

УДК 621.382.026.64

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ ДИОДА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ В СТАТИЧЕСКОМ И ДЕТЕКТОРНОМ РЕЖИМАХ

*В. М. Малышев, В. Г. Усыченко*

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование шумов ДБШ при постоянном смещении и в режиме детектирования. Предложена эквивалентная шумовая схема диода. Объяснен механизм снижения флуктуаций тока детектора, обусловленный автодетектированием СВЧ напряжения, модулированного противофазно шумам среднего тока. Показано, что с увеличением тока быстро растет влияние флуктуаций сопротивления базы. Шумовое поведение диода в статике и динамике различно.

Для построения высокочувствительных детекторов на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) необходимо знать шумовое поведение диодов и детекторов во фликкерной области. В большинстве экспериментальных работ шумы ДБШ измеряются при постоянном внешнем смещении [1-5]. В меньшей мере изучены флуктуационные характеристики в режиме детектирования СВЧ сигнала. В работе [6] показано, что уровень фликкерных шумов тока ДБШ возрастает при переходе от статического режима к детекторному. Это объясняется снижением электронной проводимости диода вследствие модуляции коэффициента отражения СВЧ волны от ДБШ. Однако в [6] не в полной мере учитывались модуляция ВЧ гармоник тока шумами диода и эффекты, вызванные их автодетектированием. В настоящей работе эти явления учтены, что позволило получить лучшее согласие теории с экспериментом.

### 1. ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

Внесем в модель ДБШ, предложенную в [6], следующие дополнения.

1. Для учета неэкспоненциальности ВАХ выделим, как это сделано, например, в [7], нелинейную и линейную части проводимости диода. Нелинейная — проводимость перехода ДБШ, линейная — проводимость базы диода, включающая и проводимость его контактов. Полагаем проводимость диода активной, т. е. диод работает на частотах, на которых сопротивление емкости перехода значительно больше сопротивлений перехода и базы. В этом приближении напряжение на диоде записывается в виде  $u = u_n + ir$ , где  $u_n$  — падение напряжения на переходе,  $i = i(u_n)$  — ток диода,  $r$  — сопротивление базы.

2. Под источниками НЧ шума, сосредоточенными в нелинейной части диода, формально будем понимать флуктуации  $\delta x_i(t)$  некоторых параметров  $x_i$ , определяющих ток  $i = i(u_n, \mathbf{x})$  через переход. Здесь  $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_N)$  — вектор флуктуирующих параметров. Введем также флуктуации сопротивления базы  $\delta r(t)$ . Полагая все случайные отклонения малыми, найдем флуктуации тока, вызванные действием названных источников шума:

$$\delta i(t) = G\delta u(t) + \delta i_\Phi(t). \quad (1)$$

Здесь  $\delta i_\Phi(t) = \sum_{i=1}^N b_i \delta x_i(t) + \rho \delta r(t)$  — флуктуации тока диода в режи-

ме короткого замыкания по переменной составляющей, т. е. при  $\delta u(t) = 0$ ;  $\delta u(t)$  — флуктуации напряжения на диоде;

$$G = \frac{\partial i}{\partial u} = \frac{\partial i / \partial u_n}{1 + r \partial i / \partial u_n}, \quad b_i = \frac{\partial i / \partial x_i}{1 + r \partial i / \partial u_n}, \quad \rho = iG. \quad (2)$$

3. Источником питания является постоянная (в статическом режиме) или гармоническая (в детекторном режиме) ЭДС  $E$ , подключенная к диоду через линейный пассивный четырехполюсник  $K$  (см. рис. 1а), содержащий как внутреннее сопротивление источника питания, так и различные элементы включения диода в схему (в частности, последовательно включенное с ним сопротивление нагрузки  $R_H$ ). Такое представление позволяет единым образом описать различные режимы работы диода, используя связь между спектрами входного  $I_1(\Omega)$ ,  $V_1(\Omega)$  и выходного  $I_2(\Omega)$ ,  $V_2(\Omega)$  сигналов. Для анализа удобно использовать  $F$ -представление четырехполюсника [8], которое в спектральной форме запишется следующим образом:

$$I_1(\Omega) = F_{11}(\Omega) V_1(\Omega) + F_{12}(\Omega) I_2(\Omega), \quad (3)$$

$$V_2(\Omega) = F_{21}(\Omega) V_1(\Omega) + F_{22}(\Omega) I_2(\Omega).$$

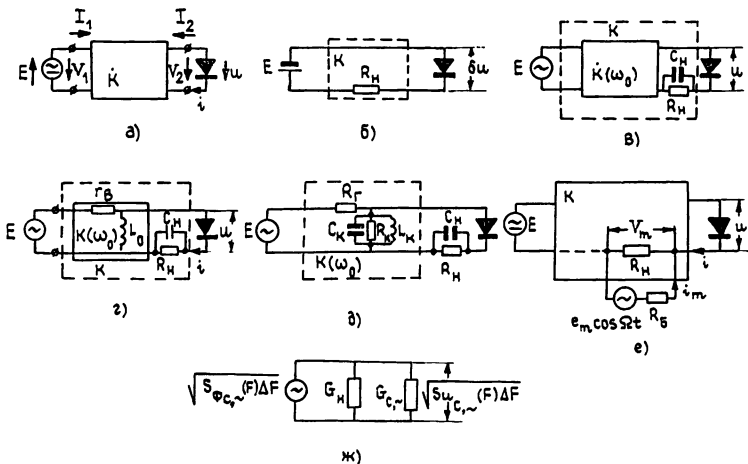


Рис. 1.

Из рис. 1а имеем  $V_1(\Omega) = -E(\Omega)$ ,  $I_2(\Omega) = -i(\Omega)$ ,  $V_2(\Omega) = u(\Omega)$ . Полагая внешнюю ЭДС  $E$  нефлуктуирующей, из второго уравнения четырехполюсника получим флуктуации напряжения на диоде, выраженные в спектральной форме,

$$\delta u(\Omega) = -F_{22}(\Omega) \delta i(\Omega). \quad (4)$$

На основе (3)  $F_{22}(\Omega)$  определяется при закороченном входе, т. е. при  $E=0$ . Применяя преобразование Фурье к уравнению (1), в котором  $G$ ,  $b_i$ ,  $\rho$  либо постоянные (в статике), либо периодические (в динамике) функции частоты  $\omega_0$  внешнего сигнала, рассматривая, для простоты, в области перехода только один источник шума  $\delta x$ , с учетом (4) получим основное флуктуационное уравнение

$$\delta i(\Omega) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m F_{22}(\Omega - m\omega_0) \delta i(\Omega - m\omega_0) = \delta i_\Phi(\Omega). \quad (5)$$

В нем

$$\delta i_\Phi(\Omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_m \delta x(\Omega - m\omega_0) + \rho_m \delta r(\Omega - m\omega_0)]. \quad (6)$$

Здесь  $G_m, b_m, \rho_m$  —  $m$ -е коэффициенты разложения функций  $G, b, \rho$  в ряд Фурье. Энергетический спектр флуктуаций тока для области положительных физических частот определяется выражением [9]  $S_i(F) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{4}{T} |\overline{\delta i(\Omega)}|^2$ , где  $F = \Omega/2\pi$ , а черта сверху означает усреднение по всем реализациям.

## 2. РЕШЕНИЕ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ В ОБЩЕМ ВИДЕ

**2.1. Статический режим.** Эквивалентная схема измерения шумов диода на постоянном токе изображена на рис. 16. В соответствии с этой схемой  $F_{22} = R_n$ . Подставляя это значение в (5), учитывая, что в статическом режиме имеются члены только с  $m=0$ , найдем энергетический спектр флуктуаций тока диода при постоянном смещении на нем:

$$S_{i_c}(F) = \frac{S_{n_r}(F)}{R_n^2 (G_n + G_c)^2}. \quad (7)$$

Здесь  $G_n = 1/R_n$ ,  $G_c = G_0$  — дифференциальная проводимость диода,

$$S_{\phi_c}(F) = b_c^2 S_x(F) + \rho_c^2 S_r(F). \quad (8)$$

**2.2. Детекторный режим.** Эквивалентная схема измерения шумов диода в детекторном режиме изображена на рис. 1в. В четырехполюснике, обведенном пунктиром, выделены две части. Первая, с коэффициентом передачи  $K(\omega_0)$ , учитывает схему включения диода в тракт СВЧ. Вторая состоит из сопротивления нагрузки  $R_n$ , шунтированного емкостью  $C_n$ . Шум измеряется на частотах  $\Omega \ll 1/R_n C_n \ll \omega_0$ . На вход четырехполюсника подано гармоническое напряжение  $E_m e^{j\omega_0 t}$ . К диоду приложено напряжение  $u = V \cos \omega_0 t - u_n$ , где  $V = K(\omega_0) E_m$ ,  $u_n = i_0 R_n$ ,  $i_0$  — средний за период СВЧ ток диода. Ограничиваясь анализом шумов в окрестности  $\Omega = 0$  и  $\Omega = \pm \omega_0$ , из (5) получим систему уравнений

$$\begin{bmatrix} G_0 + \frac{1}{F_{22}(\Omega + \omega_0)} & G_1 & G_2 \\ G_{-1} & G_0 + \frac{1}{F_{22}(\Omega)} & G_1 \\ G_{-2} & G_{-1} & G_0 + \frac{1}{F_{22}(\Omega - \omega_0)} \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} F_{22}(\Omega + \omega_0) \delta i(\Omega + \omega_0) \\ F_{22}(\Omega) \delta i(\Omega) \\ F_{22}(\Omega - \omega_0) \delta i(\Omega - \omega_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta i_{\phi}(\Omega + \omega_0) \\ \delta i_{\phi}(\Omega) \\ \delta i_{\phi}(\Omega - \omega_0) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Поскольку задача решается в пренебрежении емкостью перехода, то проводимость диода вещественна и  $G_{-1, -2} = G_{1, 2}$ . Полагаем, что детекторная секция настроена на частоту  $\omega_0$ . Тогда  $F_{22}(\omega_0)$  вещественна и  $F_{22}(\Omega - \omega_0) \approx F_{22}(\Omega + \omega_0) \approx F_{22}(\omega_0)$ . Рассматривая фликкерные шумы, интенсивность которых спадает с ростом частоты, можно считать [6]  $\delta x(\Omega \pm \omega_0) = \delta r(\Omega \pm \omega_0) = 0$ . В этом случае (6) дает

$$\delta i_{\phi}(\Omega \pm \omega_0) = b_1 \delta x(\Omega) + \rho_1 \delta r(\Omega),$$

и решение системы (9) приводит к следующему выражению для энергетического спектра флуктуаций тока детектора:

$$S_{i_c}(F) = \frac{S_{\phi_c}(F)}{R_n^2 (G_n + G_c)^2}. \quad (10)$$

Здесь  $G = G_0 + G_1 A$  — дифференциальная проводимость детектора,

$$A = \frac{-2G_1}{G_0 + G_2 + 1/F_{22}(\omega_0)}; \quad (11)$$

$$S_{\phi\sim}(F) = (b_0 + b_1 A)^2 S_x(F) + (\rho_0 + A\rho_1)^2 S_r(F). \quad (12)$$

**2.3. Эквивалентная шумовая схема.** Из (7), (10) вытекает эквивалентная шумовая схема диода и детектора, представленная на рис. 1ж. На ней генератор среднеквадратичного шумового тока  $\sqrt{S_{\phi c, \sim}(F)\Delta F}$  (здесь  $\Delta F \ll F$ ), включенный параллельно проводимости нагрузки  $G_H$  и дифференциальной проводимости диода  $G_{c, \sim}$ , создает флуктуации напряжения  $\sqrt{S_{uc, \sim}(F)\Delta F}$ , которые и измеряются в эксперименте. Исходя из (7), (10), для энергетического спектра этих флуктуаций имеем

$$S_{uc, \sim}(F) = S_{ic, \sim}(F) R_H^2 = \frac{S_{\phi c, \sim}(F)}{(G_H + G_{c, \sim})^2}. \quad (13)$$

Согласно (7), (10),  $S_{ic, \sim}(F) = S_{\phi c, \sim}(F)/(1 + G_{c, \sim}/G_H)^2$ , откуда видно физическое содержание генератора шумового тока: это флуктуации тока диода, сопротивление нагрузки которого  $R_H$  закорочено по переменной составляющей. Действительно, в этом случае для частот анализа  $F > 0$  имеем  $G_H \rightarrow \infty$  и  $S_{ic, \sim}(F) = S_{\phi c, \sim}(F)$ . В дальнейшем будем называть  $S_{\phi c, \sim}(F)$  спектрами флуктуаций тока диода с короткозамкнутой нагрузкой. Соответственно  $S_{ic, \sim}(F)$  являются спектрами флуктуаций тока в нагрузке.

Отметим, что  $S_{\phi c}$  и  $S_{\phi\sim}$  различны. Это видно из сравнения формул (8) и (12). Различны также  $G_c$  и  $G_{\sim}$ .

### 3. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА.

Перейдем к объяснению механизмов, приводящих к различию  $S_{\phi c}$  и  $S_{\phi\sim}$ ,  $G_c$  и  $G_{\sim}$ . Для этого необходимы конкретное описание источников шума и ВАХ ДБШ.

По аналогии с флуктуациями сопротивления линейного резистора [10] считаем, что флуктуации сопротивления базы  $\delta r(t)$  не зависят от тока. Не вдаваясь в физическую природу источника шума  $\delta x$ , локализованного в области перехода, аппроксимируем спектр вызываемых им флуктуаций тока функцией  $S_{\phi} = c^2 i^\gamma S_x(F)$ . Коэффициенты  $c$ ,  $\gamma$  считаем постоянными. Обычно  $\gamma$  лежит в интервале значений  $1,5 \leq \gamma \leq 2$  [1-5].

Рассматривая режимы работы диода при  $i \gg I_s$ , аппроксимируем ВАХ перехода функцией [6]

$$i = I_s \exp(ai_n) \quad (14)$$

(здесь  $I_s$  — ток насыщения,  $a = |e|/nkT$ ,  $n$  — коэффициент идеальности) и найдем дифференциальные параметры, определяемые формулами (2):

$$G = \frac{ai}{1 + ari}, \quad b = \frac{ci^{\gamma/2}}{1 + ari}, \quad \rho = \frac{ai^2}{1 + ari}. \quad (15)$$

**3.1. Статический режим.** При подаче на диод постоянного внешнего смещения входящий в выражения (15) ток равен статическому току через диод, т. е.  $i = i_0$ . Таким образом, для дифференциальной проводимости диода имеем  $G_c = \frac{ai_0}{1 + ari_0}$ , и подстановка (15) в (8) дает

$$S_{\phi c}(F) = \frac{c^2 i_0^\gamma S_x(F) + a^2 i_0^4 S_r(F)}{(1 + ari_0)^2}. \quad (16)$$

**3.2. Детекторный режим.** Желая выявить основные особенности детекторного режима, упростим задачу. Пренебрежем параметрами кор-

пуса диода и предположим, что он включен в волноводную камеру. На эквивалентной схеме, изображенной на рис. 1г,  $L_0$  — индуктивность для замыкания постоянного тока [11];  $r_B = 1/g_B$  — волновое сопротивление тракта. Согласно определению  $F_{22}(\omega_0) = \frac{u(\omega_0)}{i(\omega_0)} \Big|_{E=0} = r_B$ . Коэффициенты Фурье функций (15) найдем в приближении  $ari \ll 1$ , т. е. ограничиваясь случаем малых токов или малых сопротивлений базы. При этом напряжения на диоде и переходе одинаковы, и после подстановки  $u_H = u = V \cos \omega_0 t - u_H$  в (14) функции (15) могут быть записаны в общем виде:

$$\varphi = Bi^\alpha = B(I_s \exp(-au_H))^\alpha \exp(\alpha aV \cos \omega_0 t),$$

где  $B = a, c$ ;  $\alpha = 1, \gamma/2, 2$ . Отсюда следуют коэффициенты Фурье

$$\varphi_m = B(I_s \exp(-au_H))^\alpha I_m(\alpha aV). \quad (17)$$

Здесь  $I_m(\alpha aV)$  — модифицированные функции Бесселя 1-го рода. В режиме детектирования  $\alpha aV \gg aV \gg 1$ , и можно использовать асимптотическое приближение функций  $I_{0,1}(\alpha aV) = \frac{e^{\alpha aV}}{\sqrt{2\pi\gamma aV}}$  [12]. Идентифицируя в (17) коэффициенты  $\alpha$  и  $B$  соответственно виду каждой из функций (15) и подставляя их в (10)–(12), найдем

$$G_{\sim} = ai_0(1+A); \quad (18)$$

$$A = \frac{-1}{1 + g_B/2ai_0 - 1/aV}; \quad (19)$$

$$S_{\varphi_{\sim}}(F) = (1+A)^2 \left[ \frac{(2\pi aV)^{\gamma/2-1}}{\gamma/2} c^2 i_0^2 S_x(F) + \pi a^3 V i_0^4 S_r(F) \right]. \quad (20)$$

Здесь  $i_0 = I_s \exp(-au_H) I_0(aV)$  — постоянная составляющая тока диода.

**3.3. Сравнение статического и детекторного режимов.** Сравним флуктуационное поведение ДБШ в статическом и детекторном режимах. Источники шума, локализованные в области перехода, в обоих случаях, как видно из (16), (20), дают вклад, пропорциональный  $i_0^4$ ,

однако на СВЧ при  $\gamma < 2$  он ниже, так как при этом  $\frac{(2\pi aV)^{\gamma/2-1}}{\gamma/2} < 1$ .

С увеличением  $i_0$  будет расти влияние флуктуаций сопротивления базы, вклад которых пропорционален  $i_0^4$ , причем в детекторном режиме он в  $\pi aV$  раз больше, чем в статическом. Наряду с этим будет происходить и снижение роста флуктуаций из-за усиливающейся отрицательной обратной связи через сопротивление базы. В (16) она учитывается членом  $(1+ai_0r)^2$ . В (20) подобная связь утрачена из-за приближения  $ari \ll 1$ . Однако численные расчеты показали, что она действует и на СВЧ, причем несколько сильнее, чем в статике. Но гораздо более сильная обратная связь, существующая только в режиме детектирования, проявляет себя в формуле (20) через множитель  $(1+A)^2$ . Как видно из (19),  $A \simeq 0$  при  $i_0 \ll g_B/2a$ , и в этом случае формула (20) отличается от (16) только рассмотренными выше весовыми множителями при источниках шума. При больших же токах, когда  $i_0 \gg g_B/2a$ , имеем  $A \simeq -1$  и  $S_{\varphi_{\sim}} = 0$ . Однако в реальных условиях полной компенсации шумов не будет даже при очень больших токах, так как стремление  $A$  к  $-1$  ограничивается нарушением экспоненциальности ВАХ из-за влияния сопротивления базы (см. далее рис. 2в).

Физическая картина компенсации шумов такова. Источники шума модулируют первую гармонику тока диода. Замыкаясь через волновое сопротивление тракта, она создает флуктуирующее по амплитуде СВЧ

напряжение, при автодетектировании которого появляется НЧ шум, отрицательно коррелированный с шумами среднего тока.

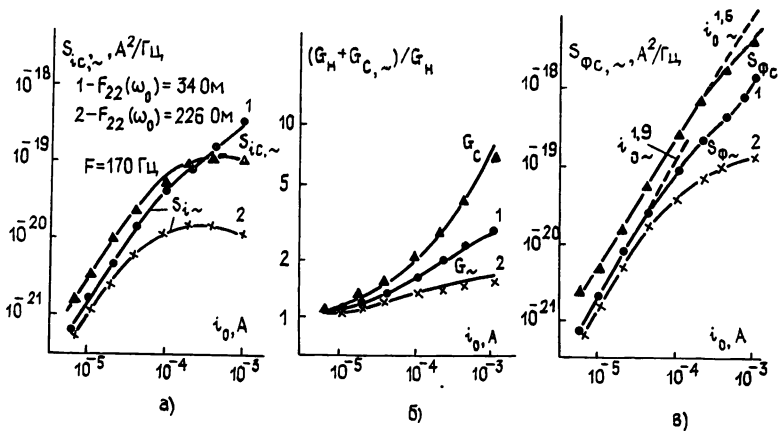


Рис. 2.

Сравним с результатом, полученным для детектора в [6]. Для этого подставим (18)–(20) в (13) и отбросим флуктуации сопротивления базы, которые не рассматривались в [6]. Получим

$$S_{i, \sim}(F) = \frac{(1+A)^2 [(2\pi aV)^{\nu/2-1}/\gamma/2] S_{i_{\text{фл}}}(F)}{(G_n + a i_0(1+A))^2}, \quad (13a)$$

где  $S_{i_{\text{фл}}}(F) = c^2 i_0^2 S_x(F)$ . Несложно показать, что выражение (13a) с точностью до множителя  $(1+A)^2 \frac{(2\pi aV)^{\nu/2-1}}{\gamma/2}$  в числителе совпадает с формулой (5) работы [6]. Совпадение будет полным, если в нашем случае не учитывать модуляцию первой гармоники тока шумами диода (это дает  $A=0$ ) и положить  $\nu=2$ . Влиянием множителя  $(1+A)^2$  можно объяснить наблюдавшийся в эксперименте (см. рис. 3 в [6]) более пологий ход зависимости  $S_i(i_0)$  в детекторном режиме и ее насыщение при больших значениях  $i_0$ .

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТ

Задачи эксперимента: 1 — проверка эффекта компенсации шумов, 2 — определение интенсивности флуктуаций сопротивления базы, 3 — проверка возможности описания флуктуаций в переходе одним источником шума.

4.1. Методика измерений. Обследовались серийные арсенид-галлиевые ДБШ 8-миллиметрового диапазона. В эксперименте необходимо было обеспечить выполнение тех приближений, которые использовались при анализе детекторного режима. С этой целью частота внешнего сигнала была выбрана равной 10 МГц. На такой частоте можно пренебречь параметрами корпуса диода и емкостью перехода, легко моделировать и определять выходное сопротивление  $F_{22}(\omega_0)$ . В эксперименте измерялись  $F_{22}(\omega_0)$ ,  $G_n + G_{c, \sim}$ ,  $S_{i_c, \sim}$ , а также параметры ВАХ.

Эквивалентная схема экспериментального детектора изображена на рис. 1д. Параллельный LC-контур, резонансное сопротивление которого менялось с помощью резистора  $R_k$ , настраивался на частоту транзисторного генератора, имевшего выходное сопротивление  $R_r = 520 \text{ Ом}$ . Значение  $F_{22}$  (10 МГц) рассчитывалось по формуле  $F_{22} = R_r R_k / (R_r + R_k)$ .

Блок-схема измерения выходных проводимостей  $G_n + G_{c, \sim}$  представлена на рис. 1е. К нагрузке диода  $R_n$  через балластное сопротивление  $R_b \gg R_n$  подключался генератор НЧ напряжения  $e_m \cos \Omega_m t$ , обеспечивающий ток с амплитудой  $i_m = e_m / R_b \ll i_0$ . Можно строго показать,

что отношение  $i_m/V_m$ , где  $V_m$  — измеренное на нагрузке напряжение сигнала с частотой модуляции  $\Omega_m$ , как в статическом, так и в детекторном режимах равно сумме проводимости нагрузки и дифференциальной проводимости диода, т. е.  $(i_m/V_m)_{c, \sim} = G_H + G_{c, \sim}$ . В дальнейшем условимся называть ее эквивалентной выходной проводимостью.

В статическом и детекторном режимах измерялись спектральные плотности флуктуаций напряжения  $S_{uc, \sim}$  на нагрузке  $R_H = 322 \text{ Ом}$ . По ним определялись спектры флуктуаций тока  $S_{ic, \sim} = (S_{uc, \sim}/P_H^2)$ , текущего через нагрузку  $R_H$  и спектры флуктуаций тока диода с короткозамкнутой нагрузкой  $S_{\phi c, \sim} = S_{uc, \sim}/(G_H + G_{c, \sim})^2$ .

Источником питания в статическом режиме являлся аккумулятор, собственные шумы которого были отфильтрованы. Амплитудные шумы транзисторного генератора были пренебрежимо малы. Благодаря большому времени осреднения флуктуационная погрешность измерения шумового напряжения не превышала  $\pm 0,3 \text{ дБ}$ .

**4.2. Результаты измерений.** В табл. 1 приведены: параметры  $a$ ,  $I_s$  идеализированной ВАХ типичного диода, полученные из измерений при  $i_0 < 1 \text{ мА}$ ; сопротивление базы, определенное из ВАХ при  $i_0 > 1 \text{ мА}$ ; сопротивление  $F_{22}$  для двух значений  $R_K$ .

Таблица 1

$a, \text{ В}^{-1}$	$I_s, \text{ А}$	$r, \text{ Ом}$	$R_{10}, \text{ Ом}$	$F_{22}, \text{ Ом}$
28	$7 \cdot 10^{-13}$	12,1	37,4	34,5
			400	226

Были измерены в зависимости от  $i_0$ : спектральные интенсивности шума в нагрузке на частоте  $F = 170 \text{ Гц}$  в статическом  $S_{ic}$  и при двух значениях  $F_{22}$  в динамическом  $S_{i, \sim}$  режимах (рис. 2а), соответствующие этим режимам эквивалентные выходные проводимости, в нормированном виде представленные точками на рис. 2б. По данным этих измерений определялись интенсивности шумов диода с короткозамкнутой нагрузкой  $S_{\phi c}$  и  $S_{\phi, \sim}$  (рис. 2в). Спектры шумов, измеренные при различных значениях  $i_0$  в статическом и при двух значениях  $F_{22}$  в динамическом режимах, представлены соответственно на рис. 3а, б, в.

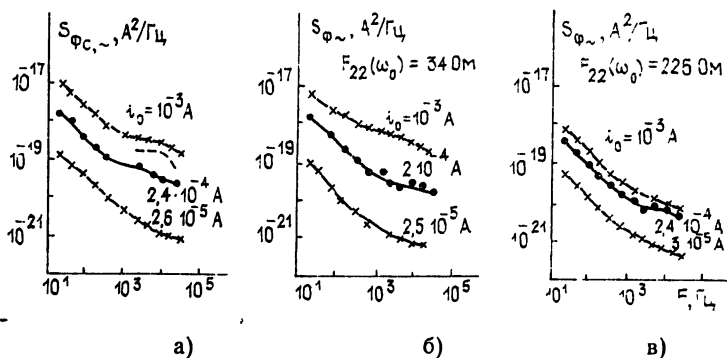


Рис. 3.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Как видно из рис. 2а, соотношение между уровнями шума тока в нагрузке в статике и динамике существенно зависит от величины  $F_{22}$ . Этот параметр оказывает сильное влияние на выходную проводимость (рис. 2б): чем больше  $F_{22}$ , тем ближе она к проводимости  $G_H$ . Это совпадает с выводом, полученным в [6]. Выходная проводимость, как видно из (7), (10), непосредственно влияет на ход кривых  $S_{ic, \sim}$  и не сказывается на  $S_{\phi c, \sim}$ . Косвенное влияние  $F_{22}$  на  $S_{\phi, \sim}(i_0)$ , как следует из (12), осуществляется только через коэффициент  $A$ .

Для количественного сравнения теории с экспериментом произведем расчет детекторного режима. С этой целью подставим в (14)  $u_{\text{п}} = V \cos \omega_0 t - i(t)r - i_0 R_{\text{н}}$  и численные значения параметров ДБШ из табл. 1. Используя метод итераций и преобразование Фурье, по заданному значению  $i_0$  нетрудно определить амплитуду колебательного напряжения  $V$  и форму тока. По ней были рассчитаны коэффициенты  $\rho_{0,1}$ ,  $G_{0,1,2}$ ,  $A$ , входящие в выражение (12). Рис. 4 отображает зависимость  $V(i_0)$  и поведение коэффициента  $A$ , рассчитанного по точной формуле (11) (сплошные) и приближенной (19) (штриховые кривые) для двух значений  $F_{22}$ . Расхождение этих кривых вызвано не столько погрешностью асимптотического представления модифицированных функций Бесселя (в нашем случае она не превышает 5%), сколько неэмпирической величиной ВАХ, т. е. сопротивлением базы диода, которое не учитывается в формуле (19). По точным значениям  $A$  были рассчитаны выходные проводимости. На рис. 2б они представлены кривыми. Соответствие с экспериментом, не выходящее за пределы погрешности измерений, указывает на то, что коэффициент  $A$  определен с точностью, достаточной для анализа флуктуационных характеристик. Чтобы их рассчитать, нужно знать интенсивности источников шума. Для этого воспользуемся результатами измерений в статическом режиме. Как видно из рис. 3а, при малых  $i_0$  спектр  $S_{\text{фс}}(F)$  преимущественно фликкерный.

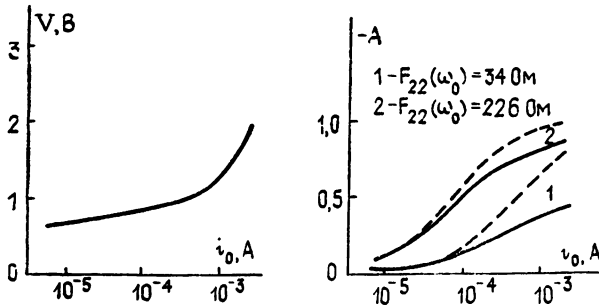


Рис. 4.

С увеличением  $i_0$  быстрее, чем фликкерные, растут шумы генерационно-рекомбинационного (ГР) происхождения. Их естественно связать с флуктуациями сопротивления базы, поскольку с увеличением  $i_0$  вклад этого источника растет гораздо быстрее, чем вклад источников, локализованных в переходе (см., например, (16)). Совмещая фликкерные участки спектров, измеренных при  $i_0 = 10^{-3}$  и  $2,6 \cdot 10^{-5}$  А, вычитая их, определим ГР составляющую шума  $S_{\text{ГР}}$ . Она изображена пунктиром на рис. 3а. Используя формулу  $S_{\text{ГР}}/r^2 = S_{\text{ГР}}(1 + a r i_0)^2 / a^2 i_0^2 r^2$ , вытекающую из (16), найдем спектральную интенсивность относительных флуктуаций сопротивления базы на частотах, лежащих в области плато ГР шума. Фликкерную составляющую спектра свяжем с действием источника шума, локализованного в области перехода. Его интенсивность рассчитаем по формуле  $c^2 S_x = S_{\text{фс}} / i_0^2$  (которая при малых  $i_0$  следует из (16)), подставив в нее значение  $S_{\text{фс}}$  в точке  $i_0 = 10^{-5}$  А, взятое из рис. 2в. Определенные таким образом значения параметров источников шума приведены во втором столбце табл. 2.

Таблица 2

Параметр	Статический режим	Детекторный режим
1	2	3
$\gamma$	1,6	2,0
$c^2 S_x(F)$ , Гц <sup>-1</sup>	$1,4 \cdot 10^{-10}/F$	$4,8 \cdot 10^{-9}/F$
$S_{\text{ГР}}/r^2$ , Гц <sup>-1</sup>	$2 \cdot 10^{-12}$	



С использованием этих данных по формуле (16) была рассчитана зависимость  $S_{\phi c}(i_0)$ . В пределах погрешности эксперимента она легла на кривую  $S_{\phi c}$  на рис. 2в. Отклонение от закона  $i_0^{1,6}$  в области больших токов вызвано отрицательной обратной связью через сопротивление базы.

Шумы в детекторном режиме рассчитывались по формуле (12) как с учетом модуляции первой гармоники тока ( $A \neq 0$ ), так и без учета связанного с этим эффекта ( $A = 0$ ). Результаты представлены сплошными кривыми на рис. 5а, б для двух значений  $F_{22}$ . Точками для сравнения даны результаты измерений, перенесенные с рис. 2в. Штрихом приведены вклады источника шума  $S_{вх} = (b_0 + Ab_1)^2 S_x$ , локализованного в области перехода, и флуктуаций сопротивления базы:  $S_{pr} = (\rho_0 + \rho_1 A)^2 S_r$ .

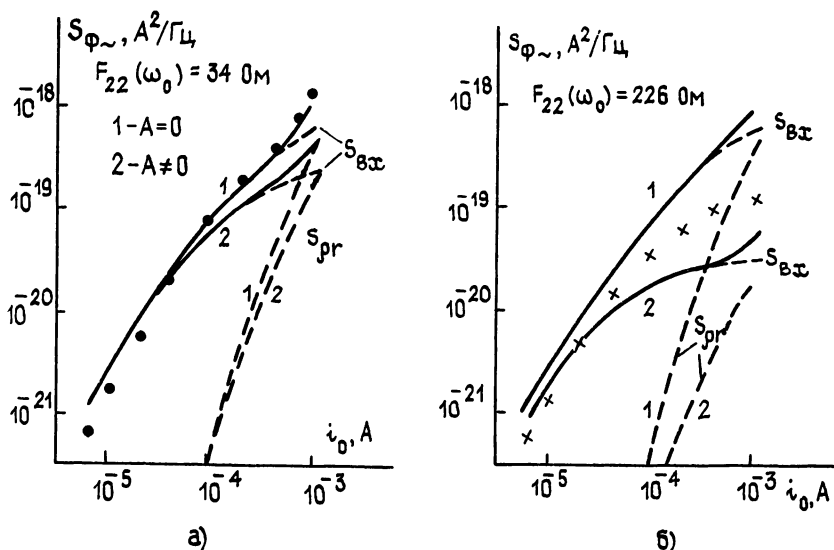


Рис. 5.

Как видно из рис. 5а, для случая  $F_{22} = 34$  Ом расчет при  $A = 0$  лучше соответствует эксперименту, чем при  $A \neq 0$ . Случай  $F_{22} = 226$  Ом (рис. 5б) показывает явное количественное несоответствие обоих расчетов. Однако и в том и в другом случае в области малых токов не выполняется полученная в эксперименте пропорциональность  $i_0^{1,9}$ . Как говорилось выше, коэффициент  $A$  определен с достаточной точностью. Поэтому причиной несоответствия могут быть неверные предпосылки относительно источников шума, локализованных в области перехода. Во-первых, таких источников может быть несколько и каждый со своей зависимостью от  $i$ . Во-вторых, можно предположить различие их свойств или коэффициентов модуляционного воздействия на ток в статическом и детекторном режимах. Поэтому определим характеристики фликкерного источника шума по результатам измерений не в статике, а в динамике. Его интенсивность определим по формуле

$$c^2 S_x = \frac{(\gamma_{\sim}/2) S_{\phi\sim}}{(1 + A)^2 i_0^{\gamma_{\sim}} (2\pi a V)^{\gamma_{\sim}-1}},$$

вытекающей из (20) при малых  $i_0$ . Расчет в ближайшей окрестности точки  $i_0 = 10^{-5}$  А кривой 1 рис. 2в дал значения параметров, которые приведены в третьем столбце табл. 2. Они были заложены в расчет зависимостей  $S_{\phi\sim}(i_0)$ , представленных на рис. 6. В отличие от предыдущего налицо не только качественное, но и количественное соответствие для обоих значений  $F_{22}$  при  $A \neq 0$ .

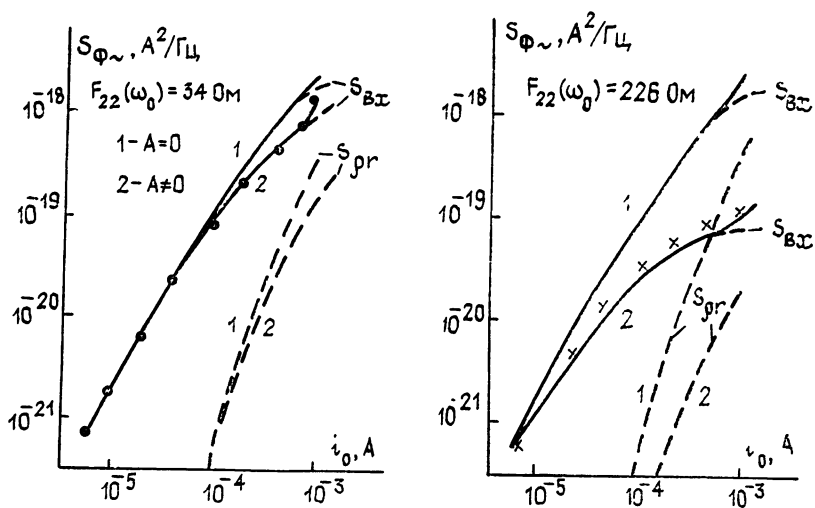


Рис. 6.

Эффект компенсации шумов, особенно заметный при повышенных значениях  $F_{22}$  и  $i_0$ , можно использовать для повышения чувствительности детекторов, применяемых, например, в измерителях флуктуаций. Влияние флуктуаций сопротивления базы может стать определяющим в области больших токов и сказаться на чувствительности, например, при детектировании импульсных сигналов большой амплитуды.

Эксперименты, выполненные нами на нескольких ДБШ в диапазоне 37 ГГц, дали результаты, качественно совпадающие с полученными на 10 МГц. Во всех случаях в области малых токов зависимости  $S_{\Phi\sim}$  и  $S_{\Phi\sim}$  не совпадали по уровню и имели разную степень наклона. В рамках настоящей работы объяснить это различие не удалось. Оно требует проведения дополнительных исследований, направленных на выяснение физической природы источников шума.

Авторы благодарны А. В. Якимову, С. А. Корнилову и А. В. Мещерякову за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hsu S. T. // IEEE. 1970. V. ED-17. № 7. P. 496.
2. Wall L. // Solid-State Electron. 1976. V. 19. № 4. P. 289.
3. Kleinpening T. G. M. // Solid-State Electron. 1979. V. 22. № 2. P. 121.
4. Sikula J., Vasina P., Kockavy B., Chobola Z. // Sixth Int. Conf on Noise in Physical Systems, 1981, Apr. 6—10. P. 2061.
5. Божков В. Г., Усольцев Л. А., Хан А. В. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 1. С. 180.
6. Корнилов С. А., Лосев В. Л., Мещеряков А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 11. С. 1392.
7. Якимов А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 1. С. 120.
8. Зилленгер Дж. Основы матричного анализа и синтеза. — М.: Сов. радио, 1970. С. 33.
9. Корнилов С. А., Савшинский В. А., Уман С. Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. — М.: Сов. радио, 1972. С. 193.
10. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968. С. 128.
11. Силаев М. А., Комов А. Н. Измерительные полупроводниковые преобразователи. — М.: Радио и связь, 1984. С. 20.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1978. С. 785

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию  
3 августа 1987 г.

#### LOW FREQUENCY NOISE OF SHOTTKY BARRIER DIODE IN STEADY-STATE AND DETECTOR REGIMES

V. M. Malyshev, V. G. Usychenko

Theoretical and experimental investigation of the Shottky barrier diode noise in steady-state and detector regimes is carried on. The equivalent noise scheme is suggested. A mechanism of detector current fluctuation caused by autodetection of  $Rf$ -signal, which is counter-phase modulated against noise of the average current, is explained. It is demonstrated, that fluctuation of the base resistor is quickly enhanced with the increase of the diode current. The diode noise in steady-state and the detector regimes are different.