

Токи инжекции в узкозонном диэлектрике $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$

© А.Н. Акимов, В.Г. Ерков, А.Э. Климов[†], Е.Л. Молодцова, С.П. Супрун, В.Н. Шумский

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 7 сентября 2004 г. Принята к печати 17 сентября 2004 г.)

При низких температурах в широком диапазоне напряженности электрического поля исследованы экспериментально вольт-амперные характеристики образцов узкозонного $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ и проведены их расчеты. Показано, что полученные результаты хорошо описываются теорией токов, ограниченных объемным зарядом, при наличии центров захвата носителей заряда. Сделаны оценки их концентрации и энергии залегания.

1. Введение

В течение многих лет ведутся исследования свойств твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ ($\text{COT}\langle\text{In}\rangle$). Большое внимание уделяется изучению наблюдаемого для определенных составов $\text{COT}\langle\text{In}\rangle$ так называемого „диэлектрического состояния“ и замороженной фотопроводимости в области низких температур $T \lesssim 20\text{--}30\text{ К}$. Само диэлектрическое состояние связывается со стабилизацией уровня Ферми на уровне In, который в данном случае находится вблизи середины запрещенной зоны. Для объяснения долговременной релаксации фотопроводимости предложен ряд моделей, в основе которых лежит предположение о перестройке кристаллической решетки, окружающей примесь, в зависимости от зарядового состояния этой примеси. В качестве конкретных механизмов такой перестройки предлагался эффект Яна–Теллера, структурный фазовый переход, диэлектрическая проницаемость и пр. Наиболее полно эти представления изложены в работах [1–5].

В то же время очевидно, что при низких температурах для диапазона составов, при которых положение уровня Ферми в равновесии обеспечивает низкую концентрацию носителей заряда в разрешенных зонах, транспорт как равновесных, так и неравновесных, в том числе возбужденных светом, носителей заряда должен описываться теорией токов, ограниченных объемным зарядом (ТООЗ). В работе [4] было отмечено, что вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) в $\text{COT}\langle\text{In}\rangle$ определяется пространственным зарядом, однако анализ ВАХ не проводился. Необходимо также отметить, что при наличии центров захвата носителей заряда их заполнение должно сказываться не только на ВАХ, но и на релаксации фотопроводимости в $\text{COT}\langle\text{In}\rangle$.

Цель данной работы заключается в изучении ВАХ пленок $\text{COT}\langle\text{In}\rangle$ с $x = 0.25\text{--}0.27$ в интервале температур $4.2 < T < 35\text{ К}$ и определении механизма протекания тока в отсутствие освещения.

2. Эксперимент

Исследовались эпитаксиальные пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ на подложках BaF_2 , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [6,7]. Толщина

пленок составляла около 1 мкм, содержание олова $x \approx 0.25\text{--}0.27$, содержание индия 1–3 ат.%.

Измерения проводились на структурах, образованных двумя серебряными контактами, полученными напылением в вакууме. Ширина зазора между контактами составляла 0.5–1.5 см при величине зазора от 16 до 64 мкм. По стандартной схеме могли измеряться и емкостная, и омическая компоненты проводимости структуры.

Измерения ВАХ проводились непосредственно в жидком гелии. До напряжений $U = 7\text{--}8\text{ В}$ они велись по обычной схеме с использованием источников постоянного напряжения. При приложении к структуре постоянного напряжения свыше указанной величины наблюдался разогрев образца. Поэтому, для измерения ВАХ при значениях напряжения свыше указанного, измерения проводились в импульсном режиме с использованием генератора сигналов прямоугольной формы. Генератор, образец и сопротивление нагрузки $R = 11\text{ Ом}$ включались последовательно. Напряжение сигнала с сопротивления нагрузки подавалось на осциллограф, и во всем диапазоне измерений оно было много меньше напряжения генератора. Период повторения прямоугольных импульсов составлял $3 \cdot 10^{-4}\text{ с}$, а их длительность составляла 1, 4 и 8 мкс в разных диапазонах напряжений генератора. Выбор длительности импульса проводился исходя из формы сигнала. При больших напряжениях и большой длительности „в конце“ импульса на осциллограмме появлялись характерные отклонения от „полки“, связанные с разогревом образца. В начале и в конце импульса на осциллограмме имелись переходные области длительностью в несколько десятых долей мкс, связанные с паразитными емкостями в измерительной схеме. Поэтому уменьшение длительности ниже 1 мкс ухудшало точность измерений.

Методика измерения емкости детально описана в [8]. Измерения проводились с использованием двух селективных фазочувствительных вольтметров, один из которых настраивался по фазе на изменение емкостной, а другой — активной компоненты тока через нагрузку. Контролировалась также частотная зависимость измеряемой емкостной компоненты тока.

При измерениях зависимости тока от температуры образцы размещались в металлической камере, которая экранировала структуры от внешнего неконтролируемо-

[†] E-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru

го фонового излучения. Температура образцов могла изменяться от 4.2 до 80 К.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Вольт-амперные характеристики при $T = 4.2$ К

На рис. 1 приведена ВАХ структуры, измеренная при $T = 4.2$ К. На ВАХ отчетливо прослеживаются следующие участки: а) слабого роста тока на уровне $(2-3) \cdot 10^{-13}$ А при изменении напряжения от 0.02 до 0.2 В; б) непротяженных по напряжению участков с линейной ($\beta = 1$ для зависимости $I \propto U^\beta$) и квадратичной зависимостью тока ($\beta = 2$) при $U > 0.2$ В; в) переходного участка с резко изменяющейся крутизной ВАХ и г) участок с квадратичной зависимостью тока от напряжения в области напряжений $U = 20-60$ В.

Участок „а“, скорее всего, обусловлен токами поляризации (деполяризации) или утечками. Остальная часть ВАХ соответствует теоретическим представлениям о ТООЗ [9]. Наличие двух квадратичных участков, разделенных переходным участком с сильной зависимостью тока от напряжения, говорит о том, что при $0.2 \lesssim U \lesssim 0.7$ В начинается интенсивный захват инжектированных из контакта в пленку носителей заряда на мелкие ловушки, а при $U > 20$ В эти ловушки становятся полностью заполненными.

Из теории ТООЗ следует, что ток переходит от омической к квадратичной зависимости от напряжения при

$$U_c \approx \frac{qn_0L^2}{\varepsilon\varepsilon_0\theta}, \quad (1)$$

где n_0 — равновесная (при $U = 0$) концентрация электронов, $\theta = (gN_c/N_t) \exp[(E_t - E_c)/kT]$ — величина,

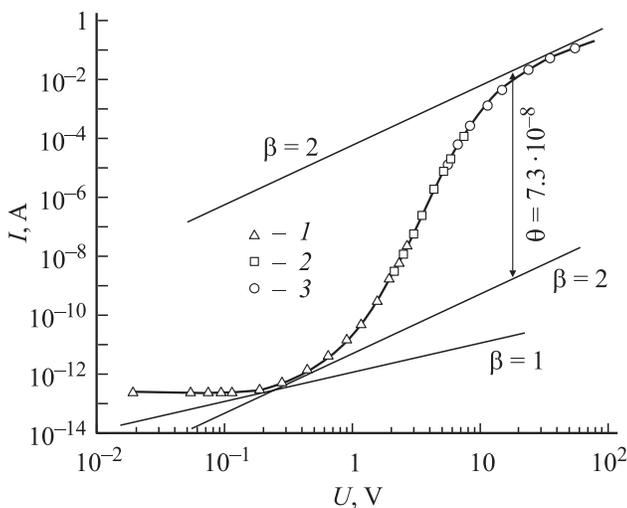


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика структуры $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ при $T = 4.2$ К, измеренная с использованием источников постоянного напряжения (1, 2) и в импульсном режиме (3). β — показатель степени в соотношении $I \propto U^\beta$.

определяющая отношение токов, ограниченных объемным зарядом, до и после заполнения ловушек, а L — ширина зазора. Экспериментально величина U_c определяется как точка пересечения экстраполированных зависимостей линейного и квадратичного участков ВАХ. В последнем выражении g — коэффициент спинового вырождения, E_t и E_c — энергии залегания ловушек и дна зоны проводимости, а N_t и N_c — концентрация ловушек и эффективная плотность состояний в зоне проводимости, которую можно определить по формуле [10]

$$N_c = \left(\frac{kTE_g}{\pi} \right)^{3/2} \left[\left(E_g \frac{\hbar^2}{2m_t^-} + P_t^2 \right)^{-1} \left(E_g \frac{\hbar^2}{2m_l^-} + P_l^2 \right) \right]^{-1/2},$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, m_t^- , m_l^- — поперечная и продольная эффективные массы в зоне проводимости, P_t , P_l — соответствующие значения межзонного матричного элемента в **kp**-методе расчета зонной структуры. Численные значения указанных величин также взяты из [10]. При $T = 4.2$ К расчетное значение $N_c = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Для приведенных на рис. 1 зависимостей $\theta = 7.3 \cdot 10^{-8}$, а напряжение пересечения прямых $I \propto U$ ($\beta = 1$) и $I \propto U^2$ ($\beta = 2$) $U_c \lesssim 0.25$ В. Истинное напряжение перехода от омического тока к ТООЗ может быть существенно меньше из-за недостаточной точности измерений при $U < 0.2$ В и наличия токов, связанных со спонтанной поляризацией образцов, что и обуславливает поведение ВАХ в этой области напряжений. Из соотношения (1), полагая $\varepsilon = 2000$ [8], равновесную концентрацию электронов в пленке при $T = 4.2$ К можно оценить как $n_0 \lesssim 1.8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Из полученного значения n_0 расстояние между дном зоны проводимости и уровнем Ферми составляет $E_c - E_F \gtrsim 7$ мэВ. Так как при малых напряжениях смещения ловушки практически не заполнены, их уровни должны располагаться выше E_F .

Если предположить, что в образце присутствует только один уровень ловушек, то

$$N_t \exp \frac{E_c - E_t}{kT} = N_c \frac{g}{\theta} = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

Оценка концентрации ловушек может быть сделана из измеренной величины емкости при нулевом напряжении смещения $C_{4.2\text{К}} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$ [8] и напряжения перехода к режиму полного заполнения ловушек (ПЗЛ или FFT — full field traps). Инжектированный в пленку заряд при напряжении U равен $Q = CU$. С другой стороны, при переходе к режиму ПЗЛ этот заряд определяется концентрацией ловушек и равен $Q = qN_tv$, где v — объем пленки между контактами $v = 4.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$. Как видно из рис. 1, напряжение перехода к ПЗЛ составляет $U_{\text{FFT}} = 20-30$ В. Отсюда концентрация ловушек $N_t = CU_{\text{FFT}}/qv = (1.4-2.1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда глубина залегания ловушек $E_c - E_t = kT \ln(g/\theta N_t) \approx 6$ мэВ, что согласуется с оценкой этой величины, сделанной выше.

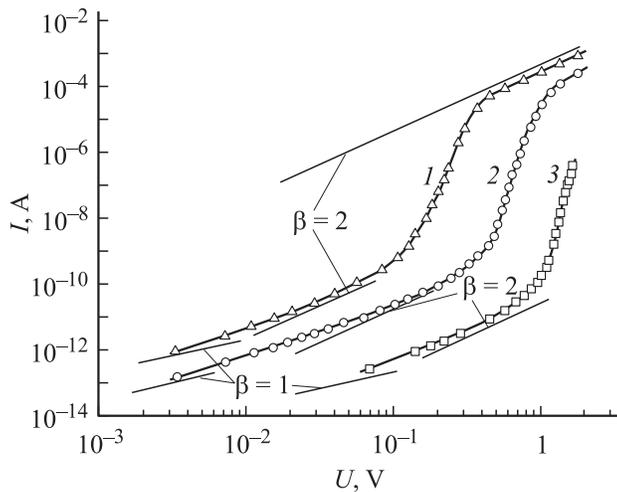


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры $Pb_{0.73}Sn_{0.27}Te(In)$ при $T = 4.2$ К. Ширина зазора между контактами L , мкм: 1 — 16, 2 — 32, 3 — 64. β — то же, что и на рис. 1.

Ток, ограниченный объемным зарядом, на квадратичном участке до перехода к режиму ПЗЛ записывается как [9]

$$I = I_0\theta = \varepsilon\varepsilon_0\mu \frac{U^2}{L^3} \frac{gN_c}{N_t} \exp \frac{E_t - E_c}{kT}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что при фиксированном напряжении ток обратно пропорционален кубической степени величины зазора между контактами L^3 .

На рис. 2 представлены ВАХ для образца с содержанием олова $x = 0.27$ при трех различных величинах зазоров между контактами из серебра: $L = 16, 32$ и 64 мкм. Как видно из рисунка, поведение ВАХ подобно зависимости, приведенной на рис. 1 для образца с $x = 0.25$, но на них более отчетливо просматриваются участки с зависимостью тока от напряжения, близкой к линейной. Экспериментальные значения отношения токов на участках ВАХ с квадратичной зависимостью тока от напряжения равны $I_1 : I_2 : I_3 \approx 700 : 40 : 1$ (для кривых 1, 2, 3), что не соответствует ожидаемому из (2) $I_1 : I_2 : I_3 \approx 64 : 8 : 1$ при $L = 16, 32$ и 64 мкм соответственно. Причиной этого может быть следующее. Зазоры между контактами L полагались равными соответствующим размерам на фотошаблонах, с использованием которых изготавливались структуры. Можно предположить, что, несмотря на достаточно низкую температуру образца, при которой проводилось напыление серебра (около $150-200^\circ\text{C}$), во время напыления и последующего остывания подложки происходила его диффузия и уменьшение эффективного зазора между контактами. Оценки показывают, что при параметрах процесса диффузии серебра, приведенных в [11], средняя длина диффузионного смещения серебра из контактов составит $4-5$ мкм, что приведет к уменьшению эффективной величины зазоров в структурах на $\delta L = 9-10$ мкм. В этом случае экспериментально измеренные отношения токов из теории ТООЗ (2) должны составить $620 : 41 : 1$ (для $\delta L = 9.5$ мкм) или $730 : 49 : 1$

($\delta L = 10$ мкм), что хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

Проведенные оценки позволили провести расчет ВАХ структуры в рамках феноменологического анализа, в котором не учитываются пространственные распределения как напряженности электрического поля между контактами, так и концентрации свободных и захваченных носителей заряда, а речь идет только об их усредненных значениях. Результаты представлены на рис. 3. Расчет, сделанный в предположении о наличии только одного уровня захвата, не дал удовлетворительного согласия с экспериментом: в этом случае должен наблюдаться резкий рост тока при напряжениях, близких к напряжению перехода в режим ПЗЛ (кривая 2). Хорошее согласие с экспериментом дают расчеты, сделанные в предположении существования уровней захвата с различным энергетическим положением. Кривая 3 соответствует расчету, выполненному для 5 уровней ловушек с одинаковой концентрацией ($N_t = 1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для каждого из уровней) и с глубиной залегания 1, 2, 3, 4 и 6 мэВ соответственно. Процедура расчета состояла в том, что задавалась равновесная концентрация электронов, примерно равная величине n_0 , оцененной ранее по (1), и определялся равновесный уровень Ферми. После этого задавалось положение квазиуровня Ферми, связанное с инжекцией электронов из контакта, и для каждого его значения рассчитывалось заполнение уровней ловушек, а затем определялись значения напряжения и тока по формулам:

$$U(E_F) = \frac{qL_s^2}{\varepsilon\varepsilon_0} [n_t(E_F) + n(E_F) - n_{t0} - n_0],$$

$$I(E_F) = q\mu_n n(E_F) \frac{w dU(E_F)}{L}, \quad (3)$$

где $U(E_F)$ и $I(E_F)$ — напряжение и ток при заданном положении квазиуровня Ферми; $n_t(E_F)$ и $n(E_F)$ — концент-

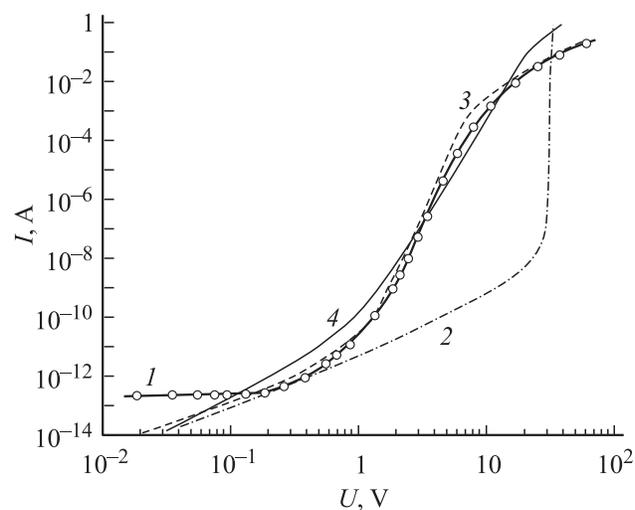


Рис. 3. Экспериментальная и расчетные вольт-амперные характеристики пленки $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ при $T = 4.2$ К. 1 — эксперимент; 2 — расчет по модели с 1-м уровнем; 3 — с 5 уровнями; 4 — с 1-м уровнем и учетом эффекта Пула—Френкеля.

рация электронов на ловушках и в зоне проводимости; n_{i0} и n_0 — равновесные концентрации электронов на ловушках и в зоне проводимости; μ_n — подвижность электронов; d , w и L' — толщина, ширина и длина измеряемой структуры с учетом диффузии серебра.

Как видно из рис. 3, наблюдается довольно хорошее соответствие между расчетом (3) и экспериментом (1). Это означает, что полная концентрация ловушек в реальной пленке (она определяет ток в режиме ПЗЛ) и характерная энергия их залегания (которая определяет область перехода от квадратичной зависимости ВАХ к режиму ПЗЛ) находятся в области значений, заложенных в расчет. Но так как введение равновесного уровня Ферми задается, а не определяется известным набором локальных центров, в реальной пленке необязательно должны существовать ловушки именно с такой глубиной залегания и концентрацией, а положение равновесного уровня Ферми может обеспечиваться и при другом наборе локальных уровней в пленке.

Равномерное распределение ловушек по энергии (а именно к этому сводится предположение о наличии 5 уровней с одинаковой концентрацией) в принципе возможно. Например, вне зависимости от того, какова природа этих центров, разница в энергии их активации может быть связана с неоднородностью пленки по составу. Однако существует другая возможность объяснения отсутствия резкого роста тока, который должен наблюдаться при переходе к режиму ПЗЛ, помимо распределения уровней захвата по энергиям. При величине зазора между контактами 30 мкм, при сравнительно небольших напряжениях величина электрического поля уже достаточно велика и кулоновский потенциальный барьер, окружающий центр, может уменьшиться за счет эффекта Пула–Френкеля. Понижение высоты барьера составляет $\Delta E = (qU/\epsilon_\infty \epsilon_0 L)^{1/2}$, где ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, и в дальнейших расчетах это понижение учитывалось как изменение термической энергии активации ловушек [12]. На рис. 3 представлен расчет ТООЗ для пленки с составом $x = 0.25$ при $E_i = E_c - 6.5$ мэВ и $E_F = E_c - 9.0$ мэВ (что соответствует приведенным ранее оценкам) без учета (кривая 2) и с учетом (кривая 4) эффекта Пула–Френкеля. Как видно из рисунка, ВАХ, рассчитанная без учета снижения высоты кулоновского потенциального барьера, согласуется с экспериментом только до напряжений 0.4–0.5 В, т. е. до перехода к режиму ПЗЛ. Учет эффекта Пула–Френкеля описывает эксперимент вплоть до напряжений 20 В, но при больших напряжениях расчетный ток тем не менее больше экспериментального.

3.2. Температурная зависимость тока

Зависимости тока от обратной температуры при различных напряжениях смещения на образце с составом $x = 0.25$ показаны на рис. 4. При температуре выше ~ 20 К наклон всех кривых отличается слабо и по величине близок к значению энергии $\Delta E = 17$ мэВ в зависимости $I(T) = I_0 \exp(-\Delta E/kT)$.

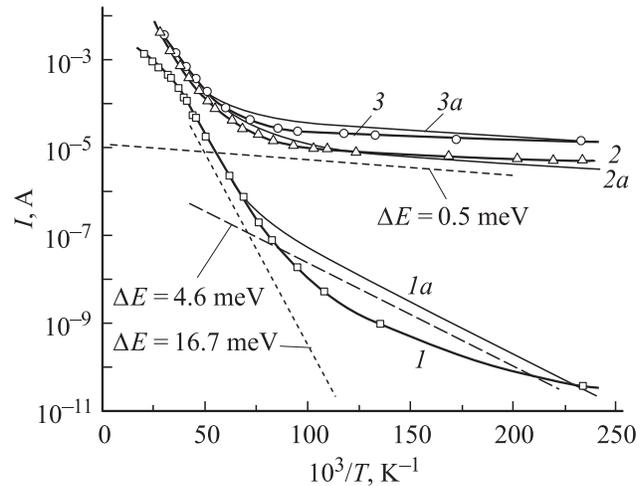


Рис. 4. Экспериментальные (1–3) и расчетные (1а–3а) температурные зависимости тока I для пленки $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ при напряжении смещения U , В: 1, 1а — 1.55; 2, 2а — 4.65; 3, 3а — 5.6.

Обращает на себя внимание тот факт, что наклон кривых при низких температурах уменьшается при увеличении напряжения. Это может быть связано со следующим. На квадратичном участке ВАХ до перехода к режиму ПЗЛ (малые напряжения смещения, кривая 1) ток записывается в соответствии с выражением (2). При этом рост тока с увеличением температуры идет за счет множителей $\exp[(E_i - E_c)/kT]$ и N_c . Кроме того, температурно-зависимыми величинами могут быть ϵ и μ .

После перехода к режиму ПЗЛ (кривые 2 и 3), до тех пор пока концентрация электронов в зоне проводимости, созданная за счет инжекции, будет больше равновесной, ток при росте температуры может расти за счет увеличения ϵ или μ , если они зависят от температуры.

Таким образом, если измерения температурной зависимости тока проводятся при напряжении, лежащем в области квадратичного участка ВАХ до перехода к режиму ПЗЛ, то наклон зависимостей $\lg I = f(10^3/T)$ должен определяться глубиной залегания ловушек. В сравнительно узком температурном диапазоне ($4.2 \lesssim T \lesssim 30$ К) подвижность носителей заряда в СОТ изменяется незначительно, в то время как величина диэлектрической проницаемости в этой же области температур может изменяться до 10^3 раз и определять температурную зависимость ТООЗ в режиме ПЗЛ. На рис. 5 приведена зависимость низкочастотной диэлектрической проницаемости от обратной температуры при амплитуде зондирующего сигнала около 50 мВ [8].

Такая зависимость диэлектрической проницаемости от температуры характерна для пленок СОТ(In) при понижении температуры от ~ 30 К и ниже. Как было показано в работах [8,13,14], уменьшение диэлектрической проницаемости (и соответственно емкости структуры) с понижением температуры связано с сегнетоэлектрическим фазовым переходом, о чем говорит, в частности, и появление спонтанного напряжения [14].

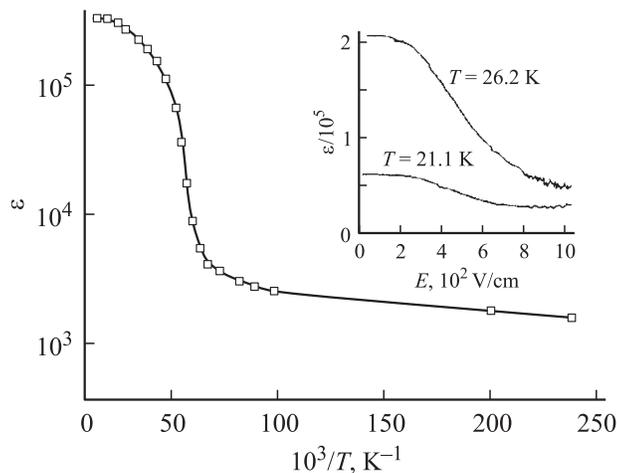


Рис. 5. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ от температуры T и от напряженности электрического поля E (на вставке) для образца $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$.

При температуре ниже 15–20 К емкость слабо зависит от поля. Полевые зависимости ϵ при $T = 21.1$ и 26.2 К приведены на вставке к рис. 5.

Таким образом, диэлектрическая проницаемость с увеличением температуры растет, но при этом при фиксированной температуре падает с увеличением напряжения смещения. Это было учтено при проведении расчетов температурной зависимости тока для трех напряжений смещения, которые проводились в том же приближении, в каком были сделаны оценки ВАХ при $T = 4.2$ К.

Как видно из рис. 4, рассчитанные и экспериментальные кривые согласуются достаточно хорошо, особенно для больших напряжений смещения. Расхождение между расчетом (I_a) и экспериментом (I) для $U = 1.55$ В при $T = 5$ –17 К может быть связано, в частности, с точностью определения величины емкости в этом температурном интервале. Измерения зависимости тока от температуры для пленки с $x = 0.27$ дали подобные результаты с несколько другими наклонами кривых.

4. Заключение

1. В диапазоне температур 4.2–35 К и электрических полей 1 – $2 \cdot 10^4$ В/см измерены ВАХ и ВФХ структур на основе пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)/BaF_2$ с $x = 0.25$ и 0.27. Вид ВАХ соответствует токам, ограниченному объемным зарядом (ТООЗ).

Для $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)/BaF_2$ проведены оценочные расчеты ВАХ при $T = 4.2$ К в предположении существования уровней ловушек, равномерно распределенных в интервале энергий 1–6 мэВ ниже дна зоны проводимости. Расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Хорошее качественное совпадение с экспериментом дают также расчеты по модели с одним уровнем ловушек при учете эффекта Пула–Френкеля.

Таким образом, для $PbSnTe(In)$, в котором наблюдается „переход в диэлектрическое состояние“, при электрическом поле $E \geq 10$ –100 В/см ток не является омическим, а ограничен объемным зарядом, инжектированным в образец из контактов.

2. Измерение температурной зависимости тока I при разных напряжениях смещения показало, что в координатах $\lg I = f(10^3/T)$ наклон кривых в температурной области 4.2–35 К сильно зависит от напряжения смещения. Расчеты температурной зависимости тока в предположениях, сделанных ранее при расчете ВАХ, дали качественное согласие с экспериментом только при учете температурной и полевой зависимостей диэлектрической проницаемости $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$, которые были определены экспериментально.

Таким образом, показано, что в условиях, когда ток ограничивается объемным зарядом, температурные зависимости тока определяются величиной напряженности электрического поля. При низких температурах они могут определяться энергией активации центров только в слабых электрических полях $E \leq 10$ В/см.

3. Открытым вопросом остается несоответствие большой концентрации введенного индия и сравнительно низкой концентрации ловушек, оценка которой сделана на основе эксперимента и подтверждена расчетом ВАХ. Возможно, это связано с тем, что индий большей частью встраивается в пленку в электрически неактивной фазе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17802).

Список литературы

- [1] Б.А. Волков, В.В. Осипов, О.А. Панкратов. ФТП, **14**, 1385 (1980).
- [2] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. ДАН СССР, **255**, 93 (1980).
- [3] В.И. Кайданов, С.А. Немов. ФТП, **15**, 542 (1981).
- [4] И.А. Дабкин, Б.Я. Мойжес. ФТП, **15**, 625 (1981).
- [5] Ю. Каган, К.А. Кикоин. Письма ЖЭТФ, **31**, 367 (1980).
- [6] А.Е. Klimov, D.V. Krivopalov, I.G. Neizvestny, N.I. Petikov, M.A. Torlin, E.V. Fedosenko, V.N. Shumsky. Appl. Surf. Sci., **78**, 413 (1994).
- [7] Л.Ф. Васильева, А.Э. Климов, Н.И. Петиков, В.Н. Шумский. Неорг. матер., **37**, 193 (2001).
- [8] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. Автометрия, **3**, 65 (2001).
- [9] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах (М., Мир, 1973). [Пер. с англ.: A.G. Milnes. Deep impurities in semiconductors (N.Y.–London–Sydney–Toronto, John Wiley & Sons, 1973)].
- [10] W.W. Anderson. IEEE J. Quant. Electron. QE-13, **7**, 532 (1977).
- [11] Ф.А. Зайтов, А.В. Горшков, Г.М. Маляшина, Е.В. Сусов, Т.Ф. Тарасевич. Неорг. матер., **15**, 2077 (1979).
- [12] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках (М., Мир, 1977). [Пер. с англ.: M.A. Lampert, P. Mark. Current injection in solids (N.Y.–London, Academic Press, 1970)].
- [13] К.Н. Herrmann, К.-Р. Mollmann. Phys. Status Solidi (a), **80**, K101 (1983).
- [14] В.С. Виноградов, И.В. Кучеренко. ФТТ, **9**, 33 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

Injection currents in a narrow gap

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ insulator

A.N. Akimov, V.G. Erkov, A.E. Klimov, E.L. Molodtsova,
S.P. Suprun, V.N. Shumsky

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Current–voltage characteristics of a narrow band gap $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}\langle\text{In}\rangle$ samples are studied experimentally and calculated at low temperatures in a wide region of the electrical field value. It is shown that the results obtained are well described in terms of a theory of currents confined by space charges in the presence of traps. Their concentration and the depth energy are estimated.