

06;12

О степени влияния широкозонной части $p-n$ -гетероперехода на его поле пробоя и коэффициенты размножения носителей

© В.А. Холоднов, Н.Е. Курочкин

Государственный научный центр Российской Федерации
Государственное предприятие НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 26 декабря 1997 г.

Показано, что, несмотря на резкое уменьшение коэффициентов ударной ионизации электронов α и дырок $\beta = K\alpha$, с ростом ширины запрещенной зоны \mathcal{E}_g -полупроводника при анализе лавинного процесса в $p-n$ -гетеропереходе необходимо, как правило, даже при больших различиях в \mathcal{E}_g -узкозонного (N) и широкозонного (W) слоев учитывать размножение носителей и в W -части области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -гетероперехода.

Согласно известному выражению Зи-Гиббонса [1,2], для напряжения лавинного пробоя $V = V_B$ асимметричного (пусть $p-n^+$) перехода его поле пробоя E_B , т. е. отвечающая $V = V_B$ напряженность электрического поля $E(x)$ на металлургической границе ($x = 0$) $p-n^+$ -перехода, при заданной концентрации легирующей примеси N в p -слое можно определить из условия

$$\Phi(\varepsilon, \mathcal{E}_g, N, E_B) \equiv \left(\frac{5\varepsilon_0\varepsilon}{6q10^6} \right)^4 \left(\frac{1.1}{\mathcal{E}_g} \right)^6 \left(\frac{E_B}{10^5} \right)^8 \frac{1}{N} = 1, \quad (1)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость. Здесь и далее приняты удобные для рассматриваемой тематики единицы измерения [2]: энергия — eV; E — V/cm; заряд электрона q — C; постоянная электрическая ε_0 — F/m; α и β — 1/cm; длины пробега электронов λ_e и дырок λ_h между рассеяниями на фононах — cm; концентрации cm^{-3} . Соотношение (1) не учитывает размножение носителей в n^+ -слое, что оправдано более быстрым спадом $E(x)$ в глубь n^+ -слоя, чем в глубь p -слоя, и резкими зависимостями $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ [1–6]. Учет размножения в обеих частях $p-n$ -перехода проведен в работах [7,8]. От E_B резко зависят коэффициенты размножения электронов M_e и дырок M_n [9], а

также при $V \cong V_B$ и межзонный туннельный ток, который может быть существенным даже в структурах с немалым значением \mathcal{E}_g [6,10,11]. Например, это касается широко используемых в технике оптической связи $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ гетероструктур [6].

Так как α и β резко зависят и от \mathcal{E}_g [1–6], то поле пробоя $E_B^{(N)}$ p – n -гетероперехода в некотором приближении можно определить, подставив в (1) параметры N -слоя¹. Однако степень влияния W -слоя на $E_B^{(N)}$, а поэтому и на коэффициенты размножения носителей, до сих пор не анализировалась. В данном сообщении представлены результаты такого анализа.

Физически задача интересна по следующим причинам. 1. При прохождении гетерограницы ($x = 0$) носители могут приобретать энергию за счет скачка энергии дна зоны проводимости $\Delta\mathcal{E}_c$ или потолка валентной зоны $\Delta\mathcal{E}_v$ (рис. 1). 2. Как правило, $\varepsilon_N > \varepsilon_W$ [12–16], а поэтому $E_W/E_N = \varepsilon_N/\varepsilon_W > 1$, где E_N и E_W — поля на гетерогранице в N - и W -слоях (рис. 2). 3. На поле пробоя p – n -гетероперехода должно сказываться и отличие в концентрациях легирующих примесей узкозонного (N) и широкозонного (W) слоев N_N и N_W .

Пусть ток J через гетеропереход инициируется током втекающих в ОПЗ неосновных носителей (электронов) n -слоя J_{ini} (рис. 1). Это допущение, как показывает анализ и следовало ожидать, не влияет, как и в гомопереходах [2–8,17], на поле пробоя. Чаше всего либо приращение энергии $\Delta\mathcal{E}$ при пролете гетерограницы получают носители лишь одного типа, либо для других $\Delta\mathcal{E}$ много меньше пороговой энергии ионизации \mathcal{E}_i [14–16]. Поэтому для определенности примем, что такой скачкообразный дополнительный (не полевой) разогрев происходит только с дырками (рис. 1). Запишем, что

$$J_e^{(N,W)}(x) = J - J_h^{(N,W)}(x), \quad J_h^{(N)}(0) = J_{ion} + J_{bal}(0), \quad (2)$$

где $J_e^{(N,W)}$ и $J_h^{(N,W)}$ — токи электронов и дырок в N - и W -слоях; J_{ion} — суммарный ток дырок, совершивших сразу после пересечения гетерограницы ударную ионизацию и возникших в результате нее, при этом их энергия \mathcal{E} близка к $\mathcal{E}_v^{(N)}$; $J_{bal}(0)$ — ток дырок, баллистически влетающих в N -слой, которые или сталкиваются с фононами на расстоянии порядка $\lambda_h^{(N)}$, или по мере полевого разогрева производят ударную ионизацию.

¹ Параметры N - и W -слоев отмечаются индексами "N" и "W".

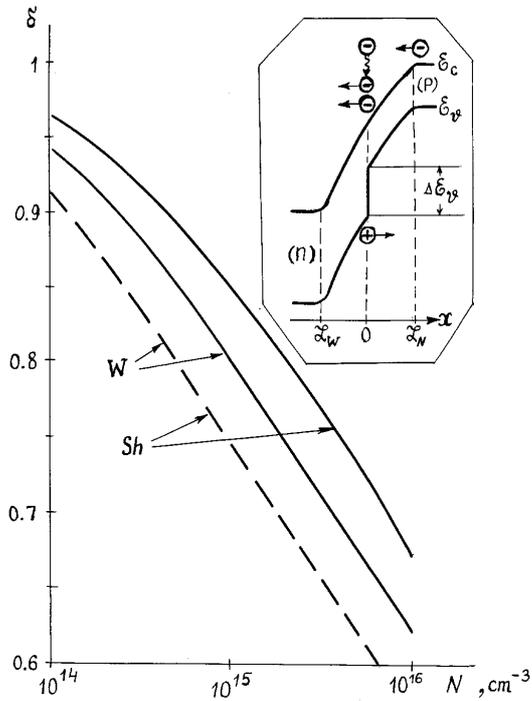


Рис. 1. Зависимость отношения $\delta \equiv E_B^{(N)}/E_{BO}^{(N)}$ поле пробоя $E_B^{(N)}$ в узкозонной (N) части (p -типа) GaAs/Ge и GaP/Ge $p-n$ -гетеропереходов к значению поля пробоя $E_{BO}^{(N)}$, вычисленному без учета размножения носителей в широкозонной (W) части (n -типа) гетеропереходов, от концентрации легирующей примеси N_N в N -слое в приближении Вольфа (W) и Шокли (Sh) функции распределения носителей по энергиям соответственно. Принято: концентрация легирующей примеси в W -слое $N_W = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; длина пробега дырок λ_h между рассеяниями на фонах равна $8 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ в Ge, $4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ в GaAs и $3.5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ в GaP [5]; пороговая энергия ионизации для дырок в германии $\mathcal{E}_{th}^{(N,W)} = 1.3 \text{ eV}$ [5]; скачок $\Delta\mathcal{E}_v$ потолка валентной зоны на металлургической границе ($x = 0$) равен 0.7 и 1.44 eV для GaAs/Ge и GaP/Ge $p-n$ -гетеропереходов соответственно [16]; отношение $K = \beta/\alpha$ коэффициентов ударной ионизации дырок β и электронов α равно 2 в Ge [6,22] и 1 в GaAs и GaP [6]. На вставке изображена зонная диаграмма $p-n$ -гетероперехода в рабочем режиме, где \mathcal{L}_N и \mathcal{L}_W — толщины области пространственного заряда (ОПЗ) в N - и W -слоях $p-n$ -гетероперехода соответственно.

Пусть r — доля тока дырок $J_h^{(W)}(0)$, совершивших за счет скачка \mathcal{E}_v ударную ионизацию в точке $x = 0$ узкозонной части ОПЗ. Это означает, что

$$J_{ion} = 2rJ_h^{(W)}(0), \quad J_{bal}(0) = (1-r)J_h^{(W)}(0), \quad J_h^{(N)}(x_1) = \varkappa J_h^{(W)}(0), \quad (3)$$

где $\varkappa = 1 + r + (1-r)\rho$, $\rho J_{bal}(0) = J_h^{(N)}(x_1) - J_h^{(N)}(0)$ — полное приращение тока $J_h^{(N)}(x)$ за счет ионизации дырками исходного тока $J_{bal}(0)$, достигающееся на расстоянии x_1 от гетерограницы, много меньшем толщины N -части ОПЗ, причем максимально возможная энергия, которую могут набрать носители в электрическом поле на длине x_1 , далеко не достаточна для акта ударной ионизации. Поэтому можно записать [2–8,18], что

$$J = M_h^{(N)}J_h^{(N)}(x_1) + M_e^{(N)}J_{ini} = M_e^{(W)}J_e^{(W)}(0), \quad (4)$$

где $M_{e,h}^{(N,W)}$ — коэффициенты размножения электронов и дырок за счет пролета ими N - или W -частей ОПЗ. Из соотношений (2)–(4) следует, что поле пробоя определяется уравнением

$$M_e^{(W)} = (M_e^{(W)} - 1)\varkappa M_h^{(N)}. \quad (5)$$

Для ряда полупроводников, например для Ge, Si, InP, In_{0.53}Ga_{0.47}As, GaAs, GaP, справедливо приближенное соотношение между α и β [19]. Оно позволяет вывести аналитические выражения для M_e и M_h [8] в p - n -гомопереходе, находящиеся в количественном согласии с проведенными ранее числовыми расчетами [20] и экспериментальными данными [21–26]. Следуя работе [8], с помощью этого соотношения можно получить, что

$$M_e^{(W)} = \frac{K_W(E_W) - 1}{K_W(E_W) - G_W}, \quad M_h^{(N)} = \frac{K_N(E_N) - 1}{K_N(E_N) - G_N} G_N, \quad (6)$$

где $K_{N,W}(E)$ — отношение β к α в N - и W -слоях, а

$$G_{N,W} = \exp \left\{ \Phi \left(\varepsilon_{N,W}; \mathcal{E}_g^{(N,W)}; N_{N,W}; E_{N,W} \right) \ln(K_{N,W}(E_{N,W})) \right\}. \quad (7)$$

При определении возможных значений \varkappa достаточно ограничиться приближениями Вольфа (W) [27] и Шокли (Sh) [28] для энергетического распределения носителей (предельные случаи сильного и слабого полей [3–6,29]).

W. Рассеяние энергии носителей на фононах несущественно [3–6,27,29], что означает $\rho = 1$, а следовательно, $\varkappa = 2$.

Sh. Так как при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_l$ сечение ударной ионизации обычно очень резко растет с увеличением \mathcal{E} [3–6], то дырки при достижении пороговой энергии практически сразу же и совершают ионизации. Это позволяет записать:

$$r = \frac{\int_{\mathcal{E}_{ih}^{(N)} - \Delta\mathcal{E}_v}^{\mathcal{E}_{ih}^{(W)}} f(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\int_0^{\mathcal{E}_{ih}^{(W)}} f(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}, \quad J_{bal}(x) = J_{bal}(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_h^{(N)}}\right) \frac{F(x)}{F(0)}, \quad (8)$$

где

$$f(\mathcal{E}) = \exp\left\{-\mathcal{E}/\lambda_h^{(W)} E\right\}, \quad F(x) = \int_0^{\tilde{\mathcal{E}}(x)} f(\mathcal{E}) d\mathcal{E},$$

$$\tilde{\mathcal{E}}(x) = \mathcal{E}_{ih}^{(N)} - \Delta\mathcal{E}_v - E_{yx}, \quad (9)$$

$\mathcal{E}_{ih}^{(N,W)}$ — пороговые энергии ионизации для дырок в N - и W -материалах. Во 2-м из соотношений (8) 2 и 3-й множители характеризуют уменьшение баллистического потока дырок за счет рассеяния их на фононах и совершенных ими актами ударной ионизации соответственно. Из выражений (8), (9) и неравенства $f(\mathcal{E}_{ih}^{(N)} - \Delta\mathcal{E}_v) \ll f(0)$ можно получить, что

$$r = \exp\left(-\frac{\varepsilon_W}{\varepsilon_N} \frac{\mathcal{E}_{ih}^{(N)} - \Delta\mathcal{E}_v}{q\lambda_h^{(W)} E_N}\right), \quad \rho = -\frac{r - r^a}{a - 1}, \quad a = \frac{\varepsilon_N \lambda_h^{(W)}}{\varepsilon_W \lambda_h^{(N)}}. \quad (10)$$

Полученные выше выражения позволяют в явном виде выразить N_N через $E_B^{(N)}$ и тем самым легко определить зависимость $E_B^{(N)}$ от N_N . Из рис. 1 видно, что ошибка в значении $E_B^{(N)}$ за счет пренебрежения размножением носителей в W -слое растет, естественно, с увеличением N_N и уже при $N_N = N_W$ составляет примерно 20%. Это приводит к тому, что на основе условия (1) даже по порядку величины нельзя оценить коэффициенты размножения носителей, причем увеличение $\mathcal{E}_g^{(W)}$ может ухудшить (даже на порядки) положение (рис. 2). Аналогичная ситуация имеет место и для туннельных токов в условиях лавинного размножения носителей.

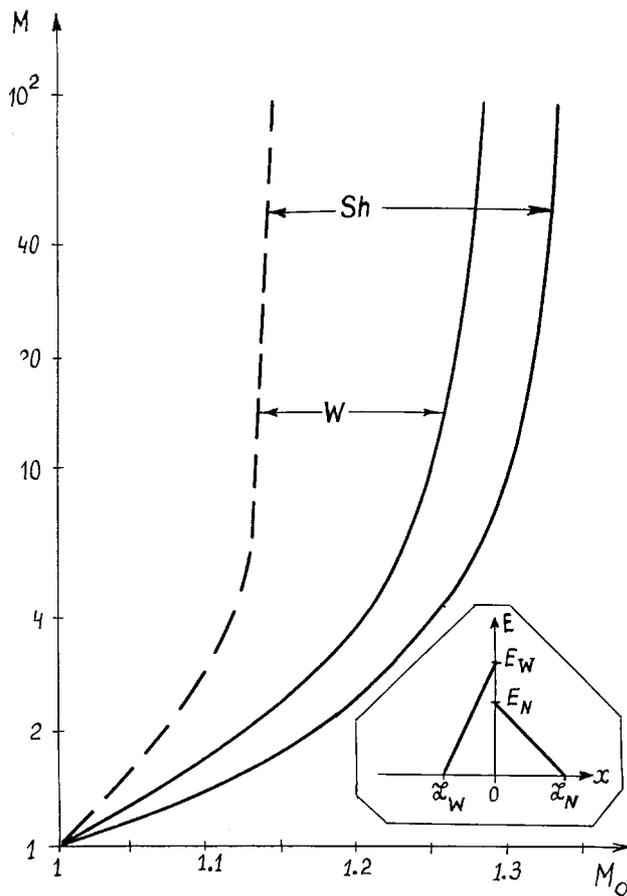


Рис. 2. Зависимость коэффициента размножения носителей M в GaAs/Ge и GaP/Ge p - n -гетеропереходах от коэффициента размножения M_0 , вычисленного без учета размножения носителей в широкозонной (W) части (n -типа) гетеропереходов. W и Sh — приближения Вольфа и Шокли функции распределения носителей по энергиям соответственно. Принято: концентрации легирующих примесей в W - и N -слоях равны 10^{15} см^{-3} ; значения остальных параметров те же, что и на рис. 1. На вставке изображено распределение напряженности электрического поля $E(x)$ в области пространственного заряда (ОПЗ), где \mathcal{L}_N и \mathcal{L}_W — толщины ОПЗ в N - и W -слоях p - n -гетероперехода соответственно.

Список литературы

- [1] *Sze S.M., Gibbons G.* // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. № 5. P. 111–113.
- [2] *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 455 с.
- [3] *Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1968. 480 с.
- [4] *Stillman G.E., Wolf C.M.* Semiconductors and Semimetals / Ed R.K. Willardson, A.C. Beer. N.Y.–San-Franc.–L.: Acad. Pr., 1977. V. 12. P. 291–393.
- [5] *Грехов И.В., Серезжкин Ю.Н.* Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [6] *Техника оптической связи. Фотоприемники* / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [7] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 15. С. 1349–1355.
- [8] *Холоднов В.А.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 6. С. 1051–1063.
- [9] *Холоднов В.А.* // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 53–55.
- [10] *Осипов В.В., Холоднов В.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 1. С. 80–91.
- [11] *Холоднов В.А.* // Оптический журнал. 1996. № 6. С. 42–48.
- [12] *Родо М.* Полупроводниковые материалы. М.: Металлургия, 1971. 232 с.
- [13] *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [14] *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 2. 366 с.
- [15] *Милнс А., Фойхт Д.* Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. М.: Мир, 1975. 432 с.
- [16] *Шарма Б.Л., Пурохит Р.К.* Полупроводниковые гетеропереходы. М.: Сов. радио, 1979. 232 с.
- [17] *Осипов В.В., Холоднов В.А.* // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2078–2081.
- [18] *Арцис Н.Х., Холоднов В.А.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 1. С. 151–159.
- [19] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 551–556.
- [20] *Leguerre R., Urgell J.* // Solid. St. Electron. 1976. V. 19. № 10. P. 875–881.
- [21] *Miller S.L.* // Phys. Rev. 1955. V. 99. № 4. P. 1234–1241.
- [22] *Шотов А.П.* // ЖТФ. 1958. Т. 28. № 3. С. 437–446.
- [23] *Bogdanov S.V., Kravchenko A.B., Plotnicov A.F., Shubin V.E.* // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. № 1. P. 361–368.
- [24] *Stillman G.E., Cook L.W., Tabatanaie N., Bulman G.E., Robbins V.M.* // IEEE Trans. on Electron Devices. 1983. V. ED-30. № 4. P. 364–381.
- [25] *Vaertsch R.D.* // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. № 11. P. 4267–4274.
- [26] *Гаврюшко В.В., Косогов О.В., Лебедев В.Д.* // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2351–2354.
- [27] *Wolf P.A.* // Phys. Rev. 1954. V. 95. № 6. P. 1415–1420.
- [28] *Shockley W.* // Solid-State Electron. 1961. V. 2. № 1. P. 35–67.
- [29] *Baraff G.A.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. № 6. P. 2507–2517.