

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ $1/f$ -ШУМА В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Петричук М. В., Крошман Д. И.

На основании предложенного метода идентификации  $1/f$ -шума, обусловленного флуктуациями заселенности центров в истощенном слое  $p-n$ -перехода, экспериментально показано, что в кремниевых  $p-n$ -переходах такой шум действительно существует и приводит к наблюдению весьма высоких уровней избыточных токовых флуктуаций. Экспериментально установлено также существование в  $p-n$ -переходах  $1/f$ -шума, не обусловленного флуктуациями заселенности центров в переходе и обладающего свойствами, характерными для так называемого  $\mu$ -шума.

**Введение.** Хотя выяснению механизмов формирования  $1/f$ -шума посвящено огромное количество работ, ясности в этом вопросе все еще нет. Так, значительной популярностью пользуется идея о связи такого шума в полупроводниках с некоторыми особенностями процессов рассеяния носителей заряда (так называемый  $\mu$ -шум) [1, 2]. Ряд экспериментальных данных, полученных, в частности, при исследованиях шума биполярных транзисторов [3, 4] и полупроводниковых диодов [5-7], свидетельствует в пользу реальности подобной ситуации. Однако отсутствие достаточно строгой физической модели  $\mu$ -шума существенно затрудняет поиск экспериментальных доказательств существования такого шума.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что даже если  $\mu$ -флуктуации действительно существуют, они не являются, по-видимому, единственным в возможном источнике  $1/f$ -шума. Весьма реальной представляется, например, возможность существования  $1/f$ -шума, связанного с процессами, протекающими на поверхности полупроводника [8, 9]. Кроме того, при определенных условиях  $1/f$ -шум мог бы возникать и из-за существования  $1/f$ -флуктуаций числа свободных или захваченных на ловушках носителей заряда (так называемая  $n$ -модель). В качестве таких условий наиболее часто рассматривают наличие полосы распределенных по энергетической глубине уровней в запрещенной зоне полупроводника [8, 10, 11]. Однако для количественного сопоставления теоретически рассчитанных характеристик  $1/f$ -шума с экспериментальными необходимы подробные данные о параметрах соответствующих центров, которые далеко не всегда удается получить. Поэтому вопрос об идентификации  $1/f$ -шума на опыте до настоящего времени оставался открытым.

Следует подчеркнуть, что при формировании  $1/f$ -шума, обусловленного флуктуациями числа носителей в структурах с потенциальными барьерами, основную роль играют  $1/f$ -флуктуации их числа на ловушках, расположенных в областях пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -переходов, гетеропереходов либо переходов металл-полупроводник. При этом механизм возникновения избыточного токового шума состоит в следующем [11-13].

Существование флуктуаций заселенности рассматриваемых ловушек означает, что в ОПЗ флуктуируют объемный заряд, а следовательно, и зависящая от него ширина ОПЗ. Флуктуации последней в свою очередь модулируют протекающие через барьерную область рекомбинационную ( $i_p$ ) и туннельную составляющие тока, приводя таким образом к появлению избыточного токового шума.

Понятно, что если речь идет о транзисторной структуре, то описанный механизм может приводить к существованию избыточного шума не только базо-

ного тока. Дело в том, что ОПЗ эмиттера обычно расположена в материале базы. Поэтому рассматриваемые флуктуации ее ширины  $W$ , будут приводить к флуктуациям толщины базы  $w_0$  и, следовательно, модулировать величину коллекторного тока, обуславливая существование соответствующего компонента избыточного шума в коллекторном токе  $i_k$ .

Это обстоятельство легло в основу предложенного и реализованного в настоящей работе метода, позволившего впервые получить экспериментальные доказательства существования  $1/f$ -шума, обусловленного  $1/f$ -флуктуациями ширины  $p$ - $n$ -перехода, а следовательно, и существования  $1/f$ -флуктуаций заселенности центров в полупроводнике.

## 1. Теория

Рассчитаем спектральные плотности избыточного шума базового и коллекторного токов в транзисторной структуре, обусловленные флуктуациями заселенности центров в эмиттерном переходе. Пусть структура включена по схеме с общим эмиттером. При этом эквивалентную спектральную плотность избыточного шума базового тока  $S_{\pi}$  определяют в результате измерений спектральной плотности избыточного шума коллекторного тока  $S_{\pi}^k$ , проводимых при закороченных по переменному току эмиттере и базе, т. е. в режиме холостого хода (хх) на входе, причем  $S_{\pi} = S_{\pi}^k / \beta^2$ , где  $\beta$  — коэффициент усиления по току. Эквивалентную спектральную плотность избыточного шума коллекторного тока  $S_{\pi}^k$  измеряют при закороченных по переменному току эмиттере и базе, т. е. в режиме короткого замыкания (кз) на входе [3].

Рассмотрим планарную транзисторную структуру с прямоугольным  $p^+$ - $n$ -эмиттером, длина которого равна  $l$ , а ширина —  $Z$ . Базовый контакт расположен справа от эмиттера и параллелен его ширине. Пусть ось  $x$  параллельна длине эмиттерного перехода, точка  $x=0$  находится на ближайшем к базовому контакту крае эмиттера, с ростом  $x$  расстояние от базового контакта увеличивается. Ось  $y$  направим перпендикулярно плоскости эмиттерного перехода, точка  $y=0$  находится на границе между  $p^+$ - и  $n$ -слоями, с ростом  $y$  расстояние от  $p^+$ -слоя увеличивается.

Будем считать, что туннельная составляющая базового тока и связанный с нею шум малы по сравнению с током рекомбинации в ОПЗ эмиттера и его шумом. Будем считать также, что эта рекомбинационная составляющая вносит основной вклад в базовый ток. Тогда при  $eU > 2kT$  имеем [14, 15]

$$j_x \sim |\exp(eU/kT)|/w_0, \quad (1)$$

$$j_p = \frac{enW_0}{\tau_i} \frac{kT}{e(U_{bi} - U)} \exp \frac{eU}{2kT}, \quad (2)$$

$$j_0 = \int_x^l (j_p/w_0) dx, \quad (3)$$

$$U = U(0) - \int_0^x j_0 \rho dx, \quad (4)$$

где  $j_x$ ,  $j_p$ ,  $j_0$  — плотности коллекторного тока, тока рекомбинации в ОПЗ эмиттера и протекающего вдоль эмиттерного перехода базового тока соответственно,  $e$  — заряд электрона,  $n_i$  — собственная концентрация носителей в полупроводнике,  $W_0$  — ширина эмиттерного перехода,  $\tau_i$  — время жизни носителей в ОПЗ эмиттерного перехода,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $U_{bi}$  — диффузионный потенциал,  $U$  — прямое напряжение на ОПЗ,  $w_0$  — толщина базы,  $\rho$  — удельное сопротивление базовой области.

Из (1)–(4) следует, что  $j_x$ ,  $j_p$ ,  $j_0$  и  $U$  зависят от  $x$ .

Флуктуации заселенности центров в ОПЗ эмиттерного перехода приводят к флуктуациям величин  $U$  и  $W_s$ , которые связаны между собой следующим соотношением [12]:

$$NW_s \delta W_s - \frac{\epsilon}{e} \delta U = \delta n_i y \Delta y, \quad (5)$$

где  $\delta W_s$  и  $\delta U$  — флуктуации  $W_s$  и  $U$ , обусловленные флуктуацией  $\delta n_i$  концентрации  $n_i$  электронов на центрах, которая произошла в малом объеме  $Z \Delta x \Delta y$ , расположенном в ОПЗ в окрестности точки с координатами  $x_i, y$ ;  $N$  — концентрация доноров в базе;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Для  $\delta j_x, \delta j_p, \delta j_0$  и  $\delta U$ , обусловленных флуктуацией  $\delta n_i$ , в области достаточно низких частот, при которых изменения  $j_x, j_p, j_0$  и  $U$  успевают следить за изменениями  $n_i$ , из (1)–(4) при  $e(U_{bi} - U) \gg 2kT$  получаем

$$\delta j_x = (j_x/w_0) \delta W_s + (e j_x/kT) \delta U, \quad (6)$$

$$\delta j_p = (j_p/W_s) \delta W_s + (e j_p/2kT) \delta U, \quad (7)$$

$$\delta j_0 = \int_x^l (\delta j_p/w_0) dx, \quad (8)$$

$$\delta U = \delta U(0) - \int_0^x \delta j_0 dx, \quad (9)$$

где учтено, что  $\delta w_0 = -\delta W_s$ . Поскольку  $j_x, j_p, j_0$  и  $U$  зависят от  $x$ , из (5)–(9) следует, что величины  $\delta j_x, \delta j_p, \delta j_0$  и  $\delta U$  являются функциями обеих координат ( $x$  и  $y$ ).

Заметим, что в зависимости от режима измерения величина  $\delta U$  может изменяться от  $\delta U = \delta U^L \approx 0$  (режим кз) до

$$\delta U = \delta U^H - (2kT/eW_s) \delta W_s, \quad (10)$$

(режим хх). Равенство (10) получено из (7) и (8) при  $\delta j_0 = 0$ , что выполняется в режиме хх. Вместе с тем если  $e(U_{bi} - U) \gg kT$ , то величина  $\delta W_s$  может оставаться в обоих режимах практически одной и той же. Действительно, из (5) при  $\delta U = 0$  и  $\delta U = \delta U^H$  имеем соответственно

$$\delta W_s^L = \delta n_i y \Delta y / NW_s = \delta W_s, \quad (11)$$

$$\delta W_s^H = \delta n_i y \Delta y / NW_s [1 + kT/e(U_{bi} - U)] \approx \delta n_i y \Delta y / NW_s = \delta W_s.$$

Рассчитаем теперь спектральные плотности избыточных флуктуаций коллекторного тока в режимах хх и кз на входе.

Для режима хх из (6) и (10) находим

$$\delta j_x^H = j_x \left( \frac{W_s}{w_0} - 2 \right) \frac{\delta W_s}{W_s}, \quad (12)$$

откуда для флуктуации протекающего через элемент площади  $Z \Delta x$  коллекторного тока  $\Delta i_x$ , обусловленной  $\delta n_i Z \Delta x \Delta y$ , имеем

$$\delta(\Delta i_x) = \delta(\Delta i_x^H) = \delta j_x^H Z \Delta x, \quad (13)$$

и из (11)–(13), учитывая, что  $\delta n_i^2 Z \Delta x \Delta y = N_i f_i f_{ip}$ , где  $N_i$  — концентрация рассматриваемых центров в ОПЗ,  $f_i$  — доля центров, заполненных электронами,  $f_{ip}$  — доля пустых центров в объеме  $Z \Delta x \Delta y$  [12], получаем

$$\overline{[\delta(\Delta i_x^H)]^2} = \left[ \frac{j_x}{W_s} \left( \frac{W_s}{w_0} - 2 \right) \right]^2 (\overline{\delta W_s^2})_y Z^2 \Delta x, \quad (14)$$

где

$$(\overline{\delta W_s^2})_y = N_i f_i f_{ip} y^2 \Delta y / (NW_s)^2 Z l. \quad (15)$$

Спектр флуктуаций величины  $\Delta i_{\kappa}^H$  находим, пользуясь теоремой Винера—Хинчина [8] и соотношениями (14) и (15):

$$\Delta S_{i_{\kappa}}^H(f) = \left[ \frac{j_{\kappa}}{W_0} \left( \frac{W_0}{w_0} - 2 \right) \right]^2 \Delta S_{W_0}(f) Z^2 l \Delta x, \quad (16)$$

где

$$\Delta S_{W_0}(f) = 4 (\overline{\delta W_0^2})_y \int_0^{\infty} C(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau, \quad (17)$$

$C(\tau)$  — функция автокорреляции флуктуаций величины  $n_t$ ,  $f$  — частота.

Поскольку флуктуации  $\delta n_t$  можно считать не коррелированными в пространстве, для спектральной плотности флуктуаций полного коллекторного тока  $S_{i_{\kappa}}^H$  имеем

$$S_{i_{\kappa}}^H(f) = \sum_{x,y} \Delta S_{i_{\kappa}}^H = \int_0^l \left[ \frac{j_{\kappa}}{W_0} \left( \frac{W_0}{w_0} - 2 \right) \right]^2 S_{W_0}(f) Z^2 l dx, \quad (18)$$

где

$$S_{W_0}(f) = \sum_y \Delta S_{W_0}(f) = \frac{4N_t}{(NW_0)^2 Z l} \int_0^{W_0} y^2 f_{it} f_{ip} dy \int_0^{\infty} C(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau, \quad (19)$$

причем величина  $S_{W_0}(f)$  оставлена под знаком интеграла, так как  $f_{it}$ ,  $f_{ip}$  и  $C(\tau)$  могут зависеть от  $U$  и, следовательно, от  $x$ .

В режиме короткого замыкания на входе, пренебрегая падением напряжения во внешней области базы между краем эмиттера и базовым контактом, имеем  $\delta U(0) = 0$  и

$$\delta U^L = - \int_0^x \delta j_{\delta p}^L dx. \quad (20)$$

Таким образом, характерное для режима кз условие  $\delta U = 0$  будет выполняться во всех точках эмиттера только при  $\int_0^x \delta j_{\delta p}^L dx = 0$ . В общем же случае рассматриваемый шум в режиме кз описывается уравнениями (6)—(8) и (20). Решая их и учитывая при этом (13), (15), (17) и (19), можно найти связь между  $S_{i_{\kappa}}^L(f)$  и  $S_{W_0}(f)$ .

Рассмотрим случай достаточно малых базовых токов, при которых величины  $j_{\kappa}$ ,  $j_p$  и  $U$  можно считать не зависящими от  $x$ . Такая ситуация будет иметь место при [15]

$$eiR_0/2kT < 1, \quad (21)$$

где  $R_0 = \rho l / w_0 Z$ ,  $i_{\delta} = j_{\delta}$  ( $l$ )  $Z w_0 = j_{\delta} Z l$  — измеряемый на опыте постоянный ток базы.

Покажем, что при этом

$$|\delta U^L(x)| < (2kT/ej_p) \delta j_p. \quad (22)$$

В самом деле, полагая, что  $\rho \neq \rho(x)$  и  $j_p \neq j_p(x)$ , из (20) и (8) получим

$$\frac{|\delta U^L(x)|}{(2kT/ej_p) \delta j_p} \leq \frac{|\delta U^L(l)|}{(2kT/ej_p) \delta j_p} = \frac{\rho l e i_{\delta}}{4kT Z w_0} = \frac{ei_{\delta} R_0}{2(2kT)}. \quad (23)$$

Сравнивая (23) с (21), убеждаемся в справедливости (22).

Из (6), (7) и (22) получаем

$$\begin{aligned} \delta j_p^L &= \left( \frac{j_p}{W_0} \right) \delta W_0, \quad \Delta U^L(x) = -i_{\delta} R_0 \left( \frac{x}{l} - \frac{x^2}{2l^2} \right) \frac{\delta W_0}{W_0}, \\ \delta j_{\kappa}^L &= i_{\delta} \frac{ej_{\kappa}}{kT} \frac{\delta W_0}{W_0} \left[ \frac{W_0}{w_0} \frac{kT}{ei_{\delta}} - R_0 \left( \frac{x}{l} - \frac{x^2}{2l^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Учитывая, что  $\partial(\Delta j_x^L) = \partial j_x^L \Delta x$ , и используя (24), (13), (15), (17), (19), находим

$$S_i^L(f) = \int_0^l \left\{ \frac{i_0}{W_0} \frac{ei_x}{kT} \left[ \frac{W_0}{w_0} \frac{kT}{ei_0} - R_0 \left( \frac{x}{l} - \frac{x^2}{2l^2} \right) \right] \right\}^2 S_{W_0}(f) \frac{dx}{l} = \\ = g_m^2 i_0^2 (r_{\text{мод}} - r_0)^2 S_{W_0}(f) / W_0^2, \quad (25)$$

где  $i_x$  — постоянный ток коллектора,  $g_m = ei_x/kT$ ,  $r_0 = \rho l/3w_0Z = R_0/3$  [15],

$$r_{\text{мод}} = \frac{kT}{ei_0} \frac{W_0}{w_0}. \quad (26)$$

Для  $S_i^H(f)$  в рассматриваемом случае из (18) получаем

$$S_i^H(f) = \left[ \frac{i_x}{W_0} \left( \frac{W_0}{w_0} - 2 \right) \right]^2 S_{W_0}(f) \approx \beta^2 i_0^2 S_{W_0}(f) / W_0^2, \quad (27)$$

где учли, что  $W_0 < 2w_0$  и  $\beta = \partial i_x / \partial i_0 = 2i_x/i_0$ .

Из (27) находим

$$S_\pi(f) = S_i^H(f) / \beta^2 = i_0^2 S_{W_0}(f) / W_0^2, \quad (28)$$

а из (25) и (27) имеем

$$\frac{S_i^L(f) \beta^2}{S_i^H(f) g_m^2} = \frac{S_i^L(f)}{S_\pi(f) g_m^2} = (r_{\text{мод}} - r_0)^2. \quad (29)$$

Отсюда при  $r_{\text{мод}} > r_0$  получаем

$$\left[ \frac{S_i^L(f) \beta^2}{S_i^H(f) g_m^2} \right]^{1/2} = r_{\text{мод}} = \frac{kT}{ei_0} \frac{W_0}{w_0}. \quad (30)$$

Подчеркнем, что необходимость одновременного выполнения и условия (21) приводит к следующему соотношению:

$$r_0 ei_0/kT < W_0/w_0 \leq 2/3, \quad (31)$$

которое определяет условия применимости формулы (30). Заметим также, что в случаях, когда структура имеет два базовых контакта, расположенных справа и слева от эмиттера, либо базовый контакт представляет собой кольцо или рамку вокруг эмиттера, имеет место  $R_0 = 3r_0 < \rho l/2w_0$ .

Итак, для избыточного токового шума, обусловленного флуктуациями заселенности центров в рассматриваемом переходе, отношение спектральных плотностей  $S_i^L$  и  $S_i^H$  при достаточно малых токах базы должно удовлетворять соотношению (30), т. е. зависеть только от параметров структуры ( $W_0$ ,  $w_0$ ,  $\beta$ ,  $g_m$  и  $i_0$ ). Иными словами, ни от уровня наблюдаемого шума, ни от вида его спектра это отношение зависеть не должно. Последнее представляет особый интерес, когда речь идет об  $1/f$ -шуме.

Из изложенного следует, что вопрос о существовании в  $p$ - $n$ -переходе избыточного шума (в том числе и  $1/f$ -типа), обусловленного флуктуациями заселенности расположенных в нем центров, можно решать экспериментально с помощью транзисторных структур, в которых исследуемый переход является эмиттерным. Сущность используемого при этом метода состоит в следующем: 1) измеряют значения  $S_i^L$  и  $S_i^H$ , а также  $\beta$ ,  $g_m$ ,  $W_0$ ,  $w_0$ ,  $T$  и  $i_0$ ; 2) рассчитывают с помощью этих значений левую и правую части формулы (30); 3) выясняют, выполняется ли равенство (30), и в случае, если оно оказывается справедливым, делают вывод о реализации рассматриваемого механизма.

2. Экспериментальное обнаружение  $1/f$ -шума, обусловленного флуктуациями заселенности центров в кремниевых  $n^+p$ -переходах

На рис. 1 показаны зависимости спектральной плотности  $1/f$ -шума базового тока от величины этого тока  $i_b$ , измеренные на разных партиях  $n^+p$ -структур, различающихся технологическими режимами их получения, а также толщиной и степенью легирования  $p$ -базы. По двум последним параметрам образцы можно было разделить на две группы: к I группе относятся образцы с тонкой ( $w_0 = 0.4 \div 0.6$  мкм) слабо легированной базой [ $N_A = (0.5 \div 1) \times 10^{16}$  см $^{-3}$ ], а ко II — образцы с толстой ( $w_0 = 0.6 \div 0.9$  мкм) более сильно легированной базой [ $N_A = (0.5 \div 1) \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ], так что входящие в (30) величины  $W_3/w_0$  для них были существенно различными (в среднем для структур I группы эти величины в 4.5 раза больше, чем для II).

Видно, что как характер зависимостей  $S_\pi(i_b)$ , так и уровень рассматриваемых

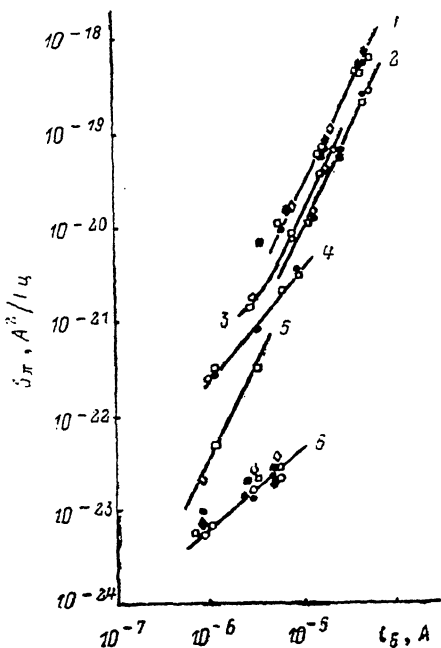


Рис. 1. Зависимости спектральной плотности  $1/f$ -флуктуаций тока базы от величины этого тока для  $n^+p$ -структур из различных партий.

1—6 — номера партий;  $f=30$  Гц;  $T=300$  К.

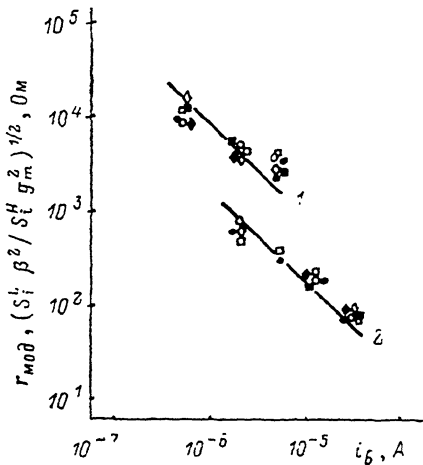


Рис. 2. Зависимости  $\gamma_{\text{мод}}(i_b)$ , рассчитанные по формуле (30) для образцов из I и II групп (сплошные линии 1 и 2 соответственно), и экспериментальные значения величины  $(S_\pi^L \beta^2 / S_i^H g_m^2)^{1/2}$ , измеренные в области  $1/f$ -шума при различных токах базы на образцах из партий 1—6.

$f=30$  Гц;  $T=300$  К.

мого  $1/f$ -шума в различных образцах могут существенно различаться. Так, имели место и зависимости  $S_\pi \sim i_b^2$ , и зависимости  $S_\pi \sim i_b$ , а величины  $S_\pi$  при одном и том же значении  $i_b$  могли различаться более чем в 100 раз.

На рис. 2 для этих же структур построены зависимости величины  $(S_\pi^L \beta^2 / S_i^H g_m^2)^{1/2}$  от тока базы. Видно, что, несмотря на существующий для рассматриваемых образцов значительный разброс кривых  $S_\pi(i_b)$ , все экспериментальные точки, соответствующие различным значениям  $[S_\pi^L \beta^2 / S_i^H g_m^2]^{1/2}$ , расположились на двух рассчитанных по формуле (30) теоретических кривых  $\gamma_{\text{мод}}(i_b)$ , соответствующих двум исследованным группам структур, которые различались величиной  $W_3/w_0$ . При этом, как и следовало ожидать, на верхней кривой оказались экспериментальные точки, соответствующие образцам I группы, а на нижней — образцам II группы, для которых величины  $W_3/w_0$  были меньшими.

Подчеркнем, что условия (31), при которых получена формула (30), на опыте также выполнялись. Действительно, величины  $W_3/w_0$  для кривых 1 и 2 (рис. 2) равны 0.7 и 0.2 соответственно, что свидетельствует о выполнении правого не-

равенства в (31). Что касается левого неравенства в (31), то, поскольку в исследованных структурах  $r_i \approx R_0/8\pi$  [16], его можно преобразовать к виду

$$N > i_0^2 e/2 (8\pi r_i kT)^2 \varepsilon (U_{bi} - U).$$

При этом для максимальных экспериментальных значений  $i_0$  находим  $N_1 > > 10^{15}$  и  $N_2 > 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  для кривых 1 и 2 соответственно, что хорошо согласуется с величинами  $N_A$  для двух исследованных типов транзисторных структур [ $N_{A1} = (5 \div 10) \cdot 10^{15}$  и  $N_{A2} = (5 \div 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ].

Итак, удалось установить, что для исследованного  $1/f$ -шума в широком диапазоне значений  $i_0$ ,  $W_0$  и  $w_0$  имеет место хорошее количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими. Отсюда следует, что наблюдаемый в исследованных  $n^+ - p$ -переходах  $1/f$ -шум был обусловлен  $1/f$ -флуктуациями заселенности расположенных в них центров. «Шумящим» оказался весь наблюдаемый ток базы [так как именно его величину использовали при расчете теоретических кривых по формуле (30)]. Это означает, что источники шума распределены по переходу равномерно.

Стоит также указать на то, что о связи рассматриваемого шума с центрами в исследованных переходах свидетельствует, по-видимому, и следующий экспериментальный факт. Оказалось, что величины  $S_\pi$  коррелируют со значениями  $\beta$  как для различных партий образцов, так и внутри одной партии. Это показано в табл. 1 и 2, из которых видно, что большие значения  $S_\pi$  соответствуют

Таблица 1

Средние значения  $S_\pi$  и  $\beta$  для разных партий  $n^+ - p - n$ -структур, измеренные при  $i_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ А}$ ,  $f = 30 \text{ Гц}$ ,  $T = 300 \text{ К}$

Партия образцов	$S_\pi, \text{ А}^2/\text{Гц}$	$\beta$
1	$4 \cdot 10^{-19}$	55
3	$1 \cdot 10^{-19}$	175
6	$1 \cdot 10^{-22}$	1000

Таблица 2

Значения  $S_\pi$  и  $\beta$  для различных образцов из партии 3, измеренные при  $i_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ А}$ ,  $f = 30 \text{ Гц}$ ,  $T = 300 \text{ К}$

№ образца	$S_\pi, \text{ А}^2/\text{Гц}$	$\beta$
1	$2.5 \cdot 10^{-20}$	200
4	$6 \cdot 10^{-20}$	175
5	$7 \cdot 10^{-20}$	162

меньшим значениям  $\beta$ . Такую корреляцию легко объяснить разной концентрацией рассматриваемых центров в различных образцах. Действительно, если шумящие центры являются эффективными центрами рекомбинации, то рост их концентрации как раз и будет приводить, с одной стороны, к усилению шума и к росту  $i_0$ , т. е. к уменьшению  $\beta$ , — с другой.

Относительно причины  $1/f$ -характера исследованного шума заметим следующее. Вполне вероятно, что он был связан с наличием полосы энергетических уровней шумящих центров. В пользу этого свидетельствует, например, тот факт, что для  $i_0$  во многих случаях наблюдалась зависимость вида  $i_0 \sim \sim \exp(eU_0/mkT)$ , где  $m \approx 4/3$ , которая также может найти объяснение, если предположить, что  $i_0 = i_p Z l$ , причем рекомбинационные уровни образуют полосу [17, 18].

С другой стороны, существует ряд опытов, свидетельствующих о том, что  $1/f$ -флуктуации могут сопровождать и процессы захвата и выброса носителей, происходящие на дефектах с одним дискретным энергетическим уровнем [19]. Наконец, существуют и другие возможности объяснения  $1/f$ -спектров [20].

### 3. Обнаружение в $n^+ - p$ -переходах $1/f$ -шума, не обусловленного флуктуациями заселенности центров в переходе

Среди исследованных партий образцов со слабо легированной тонкой базой встречались партии, в которых  $1/f$ -компонент в спектрах шума коллекторного тока  $S_f^L(f)$  практически не проявлялся вплоть до  $f = 20 \text{ Гц}$ . Вместе с тем в шуме базового тока  $1/f$ -составляющая была в диапазоне  $20 \text{ Гц} \leq f \leq 1 \text{ кГц}$  хорошо

различима, хотя соответствующие ей значения  $S_{\pi}$  оказывались существенно более низкими, чем в других образцах.

Покажем, что описанное поведение не находит объяснения в рамках модели  $W_s$ -флуктуаций. Действительно, из соотношения (30) следует, что в случае, если наблюдаемая величина  $S_{\pi}$  связана с такими флуктуациями, в шуме коллекторного тока  $S_i^L(f)$  также должна существовать соответствующая  $1/f$ -составляющая  $(S_i^L)^{1/f}$ :

$$(S_i^L)^{1/f} / g_m^2 = S_{\pi} (r_{\text{мод}} - r_0)^2. \quad (32)$$

Мы рассчитали эту величину, подставляя в правую часть (32) измеренные при  $f=30$  Гц значения  $S_{\pi}$ , а также найденные по приведенным выше формулам величины  $r_{\text{мод}}$  и  $r_0$ , и сравнили ее с экспериментальными значениями  $(S_i^L / g_m^2)^{\text{эсп}}$ .

Оказалось, что во всем исследованном диапазоне базовых токов рассчитанные так величины существенно превышали наблюдаемые на опыте:  $S_{\pi} (r_{\text{мод}} - r_0)^2 > (S_i^L / g_m^2)^{\text{эсп}}$  (рис. 3). Это означает, что если бы рассматриваемый  $1/f$ -шум базового тока был результатом  $W_s$ -флуктуаций, то в исследованных условиях их вклад должен был бы проявиться и в спектрах  $S_i^L(f)$ , а именно наблюдаемые в области низких частот величины  $S_i^L$  оказались бы значительно выше и при этом  $S_i^L \sim 1/f$ , т. е.  $1/f$ -составляющая в спектрах  $S_i^L(f)$  должна была бы четко проявляться.

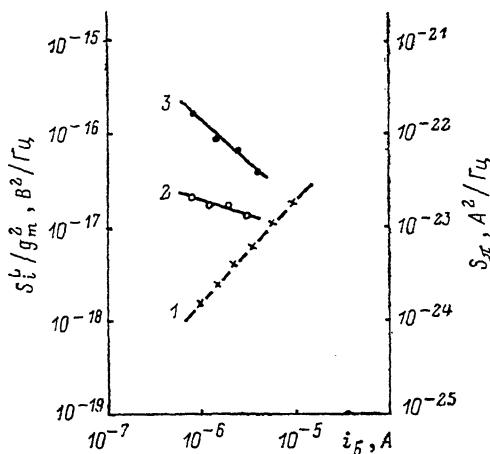


Рис. 3. Шумовые характеристики образцов, у которых в спектрах  $S_i^L(f)$  при  $f \geq 20$  Гц не наблюдался  $1/f$ -участок.

1 — зависимость спектральной плотности  $1/f$ -флуктуаций тока базы от величины этого тока; 2 — измеренная на опыте зависимость величины  $S_i^L / g_m^2$  от  $i_0$ ; 3 — рассчитанная по формуле (32) зависимость  $(S_i^L / g_m^2)$  от  $i_0$ ;  $f = 30$  Гц;  $T = 300$  К.

Тот факт, что на опыте такая ситуация не наблюдалась, дает основание утверждать, что в рассматриваемых образцах  $1/f$ -шум  $n^+ - p$ -перехода не был обусловлен флуктуациями его ширины и, следовательно, не был связан с флуктуациями заселенности расположенных в нем центров, т. е. имел другую природу.

Заметим, что для этого шума характерным оказался линейный рост  $S_{\pi}$  с  $i_0$ . Это согласуется с предположением о связи его с  $\mu$ -флуктуациями [1, 6]. Вклад такого шума в величину  $S_i^L$  равен  $S_{\pi} r_0^2$ . Эта величина, как показывают оценки, даже при  $f=20$  Гц существенно ниже полученных значений  $S_i^L$ . Поэтому в измеряемых спектрах  $S_i^L(f)$  такой  $1/f$ -шум практически проявляться не должен, что и наблюдалось на опыте.

**Выводы.** Экспериментально показано, что в кремниевых  $p - n$ -переходах существует токовый  $1/f$ -шум, обусловленный  $1/f$ -флуктуациями ширины перехода, а следовательно,  $1/f$ -флуктуациями заселенности расположенных в ОПЗ центров.

Приведены также экспериментальные доказательства существования в таких переходах  $1/f$ -шума, не связанного с подобными флуктуациями ширины перехода и обладающими чертами, характерными для  $\mu$ -шума.

#### Список литературы

- [1] Kleinpenning T. G. M. // Physica B+C. 1986. V. 138. N 3. P. 244—252.
- [2] Van Vliet C. M., Van der Ziel A. // Sol. St. Electron. 1987. V. 30. N 7. P. 777—778.
- [3] Kilmer J., Van der Ziel A., Bosman G. // Sol. St. Electron. 1985. V. 28. N 3. P. 287—288.
- [4] Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Партыка М. В., Кропман Д. И., Дудкин В. И., Паометс В. Т., Юрьев А. О. // Радиотехн. и электрон. 1988. Т. 33. В. 2. С. 400—408.



- [5] Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Лисянский М. И., Коган Л. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1424—1429.
- [6] Kleinpenning T. G. M. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. A3. N 1. P. 176—182.
- [7] Wu X., Anderson J. B., Van der Ziel A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 9. P. 1871—1877.
- [8] Ван-дер-Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках / Под ред. Ф. В. Бункина. М., 1961. 232 с.
- [9] Jäntschi O. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 5. P. 1100—1115.
- [10] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [11] Hsu S. T. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1970. V. ED-17. N 7. P. 496—506.
- [12] Lauritzen P. O. // Sol. St. Electron. 1965. V. 8. N 1. P. 41—58.
- [13] Таратута А. С., Чайка Г. Е. // УФЖ. Т. 13. В. 6. С. 931—938.
- [14] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1 / Под ред. Р. А. Суриса. М., 1984. 455 с.
- [15] Hauser J. R. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1964. V. ED-11. N 5. P. 238—242.
- [16] Knott K. F., Sutcliffe M. A. // Proc. IEE. 1973. V. 120. N 6. P. 623—628.
- [17] Leiderman A. Ju. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 87. N 2. P. 363—372.
- [18] Hack M., Shur M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5858—5863.
- [19] Лукьянчикова Н. Б., Гарбар Н. П., Сащук А. П., Кропман Д. И., Петричук М. В. // Флуктуационные явления в физических системах. Вильнюс, 1988. С. 141—143.
- [20] Орлов В. В., Якимов А. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1984. Т. 27. В. 12. С. 1584—1587.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 29.06.1989  
Принята к печати 23.05.1990