

УДК 621.315.592

АНАЛИЗ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ ЦЕНТРОВ

Ю. А. АБРАМЯН, К. З. ПАПАЗЯН, В. И. СТАФЕЕВ

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 марта 1992 г.)

На основе модели двухэлектронного захвата на ян-теллеровские центры (ЯТЦ) проведен анализ и качественный расчет вольт-амперных характеристик соединений $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ при 4,2 К в условиях фоновой подсветки. Участок отрицательной дифференциальной проводимости на ВАХ представляется следствием гашения фоновой фотопроводимости посредством роста темпа захвата свободных электронов на ЯТЦ в сильных электрических полях. Выход ВАХ на плато объясняется компенсирующим действием ударной ионизации ЯТЦ на уменьшение времени жизни неравновесных носителей.

За последнее время в ряде работ [1—4] было обнаружено, что соединения $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ в области температур $T \leq 20$ К имеют ряд уникальных свойств, таких, как долговременная релаксация неравновесных носителей, высокая фоточувствительность, оптическое гашение фотопроводимости, N -образность ВАХ и т. д.

Экспериментальные кривые ВАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ подробно рассмотрены в работе [4]. Было установлено, что в условиях фоновой подсветки до значений электрического поля $E \approx 7$ В · см⁻¹ ВАХ линейна, при $E = E_{max} \approx 10$ В · см⁻¹ на ВАХ наблюдается максимум, при $E > E_{max}$ ВАХ имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), а выше некоторого $E_{min} \approx 25 \div 30$ В · см⁻¹ ток почти не зависит от напряжения и ВАХ выходит на плато.

В данной работе проведен анализ этих особенностей ВАХ на основе модели двухэлектронного захвата на ЯТЦ.

Примесь индия при легировании $Pb_{1-x}Sn_xTe$ замещает вакансии металла и при $N_{In} \geq N_a$, N_d стабилизирует уровень Ферми, выявляя тем самым действие вакансий теллура. Вакансии теллура, согласно [5—7], выступают в роли глубоких центров, подверженных ян-теллеровской перестройке при изменении их зарядового состояния.

Свободным ЯТЦ высоко в зоне проводимости соответствует дублетный уровень. Захват электрона на этот уровень, благодаря сильному взаимодействию локализованного электрона с кристаллическим окружением, приводит к перестройке конфигурации окружающих центр атомов, которая сопровождается сдвигом вниз уровня E_1 центра с одним захваченным электроном. Захват второго электрона из-за еще более сильного взаимодействия с кристаллическим окружением приводит к еще большему сдвигу вниз относительно дна зоны проводимости уровня E_2 центра с двумя захваченными электронами. При этом между

свободным состоянием ЯТЦ, расположенном на высоте ε_0 от дна зоны проводимости, и локализованными состояниями E_1 и E_2 образуются потенциальные барьеры, приводящие к огромным значениям фотопроводимости, долговременной релаксации неравновесных носителей и т. д.

Энергетические положения индиевых и двухэлектронных состояний ЯТЦ близки и зависят от состава x и концентрации индия N_{In} . При $0,22 \leq x \leq 0,28$ как уровень индия ε_{In} [8], так и уровень E_2 [9] расположены в запрещенной зоне. В темноте все электроны находятся на состояниях ε_{In} и E_2 , и уровень Ферми стабилизирован на уровне индия ($\varepsilon_F \approx \varepsilon_{In}$), чем и объясняется высокоомное состояние материала.

При наличии фоновой подсветки часть электронов переходит из состояний E_2 в зону проводимости с перестройкой ЯТЦ в состояние E_1 , способное захватывать электроны из зоны проводимости. Созданные подсветкой фоном неравновесные носители из-за наличия барьера W_{01} , между зоной проводимости и состоянием E_1 имеют большие времена жизни [10]

$$\tau_{n+} = \tau_{n0+} \exp \frac{W_{01}}{kT}, \quad (1)$$

что приводит к их накоплению в зоне проводимости и смещению вверх уровня Ферми. При достаточно высоких уровнях фоновой подсветки уровень Ферми может оказаться в зоне проводимости (низкоомное состояние материала). Переходами с уровня индия и валентной зоны можно пренебречь из-за малых времен обратного захвата ($\sim 10^{-6}$ с).

В сильных электрических полях происходит разогрев электронного газа. Увеличение энергии свободных электронов равносильно уменьшению величины барьера W_{01} , что вызывает резкое уменьшение времени жизни неравновесных носителей из-за роста темпа захвата электронов на освободившиеся при подсветке фоном ЯТЦ. Таким образом, наличие участка ОДП на ВАХ представляется как гашение фоновой фотопроводимости приложенным электрическим полем.

Проведем качественный расчет ВАХ. Согласно [7], полная энергия состояния в модели ЯТЦ описывается соотношением

$$E_s(\Delta) = \frac{\Delta^2}{2\Delta_0} + \nu(\varepsilon_0 - \Delta) + (2 - \nu)\varepsilon_F + U_s, \quad (2)$$

где $\nu = 0,1,2$ —число электронов, захваченных на ЯТЦ, Δ —деформация решетки, Δ_0 —константа, характеризующая упругость решетки и величину электрон-фононной связи, U_s —энергия кулоновского отталкивания электронов, локализованных на ЯТЦ, уровень Ферми ε_F —граничная энергия электронов в зоне проводимости при наличии вырождения, которое возникает в результате перехода части электронов с ЯТЦ в зону проводимости при подсветке фоном.

В сильных электрических полях, когда энергия, приобретенная электроном в электрическом поле, $\varepsilon \gg kT$, полную энергию свободных электронов можно подставить в виде $\varepsilon_F + \varepsilon$. Тогда соотношение (2) будет иметь вид

$$F_v(\Delta) = \frac{\Delta^2}{2\Delta_0} + \nu(\varepsilon_0 - \Delta) + (2 - \nu)(\varepsilon_F + \varepsilon) + U, \quad (3)$$

Отсюда нетрудно убедиться, что точке пересечения кривых $E_0(\Delta)$ и $E_1(\Delta)$ соответствует барьер

$$w_{01} = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_F - \varepsilon)^2}{2\Delta_0}. \quad (4)$$

между зоной проводимости и одноэлектронным состоянием ЯТЦ. С учетом (1) время жизни неравновесных носителей при этом равняется

$$\tau_{n+} = \tau_{no+} \exp \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_F - \varepsilon)^2}{2\Delta_0 kT}. \quad (5)$$

ВАХ в присутствии фона определяется выражением

$$j = (\sigma_T + \delta\sigma)E, \quad (6)$$

где σ_T и $\delta\sigma$ — соответственно темновая и фоновая проводимость. Учитывая, что $\delta\sigma \gg \sigma_T$ [4], получим

$$j = \delta\sigma \cdot E. \quad (7)$$

Представим $\delta\sigma$ в её общепринятом виде

$$\delta\sigma = q\mu_n \delta n = q\mu_n \beta SN\Phi \tau_{n+}, \quad (8)$$

где Φ — число фотонов, падающих на единицу площади за секунду, β — число носителей, рожденных одним фотоном, S и N — соответственно сечение захвата фотона и концентрация ЯТЦ.

С учетом (5), (7) и (8) имеем

$$j = q\mu_n \beta SN\Phi \tau_{no+} \exp \left[\frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_F - \varepsilon)^2}{2\Delta_0 kT} \right] E, \quad (9)$$

где энергию ε , приобретенную электроном в электрическом поле E , представим в виде

$$\varepsilon = \frac{q^2 \tau^2}{m_{do}} E^2. \quad (10)$$

При этом уравнение (9) запишется как

$$j = q\mu_n \beta SN\Phi \tau_{no+} \exp \left[\frac{\left(\varepsilon_0 - \varepsilon_F - \frac{q^2 \tau^2}{m_{do}} E^2 \right)^2}{2\Delta_0 kT} \right] E. \quad (11)$$

В данных условиях ($T = 4,2$ К, линейность ВАХ до точки срыва) преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на внутренней части потенциала иона примеси [11], при котором μ_n , τ , S и τ_{no+}

являются слабыми функциями E . Приравняв к нулю дифференциал по E выражения (11), получим значения поля

$$E_{\max} = \left\{ \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_F}{2} \cdot \frac{m_{d0}}{q^2 \tau^2} \left[1 - \left(1 - \frac{2\Delta_0 kT}{(\varepsilon_0 - \varepsilon_F)^2} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

при котором на ВАХ наблюдается максимум.

Проведем численные оценки. Подставив в (12) значения $\varepsilon_F \approx 5$ мэВ (при $\delta n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), $m_{d0} \approx 0,07 m_0$, $\mu_n \approx 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau = \mu_n m_{d0} / |q| \approx 8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ и значения ε_0 и Δ_0 , которые, согласно [9], изменяются в пределах $\varepsilon_0 \approx 175 \div 125,5$ мэВ и $\Delta_0 \approx 177 \div 151$ мэВ при изменении состава x от 0,22 до 0,26, получим, что $E_{\max} \approx 10 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, и это значение слабо зависит от ε_0 и Δ_0 , т. е. от x и N_{in} . Данные оценки находятся в полном соответствии с экспериментальными данными [4].

Если бы при $E > E_{\max}$ механизм рассеяния оставался прежним, то согласно (11), после переключения значение поля E_{\min} , при котором ВАХ имеет минимум, должно было равняться $E_{\min} \approx [(\varepsilon_0 - \varepsilon_F) m_{d0}]^{1/2} / q \tau \approx 200 \div 300 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ при изменении состава в пределах $x = 0,22 \div 0,26$. В то время как экспериментальные значения $E_{\min} \approx 25 \div 30 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ и при $E > E_{\min}$ ВАХ выходит на плато [4]. Такое несоответствие можно объяснить, если принять, что при $E > E_{\max}$ происходит смена механизма рассеяния, при котором подвижность сильно увеличивается с ростом поля. Однако оценки показывают, что полного соответствия с экспериментальными результатами можно достичь, если принять, что при $E > E_{\max}$ имеет место сильный рост концентрации с полем, который можно связать либо с нагревом образца, либо же с ударной ионизацией.

Согласно [1], в области $T \leq 20 \text{ К}$ при изменении температуры проводимость не меняется, поэтому предпочтительнее считать, что при $E > E_{\max}$, начиная с некоторых значений приложенного поля, имеет место ударная ионизация ян-теллеровских центров при преимущественном рассеянии электронов полярными оптическими фононами.

ВАХ при этом будет выражаться соотношением

$$j = q \mu_n(E) [\delta n + \delta n_1] E, \quad (13)$$

где δn_1 — концентрация носителей, появившихся при ударной ионизации:

$$\delta n + \delta n_1 = \delta n \cdot M(E), \quad (14)$$

$M(E)$ — коэффициент умножения [12]:

$$M = \left\{ 1 - \int_0^j \alpha[E(y)] dy \right\}^{-1}, \quad (15)$$

$$\alpha \sim \exp\left(-\frac{\varepsilon_i A}{E^2}\right).$$

Здесь $\alpha(E)$ — коэффициент ударной ионизации, ε_i — энергия ионизации.

Тогда, учитывая (8) и (9), из (13) и (14) можно написать

$$j = q^2 S N \Phi \tau_{n0} + I_{n0}(E) M(E) \exp \left[\frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_F - \varepsilon(E))^2}{2\Delta_0 kT} \right] E. \quad (16)$$

Как видно из (16), быстрый рост с полем подвижности электронов и коэффициента умножения может, начиная с некоторого $E \gg E_{\min}$, компенсировать уменьшение времени жизни, в результате чего ВАХ выйдет на плато.

Таким образом, величины E_{\max} и E_{\min} , а также значения токов в максимуме и на плато зависят от состава x , уровня освещения и исходной проводимости, определяемой содержанием индия. Поэтому сравнивать эти параметры для одного и того же состава следует при одинаковых уровнях освещения и N_{In} .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Виноградов и др. Письма в ЖЭТФ, 32, '22 (1980).
2. В. И. Кайданов, Ю. И. Равич. УФН, 145, 51 (1985).
3. Б. А. Акимов и др. ФТП, 22, 248 (1988).
4. Ю. А. Абрамян, К. З. Папазян, В. И. Стафеев. ФТП, 24, 1752 (1990).
5. Б. А. Волков, О. А. Панкратов. ДАН СССР, 255, 93 (1980).
6. Б. А. Волков, О. А. Панкратов. ЖЭТФ, 88, 280 (1985).
7. И. И. Засавицкий и др. Письма в ЖЭТФ, 42, 3 (1985).
8. Ю. А. Абрамян, К. З. Папазян, В. И. Стафеев. ФТП, 26, 157 (1992).
9. И. И. Засавицкий, Б. Н. Мацонашвили, В. Т. Трофимов. ФТП, 23, 2019 (1989).
10. И. И. Засавицкий, К. Лишка, Х. Хайнрих. ФТП, 19, 1058 (1985).
11. С. Г. Гасан-Заде и др. ФТП, 9, 380 (1975).
12. А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., Сов. радио, 1968.

ANALYSIS OF CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS FOR $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ COMPOUNDS BASED ON THE MODEL OF YAHN—TELLER CENTERS

YU. A. ABRAHAMIAN, K. Z. PAPAZIAN, V. I. STAFEEV

On the basis of two-electron capturing model by Yahn-Teller centers (YTC), current-voltage characteristics of $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$ compounds were analyzed and calculated at 4,2K in the presence of background illumination. Negative differential conductivity branch of CV-characteristics seems to result from the extinction of background photo-conductivity due to increase of free-electron capturing rate by YTC in the high-intensity electrical fields. The plateau part of CV-characteristics is explained by the compensational effect of YTC impact ionization on the life reduction of non-equilibrium carriers.