

УДК 537.311.33

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц

Генерационно-рекомбинационные волны в полупроводниках

(Представлено 24/I 1969)

Рассмотрим однородный полупроводник, легированный мелкими донорными примесями и глубокими акцепторными. В таком полупроводнике имеется значительная компенсация вследствие захвата электронов из зоны проводимости акцепторными уровнями.

Наличие связанного заряда как положительного, так и отрицательного создает условия для возникновения электрической неустойчивости, состоящей в колебаниях тока и напряжения, при прохождении через полупроводник постоянного тока.

Такого рода неустойчивости рассматривались в (1-4). В (1-3) авторы ограничились изучением так называемых рекомбинационных волн, разбив их на медленные и быстрые.

Нам представляется, что правильнее делить возникающие неустойчивости на катодные и анодные волны, подразумевая в первом случае волны распространяющиеся от катода к аноду, а во втором случае — бегущие в обратном направлении.

В отличие от (1-3) мы наряду с рекомбинационными процессами в полной мере учитываем и генерационные.

Проведя выкладки без каких-либо ограничений, кроме принятия условия квазинейтральности, для частоты возникающей волны и критической напряженности электрического поля в полупроводнике, с которой начинает возбуждаться эта волна, получаем следующее выражение:

$$\Omega = \frac{\sqrt{\varepsilon y}}{1+y} \frac{(x + \nu_n) c_n - (x + \nu_p) c_p}{x + \nu_n + \nu_p},$$

$$\varepsilon = \frac{a(y+b)(1+y)^2}{y(1+c+cy)},$$

где

$$a = a_1(1+c),$$

$$a_1 = \frac{(x + \nu_n + \nu_p)(x + c_n \nu_n + c_p \nu_p)}{(c_n \nu_p - c_p \nu_n)[c_p(x + \nu_p) - c_n(x + \nu_n)]},$$

$$b = \frac{\nu_n \nu_p (1 + \beta_n + \beta_p)}{(x + \nu_n + \nu_p)[x + c_n \nu_n + c_p \nu_p]},$$

$$c = \frac{(c_n - c_p)(x + v_n + v_p)}{(c_D - c_n)x + c_p v_p - c_n v_n}.$$

Далее

$$\Omega = \frac{\omega}{x + v_n + v_p},$$

$$\varepsilon = \frac{\mu^2 E_0^2}{(x + v_n + v_p) D},$$

$$L = \sqrt{\frac{D}{x + v_n + v_p}},$$

$$y = k^2 L^2, \quad D = \frac{T}{e} \mu,$$

$$c_p = \frac{p_0}{p_0 + n_0}, \quad c_n = \frac{n_0}{p_0 + n_0},$$

$$\mu = \frac{(n_0 + p_0) \mu_n \mu_p}{n_0 \mu_n + p_0 \mu_p},$$

$$\beta_n = \frac{n_0 + n_1}{N(1 - f_0)}, \quad \beta_p = \frac{p_0 + p_1}{N f_0},$$

$$x = \langle \tau_p v_p \rangle (p_0 + p_1) + \langle \tau_n v_n \rangle (n_0 + n_1),$$

$$v_p = \langle \tau_p v_p \rangle N f_0, \quad v_n = \langle \tau_n v_n \rangle N (1 - f_0).$$

Здесь E_0 — стационарная напряженность электрического поля, p_0 и n_0 — стационарные концентрации дырок и электронов в полупроводнике, N — концентрация акцепторных уровней, f_0 — доля заряженных акцепторных уровней. T — температура в эргах, τ_p и τ_n — сечения захвата дырок и электронов на глубокий уровень, v_p и v_n — тепловые скорости p и n — носителей, значек $\langle \rangle$ — усреднение по всем скоростям, p_1 и n_1 — концентрации свободных дырок и электронов, когда уровень Ферми совпадает с глубоким уровнем, ω — циклическая частота, k — волновое число.

Условие квазинейтральности в нашем случае имеет вид:

$$n_0 = p_0 - \delta_0 N_g + \frac{(p_0 + \theta n_1) N}{p_0 + p_1 + \theta (n_0 + n_1)}, \quad (1')$$

где

$$\theta = \frac{\langle \tau_n v_n \rangle}{\langle \tau_p v_p \rangle},$$

$$\delta_0 = \frac{N - N_g}{N_g},$$

N_g — концентрация мелких доноров.

На основании (1') можно переписать (1) еще так:

$$\Omega = - \frac{\sqrt{\varepsilon y}}{1 + y} \frac{x \delta_0 N_g - v_n \left[n_0 + \frac{p_0}{b} \right] - \langle \tau_n v_n \rangle N n_1}{(p_0 + n_0)(x + v_n + v_p)}. \quad (2)$$

Отсюда сразу же следует интересный вывод, что катодные волны ($k < 0$) могут существовать лишь при $\delta_0 > 0$.

Пусть глубокий уровень расположен вблизи потолка валентной зоны и пусть выполняются неравенства (в дальнейшем всюду считаем, что $p_0 < n_0$):

$$p_1, n_0 < N, N_g, p_1 > p_0, p_0 > \theta (n_0 + n_1), \theta \ll 1, \delta_0 \ll 1,$$

тогда условие существования катодных волн определяется неравенством:

$$(N - N_g) N > n_0^2, \quad (3)$$

а частота их равна:

$$\omega = -k_p E_0 \frac{p_1}{n_0} \frac{N(N - N_g) - n_0^2}{N^2}. \quad (4)$$

Пусть, теперь, уровень расположен примерно посередине запрещенной зоны.

В этом случае можно принять неравенства:

$$p_0, p_1 < \theta n_0, p_0 \gg \theta n_1, \theta \ll 1,$$

тогда условие существования катодных волн принимает вид:

$$(N - N_g) p_0 > \theta n_0^2, \quad (5)$$

причем частота этих волн определяется соотношением:

$$\omega = -k_p E_0 \frac{(N - N_g) p_0 - \theta n_0^2}{n_0 N}. \quad (6)$$

Наконец, рассмотрим случай, когда уровень близок к дну зоны проводимости. Принимаем возможные в этом случае неравенства $\theta \gg 1$ и $\nu_n \gg \nu_p$ и получаем:

$$\omega = k_p E_0 \frac{\left(1 + \frac{n_0}{n_0 + n_1}\right) n_1 N - \delta N_g (n_0 + n_1)}{n_0 \left| \frac{n_1}{n_0 + n_1} N + n_0 + n_1 \right|}, \quad (7)$$

Очевидно, что при $\delta_0 < 0$ мы имеем здесь дело только с анодными волнами ($k > 0$). При $\delta_0 > 0$ анодные волны возможны, если только числитель (7) положительный.

Существование анодных волн связано также с выполнением неравенства:

$$\theta p_0 n_1 > n_0^2, \quad (8)$$

при $\theta n_0 > p_1$. Из (7) видно, что анодные волны могут быть как быстрые, так и медленные.

Из всех рассмотренных типов волн чисто рекомбинационную природу имеют, пожалуй, только катодные волны, возникающие при расположении глубокого уровня, примерно, в середине запрещенной зоны. Важно отметить, что условие их существования (5) никаким образом нельзя получить из приведенного (1-3) неравенства обеспе-

գիացողի վրայ, որովհետև այն արտադրում է լույս, որի օգնությամբ լույսը արտադրվում է:

$$c_{p\nu p} > c_{n\nu n}.$$

Последнее ничего физически не выражает, будучи следствием неточного расчета.

Приведем еще уравнение, позволяющее найти то значение волнового числа, с которого начинается возбуждение катодных и анодных волн:

$$c y_c^3 + (2 + c) y_c^2 + b (1 - c) y_c - b (1 - c) = 0.$$

Величины c , b были приведены выше.

Здесь y_c — экстремальное значение y .

Так, если уровень примыкает к потолку валентной зоны, то экстремальная частота определяется формулой:

$$\omega_c = \sqrt[4]{\theta \frac{p_1}{p_0}} \sqrt[4]{2 \frac{p_0^0 N - \frac{p_1}{N} n_0^2}{N^2}} \nu_p.$$

Здесь $p_0^0 = p_1 \delta_0$ — равновесная концентрация дырок.

С ростом E_0 экстремальная частота расщепляется в полосу с отношением $\omega_{\max}$ к $\omega_{\min}$ равным:

$$\frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} = \sqrt{\frac{p_1}{\theta n_0}}.$$

Все приведенные выше формулы применимы, если имеются нетепловые источники генерации дырок и электронов.

В последнем случае следует всюду, однако, p_1 и n_1 заменить на $p_1 + \pi$ и $n_1 + \nu$, где π и ν эквивалентные p_1 и n_1 концентрации, связанные с внешними факторами (свет, радиоционное излучение и т. д.) генерации частиц.

Институт радиофизики и электроники

Академии наук Армянской ССР,

Ереванский государственный университет

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ րդրակից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ

ԳԵՆԵՐԱԾԻՈՆ-ՈՆԵԿՈՄՔԻՆԱԾԻՈՆ ԱՄԻՖՆԵՐԻ ԿԻՍԱՏԱՊՈՐՏԻՆԵՐՈՒՄ

Դիտարկված է մանր դոնորային և խոր ակցեպտորային խառնուրդներով լիգիրացված հալածվող կիսահաղորդիչ: Ցույց է տրվել, որ այսպիսի կիսահաղորդիչով հոսանք անցկացնելու դեպքում կարող են առաջանալ էլեկտրական անկայունություններ, որոնք արտահայտվում են հոսանքի լարման տատանումներով (գեներացիոն-ոնկոմքինացիոն ալիքներ): Ստացված են առաջին ընդհանուր բանաձևեր կիսահաղորդիչում, որից սկսվում է հիշյալ ալիքների գեներացիան, էլեկտրական հոսանքի լարվածության կրիտիկական արժեքի համար: Հայտնաբերված է դրանք համախոթությունների ճշգրիտ կախումը ալիքային թվից:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Ք Տ Ո Ւ Ն

¹ О. В. Константинов, В. И. Перель, ФТТ, 6, 3364, 1964. ² О. В. Константинов, Г. В. Царенков, ФТТ, 8, 1866, 1966. ³ О. В. Константинов, В. И. Перель, Г. В. Царенков, ФТТ, 9, 1771, 1967. ⁴ Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Известия АН АрмССР, серия Физика, т. 1, № 2 (1966).