

УДК 621.382.2

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУРАХ С ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

В.М. АРУТЮНЯН, М.Ж. ГУЛИНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 июня 1996 г.)

Приведены расчеты интенсивности электролюминесценции в варизонных структурах, функционирующих в режиме двойной инъекции. Рассмотрены случаи излучательной рекомбинации через центры и типа зона-зона. Проанализированы зависимости интенсивности излучения от тока, протекающего через структуру, для различных длин базы и градиента разрешенных зон.

Физические процессы в структурах с двойной инъекцией вызывают интерес уже в течение значительного времени [1-4]. В связи с необходимостью создания новых оптоэлектронных излучающих и фотоприемных структур особое внимание уделяется изучению таких инжекционных процессов в структурах с плавными гетеропереходами, иначе говоря, в варизонных структурах [5-9]. Результаты исследований в области варизонных полупроводников обобщены в монографии [9]. Значительный интерес вызывает и изучение явления инжекционной электролюминесценции в структурах с двойной инъекцией [9-10].

В настоящей работе изучены закономерности, которые ожидаются в варизонных p^+nn^+ или n^+pn^+ структурах с гетеропереходами, инжектирующими дырки и электроны. Примеры таких структур приведены в [3,6,9,11]. Особое внимание в нашем исследовании уделено зависимости интенсивности (яркости) инжекционной электролюминесценции от силы тока в условиях рекомбинационного излучения, обусловленного межзонной рекомбинацией инжектированных дырок и электронов, и примесного рекомбинационного излучения (мономолекулярная рекомбинация).

В p^+nn^+ структуре с "длинной" варизонной базой уравнения для электронной и дырочной составляющих тока имеют вид

$$j_n = enu_n(E - c) + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

$$j_p = epu_p(E - v) - eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

где E — напряженность электрического поля, $v, c = -\frac{\nabla E_{v,c}}{e}$ — градиенты v и c зон.

Воспользовавшись уравнениями непрерывности, в условиях отсутствия кумуляционного эффекта и квазинейтральности электронно-дырочной плазмы $n \approx p + N_g$, для распределения концентрации неосновных носителей тока нетрудно получить дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 p}{dx^2} \frac{2p + N_g}{p + mN_g} + \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 \frac{(2m-1)N_g}{(p + mN_g)^2} + \\ & + \frac{dp}{dx} \left\{ \frac{e(v-c)}{kT} \left[1 - \frac{m(m-1)N_g^2}{(p + mN_g)^2} \right] - mN_g \frac{j}{kTu_n(p + mN_g)^2} \right\} = \frac{p - p_T}{L_p^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

квазинейтральности справедливо, если ширина запрещенной зоны меняется более плавно по сравнению с концентрацией неравновесных носителей.

В уравнениях (1)-(3) n и p — концентрации неравновесных электронов и дырок в базе, p_T — равновесная концентрация дырок, u_n, D_n, u_p, D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, N_g — концентрация доноров, τ_p — время жизни неосновных носителей тока, j — плотность полного тока структуры,

$$m = \frac{b}{b+1}, \quad b = \frac{u_n}{u_p}, \quad L_p^2 = mD_p\tau_p.$$

В приближении малого уровня инжекции $2p \ll N_g$ получим уравнение, решение которого с граничными условиями на краях области квазинейтральности базы $j_n(0) = j_p(d) = 0$ (идеальные инжектирующие контакты) имеет вид:

$$p(x) = \frac{e^{\lambda x}}{\text{sh } \omega d} \left\{ [p(0) - p_0] \text{sh } \omega(d-x) + e^{-\lambda d} \text{sh } \omega x [p(d) - p_0 e^{\lambda_0 d}] \right\} + p_0 e^{\lambda_0 x}, \quad (4)$$

где
$$p(0) = \frac{j\tau_p}{e} \left[\omega \text{cth } \omega d - \lambda + \frac{p_0 e^{\lambda_0 d}}{bN_g} \frac{\omega}{\text{sh } \omega d} e^{-\lambda d} \right] + p_0, \quad (5)$$

$$p(d) = \frac{j\tau_p}{e} \left[\frac{\omega e^{\lambda d}}{\text{sh } \omega d} + \frac{p_0 e^{\lambda_0 d}}{bN_g} (\omega \text{cth } \omega d + \lambda) \right] + p_0 e^{\lambda_0 d}, \quad (6)$$

$$p_0 = \frac{n_{im}^2}{N_g} \left[1 + \left(\frac{eL_p}{kT} \right)^2 (\nu - c) \frac{j}{eu_n N_g} \right], \text{ когда } \nabla E_g > 0, \quad (7)$$

$$p_0 = \frac{n_{im}^2}{N_g} e^{-\lambda_0 d} \left[1 + \left(\frac{eL_p}{kT} \right)^2 (\nu - c) \frac{j}{eu_n N_g} \right], \text{ когда } \nabla E_g < 0, \quad (8)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, p_0 — концентрация дырок в точке $x=0$ при отсутствии тока в структуре. В решении (4)

$$\lambda = -\frac{e}{2kT} \left(\nu - c - \frac{j}{eu_n N_g} \right), \quad \lambda_0 = -\frac{e}{kT} (\nu - c), \quad \omega = \sqrt{\lambda^2 + L_p^{-2}}, \quad (9)$$

n_{im} — собственная концентрация носителей в точке $E_{g\min}$.

Как отмечалось нами выше, в настоящей работе изучены случаи инжекционной электролюминесценции в условиях излучательной рекомбинации через центры и типа зона-зона. Случаи ударного возбуждения и фотолюминесценции не рассматриваются.

Интенсивность примесного рекомбинационного излучения, связанного с мономолекулярной рекомбинацией, как известно, описывается следующим интегралом:

$$\Phi_M = \int_0^d \frac{p - p_T}{\tau_{pi}} dx, \quad (10)$$

где τ_{pi} — время излучательной рекомбинации через центры.

Интенсивность межзонного рекомбинационного излучения определяется из интеграла

$$\Phi_B = \int_0^d \beta (np - n_{im}^2) dx, \quad (11)$$

где β — вероятность перехода зона-зона.

При наших расчетах τ_{pi} и β принимались постоянными. Рассмотрим отдельно случаи, соответствующие (10) и (11).

Излучательная рекомбинация через центры

Интеграл (10) вычислен нами с использованием решения (4), когда имеет место (7). В полученных результатах мы перешли к безразмерным Φ и i , которые равны, соответственно,

$$\Phi_1 = \Phi_M \frac{d}{D_n N_g}, \quad (12)$$

$$i = j \frac{d}{e D_n N_g}. \quad (13)$$

Тогда нетрудно убедиться, что

$$\Phi_1 = \left\{ 1 + a \left(1 - \lambda_0 d \frac{\tau_p}{\tau_{pi}} \right) \right\} i + a \lambda_0 d \left\{ \frac{\tau_p}{\tau_{pi}} \left(\frac{d}{L_p} \right)^2 - \left(\frac{L_p}{d} \right)^2 i^2 \right\}, \quad (14)$$

где
$$a = \frac{n_{im}^2}{b N_g^2} e^{\lambda_0 d}. \quad (15)$$

Выражение (14) записано для сравнительно малых значений градиента энергетических зон базы, то есть, когда $|\lambda_0 d| < 1$.

Численные расчеты для (14), проведенные нами, свидетельствуют о том, что квадратичный член значительно слабее линейного. Такая зависимость аналогична известной из литературы линейной зависимости для обыкновенного гетероперехода.

Излучательная межзонная рекомбинация

Этот случай представляет особый интерес, поскольку наилучшие излучающие структуры изготавливаются из прямозонных полупроводников, к тому же, как показывают наши расчеты, при различных плотностях тока возможны как линейные, так и квадратичные, кубическая и другие закономерности для зависимости интенсивности электролюминесценции от тока.

Интеграл (11) вычислен так же, как и (10), но из-за громоздкости здесь полностью не приведен. Ограничимся лишь обсуждением различных случаев.

Для случая $|\lambda_0 d| < 1$ интенсивность электролюминесценции в безразмерных единицах описывается выражением

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \frac{\lambda_0 d}{b \gamma_1} (b \lambda_0 d - r) + i \left\{ \frac{1}{s} + \frac{1 - 3 \lambda_0 d}{b} \right\} + i \frac{l}{2l - q} \left\{ \frac{\omega}{b \lambda} (s - br) \operatorname{ch} \omega d + \right. \\ & \left. + \frac{(s + br)}{b} \operatorname{sh} \omega d + 1 + \frac{l}{2} + \frac{s}{b} \left(\frac{l}{2} - r \right) \right\} + i \frac{s + br}{b^2 (\gamma_1 l - 1)} + \\ & + i^2 \left\{ \frac{b \gamma_1}{8 s \operatorname{sh}^2 \omega d} [bl - \Omega_3 + b \Omega_1 + 4 s \Omega_2] - \frac{2 \gamma_1 (br + s)}{b (\gamma_1 l - 1)} - \frac{\gamma_1}{b} \frac{l}{2l - q} \times \right. \\ & \times \left[\frac{\omega}{\lambda} (s - br) \operatorname{ch} \omega d + (s + br) \operatorname{sh} \omega d + b - sr + \frac{l}{2} (s + b) \right] - \frac{\gamma_1}{bs} + \\ & + \frac{1}{2 s \operatorname{sh}^2 \omega d} \left[\frac{(b^2 + s^2)}{b} + \frac{4 s}{l} \operatorname{sh} \lambda d \operatorname{ch} \omega d \right] \left. + i^3 \left\{ \frac{\gamma_1}{8 s \lambda_0 d \operatorname{sh}^2 \omega d} [bl - \Omega_3 + b \Omega_1 + 4 s \Omega_2] + \right. \right. \\ & \left. + \frac{\gamma_1^2}{4 b \operatorname{sh}^2 \omega d} [\Omega_3 - 2 b \Omega_2] + \frac{\gamma_1}{2 b l \operatorname{sh}^2 \omega d} [s(1 - l) - b(1 + 2 \operatorname{sh} \omega d \operatorname{ch} \lambda d)] \right\} + \\ & + i^4 \left\{ \frac{\gamma_1^2}{b \lambda_0 d \operatorname{sh}^2 \omega d} [\Omega_3 - 2 b \Omega_2] - \frac{s \gamma_1 \lambda_0 d}{2 b \operatorname{sh}^2 \omega d} \right\} - i^5 \left(\frac{\gamma_1}{\lambda_0 d} \right)^3 \frac{\Omega_3}{2 b \operatorname{sh}^2 \omega d}, \quad (16) \end{aligned}$$

где $\Phi_2 = \Phi_B \frac{d}{\beta D_n n_{im}^2} e^{-\lambda_0 d}$, $s = \frac{n_{im}^2}{N_g^2} e^{\lambda_0 d}$, $\gamma_1 = \left(\frac{L_p}{d} \right)^2 \lambda_0 d$,

$$r = 1 - \lambda_0 d, \quad l = i + \lambda_0 d, \quad q = i + \gamma_1^{-1},$$

$$\Omega_1 = 1 - \operatorname{ch} 2 \omega d + \frac{\omega}{\lambda} \operatorname{sh} 2 \omega d, \quad \Omega_2 = \operatorname{ch} \omega d \operatorname{sh} \lambda d - \frac{\omega}{\lambda} \operatorname{sh} \omega d \operatorname{ch} \lambda d,$$

$$\Omega_3 = s \left(1 - l - \operatorname{ch} 2 \omega d - \frac{\omega}{\lambda} \operatorname{sh} 2 \omega d \right).$$

В интервале сравнительно малых токов справедливо следующее неравенство:

$$(\lambda_0 d + i) |\gamma_1| \ll 1. \quad (17)$$

Тогда

$$\frac{i + \lambda_0 d}{2 \lambda_0 d + i - \gamma_1^{-1}} \approx -2 \gamma_1 \lambda_0 d, \quad \frac{1}{\gamma_1 (i + \lambda_0 d) - 1} \approx -1. \quad (18)$$

Оставляя в выражении (16) для $\Phi(i)$ имеющие наибольший вклад члены и учитывая (18), имеем:

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \frac{\lambda_0 d}{b\gamma_1} (b\lambda_0 d - r) + i \left\{ \frac{1}{s} + \frac{2}{b} (r - \lambda_0 d) + 2\gamma_1 \lambda_0 d (r\Omega_1 - 1) \right\} + \\ & + i^2 \left\{ \frac{b}{2s\text{sh}^2 \omega d} + \frac{b\gamma_1}{8s\text{sh}^2 \omega d} (\lambda_0 d + 2\text{sh} \omega d \Omega_1) + \gamma_1 (2r - \lambda_0 d) + 2\gamma_1^2 \lambda_0 d (r\Omega_1 - 1) - \frac{\gamma_1}{bs} \right\} + \\ & + i^3 \left\{ \frac{b\gamma_1}{4s\text{sh}^2 \omega d} (\lambda_0 d + \text{sh} \omega d \Omega_1) + \gamma_1^2 \lambda_0 d - \frac{\gamma_1}{2\text{sh}^2 \omega d} (1 + 2\text{sh} \lambda_0 d \text{ch} \omega d) \right\} + i^4 \frac{b\gamma_1}{8s\lambda_0 d \text{sh}^2 \omega d}. \end{aligned} \quad (19)$$

В интервале сравнительно больших токов имеет место неравенство

$$i|\gamma_1| \gg 1 \quad (20)$$

и

$$\frac{i + \lambda_0 d}{2\lambda_0 d + i - \gamma_1^{-1}} \approx 1, \quad \frac{i}{\gamma_1(i + \lambda_0 d) - 1} \approx \gamma_1^{-1} \quad (21)$$

Выражение для $\Phi(i)$ тогда примет простой вид:

$$\Phi_2 = \frac{1}{s} i + \left\{ \frac{\gamma_1}{bs} + \frac{1}{2} \right\} i^2 + \frac{|\gamma_1|}{2} i^3 \quad (22)$$

Для средних значений тока, когда $i \approx 1/|\gamma_1|$, достаточно дать значение $\Phi_2(i)$ в точке $i = 1/|\gamma_1|$:

$$\begin{aligned} \Phi_2 \left(\frac{1}{|\gamma_1|} \right) = & \frac{(\lambda_0 d)^2}{b\gamma_1} \left(b + 1 - \frac{1}{\lambda_0 d} \right) + \frac{1}{s|\gamma_1|} + \\ & + \frac{b}{2\gamma_1^2 s \text{sh}^2 \omega d} \left\{ 1 + \frac{\lambda_0 d + \text{sh} \omega d \Omega_1}{2} + \frac{1}{4\lambda_0 d |\gamma_1|} \right\}. \end{aligned} \quad (23)$$

Графический анализ формулы (19) для $\Phi_2(i)$, выполненный нами для частных случаев, когда $\lambda_0 d = -1/5, -1/3, -1/2$, $d/L_p = 3,6, 9$, $s = 10^{-3}$ и $b = 10$, свидетельствует о том, что при малых токах имеют место сперва квадратичная, затем линейная зависимости интенсивности электролюминесценции от тока (рис.1). Переход от одной зависимости к другой осуществляется плавным образом. Наконец, как видно из (22) и рис.1, при больших токах вновь имеет место квадратичная зависимость, которая медленно переходит в кубическую. Большой градиент энергетических зон вызывает более крутую зависимость Φ_2 от тока.

Резкому увеличению интенсивности электролюминесценции способствует и большая длина базы структуры.

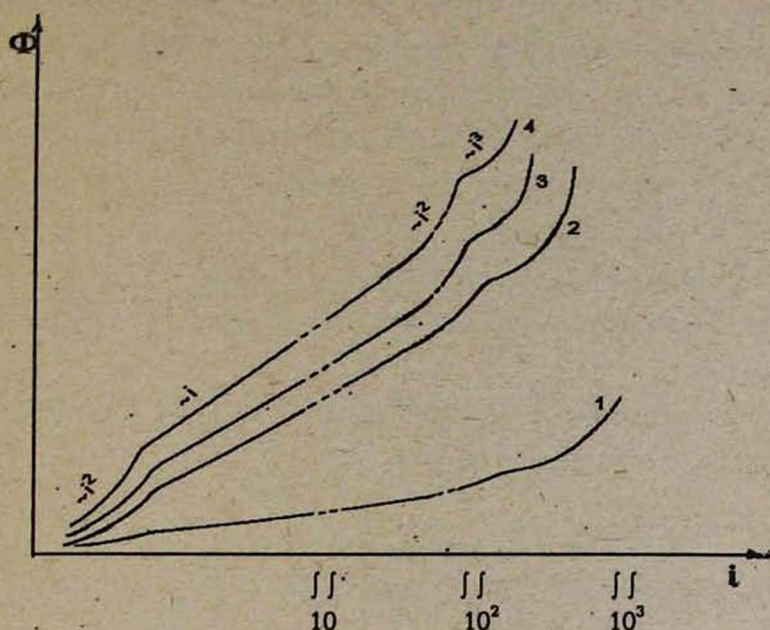


Рис. 1. Зависимости $\Phi_2(i)$ для разных значений длин базы и градиента энергетических зон: 1 - $d/L_p=3$, $\lambda_0 d=-1/5$, 2 - $d/L_p=6$, $\lambda_0 d=-1/5$, 3 - $d/L_p=9$, $\lambda_0 d=-1/5$, 4 - $d/L_p=9$, $\lambda_0 d=-1/3$. Во всех случаях принято $s=10^{-3}$ и $b=10$.

Линейная зависимость интенсивности электролюминесценции от тока — явление обычное для излучающих структур с $p-n$, гетеро- и Шоттки-переходами, на ней мы останавливаться не будем. Отметим лишь некоторые из известных нам случаев нелинейной зависимости $\Phi(i)$. Так, в работах [12-18] наблюдались квадратичные законы Φ от тока, причем в [12] после этой зависимости наблюдалась линейная зависимость, а в [16] кубическая зависимость предшествовала квадратичной. Эти нелинейные зависимости имеют не случайный характер, они наблюдались в довольно широком диапазоне токов. В исследованных в [13] гетероструктурах имелись специально выполненные варизонные слои; в других же работах имелся слой пористого кремния или силицида кремния, причем, как показано в [19-25], в структурах на базе пористого кремния реализуется режим двойной инжекции.

Последний, как обсуждалось в [19,20], можно рассматривать в условиях размерного квантования в зернах как варизонный материал с некоторой суммарной прозрачностью через межзеренные барьеры. Указанные выше нелинейные зависимости и плавные переходы из одной зависимости в другую, в принципе, могут быть объяснены в рамках полученных в настоящей работе аналитических выражений для зависимости $\Phi(i)$. Количественные сравнения с экспериментом и обсуждение полного соответствия рассматриваемой здесь зонной картины с таковой для исследованных на опыте в [12-18] структур требуют дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Данная работа выполнена в рамках темы 96-907, финансируемой Министерством образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ламперт и П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., Мир, 1973, 416с.
2. В.М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1977, 324с.
3. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., изд. Сов. радио, 1978, 320с.
4. Ф.В. Гаспарян, З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян. Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1986, 364с.
5. В.М. Арутюнян, С.Г. Петросян. ФТП, 14, N 10, 2001 (1980), Infrared Phys., 29, N 2-4, 681(1989).
6. В.М. Арутюнян, А.Т. Дарбасян. ФТП, 16, N 11, 1938 (1982); 20, N5, 864 (1986).
7. В.М. Арутюнян, А.Т. Дарбасян. Фотовольтаический эффект в варизонных полупроводниках в условиях двойной инжекции. Межвуз. сб. Физика, Ереван, изд. ЕГУ, вып. 7, 1987, с.74-83.
8. V.M. Aroutiounian, A.T. Darbassyan. Infrared Phys., 29, 689 (1989).
9. Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр. Варизонные полупроводники. Киев, Изд. Выща школа, 1989, 252с.
10. П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, Изд. ФАН, 1981, 200с.
11. Г.А. Ашкинази и др. ФТП, 10, N 2, 286 (1976).
12. H.M. Mimuta et al. J. Phys. Soc. Japan, 63, Suppl. B, 203(1994).
13. N.F. Shin et al. IEEE Trans ED-14, N 9, 453 (1993).
14. L. Pavesi et al. J. Appl. Phys., 75, N 2, 780 (1994).
15. L. Pavesi et al. SPIE, 1985, 632 (1993).
16. J. Xu et al. IEEE Electron Dev. Lett., 15, N 12, 507 (1994).
17. H.P. Maruska et al. Appl. Phys. Lett., 61, N 11, 1338 (1992).
18. H.M. Mimuta et al. Mat. Res. Symp. Proc., 358, 635(1994).
19. В.М. Арутюнян. Докл. НАН РА, 95, 151 (1995).
20. В.М. Арутюнян. Докл. НАН РА, 95, 229 (1995).
21. E.S. Kooij, R.W. Despo, J.J. Kelly. Appl. Phys. Lett., 66, 2552 (1995).
22. J. Wang et al. J. Appl. Phys., 75, N 2, 1070 (1994).
23. M. Ligeon et al. J. Appl. Phys., 74, N 12, 1265 (1993).

24. G. Djmchil et al. Appl. Surf. Sci., 65/66, 394 (1993).
25. F. Muller et al. J. Luminescence, 57, 283 (1993).

ԷԼԵԿՏՐԱԼՅՈՒՄԻՆԵՍԵՆՏՈՒՄԸ ԿՐԿՆԱԿԻ ՆԵՐԱՐԿՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՇԽԱՏՈՂ ՎԱՐԻՉՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ.Ժ. ՂՈՒԼԻՆՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է կրկնակի ներարկման պայմաններում աշխատող վարիզոնային կառուցվածքում տեղի ունեցող էլեկտրալումինեսցենտման ինտենսիվությունը: Զննարկված են զրավման կենտրոնների միջոցով եւ գոտի-գոտի ճառագայթային ռեկոմբինացիայի դեպքերը: Զննարկված է ճառագայթման ինտենսիվության կախումը կառուցվածքով անցնող հոսանքից, բազայի երկարության եւ թույլատրված գոտիների զրադիենտի տարրեր արժեքների դեպքում:

ELECTROLUMINESCENCE IN GRADED-GAP STRUCTURES OPERATING IN THE DOUBLE INJECTION MODE

V.M. AROUTIOUNIAN, M.ZH. GHOLINIAN

The intensity of the electroluminescence in graded-gap semiconductor structures operating in the mode of the double injection is calculated. The cases of the band-to-band radiative recombination and radiative recombination via centers are considered. The intensity of the luminescence-current characteristics for different lengths of the base and energy bands gradients are analyzed.