

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -СТРУКТУР

Воронин С. Т., Кравченко А. Ф., Шерстяков А. П., Горбушов К. В.

Установлено, что $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структуры с S -образной ВАХ имеют участок с сублинейной зависимостью тока от напряжения. На этом участке удельные токовые и вольтовые фоточувствительности максимальны и достигают значений $2,7 \cdot 10^3$ и $1,5 \cdot 10^4$ см²/Вт соответственно. Впервые достигнуто значение интегральной вольтовой фоточувствительности $8,3 \times 10^9$ В/Вт. Это связано с наличием встроенного $\nu - \pi$ -перехода с высотой барьера $\Delta E_{\nu, \pi} = 0,81$ эВ в высокоомной базе и выполняющего функции слоя умножения и последующего эффективного разделения в области своего ОПЗ. Проводимость высокоомных ν - и π -областей модулируется протекающим дрейфовым током НЗ, движущихся с амбиполярной скоростью v_d . На фотовозбуждение в области собственной полосы поглощения исследуемая структура реагирует подобно фотодиоду с обратно смещенным $\nu - \pi$ -переходом, причем уменьшение сопротивления его сопровождается усилением инжекции из прямо смещенных контактных $p^+ - \nu$ - и $\pi - n^+$ -переходов, т. е. имеет место инжекционное усиление, что и обеспечивает повышенные значения вольтовой и токовой фоточувствительностей.

Исследование фотоэлектрических свойств структур с «длинной» базой, компенсированной глубокими примесными центрами, представляет интерес из-за их высокой фоточувствительности. До сих пор проводились исследования фотоэлектрических свойств $p - \pi - \nu - n$ -структур GaAs<Fe> [1-4]. Особенностью таких структур является наличие отрицательной и положительной фотопроводимости (ФП) при освещении светом с $h\nu = 1,36 - 0,90$, $h\nu > 1,36$, $h\nu < 0,8$ эВ соответственно, а также вольтамперной характеристики (ВАХ) S -типа. В данной работе впервые исследовались $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структуры типа тиристорной, но с высокоомным $\nu - \pi$ -переходом в базе, легированной одновременно оловом и железом. Фотоэлектрические свойства таких структур существенно отличаются от приведенных. Статические токи в $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структурах, смещенных в пропускном направлении, определяются инжекционной модуляцией заполнения глубоких уровней (ГУ), вследствие чего на ВАХ возникает область сублинейной зависимости тока «насыщения». В отличие от $p^+ - \nu - n$ - [5] или $n^+ - \nu - n^+$ -структур [6] с аккумуляцией вблизи $\nu - n^+$ -перехода в наших структурах происходит инжекционное обеднение электронов и дырок в самой базе около $\nu - \pi$ -перехода. Наличие обратно смещенного $\nu - \pi$ -перехода способствует более эффективному разделению носителей заряда (НЗ) при общем относительном обеднении в базе. В этой работе сообщаются результаты исследования особенностей двойной инжекции НЗ в компенсированной $\nu - \pi$ -базе $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структур, а также их фотоэлектрические свойства при прямом и обратном смещениях.

Э ф ф е к т и н ж е к ц и о н н о г о о б е д н е н и я

В структурах со встречным направлением диффузии и дрейфа возможно убывающее или нарастающее распределение неравновесных НЗ. Из общих соображений следует, что распределение НЗ в $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структурах имеет минимальное значение:

$$n^{\min}(d/2) \simeq p^{\min}(d/2) \simeq p_{2i} = N_p \exp[-(E_{2i} - E_p)/k_B T]$$

на границе ν - π -перехода и обусловлено термополевой эмиссией дырок. Здесь $d/2 = d_v = d_n$, N_p — плотность состояний в валентной зоне, $E_{2t} - E_p$ — энергия ионизации двухзарядных ГУ, k_B — постоянная Больцмана, T — температура. Следовательно, можно считать, что для области x от 0 до $d/2$ имеем [7]

$$p(x) \approx p^{\text{min}}(d/2) + \Delta p(0) \exp[-(aL^*J/2 - 1)x/L^*], \quad (1)$$

где $\Delta p(0)$ — граничное значение концентрации НЗ для $x=0$, J — плотность тока, $L^* = L_a / \{1 + (L_{dr}/2L_a)^2\}^{1/2}$, $L_{dr} = \bar{v}_a \tau_p$ — длина биполярного дрейфа дырок, $\bar{v}_a = (J/qb)(N_t - N_D)/N_D p_{2t}$ — скорость биполярного дрейфа, $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок, τ_p — рекомбинационное время жизни дырок, q — заряд электрона, $L_a = \sqrt{2D_p \tau_p}$ — длина амбиполярной диффузии, D_p — коэффициент диффузии дырок, $a = \bar{v}_a/2D_p J$. Соответственно для области x от $d/2$ до d распределение для неравновесных электронов имеет вид [7]

$$n(x) \approx n^{\text{min}}(d/2) + \Delta n(d) \exp[-(aL^*J/2 + 1)(d-x)/L^*], \quad (2)$$

где $\Delta n(d)$ — граничное значение концентрации для $x=d$. Тогда падение напряжения на ν - и π -областях без учета $p^+ - \nu$ - и $\pi - n^+$ -переходов, смещенных в пропускном направлении, равно [5]

$$V_x \approx V_0 \exp(Jad/2), \quad (3)$$

где

$$V_0 \approx 2 [q\mu_p (b\gamma + b + 1) p_{2t} a]^{-1}, \quad (\gamma = \tau_n/\tau_p), \quad (4)$$

τ_n — рекомбинационное время жизни электронов. Важным условием наблюдения ВАХ типа (3) является

$$Jad > 2. \quad (5)$$

Оно выполняется в случае, когда токи диффузии и дрейфа сравнимы, а плотность тока J определяется модуляцией заполнения ГУ. Этот своеобразный диффузионно-дрейфовый режим отличается повышенной чувствительностью к внешним воздействиям — освещению, температуре и др.

Изготовление структур

Методика изготовления структур заключалась в эпитаксиальном жидкофазном выращивании слоев ν - и π -типа с концентрацией свободных электронов и дырок n_0 и $p_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Подложкой служил арсенид галлия, легированный оловом, с концентрацией электронов $n^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Слои легировались одновременно оловом и железом, однако концентрация олова в слое ν -типа была примерно в 2 раза больше, чем в слое π -типа, при одинаковой концентрации атомов железа $N_i \approx (1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким концентрациям соответствует величина потенциального барьера ν - π -перехода $\Delta E_{\nu\pi} = 0.81 \text{ эВ}$. Слой p^+ -типа легировался германием при концентрации дырок $p^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоев $d_v = d_n = 10-13 \text{ мкм}$, $d_{p^+} = 4-5 \text{ мкм}$. Площадь меза-структур $S = 10^{-4} \text{ см}^2$.

Исследование ВАХ

Типичные ВАХ при комнатной температуре имели вид, показанный на рис. 1 для одной из $p^+ - \nu - \pi - n^+$ -структур. В отличие от $p^+ - \nu - n^+$ - или $n^+ - \nu - n^+$ -структур [6] вид ВАХ при прямом и обратном напряжениях смещения существенно различен. При прямом смещении на ВАХ имеется экспоненциальный участок, описываемый выражением

$$J = J_s \exp[q(V + V_x)/Ck_B T], \quad (6)$$

где J_s — плотность тока насыщения, $V_x \approx (k_B T/q) \ln(n_0 p_0 / p^+ n^+)$ — диффузионный потенциал $p^+ - \nu$ - и $\pi - n^+$ -переходов, $C = \text{const}$. Кривая 7 соответствует расчету по (6) для параметров $J_s = 2 \cdot 10^{-6} \text{ А/см}^2$, $V_x = 0.32 \text{ В}$, $C = 4$. Величина J_s

была определена из измерений ВАХ при обратном смещении. После экспоненциального участка на ВАХ имеется сублинейный участок, описываемый по (3) и (4). Для наглядности этот участок ВАХ приведен в полулогарифмическом масштабе для кривой 1'. Расчетная кривая 8 построена для параметров $E_{2i} - E_n = -0.52$ эВ, $\mu_p = 300$ см²/В·с, $b = 10$, $\tau_p = 10^{-9}$ с, $\tau_n = 10^{-7}$ с. Тогда $\bar{v}_a = (2 \cdot 9) \times 10^5$ см/с, $a = 5 \cdot 10^6$ см/А и $V_0 = 0.4$ В, что согласуется с экспериментом. При напряжении более 10 В наблюдается сверхлинейный рост тока, что, вероятно, обусловлено образованием лавины в области $v - \pi$ -перехода. При $V_n = 60 - 120$ В происходило переключение в низкоомное состояние, причем остаточное напряжение не превышало 3—3.5 В. Время переключения t_n составляло $10^{-7} - 10^{-9}$ с и уменьшалось с ростом тока инжекции.

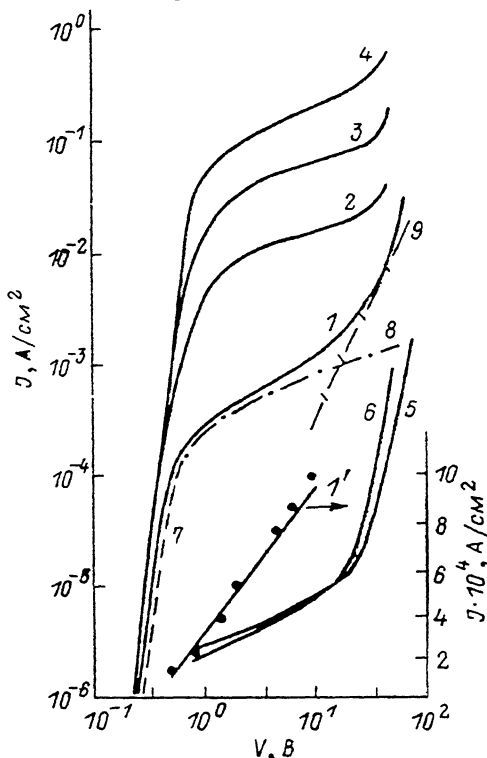


Рис. 1. ВАХ $p^+ - v - \pi - n^+$ -структуры GaAs при прямом (1—4) и обратном (5, 6) смещениях, в темноте (1, 1', 5) и при освещении светом (2—4, 6). $E_{h\nu} = 1.43$ эВ; мощность $P_{h\nu} \cdot 10^{-4}$, Вт/см²: 2 — 0.7; 3 — 2.6; 4 — 5.7; 6 — 5.7; 7—9 — расчетные кривые.

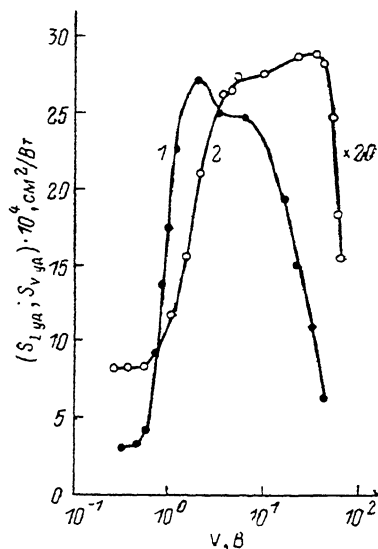


Рис. 2. Зависимость удельной токовой $S_{I_{уд}}$ (1) и вольтовой $S_{V_{уд}}$ (2) чувствительности от напряжения смещения. $P_{h\nu} = 7 \cdot 10^{-5}$ Вт/см²; $E_{h\nu} = 1.43$ эВ.

Ф о т о в о з б у ж д е н и е

Влияние освещения приводило к возрастанию тока, согласно рис. 1 (кривые 2—4). Для кривой 2 (рис. 1) $a = 2.5 \cdot 10^5$ см/А, что означает его уменьшение в 20 раз по сравнению с величиной a для темновой кривой 1. Это согласуется с теорией, так как при освещении происходят уменьшение биполярной скорости дрейфа \bar{v}_a ($P_{h\nu}$) и соответствующее увеличение характеристической длины распределения L^* в функциях (1) и (2). Удельную вольтовую $S_{V_{уд}}$ и токовую $S_{I_{уд}}$ чувствительности определяли для ВАХ (рис. 1) соответственно по выражениям

$$S_{V_{уд}} = (V_T^* - V_{св}) / V_T^* P_{h\nu}, \quad S_{I_{уд}} = (I_{св} - I_T) / I_T^* P_{h\nu}, \quad (7)$$

где $P_{h\nu}$ — интенсивность освещения (в Вт/см²), $V_{св}$, V_T , $I_{св}$, I_T — напряжение и ток при освещении и в темноте. Соответствующие интегральные чувствительности равны

$$S_{V_{уд}}^{инт} = S_{V_{уд}} V_T / S, \quad S_{I_{уд}}^{инт} = S_{I_{уд}} I_T / S. \quad (8)$$

Результаты приведены на рис. 2, где максимальные значения фоточувствительности составляли $S_{I_{уд}}^{инт} = 2.7 \cdot 10^5$ и $S_{V_{уд}}^{инт} = 1.5 \cdot 10^4$ см²/Вт. Максимальные значения

интегральной фоточувствительности $S_{\text{инт}}^{\text{max}} = 8.3 \cdot 10^8$ В/Вт и $S_{\text{инт}}^{\text{max}} = 480$ А/Вт при напряжении смещения $V < V_{\text{п}}$. Такие высокие значения вольтовой фото-

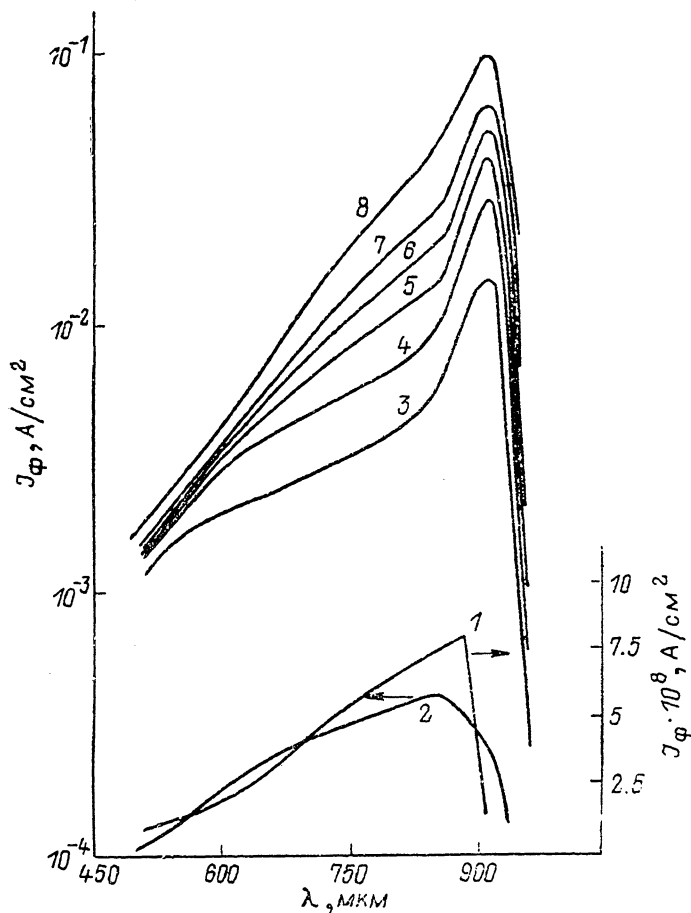
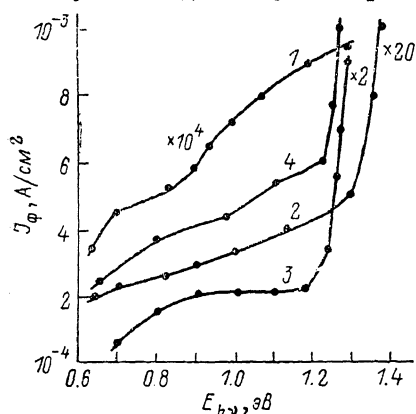


Рис. 3. Спектральная зависимость плотности фототока $J_{\text{ф}}$.

Напряжение смещения, В: 1 — 0; 2 — 0.35; 3 — 1; 4 — 2; 5 — 4; 6 — 6; 7 — 10; 8 — 20. $R_{\text{h}\nu} = 2.5 \times 10^{-6}$ Вт/см².

чувствительности являются следствием глубокой внутренней обратной связи по току и нами достигнуты впервые. Спектральные зависимости плотности фототока при различных напряжениях смещения в области собственного и примесного поглощения приведены на рис. 3, 4 соответственно. Видно, что максимум спектральной чувствительности для собственного поглощения смещается в область меньших энергий с ростом напряженности электрического поля в базе.



чувствительности являются следствием глубокой внутренней обратной связи по току и нами достигнуты впервые. Спектральные зависимости плотности фототока при различных напряжениях смещения в области собственного и примесного поглощения приведены на рис. 3, 4 соответственно. Видно, что максимум спектральной чувствительности для собственного поглощения смещается в область меньших энергий с ростом напряженности электрического поля в базе.

Рис. 4. Спектральная зависимость плотности фототока $J_{\text{ф}}$ в области примесного поглощения.

$R_{\text{h}\nu} = 3.5 \cdot 10^{-6}$ Вт/см²; напряжение смещения, В: 1 — 0; 2 — 1; 3 — 2; 4 — 4.

Это, вероятно, связано с разогревом инжектированных НЗ в электрическом поле базы, достигающем 10^4 В/см на сублинейном участке. Плотность фототока в примесной области (рис. 4) также резко возрастает при увеличении напряже-

ния смещения, что мы связываем с увеличением сечения поглощения квантов света для ГУ с ростом электрического поля в базе.

Авторы благодарят В. Т. Леонтьева, С. Н. Коляденко, И. В. Мордуховскую за помощь в работе и В. Н. Шумского за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Вилпсов А. А., Гамап В. И., Диамант В. М., Фукс Г. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 625—628.
- [2] Гамап В. И., Фукс Г. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 6. С. 1133—1135.
- [3] Гамап В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. В. 1. С. 79—95.
- [4] Хлудков С. С. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. В. 1. С. 67—78.
- [5] Leiderman A., Karageorgy-Alkalaev P. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 51. N 1. P. 63—70.
- [6] Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. // Глубокие уровни в полупроводниках / Под ред. В. И. Фистуля. Ташкент, 1981. С. 145—154.
- [7] Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, 1981. 200 с.

Новосибирский электротехнический институт связи
им. Н. Д. Псурцева

Получена 24.04.1986
Принята к печати 12.11.1988