

01;06

Феноменологическая модель аномального поведения лавинного шум-фактора в структурах типа металл–диэлектрик–полупроводник

© Н.Е. Курочкин, В.А. Холоднов

Государственное унитарное предприятие НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 25 сентября 1998 г.

Предложена модель для объяснения экспериментально наблюдавшегося эффекта: падения лавинного шум-фактора F с ростом среднестационарного коэффициента умножения носителей $M = \langle \tilde{M} \rangle$ в структурах типа металл–диэлектрик–полупроводник (МДП). Основа модели — задержка носителей на гетерогранице (ГГ) за счет захвата либо в потенциальную яму, либо на поверхностные состояния. Результаты расчета численно соответствуют экспериментальным данным.

В работах [1–3] экспериментально обнаружено, что в структурах типа МДП на основе Si p -типа F , начиная с $M = 10^2$ – 10^3 , не увеличивается (даже падает) при увеличении M . Такое поведение F парадоксально: казалось бы, за счет случайного характера акта ударной ионизации F должен всегда расти с ростом M [4–7]. В [1–3] лавину инициируют втекающие в область размножения (ОР) электроны. Поэтому при $M \gg 1$, согласно классической работе [4], следовало ожидать, что $F \cong kM$ и растет с ростом M , где $k(E) \equiv \beta/\alpha$ — монотонно возрастающая функция напряженности электрического поля $E \equiv \langle \tilde{E} \rangle$ [5–11], α и β — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок. Согласно же данным экспериментов [1–3], $F \ll kM$ при достаточно больших M . Ниже показано, что такое действительно может быть.

Наша модель аномальной зависимости $F(M)$ не связана с флуктуациями потенциала вдоль гетерограницы ГГ [1–3]. Ее основа — захват на некоторое время электронов или потенциальной ямой вблизи ГГ (в SiO₂/Si и TiO₂/Si [1,2] такая яма есть, рис. 1, a), или поверхностными состояниями [12]. При нахождении поверхностной плотности захвачен-

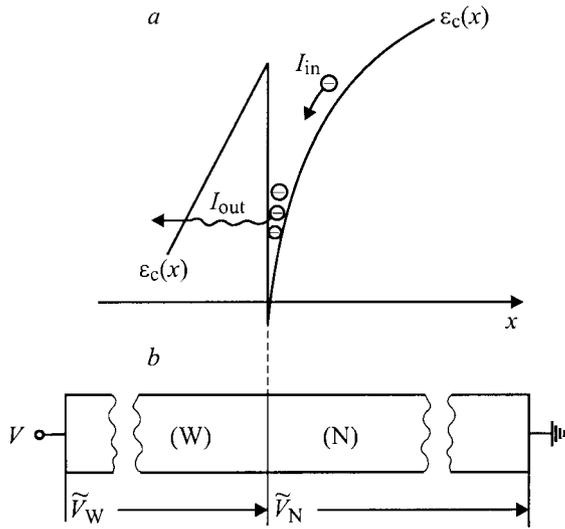


Рис. 1. Энергетическая диаграмма $\varepsilon_c(x)$ дна зоны проводимости структуры вблизи гетерограницы (а); электрическая схема (b).

ных носителей \tilde{N}_s используем уравнение непрерывности

$$q \frac{d}{dt} \tilde{N}_s = \tilde{I}_{in} - \tilde{I}_{out}, \quad (1)$$

где $\tilde{I}_{in} = \tilde{M}\tilde{I}_1$ и $I_{out} = q\tilde{N}_s/\tau$ — плотности токов электронов, соответственно подтекающих к ГГ из ОР узкозонного (N) слоя и втекающих в широкозонный (w) слой (рис. 1, а); \tilde{I}_1 — плотность тока при $M = 1$; τ — характерное время освобождения захваченных носителей; q — заряд электрона.

Напряжение на структуре $V = \tilde{V}_W + \tilde{V}_N$ складывается из напряжений на W - и N -слоях \tilde{V}_W и \tilde{V}_N (рис. 1, b). В режиме короткого замыкания (рис. 1, b), считая, что N -слой легирован однородно [1–3], а \tilde{E} в W -слое при больших M определяется в основном зарядом $q\tilde{N}_s$ [10,12,13], можно записать:

$$V_N \frac{\delta E_N}{E_N} = -V_W \frac{\delta N_s}{N_s}, \quad (2)$$

где δE_N и δN_s — малые (флуктуационные) отклонения от среднестационарных значений $\langle \tilde{N}_s \rangle \equiv N_s$ и $\langle \tilde{E}_N \rangle \equiv E_N$ (\tilde{E}_N — поле в N -слое

вблизи ГГ); $V_N = \langle \tilde{V}_N \rangle$, $V_W = \langle \tilde{V}_W \rangle$. Положительная флуктуация $\delta N_s > 0$, как это видно из (2), уменьшает (за счет экранирования зарядом $-q \cdot \delta N_s < 0$ [13,22]) поле в N -слое ($\delta E_N < 0$) и, как следствие, понижает интенсивность лавинного процесса.

Поскольку α и β резко падают при уменьшении E и увеличении ширины запрещенной зоны [5–11,14], а $E(x)$ спадает в глубь N -слоя, то допустим, что размножение носителей происходит лишь в узкой части области пространственного заряда (ОПЗ) N -слоя вблизи ГГ (приближение δ -функции [15]). В этом приближении, используя соотношение Рида [16]

$$\tilde{I}(t) = \frac{1}{\mathcal{L}} \int_{\text{ОПЗ}} [\tilde{I}_n(t, x) + \tilde{I}_p(t, x)] dx, \quad (3)$$

где \tilde{I}_n и \tilde{I}_p — плотности электронного и дырочного токов в ОПЗ, \mathcal{L} — ее толщина, и пренебрегая малым потоком носителей, втекающих из W -слоя в N -слой, при $M \gg 1$ можно получить, что плотность тока во внешней цепи

$$\tilde{I}(t) = \frac{1}{T} \left(\int_{t-T_N}^t \tilde{I}_n(t') dt' + \int_{t-T_W}^t I_{out}(t') dt' \right), \quad (4)$$

где $T = T_N + T_W$, T_N и T_W — времена пролета дырками и электронами ОПЗ и W -слоя соответственно. Соотношения (2) и (4) позволяют записать $\tilde{I}(t)$ в виде линейного функционала от $\delta N_s(t')$, усредненного по времени T . Это означает, что чем меньше время релаксации флуктуационных отклонений τ_r по сравнению с T , тем меньше флуктуации тока во внешней цепи.

При больших M время τ_r уменьшается с ростом M . Действительно, из линеаризованного уравнения (1) и соотношения (2), представив функцию $M(V)$ в форме Миллера [17–19]

$$M = \frac{1}{1 - (V_N/V_{NB})s_n(V_N)}, \quad (5)$$

можно получить, что при $M \gg 1$

$$\frac{d}{dt} \delta N_s = -\frac{\delta N_s}{\tau_r}, \quad \tau_r = \frac{\tau}{1 + (V/V_{NB} - 1)s_{nB}M}, \quad (6)$$

где V_{NB} — напряжение пробоя N -слоя [5–10,18,19]; $s_n(V_N)$ — показатель степени при втекании в ОР электронов; s_{nB} — значение s_n при

$V_N \rightarrow V_{NB}$, численно рассчитанное в [20]. Аналитические выражения для показателя степени (также и при втекании в ОР дырок), количественно согласующиеся с результатами работы [20] и экспериментальными данными [17,21–25], выведены в работах [18,19]. Уменьшением τ_r с ростом M и обусловлена аномальная зависимость F от M при больших значениях M .

Спектр флуктуаций \tilde{N}_s при отсутствии корреляции между лавинным шумом и шумом втекающих в W -слой электронов есть сумма соответствующих спектральных шумов [4–7], умноженная на динамическую функцию системы [5,26]. Поэтому, используя уравнение (6), получим, что

$$\begin{aligned} \langle (\delta N_s)^2 \rangle(\omega) &= (2qI_0kM^3 + 2qI_{out}) \frac{\tau_r^2}{(1 + \omega^2\tau_r^2)q^2} \\ &= \frac{2I_0M^2}{q} \cdot (kM + M^{-1}) \frac{\tau_r^2}{1 + \omega^2\tau_r^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Дисперсию процессов типа $\tilde{i}(t) = (q/T) \cdot \int_{t-T}^t [\tilde{n}(t')/\tau_r] dt'$ можно описать известным выражением Макдональда [26]

$$\langle (\tilde{i} - \langle \tilde{i} \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{\pi T} \cdot \left(\frac{q}{\tau_r} \right)^2 \int_0^\infty \frac{\langle (\delta n)^2 \rangle(\omega)}{\omega^2} \cdot [1 - \cos(\omega T)] d\omega. \quad (8)$$

Если $T_N \ll T_W$ [3,27], то 1-м членом в (4) можно пренебречь. Тогда при

$$M \gg M_a \equiv \frac{V_{NB}}{S_{nB}V_W}, \quad (9)$$

учитывая, что в рассматриваемых условиях, как это следует из [18,19],

$$S_{nB} = \frac{4k_B \ln k_B}{k_B - 1}, \quad (10)$$

можно получить:

$$F \equiv \frac{\langle (\delta I)^2 \rangle}{\langle \tilde{I} \rangle^2} \cong \frac{k_B}{S_{nB}} \frac{V_{NB}}{V_W} = \frac{k_B^{-1}}{4 \ln k_B} \frac{V_{NB}}{V - V_{NB}}, \quad (11)$$

где k_B — значение k вблизи гетерограницы при $V_N \rightarrow V_{NB}$.

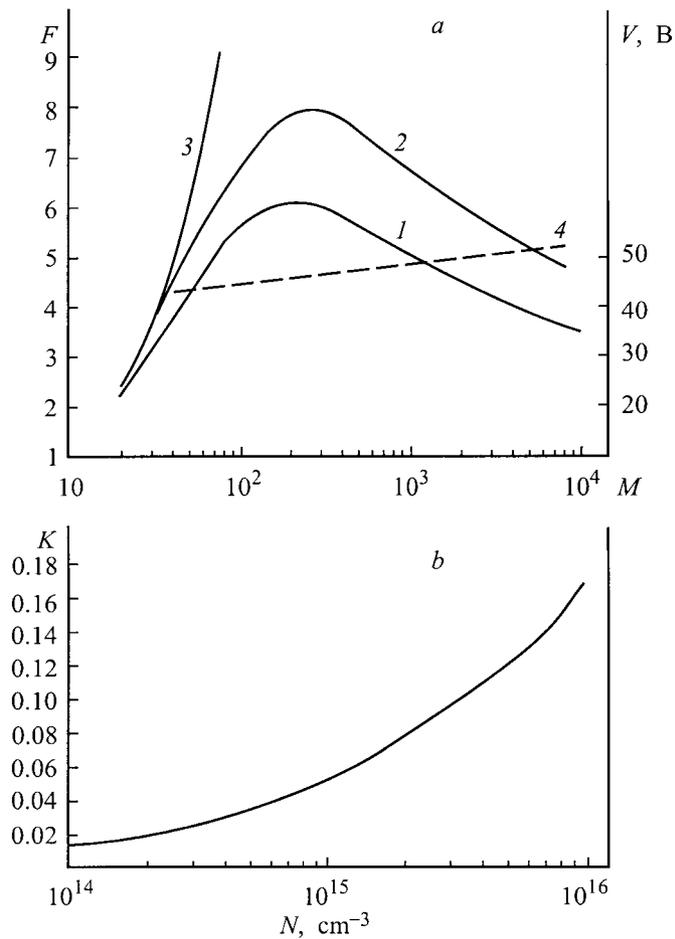


Рис. 2. *a* — теоретическая (1) и экспериментальная (2, [3,27]) зависимости лавинного шум-фактора F от коэффициента умножения носителей M для гетероструктуры SiC/Si. Приведены также использованная при расчете $F_{th}(M)$ экспериментальная зависимость M от приложенного к структуре напряжения V (3, [3,27]) и зависимость $F(M)$ согласно общеизвестному соотношению Макинтайра [4–7] (4). *b* — использованная при расчете $F_{th}(M)$ зависимость отношения k_B дырочного коэффициента ударной ионизации к электронному в кремнии вблизи гетерограницы от концентрации мелких легирующих акцепторов N_A при $V_N \rightarrow V_{NB}$ [7].

Из формулы (11) видно, что F падает с ростом V , т. е. с ростом M .

Приведенные в работах [3,27] экспериментальные зависимости $M(V)$ и $F(M)$ для гетероструктур SiC/Si (рис. 2, *a*) позволяют численно сравнить выводы предложенной выше теории с данными эксперимента. При расчете была использована зависимость k_B от концентрации мелких легирующих акцепторов N_A в Si, представленная на рис. 2, *b* [7]. Из рис. 2, *a* видно, что результаты нашего расчета будут находиться в удовлетворительном количественном согласии с экспериментальными данными, если принять $N_A \cong 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Такое значение N_A соответствует уровню легирования кремния в экспериментальных структурах работ [3,27]. Примерно те же значения $F(M)$, что и в [3,27], наблюдались в работе [1]. Несколько меньшее теоретическое значение $F = F_{th}$ по сравнению с экспериментальным $F = F_{ex}$ можно объяснить следующими причинами.

Во-первых, в реальной ситуации показатель степени s_B в соотношении Миллера при $V_N \rightarrow V_{NB}$ меньше, чем дает формула (10) [18,19]. Это вызвано способностью дырок также производить ударную ионизацию, что при отсутствии их инжекции из W - в N -слой приближение δ -функции [15] в принципе не может учесть. Во-вторых, при наличии таковой инжекции даже приближение δ -функции приводит к значению $s_B < s_{nB}$ [15,18,19] (в случае заметной инжекции s_B может быть до 4 раз меньше, чем s_{nB} [18,19]). В-третьих, при нашем рассмотрении пренебрегалось размножением носителей в W -слое, что (как и пренебрежение размножением носителей в высоколегированной части резко асимметричного p - n -гомоперехода [28]) не всегда допустимо даже при больших различиях в ширинах запрещенных зон W - и N -слоев [29]. Возможно, последними двумя причинами обусловлено примерно в три раза большее значение $F_{ex}(M)$ работы [2] по сравнению со значениями $F_{ex}(M)$ работ [1,3,27] (отметим также, что при $N_A > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [2] само значение s_{nB} падает с ростом N_A [18,19]).

Список литературы

- [1] Бурбаев Т.М., Кравченко В.В., Курбатов В.А., Шубин В.Э. // Краткие сообщения по физике. 1990. № 4. С. 19–21.
- [2] Болтаев А.П., Бурбаев Т.М., Калюжная Г.А. и др. // ФТП. 1995. Т. 29. В. 7. С. 1220–1225.
- [3] Vacchetta N., Bisello D., Sadygov Z. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. (A). 1997. V. 387. N 1–2. P. 225–230.

- [4] *McIntere R.J.* // J. IEEE Trans. Electron. Devices. 1966. V. ED-13, N 1. P. 164–168.
- [5] *Tager A.C., Вальд-Перлов В.М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1968. 480 с.
- [6] *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.
- [7] *Техника оптической связи. Фотоприемники* / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [8] *Sze S.M., Gibbons G.* // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. N 5. P. 111–113.
- [9] *Грехов И.В., Серезжин Ю.Н.* Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [10] *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 455 с.
- [11] *Кузьмин В.А., Крюков Н.Н., Кюрегян А.С., Мнацеканов Т.П.* // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735–738.
- [12] *Nicollian E.H., Brews J.R.* MOS Physics and Technology. N.Y.: Willey, 1982. 908 p.
- [13] *Осинов В.В., Панкратов А.А., Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1889–1895; ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1148–1155;
- [14] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 6. С. 551–556.
- [15] *Арцис Н.Х., Холоднов В.А.* // РиЭ. 1984. Т. 29. № 1. С. 151–159.
- [16] *Read W.T.* // Bell System Tech. 1958. V. 37. N 2. P. 401–446.
- [17] *Miller S.L.* // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 4. P. 1234–1241.
- [18] *Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 15. С. 1349–1355.
- [19] *Холоднов В.А.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 6. С. 1051–1063.
- [20] *Leguerre R., Urgell J.* // Solid. St. Electron. 1976. V. 19. N 10. P. 875–881.
- [21] *Шотов А.П.* // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 3. С. 437–446.
- [22] *Bogdanov S.V., Kravchenko A.B., Plotnicov A.F., Shubin V.E.* // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. N 1. P. 361–368.
- [23] *Stillman G.E., Cook L.W., Tabatanaie N., Bulman G.E., Robbins V.M.* // IEEE Trans. on Electron Devices. 1983. V. ED-30. N 4. P. 364–381.
- [24] *Vaertsch R.D.* // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 4267–4274.
- [25] *Гаврюшко В.В., Косогов О.В., Лебедев В.Д.* // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2351–2354.
- [26] *Букингом М.* Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986. 400 с.
- [27] *Садыгов З.Я.* Физические процессы в лавинных фотоприемниках на основе структуры кремний–широкозонный слой. (Дисс. на соискание учен. степ. д.ф.-м.н.). М.: МИФИ, 1997. 136 с.
- [28] *Холоднов В.А.* // Оптический журнал. 1996. В. 6. С. 53–55.
- [29] *Холоднов В.А., Курочкин Н.Е.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 17. С. 9–15.