т. 7, № 3. с. 750–758.
6. Klimov A. E., Shumsky V. N. Photodielectrical effect in  $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$  epitaxial films prepared by MBE. // Optoelectronics Instrumentation and Data Processing 2001. No 3. P. 53–62