

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Намаянас А. М., Пожела Ю. К., Тамашевичус А. В.

Методом численного моделирования проведен анализ микроплазменной неустойчивости в полупроводниках. Рассмотрены временные, интегральные и спектральные характеристики микроплазменного шума в низкоомной и высокоомной цепях. В рамках единой статистической модели лавинного размножения носителей в условиях ударной ионизации качественно объяснены основные закономерности поведения микроплазмы как в постоянном, так и в переменном высокочастотном полях. Приведены конкретные примеры характеристик для микроплазмы с напряжением пробоя 8 В.

1. В полупроводниках с неоднородно распределенными примесями, концентрирующимися, например, вокруг дислокаций, при приложении электрического напряжения возникают локализованные микронные области повышенной ионизации [1]. Эти области, называемые микроплазмами, являются электрически неустойчивыми. Из-за малых размеров ($\sim 10^{-12}$ см³) флуктуации числа свободных носителей и коэффициента ударной ионизации приводят к статистическим всплескам и затуханиям микроплазм. Ток через микроплазму имеет вид случайного «телеграфного» сигнала с хаотически меняющимися длительностями импульсов и пауз между ними. Микроплазменная неустойчивость в основном наблюдается в обратном смещенных $p-n$ -переходах в начальном участке лавинного пробоя [2].

Несмотря на то что исследованию микроплазменной неустойчивости посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, существуют вопросы, требующие более подробного рассмотрения. Например, частотный спектр «телеграфных» импульсов тока, наблюдаемых в низкоомной цепи, хорошо описывается аналитически [3]. В то же время для спектра пилообразных колебаний напряжения, наблюдаемых в высокоомной цепи, аналитического выражения не существует. В той же работе [3] отмечено, что из-за зависимости вероятности включения p_{01} от напряжения, а в этом случае и от времени спектр шумового напряжения $S_u(f)$ не связан каким-либо простым способом со спектром шумового тока $S_i(f)$. Действительно, экспериментально установлено, что ширина спектра $S_u(f)$ (при максимальном интегральном уровне) на порядок превышает ширину спектра $S_i(f)$ [4]. Более того, в спектре $S_u(f)$ вблизи верхней границы ярко выделяется положительный «горб» [4, 5], выступающий почти в 2 раза над низкочастотной частью.

Недавно экспериментально обнаружен эффект высокочастотного (ВЧ) стимулирования микроплазменного шума внешним периодическим полем [6]. Эффект заключается в существенном расширении (на 2 порядка) спектра шумового тока в сторону высоких частот при воздействии дополнительно к постоянному смещению синусоидального ВЧ напряжения. Очевидно, что при внешнем периодическом воздействии, как и в случае пилообразных автоколебаний, вероятность включения микроплазмы оказывается функцией времени $p_{01}(t)$, что затрудняет аналитическое рассмотрение.

Решение поставленных задач может быть выполнено методом численного моделирования микроплазменных процессов.

2. Эквивалентная схема микроплазмы показана на рис. 1. Штриховым контуром ограничены элементы $p-n$ -перехода с микроплазмой, а сопротивление R относится к внешней цепи. В схеме C обозначает зарядную емкость $p-n$ -перехода. Величина r_g представляет собой сопротивление микроплазмы, меняющееся в зависимости от числа пар свободных носителей N : $r_g(N) = r_1/N$, где r_1 — сопротивление микроплазмы при $N=1$. Последовательное сопротивление r_s отражает причины, ограничивающие лавинное размножение носителей, т. е. сопротивление растекания, депрессирующее действие пространственного заряда подвижных носителей, а также уменьшение вероятности ионизации в условиях саморазогрева микроплазмы [2]. Очевидно, что напряжение на микроплазме U_g и ток через нее I зависят от числа пар N следующим образом:

$$U_g(N) = \frac{U}{1 + \varepsilon N}, \quad I(N) = \frac{U - U_g(N)}{r_s}, \quad \varepsilon = \frac{r_s}{r_1}. \quad (1)$$

В свою очередь U зависит от внешней цепи. При малых сопротивлениях нагрузки ($R \ll r_g + r_s$) напряжение U постоянно и равно напряжению источника V . В случае произвольного значения R напряжение U находится из уравнения

$$C \frac{dU}{dt} = \frac{V - U}{R} - I(N), \quad (2)$$

т. е. напряжение на емкости также является функцией числа пар носителей в микроплазме.

Таким образом, задача определения временных спектральных и других характеристик микроплазменной неустойчивости сводится к нахождению числа пар носителей как функции времени: $N = N(t)$.

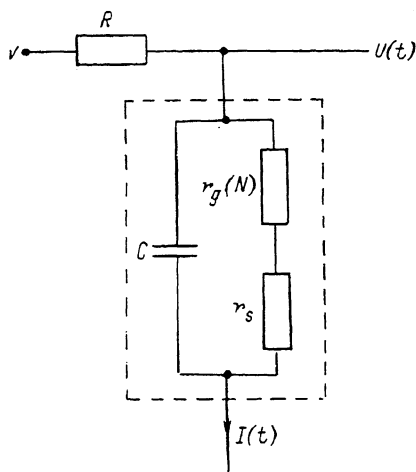


Рис. 1. Эквивалентная схема микроплазмы в $p-n$ -переходе.

3. Вместо непрерывной функции $N(t)$ удобно рассматривать эволюцию «поколений» [7], т. е. дискретную последовательность числа пар N_k , находящихся в $p-n$ -переходе в адекватные моменты времени: $N_k = N(k\tau)$, где τ — время пролета через $p-n$ -переход, $k=0, 1, 2, \dots$. Попадание в микроплазму первичных, запускающих лавину носителей независимо от конкретного механизма их возникновения является процессом случайным. Вероятность появления m_k первичных носителей за время τ описывается распределением Пуассона

$$P(m_k, \tau) = \frac{\exp(-\nu\tau) (\nu\tau)^{m_k}}{m_k!}, \quad m_k = 0, 1, \dots, \quad (3)$$

где ν — среднее число носителей, попадающих в микроплазменную область за единицу времени вследствие термогенерации или туннелирования. Лавинное размножение носителей в результате ударной ионизации также является процессом статистическим. Вероятность того, что i -й первичный носитель, пройдя $p-n$ -переход, создаст n_i вторичных пар, определяется по формуле Пуассона

$$P(n_i) = \frac{\exp(-\gamma) \gamma^{n_i}}{n_i!}, \quad n_i = 0, 1, \dots, \quad (4)$$

где γ — среднее число ионизационных столкновений (далее, для простоты, параметр γ принимается одинаковым для электронов и для дырок).

Пусть начальное число первичных носителей равно m_0 . Тогда число пар в 1-м поколении

$$N_1 = \sum_{i=1}^{m_0} n_i.$$

При рождении 2-го поколения к первичным носителям m_1 добавляются все пары 1-го поколения N_1 и т. д. Очевидно, что число пар в $(k+1)$ -м поколении выражается следующей суммой:

$$N_{k+1} = \sum_{i=1}^{m_k + N_k} n_i, \quad (N_0 = 0). \quad (5)$$

Величины m_k и n_i являются статистическими. Их значения выдаются генератором случайных чисел (ГСЧ) на ЭВМ с вероятностями (3) и (4) соответственно.

В низковольтных $p-n$ -переходах (в кремнии с напряжением пробоя $U_b \leq 10$ В) преобладающим механизмом генерации первичных носителей является туннелирование. В этом случае частота их появления ν оказывается резкой функцией приложенного напряжения U_g [8]:

$$\nu = \nu_0 \exp\left(a \frac{U_g - U_b}{U_b}\right), \quad (6)$$

где ν_0 и a — постоянные, определяемые параметрами полупроводника. Параметр γ также является экспоненциально зависимым от U_g [8]

$$\gamma = \exp\left(b \frac{U_g - U_b}{U_b}\right), \quad (7)$$

где b — постоянная, определяемая физическими свойствами полупроводника. Из (7) видно, что при $U_g > U_b$ параметр $\gamma > 1$. Согласно (4), (5), лавина при $\gamma > 1$ развивается неограниченно. Сдерживающим фактором является перераспределение напряжения U между микроплазмой и сопротивлением r_s . В результате такого саморегулирования $U_g(N) \rightarrow U_b$, а $\gamma \rightarrow 1$. При этом число пар N статистически колеблется около некоторого квазистационарного значения $N_{ст}$, определяемого равенством $U_g(N_{ст}) = U_b$. Тем не менее возможны и такие флуктуации, после которых $N=0$, т. е. микроплазма выключается:

4. Приведем некоторые оценки параметров для кремниевой искусственной микроплазмы с $U_b = 8$ В [9]: $r_1 \approx 1.5 \cdot 10^8$ Ом, $r_s \approx 1.5 \cdot 10^3$ Ом, $\nu_0 \approx 5 \cdot 10^5$ с⁻¹, $\tau \approx 3 \cdot 10^{-12}$ с, $a \approx 50$, $b \approx 3$. В диапазоне перенапряжений, где вероятности включения¹ и выключения близки между собой (случай максимальной интенсивности микроплазменного шума), $p_{01} \approx p_{10} \approx 5 \cdot 10^5$ с⁻¹. Соответственно средняя длительность пауз $T_0 = p_{01}^{-1}$ и импульсов $T_1 = p_{10}^{-1}$ приблизительно равна 2×10^{-6} с, т. е. среднее число поколений в паузе $k_0 = T_0/\tau$ и в импульсе $k_1 = T_1/\tau$ составляет $\sim 10^6$. Ток в импульсе равен $I_1 = eN/\tau$. Типичному значению $I_1 \approx 50$ мкА соответствует $N \sim 10^3$. Для реализации одной паузы и одного импульса в среднем потребовалось бы $(k_0 + Nk_1) \approx Nk_1 \sim 10^9$ вызовов ГСЧ. Для спектрального анализа шумового сигнала необходимо $\sim 10^2$ импульсов с последующим усреднением по 10 отрезкам. Таким образом, общее число вызовов ГСЧ составило бы $\sim 10^{12}$ (!). Поэтому для расчета на ЭВМ была использована модельная микроплазма с произвольно повышенной частотой появления первичных носителей ($\nu_0 \rightarrow \nu_0^* = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹) и повышенной резкостью лавинного умножения ($b \rightarrow b^* = 30$). Кроме того, в модельной системе искусственно уменьшено число пар $N \rightarrow N^* \approx 10-20$ путем увеличения ограничивающего параметра $\epsilon \rightarrow \epsilon^* = 8 \cdot 10^{-4}$. Такие изменения параметров ν_0 , b и ϵ позволяют сократить время счета в 10^4-10^5 раз. При этом, как будет показано далее, модельная система хорошо отражает качественные свойства реальной микроплазмы.

5. Некоторые примеры временных разверток импульсов тока и колебаний напряжения показаны на рис. 2. Как видно, с ростом приложенного напряжения V длительность телеграфных импульсов увеличивается, а паузы между ними сокращаются в полном соответствии с экспериментом [2, 3]. Результаты моделирования пилообразных колебаний также хорошо согласуются с экспериментальными данными [3].

6. Определение вида вольтамперной характеристики (ВАХ) $p-n$ -перехода в области микроплазменного пробоя является важным для понимания механизма

¹ Для не очень малых перенапряжений $p_{01} \ll \nu$ [8, 9].

неустойчивости. Наличие или отсутствие отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) может качественно изменить представления о природе неустойчивости. В работах [8, 10] показано, что наблюдаемая на опыте S -образность ВАХ не связана с проявлением какого-либо физического механизма ОДС, а обусловлена усреднением во времени шумового напряжения. Усреднение флуктуаций приводит к так называемому «видимому» ОДС. Результаты численного моделирования ВАХ (рис. 3, а) качественно согласуются с экспе-

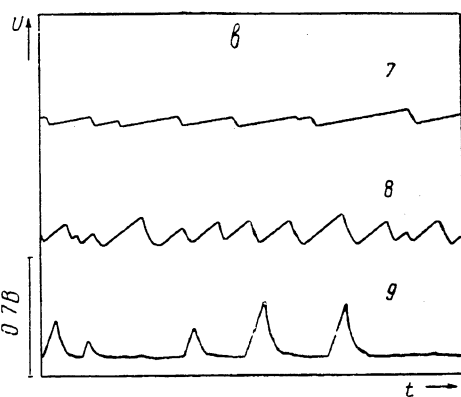
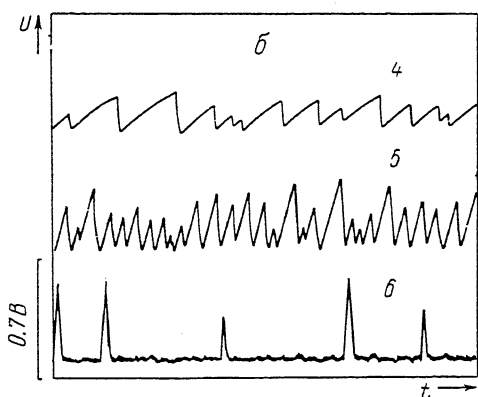
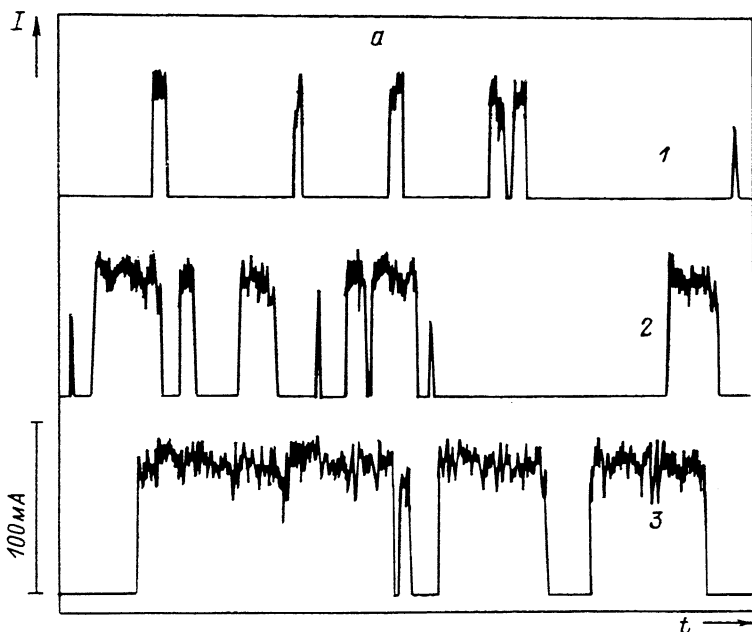


Рис. 2. «Телеграфные» импульсы тока I при $R=0$ (а) и пилообразные колебания напряжения U (б, в).

*RC: б — 2, в — 10. V, B: 1 — 8.090, 2 — 8.106, 3 — 8.116, 4, 7 — 8.5, 5, 8 — 10.0, 6, 9 — 15.0.

риментом. Важно заметить, что эквивалентная схема микроплазмы (рис. 1) не содержит элементов с ОДС, тем не менее демонстрирует S -образную ВАХ. На рис. 3, а рисками отмечена область микроплазменной неустойчивости. Форма ВАХ в этой области отражает токовую зависимость интегрального напряжения шума, показанную на рис. 3, б. Полученные результаты подтверждают вывод о том, что шум является причиной наблюдаемой S -образности ВАХ.

7. Численное моделирование спектров показывает как расширение $S_u(f)$ в сторону высоких частот по сравнению с $S_i(f)$, так и появление подъема спектральной плотности шума на частотах, близких к граничной (рис. 4, а—в). С целью выявления физического механизма, ответственного за указанную особенность в спектре, были проведены дополнительные расчеты, в которых пре-

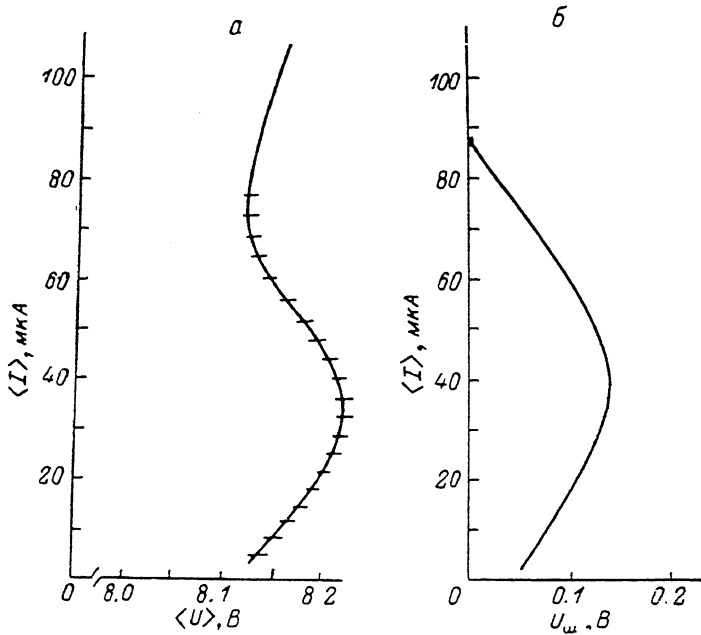


Рис. 3. Усредненная ВАХ $\langle I \rangle = \varphi(\langle U \rangle)$ (а) и зависимость $U_m = (\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2)^{1/2}$ от среднего значения тока $\langle I \rangle$ (б) ($\nu_0^* RC = 2$).

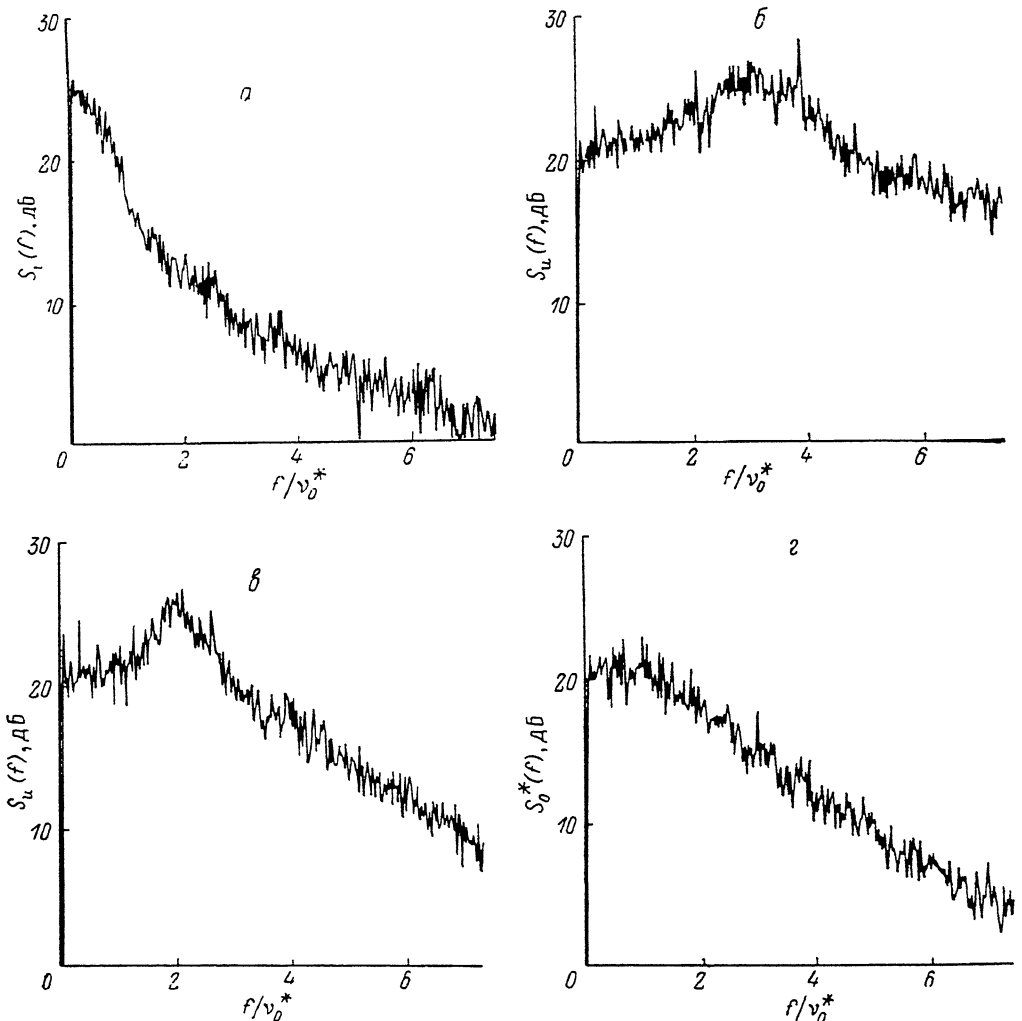


Рис. 4. Спектры микроплазменного шума $S_i(f)$ при $R=0$ (а), $S_u(f)$ (б, в), $S_0^*(f)$ (г).
 $V, В$: а - 8.106, б-г - 10. $\nu_0^* RC$: б - 1, в, г - 2; б, в - $\nu = \nu(U_0)$. г - $\nu = 7\nu^*$.

небрегалось зависимостью скорости генерации первичных носителей от напряжения, т. е. принималось $v = \text{const}$. Полученный таким путем спектр $S_u^*(f)$ (рис. 4, *з*) оказался монотонной функцией без каких-либо подъемов. Таким образом, наблюдаемая в спектре пилообразных колебаний напряжения $S_u(f)$ особенность обусловлена туннельным механизмом возникновения первичных носителей. Сделанный вывод подтверждается экспериментально. Нами обнаружено, что подъем спектра слабее выражен в случае высоковольтных $p-n$ -переходов, в которых роль туннельных эффектов значительно ниже. Например, если для кремниевого $p-n$ -перехода с напряжением пробоя $U_b = 8$ В подъем составляет почти 2 раза над $S_u(0)$, то для $p-n$ -перехода с $U_b = 22$ В он снижа-

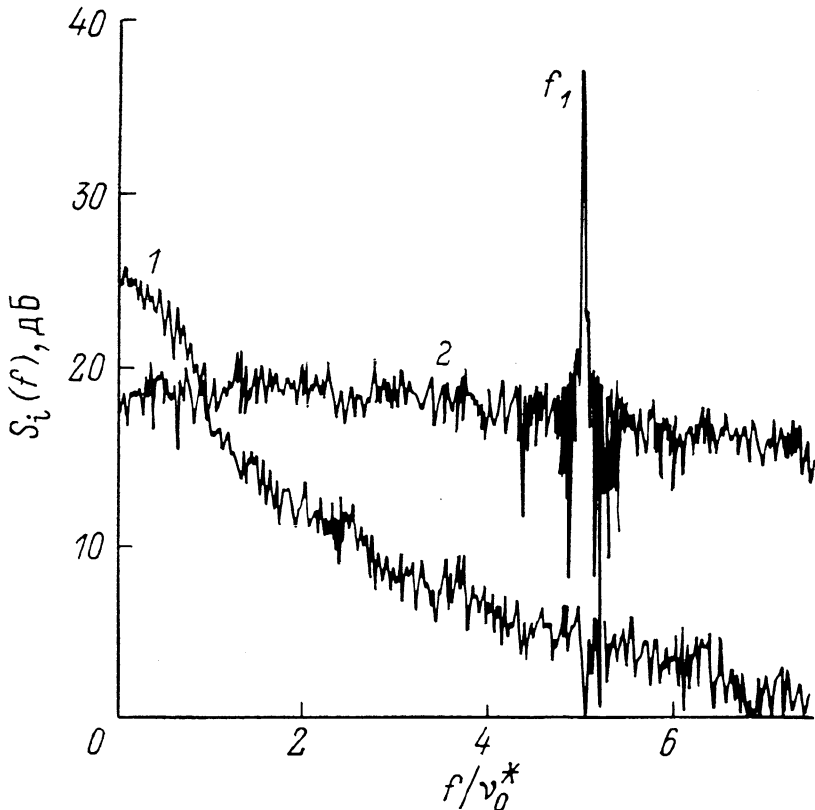


Рис. 5. Спектр микроплазменного шумового тока $S_i(f)$ при ВЧ возбуждении $V = V_0 + V_1 \sin(2\pi f_1 t)$ (2).

$V_0 = 8.10$ В, $V_1 = 0.25$ В, $f_1/v_0^* = 5$. 1 — спектр шумов при $V_0 = 8.106$ В, $V_1 = 0$.

ется до 20 %, а для переходов с $U_b = 100$ В подъем практически отсутствует. К тому же, если предположить, что каждый первичный носитель запускает лавину, нетрудно найти распределение пилообразных импульсов по длительностям, т. е. вероятность появления импульса с длительностью в интервале $(T, T + dT)$:

$$P_1(T) dT = v \exp(-2vT) dT \quad (8)$$

при $v = \text{const}$,

$$P_2(T) dT = v_0 \exp(AT) \exp\left[\frac{2v_0}{A}(1 - \exp(AT))\right] dT, \quad (9)$$

$$A = \frac{a}{RC} \left(\frac{V}{U_b} - 1\right)$$

при $v = v(U_g)$.

Выражение (8) согласуется с результатом, приведенным в работе [8]; плотность вероятности P_1 является монотонной функцией T . В то же время P_2 обладает максимумом при $T_M = A^{-1} \ln(A/2v_0)$, т. е. имеется наиболее вероятная

длительность пилообразных импульсов. Данная особенность в распределении по длительностям, по-видимому, отображается в спектре сигнала $S_n(f)$.

8. Результаты моделирования эффекта ВЧ стимулирования микроплазменного шума, представленные на рис. 5, также хорошо согласуются с экспериментом [6]. Интересно отметить следующее обстоятельство. Оказалось, что в данном случае (в отличие от пилообразных автоколебаний напряжения) зависимость скорости генерации первичных носителей от напряжения $v(U_g)$ не является определяющей в расширении спектра. Такое действительно наблюдается в эксперименте: эффект ВЧ стимулирования имеет место также и в высоковольтных $p-n$ -переходах, в которых $v \approx \text{const}$. Существенной является зависимость числа ионизационных столкновений γ от перенапряжения.

В заключение авторы выражают благодарность Д. Юнявичюсу за помощь в расчетах спектральных характеристик.

Список литературы

- [1] Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М., 1977. 368 с.
- [2] Грехов И. В., Сержкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [3] Champlin K. S. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 7. P. 1039—1050.
- [4] Аладинский В. К. // Автореф. докт. дис. М., 1974.
- [5] Полупроводниковые диоды: параметры, методы измерения / Под ред. Н. Н. Горюнова, Ю. Р. Носова. М., 1968. 304 с.
- [6] Намаюнас А. М., Пожела Ю. К., Тамашявичюс А. В. // Тез. докл. VI Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1986. С. 12—13.
- [7] Аладинский В. К. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1971. № 5. С. 22—28.
- [8] Аладинский В. К., Королев О. В., Саломыкова М. В., Тиммербулатов А. М. // Электрон. техн. Сер. 2. Полупроводн. приборы. 1972. № 4. С. 46—54.
- [9] Аладинский В. К., Дашин В. И., Суцник А. С., Тиммербулатов А. М. // Радиотехн. и электрон. 1973. Т. 18. В. 2. С. 342—349.
- [10] Намаюнас А. М., Пожела Ю. К., Тамашявичюс А. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 760—761.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получена 09.11.1988
Принята к печати 28.04.1989