

01;06;09;12

Источники $1/F$ -шума в лавинно-пролетных диодах из арсенида галлия

© С.А. Корнилов, К.Д. Овчинников, Э.Б. Кислицын

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. М.А. Бонч-Бруевича, 191186 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 апреля 1996 г.)

В квазистатическом приближении проведен анализ $1/F$ -шума в лавинно-пролетных диодах в статическом и динамическом (автоколебательном) режимах. Источники $1/F$ -шума заданы в соответствии с моделью флуктуаторов: учтены флуктуации заряда ловушек и флуктуаций скорости дрейфа электронов, вызываемые их рассеянием на ловушках и метастабильных нейтральных центрах. Показано, что флуктуации напряжения на диоде и флуктуации частоты колебаний определяются главным образом флуктуациями заряда ловушек, а флуктуации амплитуды колебаний — рассеянием на нейтральных центрах. Разработана методика определения интенсивности источников шума по результатам измерения флуктуаций в статическом и динамическом режимах ЛПД и методика проверки модели в целом. Приведены результаты эксперимента, удовлетворительно согласующиеся с расчетами.

Введение

Информация об источниках $1/F$ -шума в полупроводниках с горячими носителями заряда скудна и отчасти противоречива. Между тем эта проблема, интересная с физической точки зрения, имеет и прикладное значение — многие полупроводниковые СВЧ приборы работают на горячих электронах. Лавинно-пролетные диоды (ЛПД) привлекательны как объект исследования тем, что они работают при очень сильных полях (сотни кВ/см) и позволяют расширить экспериментальную базу, включив в нее измерения в динамическом режиме. Настоящая работа преследует цели выбора адекватной модели источников $1/F$ -шума в ЛПД, ее экспериментальной проверки и разработки методики определения интенсивности источников по результатам измерений.

Модель источников $1/F$ -шума в ЛПД и подход к ее проверке

Рассмотрим вкратце модели источников $1/F$ -шума, привлекавшиеся для его описания в сильных полях. В [1–6] считается, что объемный $1/F$ -шум возникает в результате флуктуаций подвижности (скорости дрейфа) носителей заряда. Происхождение таких флуктуаций либо не конкретизируется, либо связывается с рассеянием на акустических фононах [2–4], в духе концепции Хоухе–Вандамме [7]. Последнее предполагает существование $1/F$ -шума концентрации фононов, с чем трудно согласиться, так как в образцах конечного размера частота фононов ограничена снизу.

В [8,9] предложена альтернативная модель объемного $1/F$ -шума, связывающая его с флуктуациями заселенности энергетических уровней в ”хвосте” функции плотности состояний, проникающем в запрещенную зону полупроводника. Иными словами, $1/F$ -шум объясняется функционированием ловушек, приводящим к флуктуациям их суммарного заряда и концентрации свободных носителей. Эта модель, родственная известной модели

Мак-Уортера [10], была использована в [8] для расчета флуктуаций напряжения на ЛПД. Ловушечная модель способна объяснить $1/F$ -спектр, и, что особенно важно, располагает прямым экспериментальным подтверждением участия ловушек в формировании $1/F$ -шума (опыты с освещением образцов [9]). Однако и она не решает всех проблем. Авторы [9] отмечают, что из экспериментов с освещением образцов следует, что помимо ”ловушечной” составляющей $1/F$ -шума существует другая, природа которой осталась невыясненной.

В последние годы получила серьезное развитие концепция происхождения $1/F$ -шума, названная моделью флуктуаторов [11]. В [12] показана возможность ее применения к неупорядоченным областям высокотемпературных полупроводников. В этой модели считается, что $1/F$ -шум возникает при взаимодействии носителей заряда с метастабильными центрами, обладающими распределением времен релаксации (флуктуаторами). В полупроводниках это могут быть нейтральные образования типа двухуровневых систем и генерационно-рекомбинационные центры. В первом случае в результате рассеяния носителей заряда возникают флуктуации их подвижности (скорости дрейфа), во втором к этому добавляются флуктуации заряда ловушек и концентрации свободных носителей. Модель флуктуаторов имеет веские экспериментальные подтверждения: наблюдения функционирования одиночных флуктуаторов и переход от лоренцевского спектра к спектру $1/F$ с увеличением их числа (обзор [13]); упоминавшееся влияние света на $1/F$ -шум [9]; демонстрация того, что в сверхчистых полупроводниках спектр низкочастотного шума представляет собой суперпозицию лоренцианов [14].

Немаловажно, что модель флуктуаторов в определенном смысле объединяет ловушечную модель с моделью флуктуаций подвижности, но связывает последние с рассеянием на метастабильных центрах, а не на фононах. Эта модель была использована в [15] для анализа влияния разогрева электронов на $1/F$ -шум в однородном образце, но влияние ловушек при этом не учитывалось.

В настоящей работе анализ $1/F$ -шума ЛПД проведен на основе модели флукутаторов с учетом взаимодействия носителей заряда как с заряженными, так и с нейтральными флукутаторами [16]. В соответствии с этим в теорию введены следующие источники $1/F$ -шума: флукутации концентрации заряженных ловушек δN_i ; коррелированные с δN_i флукутации скорости дрейфа δv_i (результат рассеяния на ловушках); некоррелированные с δN_i флукутации скорости дрейфа δv_n (результат рассеяния на нейтральных флукутаторах).

Распространенным методом проверки моделей источников $1/F$ -шума является сопоставление расчетов токового шума с экспериментом, проведенным в статическом режиме работы образцов или приборов (измерения на постоянном токе). Методика, развитая в этой работе, сочетает измерения на постоянном токе с изменениями флукутаций колебаний в режиме генерации ЛПД. Конечно, это усложняет расчеты и эксперимент, но расширяет возможности проверки модели и позволяет получить более полную информацию об источниках шума.

Анализ $1/F$ -шума в ЛПД

Теория развита для однопролетных непроколотых ЛПД из GaAs с однородно легированной донорами базой, которые использовались в эксперименте. Медленность $1/F$ -шума по сравнению с переходными процессами в диоде и генераторе позволила решать флукутационную задачу в квазистационарном приближении, исходя из уравнений, описывающих установившиеся режимы. Процессы в ЛПД рассматривались в рамках модели эквивалентного слоя умножения [17].

Режим постоянного тока. При отсутствии колебаний процессы в ЛПД описываются системой уравнений, состоящей из решения уравнения Пуассона для обедненного слоя,

$$u = \left(1 + \frac{l_d}{l_a}\right) u_a - \frac{q(N_D + N_i)l_d^2}{2\varepsilon} \left(1 + \frac{l_a}{l_d}\right) + \frac{il_d^2}{2\varepsilon s v_s} \left(1 + \frac{l_a}{3l_d}\right), \quad (1)$$

уравнения лавины

$$i = i_s \left[1 - l_a \bar{\alpha} \left(\frac{u_a}{l_a}\right)\right]^{-1}, \quad (2)$$

уравнения цепи питания

$$E_b = u + iR_b \quad (3)$$

и уравнения, вытекающего из условия нулевого электрического поля в конце обедненного слоя, получаемого, как и (1), из уравнения Пуассона,

$$\frac{u_a}{l_a} - \frac{q(N_D + N_i)l_d}{\varepsilon} \left(1 + \frac{l_a}{2l_d}\right) + \frac{il_d}{\varepsilon s v_s} \left(1 + \frac{l_a}{6l_d}\right) = 0, \quad (4)$$

где u — напряжение на обедненном слое, u_a — напряжение на слое умножения, i — лавинный ток, равный току питания диода, E_b и R_b — электродвижущая сила и внутреннее сопротивление источника питания, l_a и l_d — длины слоев умножения и дрейфа, s — площадь поперечного сечения структуры, i_s — ток насыщения, $\bar{\alpha}(u_a/l_d)$ — усредненный по длине слоя умножения коэффициент ударной ионизации, q — заряд электрона, ε — диэлектрическая проницаемость, N_D и N_i — концентрации доноров и заряженных ловушек, v_s — насыщенная скорость дрейфа электронов.

В соответствии с принятой моделью источников $1/F$ -шума, возмущения вносятся в (1)–(4) спонтанными флукутациями δN_i и $\delta v_s = \delta v_i + \delta v_n$, приводящими к флукутациям переменных u , u_a , i , l_d . Представив зависящие от времени величины суммами средних значений и флукутаций ($N_i = \bar{N}_i + \delta N_i$, $u = \bar{u} + \delta u$ и т. д.) и используя малость последних, можно линеаризовать систему (1)–(4) по флукутациям и найти связь между δu , δl_d и возмущениями

$$\frac{\delta u}{i r_d} = - \left(h_t \frac{N_D}{n_0} - \eta h_v \right) \frac{\delta N_i}{N_D} - h_v \frac{\delta v_n}{v_s}, \quad (5)$$

$$\frac{\delta l_d}{l_d} = - \left(\frac{H_t N_D}{N_D - n_0} - \eta \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \right) \frac{\delta N_i}{N_D} - \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \frac{\delta v_n}{v_s}. \quad (6)$$

Здесь $h_t = 1 + l_a/l_d$, $h_v = 1 + l_a/3l_d$, $H_t = 1 + l_a/2l_d$, $H_v = 1 + l_a/6l_d$, n_0 — концентрация электронов в обедненном слое, $\eta = (\tau_p/2\tau_{pt})(N_D/N_i)$,

$$r_d = l_d^2 / (2\varepsilon s v_s) \quad (7)$$

— дифференциальное сопротивление перехода.

В (5), (6) составляющая флукутаций скорости, обусловленная рассеянием на ловушках, выражена через δN_i : $\delta v_i/v_s = -(\tau_p/2\tau_{pt})(\delta N_i/N_i)$, где τ_p и τ_{pt} — результирующее и связанное с рассеянием на ловушках время релаксации по импульсу. Для упрощения записи в (5)–(7) и далее опускается обозначение средних величин, т. е. считается $\bar{N}_D = N_D$, $\bar{l}_d = l_d$ и т. д.

При выводе (5), (6) использованы приближения а) $R_b \gg r_d$ (источник питания ЛПД имеет высокое внутреннее сопротивление); б) $N_D - n_0 \gg N_i$; в) $l_a = \text{const}$ (можно показать, что $\delta l_a \ll \delta l_d$, по меньшей мере при $R_b \gg r_d$).

Режим генерации колебаний. Представим автогенератор на ЛПД вблизи от частоты генерации однорезонансной колебательной цепью (рис. 1), можем записать уравнения стационарных колебаний следующим образом:

$$R + R_e(B, \omega_0) = 0, \quad (8)$$

$$\omega = \omega_0 + \frac{1}{2L} x_e(B, \omega_0). \quad (9)$$

Здесь $\omega_0 = (LC)^{-1/2}$, где C — емкость диода, L — эквивалентная индуктивность резонатора; R — сопротивление

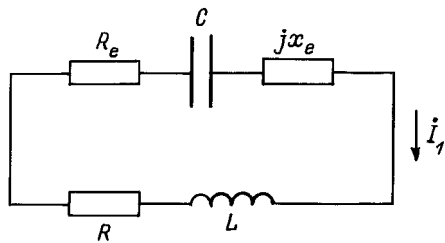


Рис. 1. Эквивалентная схема автогенератора на ЛПД (по первой гармонике).

потерь (включая потери в нагрузке); R_e — активное сопротивление ЛПД по первой гармонике; x_e — ”электронная” составляющая его реактивного сопротивления по первой гармонике (полный реактанс равен $1/\omega C - x_e$). По [17,18] R_e и x_e равны

$$R_e = -\frac{(\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)(1 - \cos \Theta_d)/\Theta_d}{\omega_0 C_d [1 - (\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)]}, \quad (10)$$

$$x_e = -\frac{(\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)}{1 - (\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)} \left[\frac{1}{\omega C_a} + \frac{\sin \Theta_d}{\omega C_d \Theta_d} \right]. \quad (11)$$

Здесь C_a и C_d — емкости слоев умножения и дрейфа; $\Theta_d = \omega_0 l_d / v_s$ — угол пролета в слое дрейфа; $\Omega_a = [2\bar{\alpha}' i / C_a \tau_a]^{1/2}$ — лавинная частота (τ_a — время пролета в слое умножения, $\bar{\alpha}'$ — производная $\bar{\alpha}$ по напряженности электрического поля); $\Phi(B) = 2I_1(B)/[BI_0(B)]$, где $I_0(B)$ и $I_1(B)$ — модифицированные функции Бесселя; $B = 2\bar{\alpha}' U_a / \Theta_a$ ($\Theta_a = \omega_0 \tau_a$), где U_a — амплитуда напряжения на слое умножения. Между B и амплитудой A первой гармоники тока I_1 (рис. 1) имеет место связь [17]

$$A = \left[\frac{\omega_0 C_a \Theta_a}{2\bar{\alpha}'} - i\Phi(B) \right] B. \quad (12)$$

Уравнения (8), (9), (12) с учетом (10), (11) образуют систему, определяющую стационарные B , A и ω ; после ее линеаризации по всем стохастическим переменным можно найти в квазистационарном приближении связь между флуктуациями $\delta\omega$, δA и первичными возмущениями δN_t , δv_t , δv_n , модулирующими зависящие от них параметры. При этом надо принять во внимание и флуктуации длины области дрейфа, используя (6). Выкладки, проведенные с теми же допущениями, что и при выводе (5), (6), приводят к результатам

$$-\frac{2\delta\omega}{\omega_0} = \left(b_1 - \frac{b_2}{Q_L} \right) \frac{\delta N_t}{N_D} - \left(b_3 - \frac{b_4}{Q_L} \right) \frac{\delta v_n}{v_s}, \quad (13)$$

где

$$b_1 = \frac{C}{C_d} \left(H_t - \eta H_v \frac{n_0}{N_D} \right) \frac{N_D}{N_D - n_0},$$

$$b_2 = \frac{\Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \left\{ \left(1 + \frac{C_d}{C_a} \frac{\Theta_d \sin \Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \right) \times \left[\frac{H_t N_D}{N_D - n_0} - \eta \left(1 + \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \right) \right] + \eta \frac{C_d}{C_a} \right\},$$

$$b_3 = \frac{C}{C_d} \frac{H_v n_0}{N_D - n_0},$$

$$b_4 = \frac{\Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \left\{ \left(1 + \frac{C_d}{C_a} \frac{\Theta_d \sin \Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \right) \times \left(1 + \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \right) - \frac{C_d}{C_a} \right\},$$

$$\frac{1}{P(B)} \frac{\delta A}{A} = a_1 \frac{\delta N_t}{N_D} - a_2 \frac{\delta v_n}{v_s}, \quad (14)$$

где

$$a_1 = \frac{\Theta_d \sin \Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \frac{H_t N_D}{N_D - n_0} + \eta \left[1 + \frac{1 + P(B)}{P(B)[1 - (\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)]} - \frac{\Theta_d \sin \Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \left(1 + \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \right) \right],$$

$$a_2 = 1 + \frac{1 + P(B)}{P(B)[1 - (\Omega_a/\omega_0)^2 \Phi(B)]} - \frac{\Theta_d \sin \Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \left(1 + \frac{H_v n_0}{N_D - n_0} \right).$$

В (13) $Q_L = \omega_0 L / R$ — добротность нагруженного резонатора, а в (14) $P(B) = -[1 - 2(\Omega_a/\omega_0)^2 \varphi'] (1 - B\varphi'/\varphi)^{-1}$, где $\varphi = I_1(B)/I_0(B)$, $\varphi' = d\varphi/dB$. Анализ выражений (5), (13), (14) показывает, что влияние флуктуаций заряда ловушек δN_t на δu , $\delta\omega$ и δA значительно сильнее влияния коррелированных с δN_t флуктуаций скорости дрейфа δv_t . Действительно, во всех этих выражениях действие δv_t отображается членами, пропорциональными $\eta = 0.5(\tau_p/\tau_{pt})(N_D/N_t) = 0.5(\tau_p/\tau_{pD})(\tau_{pD}/\tau_{pt})(N_D/N_t)$, где τ_{pD} — время релаксации по импульсу, связанные с рассеянием на донорах, поскольку $\tau_{pt}/\tau_{pD} = N_D/N_t$, $\eta = 0.5\tau_p/\tau_{pD}$. Отсюда следует, что $\eta \ll 1$, так как при высокой температуре (для ЛПД около 450 К) превалирует рассеяние на фононах

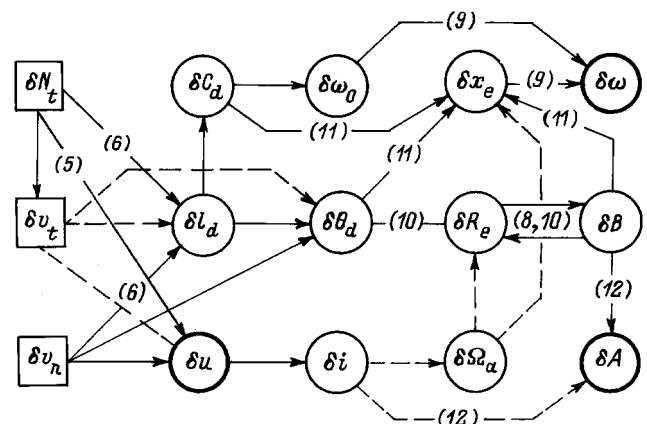


Рис. 2. Каналы воздействия источников 1/F-шума δN_t , δv_t , δv_n на флуктуации амплитуды δA , частоты $\delta\omega$ колебаний и напряжения на диоде δu . В скобках указаны номера уравнений, управляющих связями.

Таблица 1. Усредненные значения $S_u, S_\alpha, S'_u, S'_\alpha$ и S'_{Nt}, S'_{vn} для двух партий однотипных ЛПД

Номер партии	$S_u, \text{В}^2 \cdot \text{Гц}^{-1}$	$S_\alpha, \text{Гц}^{-1}$	$S'_u, \text{Гц}^{-1}$	$S'_\alpha, \text{Гц}^{-1}$	$S'_{Nt}, \text{Гц}^{-1}$	$S'_{vn}, \text{Гц}^{-1}$
1 (9 диодов)	$4.3 \cdot 10^{-12}$	$1.5 \cdot 10^{-13}$	$1.1 \cdot 10^{-12}$	$8.4 \cdot 10^{-14}$	$1.6 \cdot 10^{-15}$	$1.3 \cdot 10^{-13}$
2 (5 диодов)	$2.9 \cdot 10^{-12}$	10^{-13}	$7.1 \cdot 10^{-13}$	$5.6 \cdot 10^{-14}$	$1.1 \cdot 10^{-15}$	$8.6 \cdot 10^{-14}$

Таблица 2. Вклад источников шума S'_{Nt} и S'_{vn} в S'_u, S'_α, S'_f для диодов партии 1. Данные для S'_f и S'_α рассчитаны при $\beta = 1.85$

$S'_u = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{Гц}^{-1}$		$S'_f = 10^{-15} \text{Гц}^{-1}$		$S'_\alpha = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{Гц}^{-1}$	
Вклад S'_{Nt}	Вклад S'_{vn}	Вклад S'_{Nt}	Вклад S'_{vn}	Вклад S'_{Nt}	Вклад S'_{vn}
$9 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-13}$	$9.3 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-17}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$8.35 \cdot 10^{-14}$

($\tau_p \ll \tau_{pD}$). Учитывая, что коэффициенты h_i, h_v, H_i, H_v имеют порядок единицы, а n_0/N_D — порядок 10^{-1} , можно пренебречь в (5), (13), (14) членами, пропорциональными η , что и будет делаться в дальнейшем. Заметим только, что применительно к (14) это приближение справедливо при условии $\Theta_d \leq 0.9\pi$, которое в большинстве случаев выполняется.

Рис. 2 иллюстрирует каналы воздействия источников шума на $\delta u, \delta \omega$ и δA . Штриховыми линиями обозначены каналы, влияние которых заведомо слабо и не учитывается в расчетах. Это — модуляция параметров источником δv_t и модуляция частоты и амплитуды колебаний током, флуктуации которого по (3) $\delta i = -\delta u/R_b$. Они малы в силу того, что R_b считается большим.

Перейдем к энергетическим спектрам флуктуаций, записывая их в нормированном виде. С учетом некоррелированности δN_t и δv_t из (5), (13), (14) следует

$$S'_u = (h_t N_D / n_0)^2 S'_{Nt} + h_t^2 S'_{vn}, \quad (15)$$

$$S'_\alpha = a_1^2 S'_{Nt} + a_2^2 S'_{vn}, \quad (16)$$

$$S'_f = \left(b_1 - \frac{b_2}{Q_L}\right)^2 S'_{Nt} + \left(b_3 - \frac{b_4}{Q_L}\right)^2 S'_{vn}. \quad (17)$$

Здесь $S'_u = S_u / (ir_d)^2$, $S'_\alpha = S_\alpha / P^2(B)$, $S'_f = 4S_f / f_0^2$, где S_u — спектр флуктуаций напряжения на диоде δu , S_f — спектр флуктуаций циклической частоты $\delta f = \delta \omega / 2\pi$, S_α — спектр относительных флуктуаций амплитуды $\delta A / A$. Эти спектры непосредственно измеряются в эксперименте. Нормированные спектры флуктуаций δN_t и δv_t определены следующим образом: $S'_{Nt} = S_{Nt} / N_D^2$, $S'_{vn} = S_{vn} / v_s^2$.

При заданном токе питания диода колебательный режим генератора зависит от величины сопротивления потерь R (рис. 1), которую можно менять в эксперименте, изменяя связь резонатора с нагрузкой. При этом будут изменяться добротность резонатора Q_L , амплитуда колебаний тока A и амплитуда напряжения на слое умножения, характеризуемая параметром B . Теория позволяет связать Q_L и B с параметром связи $\beta = i / i_{th}$, где

i — рабочий, i_{th} — пороговый (соответствующий порогу самовозбуждения генератора) ток питания диода [17,6]

$$\beta = BI_0(B) / 2I_1(B), \quad (18)$$

$$Q_L = \frac{C_d}{C} \frac{\Theta_d}{1 - \cos \Theta_d} \left(\frac{\omega_0^2}{\Omega_d^2} \beta - 1 \right). \quad (19)$$

Пороговый ток легко измеряется; таким образом, (18) и (19) привязывают расчеты по (16) и (17) к эксперименту.

Процедура определения интенсивности источников 1/F-шума по экспериментальным данным

Используем систему уравнений (15)–(17) для определения спектральных плотностей (интенсивностей) источников 1/F-шума S'_{Nt} и S'_{vn} по результатам измерения спектральных плотностей флуктуаций S_u, S_α, S_f . Для этого достаточно двух уравнений — (15) и (16). Оставшееся свободным уравнение (17) можно использовать для проверки состоятельности модели в целом.

Считая левые части уравнений (15) и (16) известными ($S'_u = S_u / (ir_d)^2$, $S'_\alpha = S_\alpha / P^2(B)$, где S_u и S_α — измеренные величины), найдем

$$S'_{Nt} = \frac{a_2^2 S'_u - h_t^2 S'_\alpha}{(a_2 h_t N_D / n_0)^2 - a_1^2 h_v^2}, \quad (20)$$

$$S'_{vn} = \frac{(h_t^2 N_D / n_0)^2 S'_\alpha - a_1^2 S'_u}{(a_2 h_t N_D / n_0)^2 - a_1^2 h_v^2}. \quad (21)$$

Конечно, эти соотношения работоспособны только тогда, когда уменьшаемые величины в числителях (20) и (21) и в их общем знаменателе достаточно превышают вычитаемые. Это обеспечивается, в частности, тем, что $N_D / n_0 \gg 1$, хотя нельзя исключить возможность такой комбинации параметров и режима, при которой упомянутое условие не выполняется. Во всяком случае

при расчетах по (20) и (21) следует контролировать соотношение уменьшаемых и вычитаемых.

Выбор уравнения (17) из трех возможных для проверки модели продиктован тем, что оно содержит добротность резонатора Q_L , которая существенно меняется при изменении параметра β , т.е. связи резонатора с нагрузкой. Сравнивая рассчитанную с использованием найденных по (20) и (21) значений S_{Nt} и S_{vn} зависимость с экспериментальной, можно судить о корректности принятой модели источников шума и процедуры определения их интенсивности.

Результаты эксперимента. Обсуждение

Эксперимент проводился на непроколотых GaAs ЛПД диапазона 10 ГГц с барьером Шоттки и однородно легированной базой. Параметры диодов: $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $l_a = 0.9 \text{ мкм}$, $l_d = 2.1 \text{ мкм}$, $\Theta_d = 0.9\pi$, $r_d = 25 \text{ Ом}$. Все измерения выполнялись на частоте анализа 30 Гц, на которой 1/F-шум превалировал над лавинным шумом в широком диапазоне изменения β при $R_b = 1.3 \text{ кОм}$ и токе питания $i = 80 \text{ мА}$. Величина β регулировалась изменением связи резонатора с нагрузкой.

О п р е д е л е н и е и н т е н с и в н о с т и и с т о ч н и к о в 1/F - ш у м а. В табл. 1 приведены измеренные значения S_u и S_α , соответствующие им нормированные величины S'_u и S'_α , а также рассчитанные с их помощью по (20) и (21) интенсивности источников шума S_{Nt} и S_{vn} . Измерения и расчет проведены при величине $\beta = 1.85$.

П р о в е р к а м о д е л и. На рис. 3 показаны рассчитанные с помощью (17) зависимости $S_f(\beta)$ для обеих партий диодов; при этом были использованы предварительно найденные величины S'_{Nt} и S'_{vn} (табл. 1). Там же показаны зоны разброса экспериментальных значений $S_f(\beta)$. Видно, что теория согласуется с экспериментом, показывая слабую зависимость S_f от β . Этот результат не тривиален, так как в (17) входит добротность Q_L , существенно меняющаяся с β ; согласие может иметь место только при корректном определении S'_{Nt} и S'_{vn} . Рассчитанные и измеренные уровни S_f также достаточно близки.

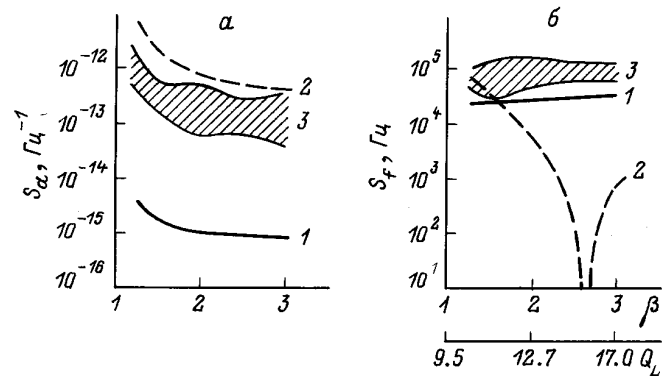


Рис. 4. Зависимости $S_\alpha(\beta)$ (а) и $S_f(\beta)$ (б). 1 — расчет для модели с источником 1/F-шума δN_i ; 2 — то же с источником δv_n ; 3 — зоны разброса экспериментальных данных; $i = 80 \text{ мА}$, $F = 30 \text{ Гц}$.

Сравним полученные результаты с теми, которые дают более простые модели, предлагающие только один источник 1/F-шума — флуктуации скорости или флуктуации заряда ловушек. Эти варианты описываются уравнениями (15)–(17), в которых надо положить $S'_{Nt} = 0$ для модели флуктуаций скорости или $S'_{vn} = 0$ для модели флуктуаций заряда. В обоих случаях интенсивность источника шума может быть найдена из (15): $S'_{vn} = S_u h_v^{-2}$ или $S'_{Nt} = S_u (h_i N_D / n_0)^{-2}$. Для диодов партии 1 $S'_{vn} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ Гц}^{-1}$ и $S'_{Nt} = 1.9 \cdot 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}$. Уравнения (16) и (17) в этом случае остаются свободными и их можно использовать для проверки моделей. Результаты показаны на рис. 4. Видно, что модель флуктуаций скорости приводит к серьезному качественному расхождению теории и эксперимента в характере зависимости $S_f(\beta)$, а модель флуктуаций заряда — к не менее серьезному количественному расхождению по уровню S_α .

Таким образом, модель, предполагающая одновременное действие двух некоррелированных источников 1/F-шума, согласуется с экспериментом значительно лучше. В рамках этой модели флуктуации напряжения на диоде и флуктуации частоты колебаний определяются в основном флуктуациями заряда ловушек, а флуктуации амплитуды колебаний — флуктуациями скорости дрейфа электронов, связанными с их рассеянием на нейтральных метастабильных центрах. Это показывают приведенные в табл. 2 результаты расчетов, проведенных по (15)–(17) и данным таблицы 1.

Отметим, что вывод о преимущественной роли флуктуаций занятости ловушек в формировании 1/F-шума напряжения на диоде по существу согласуется с точкой зрения авторов [8].

Заключение

Показано, что модель, предполагающая два некоррелированных источника 1/F-шума в ЛПД (флуктуации занятости ловушек и флуктуации рассеяния на нейтральных метастабильных центрах), удовлетворительно

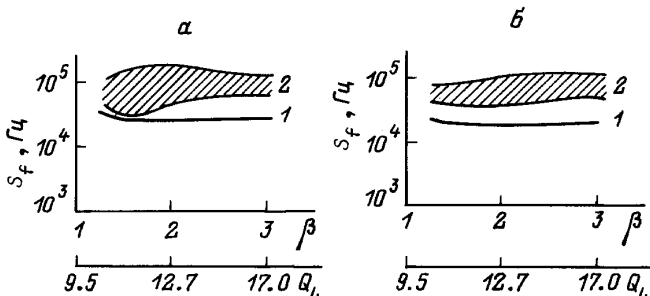


Рис. 3. Зависимости $S_f(\beta)$ для диодов партии 1 (а) и партии 2 (б). $i = 80 \text{ мА}$, $F = 30 \text{ Гц}$; 1 — результаты расчетов; 2 — зоны разброса экспериментальных данных.

согласуется с экспериментом. Установлено, что уровень низкочастотных флуктуаций напряжения на диоде и флуктуаций частоты в режиме генерации определяется в основном флуктуациями заряда ловушек, а флуктуаций амплитуды — флуктуациями рассеяния на нейтральных центрах. Флуктуации рассеяния на ловушках во всех случаях играют второстепенную роль. Разработана методика определения интенсивности источников $1/F$ -шума по результатам измерений флуктуаций в статическом и колебательном режимах.

Представляется, что результаты работы, включая методику исследования, могут оказаться полезными не только для физики ЛПД, но и для более общей проблемы изучения $1/F$ -шума в сильных полях.

Работа выполнена в рамках программы "Университеты России".

Список литературы

- [1] *Kleinpenning T.G.M.* // Physica. 1980. Vol. 103B. P. 340.
- [2] *Kleinpenning T.G.M.* // Physica. 1981. Vol. 113B. P. 189.
- [3] *van de Roer Th.* // Sol. St. Electron. 1980. Vol. 23. P. 695.
- [4] *van de Roer Th.* // Physica. 1991. Vol. 168B. P. 53.
- [5] *Корнилов С.А., Овчинников К.Д., Павлов В.М.* // Изв. вузов, Радиофизика. 1985. Т. 28. С. 607.
- [6] *Корнилов С.А., Овчинников К.Д.* Шумы в генераторах, усилителях и умножителях частоты на лавинно-пролетных диодах. СПб.: ГУТ, 1993. 193 с.
- [7] *Hooge F.N., Kleinpenning T.G.M., Vandamme L.K.J.* // Rep. Prog. Phys. 1981. Vol. 44. P. 479.
- [8] *Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е.* // ФТП. 1989. Т. 23. С. 1187.
- [9] *Дьяконова Н.В., Левинштейн М.Е., Румянцев С.Л.* // ФТП. 1991. Т. 25. С. 2065.
- [10] *McWhorter A.L.* // Semiconductor Surface Physics / Ed. by R.H. Kingston. Univ. of Pennsylvania (Philadelphia), 1957. P. 207.
- [11] *Kogan Sh.M., Nagaev K.E.* // 1984. Sol. St. Commun. Vol. 49. P. 387.
- [12] *Гальперин Ю.М., Козуб В.И.* // Тез. докл. V Всесоюз. конф. "Флуктуационные явления и физических системах". Паланга, 1988. С. 7.
- [13] *Kirton M.J., Uren M.J.* // Adv. In Phys. 1989. Vol. 38. P. 468.
- [14] *Palenskis V., Maknys K., Stadalnikas A.* // Proc. 13th Intern. Conf. on Noise in Physical Systems and $1/f$ Fluctuations. Palanga, 1995. P. 285.
- [15] *Orlov V.B., Jakimov A.V.* // Physica. 1987. Vol. 154B. P. 175.
- [16] *Kornilov S.A., Ovchinnikov K.D., Corbella I.* // Proc. 13th Intern. Conf. on Noise in Physical Systems and $1/f$ Fluctuations. Palanga, 1995. P. 319.
- [17] *Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1986. 480 с.
- [18] *Delagebeaudeuf D.* // Rev. Techn. Thomson-CSFI. 1969. Vol. 1. P. 309.