

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА S-ДИОДЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКА, КОМПЕНСИРОВАННОГО АКЦЕПТОРАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ В ВЕРХНЕЙ ПОЛОВИНЕ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН

В дрейфовом приближении рассмотрено влияние света из области собственного поглощения на S-диоды, изготовленные из компенсированного полупроводника.

1. Постановка задачи

В настоящей работе теоретически рассматривается влияние света из области собственного поглощения на характеристики S-диода из полупроводника, компенсированного примесью, создающей глубокие акцепторные уровни в верхней половине запрещенной зоны. При этом используются обозначения, принятые в работе [1], и методика расчета, предложенная в [2]. Уравнение непрерывности дырочного тока записывается в следующем виде:

$$\frac{d(pE)}{dx} = (-p + f\tau_p^0) \frac{1}{u_p \tau_p^0}, \quad (1)$$

где f — интенсивность света.

Рассмотрение проводится в дрейфовом приближении с использованием метода итераций для случая постоянной по координате концентрации глубоких акцепторов и случая наличия градиента концентрации глубоких уровней по базе [2] $N_a(x) = N_a^0 \exp(-ax)$. При этом концентрация мелких доноров N_d по базе считается постоянной. Получены выражения для вольт-амперной характеристики (ВАХ) до срыва и величины фоточувствительности

$$S = \frac{\nu}{ed} \left(\frac{\partial j}{\partial f} \right)_{V = \text{const}}, \quad (2)$$

где ν — квантовый выход прибора.

Фоточувствительность S фотодиода сравнивается с фоточувствительностью фотосопротивления $S_{\text{фс}}$ [2—4]; отношение их позволяет определить величину коэффициента инжекционного умножения $A(j, f) = S/S_{\text{фс}}$.

2. Влияние освещения на p^+nn^+ -структуры при неизменной по базе концентрации глубоких центров

Подставляя в уравнение непрерывности (1) выражение для p в области до срыва (см. выражение (7) работы [1]), для напряженности электрического поля на участке до срыва получим уравнение

$$\frac{EdE}{1 - \frac{eu_n M f \tau_p^0}{j \beta n_1} E} = \frac{\beta j}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g} dx. \quad (3)$$

Решение этого уравнения в нулевом приближении ($f=0$), полученное с использованием граничного условия $E=0, x=0$,

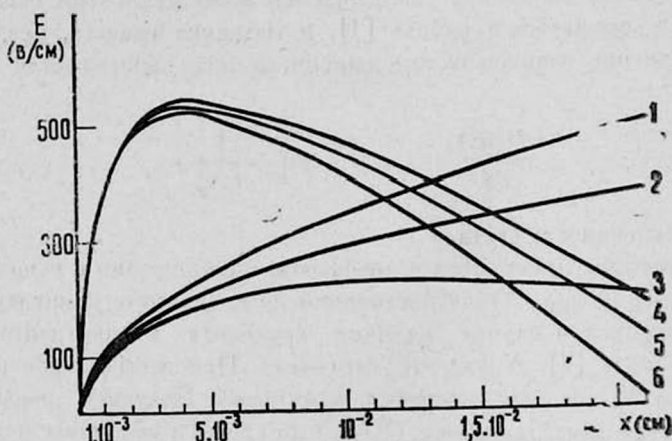
$$E_0 = \sqrt{\frac{2 \beta j x}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g}}, \quad (4)$$

совпадает с выражением электрического поля (см. формулу (17) работы [1]).

В первом приближении получаем

$$E = E_0 \sqrt{1 - \frac{M f \tau_p^0}{3 N_g n_1} \sqrt{\frac{2 e b N_g x}{j \beta \tau_p^0}}}. \quad (5)$$

Нетрудно заметить, что с освещением величина электрического поля в базе уменьшается (см. рисунок, кривые 1—3), но распределение электри-



Распределение напряженности электрического поля по базе p^+np^+ -структуры при следующих параметрах полупроводника: $n_1 = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_g = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($\rho_{\text{исх}} = 30 \text{ ом см}$), $\theta = 24$, $\tau_p^0 = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, $N_a = 1,8 N_g$, $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $N_a^0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\alpha = 648 \text{ см}^{-1}$, $j = 0,3 \text{ а см}^{-2}$;

1 — $\text{grad } N_a(x) = 0$, $f = 0$; 2 — $\text{grad } N_a(x) = 0$, $f = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$;
3 — $\text{grad } N_a(x) = 0$, $f = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$; 4 — $\text{grad } N_a(x) \neq 0$, $f = 0$;
5 — $\text{grad } N_a(x) \neq 0$, $f = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$; 6 — $\text{grad } N_a(x) \neq 0$, $f = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

ческого поля по базе не меняется. Если выражение (5) справедливо для всей базы, то для ВАХ получаем следующее выражение:

$$j = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p^0 N_g}{\beta d^3} \left[V + \frac{M f d^2}{6 N_g n_1 u_p} \right]^2, \quad (6)$$

где V — падение напряжения на базе.

Точное решение уравнения (3) дает тот же результат, что и (6), в котором вместо коэффициента шесть в знаменателе второго члена квадратной скобки стоит двойка. Это позволяет утверждать, что итерационный метод дает хорошие результаты уже в первом приближении. Как показывают оценки, итерация является сходящейся. Из (6) следует, что ток резко растет с освещением, а напряжение — уменьшается. В данном случае фоточувствительность прибора определяется выражением

$$S = \frac{\gamma M}{2 n_1} \sqrt{\frac{j_p^0 b}{2 e \beta N_g d}}. \quad (7)$$

Как видно из (7), фоточувствительность увеличивается с ростом тока.

Для коэффициента инжекционного умножения получаем выражение

$$A(j, f) = \frac{M}{2 n_1} \left(f + \frac{n_T}{\tau_n^0} \right) \sqrt{\frac{e b \tau_p^0 d}{2 \beta N_g j}}. \quad (8)$$

Отметим, что для выбранных в [1] параметров полупроводника $A(j, f) \gg 1$.

3. Статическая ВАХ p^+nn^+ -структуры при наличии градиента концентрации глубоких центров

Подставляя выражение для концентрации дырок в области до срыва в уравнение непрерывности (1) при $f=0$ с учетом экспоненциальной зависимости концентрации глубоких акцепторных центров по длине базы (см. формулу (4) работы [2]), для напряженности электрического поля получим уравнение

$$\frac{EdE}{\frac{1}{u_p \tau_p^0} + \left[\frac{1}{n_1 \beta(x)} - \frac{1}{bM(x)} \right] E \frac{dN_a(x)}{dx}} = \frac{j \beta(x)}{e u_n N_g} dx. \quad (9)$$

Анализ показывает, что для выбранных в [1] параметров полупроводника $bM(x) \gg n_1 \beta(x)$. Учитывая это условие, из (9) получаем

$$\frac{EdE}{1 - \frac{a u_p \tau_p^0 E \exp(-ax)}{\exp(-ax) - \delta}} = \frac{j N_a^0}{e u_n u_p \tau_p^0 N_g n_1} [\exp(-ax) - \delta] dx, \quad (10)$$

где $\delta \equiv (N_g - n_1)/N_a^0$. В нулевом приближении (по сравнению с единицей член в знаменателе мал) и граничном условии $E=0$, $x=0$ из (10) имеем

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 j N_a^0}{e u_n u_p \tau_p^0 N_g n_1 a} [1 - \exp(-ax) - \delta ax]}, \quad (11)$$

а в первом приближении —

$$E_T = E_0 \sqrt{1 - \left(\frac{E_g \tau}{E_0} \right)^2}, \quad (12)$$

где

$$E_{g, \tau}^2 = \frac{jN_a^0}{eu_n N_g n_1} \sqrt{\frac{2jN_a^0}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g n_1 a}} \left[\left(1 + \frac{\delta}{4} + \frac{\delta}{2} ax \right) \frac{\exp(-2ax)}{2} - \right. \\ \left. - (2 - \delta - \delta ax) \exp(-ax) + \frac{3}{2} - \frac{9}{8} \delta \right]. \quad (13)$$

Напряжение на базе прибора равно

$$V = \int_0^{x_1} E_T(x) dx + \int_{x_1}^d E_0 dx, \quad (14)$$

откуда находим следующее выражение для ВАХ:

$$j \approx \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p^0 N_g V^2}{\beta (d - x_1)^3} \left\{ 1 + \left[\frac{x_1 (1 - 0,9 \delta ax_1)^{4/3}}{(1 - \delta)(d - x_1)} \right]^{3/2} \sqrt{\frac{N_a^0}{\beta n_1}} \right\}^{-2}. \quad (15)$$

Анализируя выражение (15), можно заметить, что существование градиента концентрации глубоких центров в базе p^+nn^+ -структуры качественно не меняет вида ВАХ ($j \sim V^2$), но распределение электрического поля по базе качественно меняется, а максимальное значение напряженности электрического поля сдвигается к p^+ -контакту. Напомним, что при постоянной концентрации глубоких центров максимальное значение электрического поля находилось у n^+ -контакта [1]. Распределение электрического поля по базе p^+nn^+ -структуры в этом случае представлено на рисунке (кривая 4).

4. Влияние освещения на характеристики S-диода с экспоненциальным распределением по базе глубоких акцепторов

Уравнение для напряженности электрического поля запишется теперь в виде

$$\frac{EdE}{1 - \left[u_p \tau_p^0 a N_a(x) + \frac{eu_n f \tau_p^0 M(x)}{j} \right] \frac{E}{n_1 \beta(x)}} = \frac{j \beta(x)}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g} dx. \quad (16)$$

Из него легко получить рассмотренные выше случаи. В нулевом приближении выражение для E_0 совпадает с темновым выражением (11), а в первом приближении имеем

$$E_{св} = E_0 \sqrt{1 - \left(\frac{E_{г, св}}{E_0} \right)^2}, \quad (17)$$

где

$$E_{г, св}^2 \equiv E_{г, \tau}^2 + \frac{2 N_a^0 f}{au_n N_g n_1 \delta_1} \sqrt{\frac{2jN_a^0}{aeu_n u_p \tau_p^0 N_g n_1}} \left\{ \frac{\delta_1 \exp(-2ax)}{4} \left(1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\delta}{4} + \frac{\delta}{2} ax \right) + \frac{\exp(-ax)}{2} \left[1 + \delta \delta_1 + \delta \left(\delta_1 + \frac{1}{2} \right) (1 + ax) \right] + \right. \\ \left. + ax \left(1 - \frac{\delta}{4} ax \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{2} \right) - \frac{3\delta_1}{4} (1 + 3\delta) \right\}, \quad (18)$$

$$\delta_1 = \frac{N_a^0}{(b-1)N_g + (1+b)n_1}. \quad (19)$$

Заметим, что $E_{g, \text{св}} > E_{g, \text{г}}$, т. е. при экспоненциальном распределении по базе глубоких акцепторов освещение также уменьшает напряженность электрического поля в базе (см. рисунок, кривые 5, 6).

ВАХ определяется следующим выражением:

$$V = \int_0^{x_1} E_{\text{св}} dx + \int_{x_1}^d E dx, \quad (20)$$

откуда имеем

$$j = \frac{9}{8} \frac{e u_n u_p \tau_p^0 N_g}{\beta d^3} \frac{\left\{ V + \frac{f M d^2}{6 u_p n_1 N_g} \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \right] \right\}^2}{\left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^{3/2} + \left(\frac{x_1}{d} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{N_a^0 (1-\delta)}{\beta n_1}} \right]^2}. \quad (21)$$

При этом требуется выполнение условия

$$\frac{2}{3}(1-\delta) - \sqrt{\frac{e \tau_p^0 N_a^0 \xi^2 f^2}{2 ab j n_1 N_g}} < \frac{1}{3} \left(1 + \frac{9}{10} \delta ad \right) \sqrt{\frac{aj \tau_p^0 N_a^0}{2 eb n_1 N_g}}, \quad (22)$$

где

$$\xi \equiv \frac{1}{3\delta_1} [1 - (1+\delta)\delta_1] + \frac{\delta ad}{5\delta_1} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1 \right) + \frac{1}{ad} \left(1 + \frac{19}{8} \delta \right).$$

Для проанализированного в этом пункте случая выражение для фоточувствительности имеет следующий вид:

$$S = \frac{j M d^2}{3 u_p n_1 N_g} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \times \frac{\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2}}{V + \frac{f M d^2}{6 u_p n_1 N_g} \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \right]}. \quad (23)$$

Как и в случае неизменной концентрации акцепторов, здесь фоточувствительность также увеличивается пропорционально корню квадратному из плотности тока. Нетрудно убедиться, что коэффициент инжекционного умножения $A(j, f)$ много больше единицы.

Оценки показывают, что условие квазинейтральности справедливо, если величина объемного заряда ρ в базе мала, причем

$$\frac{\rho}{e} \ll n, p, N_-, N_g, \frac{M - an_0}{\theta - 1/b}, \frac{n_1 N_g - \beta n_1 n_0 - n_0^2}{n_1 + n_0}.$$

Встроенное из-за градиента N_a поле также мало по сравнению с E . В базе не имеет места инверсия знака проводимости.

В заключение работы отметим, что новым качественным результатом учета в p^+nn^+ -структуре $\text{grad}Na$ является смещение максимума электрического поля в n -базе в сторону p^+n -перехода. Проведенные выше расчеты легко обобщить для других многочисленных вариантов, когда характеристика p^+nn^+ -структуры, изготовленной из компенсированного полупроводника, описывается квадратичной зависимостью. Рассмотрение можно провести и для случая, когда $a < 0$.

Заметим, что интенсивность освещения здесь не настолько велика, чтобы биполярная диффузионная длина стала бы больше длины базы. Кроме того, предполагается, что S -диод освещается монохроматическим светом или светодиодом, для которых коэффициент поглощения света достаточно мал, что позволяет в заметной части базы считать $f = \text{const}$.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 28.IX.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Сб. Полупроводники и диэлектрики, Киев, 1975, вып. 8.
2. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 449 (1976).
3. Б. М. Гарин, В. И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
4. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ № 2, Ереван, 1975.

ԼՈՒՍԱՎՈՐՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՐԳԵԼՄԱՆ ՇԵՐՏԻ ՎԵՐԻՆ ԿԵՍՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԱԿՑԵՊՏՈՐՆԵՐՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ S-ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Դրեյֆային մոտավորությամբ դիտարկված է սեփական կլանման տիրույթի լույսի ազդեցությունը կոմպենսացված կիսահաղորդիչներից պատրաստված S-դիոդների վրա:

INFLUENCE OF LIGHT ON S-DIODES MADE OF A SEMICONDUCTOR COMPENSATED WITH ACCEPTORS IN THE UPPER HALF OF FORBIDDEN GAP

V. M. ARUTUNYAN, F. V. GASPARYAN

The effect of the irradiation by a light from the intrinsic absorption region on the characteristics of a S -diode made of compensated n -type semiconductor has been studied in the drift approximation.