

07.2

## Особенности вольт-амперной характеристики гетероструктуры $n\text{-GaP-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$

© А.С. Саидов<sup>1</sup>, А.Ю. Лейдерман<sup>1</sup>, Ш.Н. Усмонов<sup>1,2</sup>, У.П. Асатова<sup>3</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт АН Узбекистана, Ташкент, Узбекистан<sup>2</sup> Чирчикский государственный педагогический институт, Чирчик, Узбекистан<sup>3</sup> Ургенчский государственный университет, Ургенч, Узбекистан

E-mail: amin@uzsci.net, sh\_usmonov@rambler.ru

Поступило в Редакцию 21 февраля 2020 г.

В окончательной редакции 23 июля 2020 г.

Принято к публикации 1 августа 2020 г.

Исследована вольт-амперная характеристика гетероструктур  $n\text{-GaP-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ). Показано, что при малых напряжениях ( $V < 0.5$  В) вольт-амперная характеристика описывается экспоненциальным законом  $I = I_0 \exp(qV/ckT)$ , а при больших (от 0.5 до 1.8 В) — степенными законами  $I = AV^m$  с разными значениями коэффициента  $A$  и показателя степени  $m$  при различных напряжениях. При более высоких напряжениях (от 2.10 до 2.48 В) наблюдается сублинейный участок, который описывается законом  $V = V_0 \exp(Jd/2kT\mu_p N_t)$ .

**Ключевые слова:** вольт-амперная характеристика, двойная инжекция, твердый раствор, гетероструктура.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.22.50303.18257

С целью изучения механизма переноса тока в гетероструктуре  $n\text{-GaP-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) была исследована ее вольт-амперная характеристика (ВАХ). Структуры были изготовлены путем выращивания эпитаксиального слоя твердого раствора  $(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  на подложках  $n\text{-GaP}$  из жидкой фазы [1]. Выращенные пленки имели дырочный тип проводимости и толщину 14  $\mu\text{m}$ . Они обладали слабой варизонностью, поскольку ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ) в них менялась от  $E_g(d) = 0.1$  эВ до  $E_g(0) = 0.18$  эВ (рис. 1).

На рис. 2 представлена типичная ВАХ исследованной структуры при 300 К. На начальном участке при напряжениях смещения от 0.08 до 0.50 В ВАХ хорошо аппроксимируется полученной Стафеевым экспоненциальной зависимостью [2]:

$$I = I_0 \exp(qV/ckT), \quad (1)$$

характерной для так называемого „длинного“  $p\text{-}n$ -диода с тыловым омическим контактом, причем показатель  $c$  имеет вид

$$c = \frac{2b + ch(d/L_n) + 1}{b + 1}, \quad (2)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок. Значение  $b$  для чистого соединения InSb составляет  $b \approx 21$  [3–5]. При легировании InSb подвижность носителей уменьшается, в связи с этим для оценки характеристических параметров базовой области исследованной структуры мы принимали  $b = 15$ . Экспоненциальный участок ВАХ дал значение  $c = 3.6$ , а также значение произведения подвижности на время жизни неосновных носителей заряда  $\mu_n \tau_n = qL_n^2/(kT) = 4.79 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

За экспоненциальным участком на ВАХ следуют степенные зависимости типа  $I = AV^m$  с различными значениями показателя степени  $m$  и коэффициента  $A$ : при  $V = 0.60\text{--}0.80$  В — участок  $I = AV^{3.1}$  с  $A = 220 \text{ mA/V}^{3.1}$ ; при  $V = 0.80\text{--}0.90$  В —  $I = AV^{2.5}$  с  $A = 195 \text{ mA/V}^{2.5}$ ; при  $V = 0.90\text{--}1.40$  В —  $I = AV^{2.1}$  с  $A = 195 \text{ mA/V}^{2.1}$ ; при  $V = 1.40\text{--}1.80$  В —  $I = AV^{1.5}$  с  $A = 232 \text{ mA/V}^{1.5}$ . Далее при напряжениях от 2.10 до 2.48 В наблюдается сублинейный участок, где ток слабо зависит от приложенного напряжения, который может быть хорошо описан в рамках теории „эффекта инжекционного обеднения“ [6] закономерностью вида

$$V = V_0 \exp(Jd/2kT\mu_p N_t), \quad (3)$$

где  $N_t$  — концентрация глубоких центров прилипания,  $J$  — плотность тока. На основе экспериментальных точек сублинейного участка ВАХ вычислялось произведение  $\mu_p N_t = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . За сублинейным участком на ВАХ следует участок степенной зависимости  $I = 207V^{1.38}$ .

Ранее были опубликованы результаты исследования гетероструктур  $n\text{-(GaAs)-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) [7], и в них степенных характеристик ВАХ вовсе не наблюдалось. По-видимому, это связано с тем, что отношение длины базы к диффузионной длине  $d/L_n$  в базовой области было меньше  $3(d/L_n \approx 2.88)$ , т.е. база была недостаточно длинной для реализации режимов омической и диэлектрической релаксации. В отличие от этого в данном случае для гетероструктур  $n\text{-GaP-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) мы имеем  $d/L_n \approx 4$ . Также наблюдается различие значений произведений  $\mu_n \tau_n$  и  $\mu_p N_t$  в пленках  $p\text{-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$ , выращенных на подложках  $n\text{-GaAs}$  и  $n\text{-GaP}$ . В случае

подложек *n*-GaAs имеем  $\mu_n\tau_n = 6.76 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{V}$  и  $\mu_p N_t = 9.57 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , а в случае *n*-GaP —  $\mu_n\tau_n = 4.79 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{V}$ ,  $\mu_p N_t = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Уменьшение произведений  $\mu_n\tau_n$  и  $\mu_p N_t$  в данной исследованной структуре, по-видимому, обусловлено рассеянием носителей заряда на дефектах кристаллической решетки пленок твердого раствора  $(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$ . Поскольку различие сумм ковалентных радиусов атомов молекул компонентов твердого раствора  $\text{InSb}$  ( $r_{\text{In}} + r_{\text{Sb}} = 2.80 \text{ \AA}$ ),  $\text{Sn}_2$  ( $r_{\text{Sn}} + r_{\text{Sn}} = 2.80 \text{ \AA}$ ) и молекул подложки GaAs ( $r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}} = 2.44 \text{ \AA}$ ) составляет  $\sim 12.8\%$ , а в случае молекул подложки GaP ( $r_{\text{Ga}} + r_{\text{P}} = 2.36 \text{ \AA}$ ) —  $\sim 15.7\%$ , кристаллическая решетка пленок  $(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$ , выращенных на подложках GaP, более деформирована, чем выращенных на подложках GaAs.

Наблюдаемая последовательность ВАХ на первый взгляд кажется непонятной, поскольку в классической теории инжекции режимы  $I \propto V^3$  и  $I \propto V^2$  должны следовать друг за другом в обратном порядке, а для появления зависимости  $V \propto \exp(Jd/2kT\mu_p N_t)$  должны реализоваться встречные направления диффузии и дрейфа, а в нашем случае имеет место структура типа *n-p-R<sub>Ω</sub>* (рис. 1), так что кажется, что нельзя ожидать дрейфа носителей со стороны омического контакта. Однако в силу слабой варизонности полученного материала (рис. 1, *b*) любое возбуждение приводит к возникновению встречных потоков носителей от области с меньшей шириной запрещенной зоны к области с большей шириной.

Попробуем объяснить наблюдаемую последовательность характеристик. Основное уравнение задачи, описывающее распределение свободных носителей в *p*-базе в стационарных условиях, можно записать в виде [6]:

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - v_a \frac{dn}{dx} - \frac{n - n_n}{\tau_n} = 0, \quad (4)$$

где первый член описывает диффузию свободных носителей, второй — дрейф, третий — их рекомбинацию

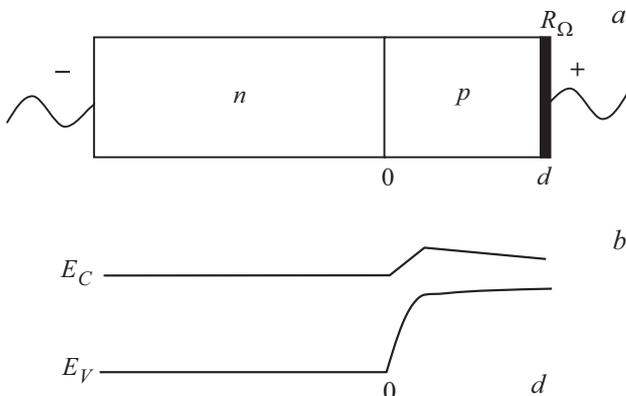


Рис. 1. Схема (а) и энергетическая зонная диаграмма (б) гетероструктуры *n*-GaP-*p*-(InSb)<sub>1-*x*</sub>(Sn<sub>2</sub>)<sub>*x*</sub> ( $0 \leq x \leq 0.05$ ).

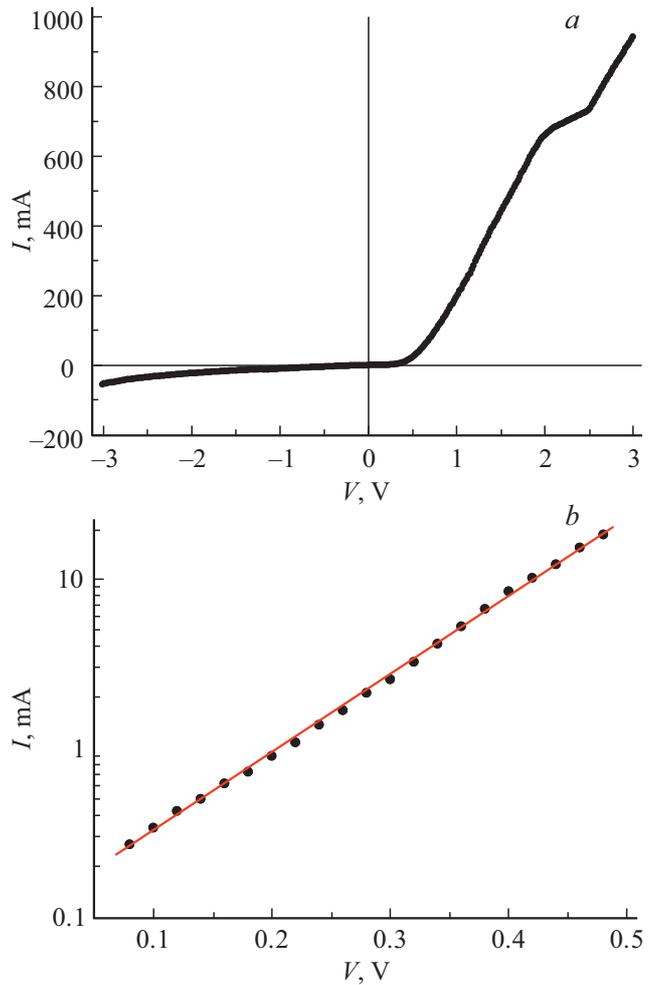


Рис. 2. Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктуры *n*-GaP-*p*-(InSb)<sub>1-*x*</sub>(Sn<sub>2</sub>)<sub>*x*</sub> ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) (а) и ее прямая ветвь в полулогарифмическом масштабе (б) при температуре 300 К.

согласно статистике Шокли–Рида. Амбиполярная скорость дрейфа  $v_a$  *p*-базы имеет вид [6]:

$$v_a = \frac{\mu_p}{(b\gamma + b + 1)n} \left\{ N_a - \left[ \frac{dE^*}{dx} p - p \frac{d^2 E^*}{dp^2} \right] + \left[ N_t^- - n \frac{dN_t^-}{dn} \right] \right\} E_j. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma = N_t/n_{1t}$  — фактор прилипания для электронов;  $n_{1t} = N_c \exp(-(E_c - E_t)/kT)$  — статистический фактор Шокли–Рида для уровня прилипания  $E_t$ ;  $N_t^-$  — концентрация заряженных центров прилипания для электронов;  $N_a$  — концентрация мелких акцепторов, определяющих тип проводимости;  $E^* = \epsilon E / (4\pi q)$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $E = J / (q\mu_n(bn + p))$  — электрическое поле (при пренебрежении полем Дембера).

Уравнение (4) описывает все известные режимы двойной инжекции, но в общем виде аналитически не может

быть решено. Однако хорошо известны его решения в различных режимах.

1. Если дрейф значительно слабее диффузии, то вторым членом в (4) можно пренебречь. Тогда реализуется так называемый „диффузионный“ режим двойной инжекции, главной ВАХ которого для „длинного“ диода (когда  $d/L_n > 1$ ) является известная экспоненциальная ВАХ, полученная Стафеевым, т. е. ВАХ (1).

2. Когда с ростом уровня инжекции поле растет и уже нельзя пренебрегать дрейфом носителей, в условиях

$$N_a > \frac{dE}{dx} - n \frac{d^2E}{dx^2} \quad (6)$$

реализуется режим омической релаксации объемного заряда, описываемый известным законом Ламперта.

$$J = \frac{9}{8} q \mu_p \mu_n \tau_n N_a \frac{V^2}{d^3}. \quad (7)$$

3. С дальнейшим ростом уровня инжекции, когда полевые члены начинают превосходить концентрацию легирующих акцепторов, т. е. неравенство (6) меняет знак на обратный, реализуется режим диэлектрической релаксации, и ВАХ имеет вид

$$J \approx \frac{125}{18} \mu_p \mu_n \tau_n \frac{V^3}{d^5}. \quad (8)$$

В нашем случае характеристика не  $I \propto V^3$ , а  $I \propto V^{3.1}$ . Отметим, что она, безусловно, относится к режиму диэлектрической релаксации. Хорошо известно, что точная характеристика  $I \propto V^3$  практически никогда не наблюдается, поскольку для ее реализации нужно очень большое отношение  $d/L \approx 100$ , так как при ее получении не учтены диффузионные процессы на  $n-p$ - и  $n-n^+$ -переходах. В то же время несколько более сильная зависимость  $I \propto V^{3.1}$  фиксировалась многими авторами.

Далее у нас наблюдаются более слабые зависимости:  $I \propto V^{2.5}$ ,  $I \propto V^{2.1}$  и, наконец,  $I \propto V^{1.5}$ , что на первый взгляд кажется парадоксальным, поскольку за режим омической релаксации отвечает легирующая примесь  $N_a$  и, только когда условие (6) меняет знак, наступает режим диэлектрической релаксации. Однако этой смене ВАХ можно дать разумное объяснение, если предположить, что концентрация легирующих акцепторов, роль которых играет олово, может изменяться в процессе роста возбуждения полупроводника. По-видимому, в процессе получения данного варизонного твердого раствора неизбежно присутствуют неконтролируемые примеси различной природы, некоторые из них могут образовывать с легирующими акцепторами комплексы типа донорно-акцепторных пар. В процессе роста инжекционного возбуждения эти комплексы распадаются, что приводит к возникновению новых свободных акцепторов. Когда их концентрация станет достаточно большой, условие (6) поменяет знак и режим диэлектрической релаксации будет ослабевать, поскольку начнут работать оба члена в квадратных скобках выражения для  $\vartheta_a$  (5) и

режим омической релаксации придет на смену режиму диэлектрической релаксации. Далее у нас наблюдается ВАХ типа  $I \propto V^{1.5}$ . Такая зависимость характерна для дрейфового режима в условиях биполярной рекомбинации, что вполне возможно с ростом уровня инжекции.

Затем наблюдается ВАХ (3), которая присуща эффекту инжекционного обеднения. Такая ВАХ наблюдалась ранее в  $p-n$ -структурах, полученных на основе различных твердых растворов, в частности на основе  $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$ ,  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ ,  $(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$ ,  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  [8] и  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$  [9]. Следует подчеркнуть, что, несмотря на различия, их всех объединяет слабая варизонность, которая и служит причиной возникновения встречных направлений амбиполярных диффузии и дрейфа.

В дальнейшем, когда при соответствующем уровне инжекции все примеси оказываются полностью заряженными, ВАХ (3) сменяется более слабой зависимостью  $I(V)$ , близкой к омической, что также наблюдается на нашем эксперименте.

Таким образом, исследование прямой ветви ВАХ гетероструктуры  $n\text{-GaP-}p\text{-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) показывает, что при слабых возбуждениях перенос тока определяется диффузионным механизмом с учетом модуляции заряда в области  $p$ -базы. С ростом уровня инжекции носителей заряда существенную роль в механизме переноса тока играют как диэлектрическая релаксация, так и омическая релаксация объемного заряда в базовой области гетероструктуры, и далее существенной становится модуляция заряда глубоких примесных центров, приводящая к эффекту инжекционного обеднения.

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке внутреннего гранта ФА-Ф2-003 Республики Узбекистан „Фото-, теплоэлектрические и излучательные эффекты в новых многокомпонентных твердых растворах с нанокристаллами на основе молекул элементарных полупроводников и полупроводниковых соединений“.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Каланов М.У., Курмантаев А.Н., Бахтибаев А.Н. // ФТТ. 2013. Т. 55. В. 1. С. 36–43.
- [2] Стафеев В.И. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 8. С. 1631–1641.
- [3] Madelung O. Physics of III–V compounds. N.Y.–London–Sydney, 1964. 409 p. [Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967. 477 с.].

- [4] Handbook series on semiconductor parameters. V. 2. Ternary and quaternary III–V compounds / Eds M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. Singapore–London: World Scientific, 1999. 205 p.
- [5] Бродовой В.А., Вялый Н.Г., Кнорозок Л.М. // ФТП. 1998. Т. 32. В. 3. С. 303–306.
- [6] Лейдерман А.Ю., Рахмонов У.Т., Утециязов А.К., Турманова Р.М. Влияние варизонности полупроводника на эффект инжекционного обеднения // Республ. конф. „Современные проблемы физики полупроводников“ (СПФП-2019). Нукус, 2019. С. 75–78.
- [7] Саидов А.С., Саидов М.С., Усмонов Ш.Н., Асатова У.П. // ФТП. 2010. Т. 44. В. 7. С. 970–977.
- [8] Усмонов Ш.Н., Саидов А.С., Лейдерман А.Ю. // ФТТ. 2014. Т. 56. В. 12. С. 2319–2325.
- [9] Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Усмонов Ш.Н., Амонов К.А. // ФТП. 2018. Т. 52. В. 9. С. 1066–1070.