

ANISOTROPY OF THERMOELECTROMOTIVE FORCE IN DEFORMED SAMPLES OF p-GaAs

I. F. SVIRIDOV

Experimental and calculated data on the anisotropy of thermoelectromotive force in deformed samples of p-GaAs with the concentration of carriers equal to 10^{17} , 10^{19} cm^{-3} in the temperature range from 90 to 500 K are given. The anisotropy of thermoelectromotive force in the deformed samples of p-GaAs was found to be dependent on the doping concentration of crystals and on their orientation. At the temperature near 110 K the dependence in deformed p-GaAs samples has a maximum in the direction $\langle 111 \rangle$ and a minimum in the direction $\langle 100 \rangle$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 145—148 (1990)

УДК 621.3.049

О ВЛИЯНИИ РАЗБРОСА ВЕЛИЧИНЫ ВНУТРЕННЕГО КВАНТОВОГО ВЫХОДА НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

В. М. АРУТЮНЯН, А. А. КАРАГЕЗОВ, С. Х. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 ноября 1989 г.)

Рассмотрено влияние неравномерности легирования полупроводниковой подложки на разброс величины внутреннего квантового выхода ячеек фотоприемных приборов с зарядовой связью. Приводятся расчетные и экспериментальные результаты, полученные для приборов типа А1042.

В фотоприемных приборах с зарядовой связью (ФПЗС) на стадии преобразования светового потока в заряд имеет место некоторое искажение информации из-за неоднородности фоточувствительности прибора [1]. Средняя величина разброса фоточувствительности по ячейкам ФПЗС может составлять (3—10)% [2—3]. Рассмотрим некоторые конкретные факторы, приводящие к указанной неоднородности, с точки зрения процессов, протекающих в приборе.

Процесс накопления заряда в обедненном слое ячейки ФПЗС при одномомерном приближении описывается выражением

$$\frac{dn}{dt} = -j_n(x_{oc}) + \int_0^{x_{oc}} (g_{\phi} + g_T - g_p) dx, \quad (1)$$

где x_{oc} — ширина обедненного слоя, g_{ϕ} , g_T , g_p — скорость фотогенерации, скорость термогенерации и суммарная скорость рекомбинации соответственно. $j_n(x_{oc})$ — плотность тока электронов (для подложки p-типа) на границе обедненного слоя, диффундирующих из нейтрального

объема. В практических случаях вклад этой составляющей мал и ее можно не учитывать. Тогда, решая уравнение (1) с учетом [4], для числа хранящихся в единицу времени носителей заряда можно записать

$$n = I_0 k_{np}(\lambda) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha x_{oc})}{1 + \alpha L_n} \right], \quad (2)$$

где I_0 — плотность потока излучения, k_{np} — коэффициент пропускания, λ — длина волны, α — коэффициент поглощения полупроводника, L_n — диффузная длина электронов.

Как следует из (2), одной из причин неоднородности фоточувствительности может быть геометрический разброс значений величин площадей ячеек, а также суммарной толщины многослойных поликремниевых затворов, что оказывает влияние на величину k_{np} . Однако, рассмотрим здесь влияние имеющего место в реальных ФПЭС факта неравномерности легирования полупроводниковой подложки на величину внутреннего квантового выхода ячеек прибора.

В соответствии с (2), (см. также [5]), для внутреннего квантового выхода η имеем

$$\eta = 1 - \frac{\exp(-\alpha x_{oc})}{1 + \alpha L_n}. \quad (3)$$

Связь между η и концентрацией акцепторов N_A в подложке p -типа можно определить, рассмотрев выражения для ширины обедненного слоя и диффузионной длины электронов. Для потенциала обеднения на затворе элемента ячейки ФПЭС имеем [6],

$$U_3 = \frac{q N_A d}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} x_{oc} + \frac{q N_A}{2 \epsilon_{sl} \epsilon_0} x_{oc}^2, \quad (4)$$

откуда, пренебрегая падением напряжения на окисле, для ширины обедненного слоя получим

$$x_{oc} = \left(\frac{2 U_3 \epsilon_{sl} \epsilon_0}{q N_A} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где ϵ_{sl} — диэлектрическая постоянная кремния.

Анализ генерационно-рекомбинационных процессов в случае малого уровня возбуждения для слабо легированной p -подложки, когда выполняются условия $p_0 \gg n_0$; $p_0 \gg p_1$; $n_1 > p_0$ [7], позволяет получить для времени жизни неравновесных электронов в обедненном слое следующее выражение

$$\tau_n = \frac{1}{N_A N_t \sigma v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right), \quad (6)$$

где σ — эффективное сечение захвата электронов, N_t — концентрация ловушек в обедненном слое, v_T — тепловая скорость носителей, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, E_t — энергетический уровень ловушек. Используя (6) с учетом соотношения Эйнштейна, для диффузионной длины электронов получим

$$L_n = \left[\mu \frac{k T}{q} \frac{1}{\sigma N_A N_t v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right) \right]^{1/2} \quad (7)$$

Объединяя выражения (3), (5) и (7) для внутреннего квантового выхода будем иметь

$$\eta_i = 1 - \frac{\exp(-b N_A^{-1/2})}{1 + a N_A^{-1/2}}, \quad (8)$$

где

$$b = \pi \left(\frac{2 U_{si} \varepsilon_0}{q} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$a = \pi \left[\mu \frac{k T}{q} \cdot \frac{1}{\sigma N_t v_T} N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_t}{k T} \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Таким образом, с помощью соотношения (8) можно оценить влияние неравномерности легирования подложки на разброс значений внутреннего квантового выхода ячеек ФПЭС. В общем случае можно записать

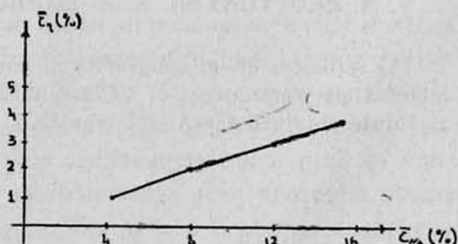
$$\bar{r}_\eta = F(\bar{r}_{N_A}), \quad (11)$$

где $\bar{r}_\eta$ и $\bar{r}_{N_A}$ — средние величины разброса квантового выхода и концентрации легирующей примеси соответственно. Аналитически получить выражение для функции F сложно. Расчеты $\bar{r}_\eta$, проведенные нами согласно выражения

$$\bar{r}_\eta = \frac{1}{\eta_{cp}} \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{j=1}^k (\eta_{cp} - \eta_j)^2},$$

(k — число ячеек в ФПЭС-строке) с учетом (8), (9), (10) для типичных значений параметров ФПЭС типа А1042, позволили выявить, что в диапазоне изменений $\bar{r}_{N_A}$ от 4 до 16% зависимость (11) квазилинейна. График полученной зависимости приведен на рисунке. Как следует из рисунка, для типичных значений $\bar{r}_{N_A} = (7-8)\%$ (по строке ФПЭС), величина

Зависимость среднего разброса величины внутреннего квантового выхода от неравномерности легирования подложки (для строки ФПЭС типа А1042).



разброса внутреннего квантового выхода составляет примерно 2%. В этой связи интересно сравнить данный результат с полученными нами экспериментальными результатами по определению среднего разброса фоточувствительности для 100 строк секции накопления ФПЭС А1042. Со-

гласно этим результатам, средний разброс фоточувствительности по всему полю 100 строк составил 6,1%. Отсюда следует, что в данном случае, вклад разброса величины внутреннего квантового выхода в величину среднего разброса фоточувствительности составляет существенную величину — около 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Гаспарян Ф. В. Приборы с зарядовой связью. АН АрмССР, 1986.
2. Лебедев Н. В. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 5, 35—41, 1980.
3. Иванов С. А. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 4, 3—9, 1982.
4. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Изд. Наука, М., 196—203, 1986.
5. Махмутов Ф. М. Техника средств связи, с. Техника ТВ, вып. 4, 11—13, 1982.
6. Приборы с зарядовой связью. Под ред. М. Ховуза, Д. Моргана. Энергоиздат, М., 11—31, 1986.
7. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Энергоатомиздат, М., 213—218, 1985.

ԼԻՑԷՆԶԻԱ ԿԱՊԻՎ ՍԱՐՔԵՐԻ ՖՈՏՈԶԳԻԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ՆԵՐՔԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՑՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԱՐԱԳՅՈԶՈՎ, Ս. Խ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Դիտվում է կիսահաղորդչի լեգիրացման անհավասարաչափության ազդեցությունը լիցքային կապով սարքերի բլիչներում ներքին քվանտային էֆեկտիվության ցրվածության վրա. Բերվում են հաշվարկային և փորձնական տվյալներ, ստացված А 1042 տիպի ԼԿՍ-ի համար:

ON THE INFLUENCE OF SPREAD IN INTERNAL QUANTUM OUTPUT ON THE INHOMOGENEITY OF PHOTSENSITIVITY OF CCD

V. M. ARUTYUNYAN, A. A. KARAGJOZOV, S. H. KHUDAVERDYAN

The influence of inhomogeneity of semiconductor substrate doping on the spread of internal quantum output of CCD cells is considered. Some calculated and experimental data obtained for А1042 type CCD are given.