

УДК 621.373.52:621 385.6

ФЛИККЕРНЫЙ ШУМ В ТОКЕ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

С. А. Корнилов, К. Д. Овчинников, В. М. Павлов

Рассмотрена теория фликкерных шумов в токе лавинно-пролетных диодов (ЛПД), происхождение которых связывается с локальными флуктуациями дрейфовой скорости носителей заряда. При расчете шумового тока учтены также генерационно-рекомбинационные (ГР) шумы тока насыщения. Приведены экспериментальные данные.

1. Фликкерный шум в генераторах на ЛПД наблюдался рядом исследователей [1-5], однако только в [6] теоретически рассматривается его происхождение, связываемое с флуктуациями концентрации доноров и деградацией $p-n$ -перехода [7, 8].

В настоящей работе развивается другой подход, опирающийся на эмпирическую формулу Хоухе для флуктуаций подвижности. Для неоднородного одномерного образца в слабом поле эта формула записывается следующим образом [9]:

$$\frac{S_{\mu}(x, x', F)}{\mu^2} = \frac{\alpha_H \delta(x - x')}{n(x) AF}, \quad (1)$$

где $S_{\mu}(x, x', F)$ — взаимная спектральная плотность флуктуаций подвижности в сечениях x и x' , $n(x)$ — концентрация подвижных носителей заряда, A — площадь поперечного сечения образца, α_H — безразмерная константа Хоухе, $\delta(x-x')$ — дельта-функция Дирака.

Происхождение фликкерного шума подвижности связывается в модели Хоухе с взаимодействием носителей заряда с акустическими фонами решетки [9], однако общепризнанного теоретического обоснования этого предположения пока что нет. Тем не менее с помощью (1) удастся удачно описать фликкерные шумы в ряде приборов [9-12], что делает интересным привлечение (1) к анализу фликкерных шумов в ЛПД.

2. Распространение модели Хоухе на случай горячих носителей рассматривалось в [13-17]. В [13, 14] принято, что формуле Хоухе (1) подчиняется подвижность в слабом поле μ_0 , от которой зависит подвижность в сильном поле $\mu = \mu(\mu_0, E)$. В [15, 16] выдвинуто предположение о зависимости коэффициента Хоухе α_H от поля E . Выводы авторов [13, 14] и [15, 16] не согласуются, и дискуссия между ними [16, 17] не привела к ясности: и в том и в другом случае привлекаемые экспериментальные данные подтверждают защищаемую точку зрения и не согласуются с оспариваемой. Отметим, что оба подхода предсказывают уменьшение интенсивности флуктуаций с ростом поля, хотя и по разным законам. Экспериментальные данные в [16, 17] ограничены полями порядка 10 кВ/см , т. е. не распространяются на характерный для ЛПД режим (сотни кВ/см). Таким образом, вопрос о фликкерных флуктуациях подвижности в сильных полях при насыщении дрейфовой скорости нельзя считать решенным.

3. Формула (1) опирается на положения, имеющие достаточное экспериментальное обоснование: интенсивность фликкерного шума обратно пропорциональна числу свободных носителей заряда в микрообъеме [9]; пространственная корреляция источников шума незначительна [18]. Едва ли можно сомневаться в том, что эти положения теряют силу при переходе к сильным полям. Что касается полевой зависимости флуктуаций подвижности, то, как следует из сказанного в п. 2, она пока что не выяснена достоверно, тем более, что первичным источником фликкерных флуктуаций подвижности может быть не только взаимодействие носителей заряда с решеткой, но и их рассеяние на мигрирующих примесных ионах [19] или на ГР центрах [20].

В настоящей работе предполагается, что фликкерные флуктуации подвижности в сильных полях (при насыщении дрейфовой скорости) могут быть описаны соотношением (1). Однако вместо α_n вводится некоторый коэффициент κ , зависящий от свойств первичного источника фликкерного шума. Предположим также, что в оговоренных выше условиях κ не зависит от напряженности поля. Поскольку при насыщении дрейфовой скорости $\delta\mu/\mu = \delta v/v$, то для спектральной плотности флуктуаций скорости получим

$$\frac{S_{v_n}(x, x', F)}{v_n^2} = \frac{\kappa \delta(x - x')}{n(x) AF} \quad (2)$$

Эта формула записана для электронов; для дырок v_n заменяется на v_p , а $n(x)$ на $p(x)$.

4. Помимо фликкерного шума в токе ЛПД наблюдаются генерационно-рекомбинационные (ГР) шумы, имеющие лорнцевский спектр. Будем считать, что они возникают в основном из-за тепловой генерации носителей заряда, образующих ток насыщения. Так, для дырок спектральная плотность ГР шума в токе насыщения $S_{i_{sp}}(F)$ записывается в соответствии с [21] следующим образом:

$$S_{i_{sp}}(F) = \frac{\gamma_p i_{sp} \tau_p}{N_{sp} [1 + (2\pi F \tau_p)^2]} \quad (3)$$

где i_{sp} — средняя дырочная составляющая тока насыщения на границе слоя умножения, N_{sp} — число дырок в n -области, τ_p — эффективное время жизни, характеризующее процесс генерации дырок, γ_p — константа, определяемая свойствами центров генерации.

5. Рассмотрим ЛПД с барьером Шоттки и однородным профилем легирования донорной примесью, считая коэффициенты ионизации электронов и дырок и средние составляющие их дрейфовых скоростей одинаковыми.

Используя модель ЛПД с локализованным слоем умножения [22], сформулируем описывающие ее уравнения:

$$i_0 = i_s \left[1 - \int_0^{l_n} \alpha(E) dx \right]^{-1} \quad (4)$$

— уравнение генерации лавины,

$$\epsilon_s \frac{\partial E}{\partial x} = -qN_A + \frac{i_n}{v_n} - \frac{i_p}{v_p} \quad (5)$$

— уравнение Пуассона,

$$U_0 + i_0 R_0 = U_n \quad (6)$$

— уравнение внешней цепи.

В (4)—(6) $\alpha(E)$ — коэффициент ударной ионизации, l_a — ширина слоя умножения, $i_0 = i_n + i_p$ — ток лавины, $i_n = qn v_n A$ и $i_p = qp v_p A$ — его электронная и дырочная составляющие, q — заряд электрона, A — площадь поперечного сечения диода, v_n и v_p — дрейфовые скорости электронов и дырок, i_s — ток насыщения, N_d — концентрация доноров в базе, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, E — напряженность электрического поля, U_0 — напряжение на диоде, U_{II} — ЭДС источника питания, R_6 — его внутреннее (балластное) сопротивление.

После двукратного интегрирования уравнения (5) с использованием граничного условия $\int_0^{l_a} E dx = U_{a0}$ (U_{a0} — напряжение на слое умножения) найдем напряжение на диоде:

$$U_0 = \int_0^l E dx = \frac{l}{l_a} U_{a0} - \frac{q}{\epsilon_s} \left[\frac{l_d}{l_a} \int_0^{l_a} x N_d dx + \int_{l_a}^l (l-x) N_d dx \right] + \frac{1}{A \epsilon_s} \left[\frac{l_d}{l_a} \int_0^{l_a} x \left(\frac{i_n}{v_n} - \frac{i_p}{v_p} \right) dx + \int_{l_a}^l (l-x) \left(\frac{i_n}{v_n} - \frac{i_p}{v_p} \right) dx \right], \quad (7)$$

где l_d — ширина области дрейфа, $l = l_a + l_d$ — ширина всей обедненной области диода.

Для приближенного учета в (7) пространственного заряда подвижных носителей в слое умножения предположим, что i_n и i_p в пределах этого слоя ($0 \leq x \leq l_a$) изменяются по линейному закону, что, строго говоря, имеет место при однородном слое умножения [23]:

$$i_n = -i_{sp} + (x/l_a) i_0, \quad (8)$$

$$i_p = -i_{sn} + (x/l_a) i_s + (1 - (x/l_a)) i_0,$$

где i_{sn} и i_{sp} — электронная и дырочная составляющие тока насыщения $i_s = i_{sn} + i_{sp}$.

В рассматриваемом диоде с барьером Шоттки можно пренебречь электронной составляющей тока насыщения, т. е. считать, что $i_{sn} \approx 0$, $i_s \approx i_{sp}$.

6. Для получения флуктуационных уравнений представим входящие в (4), (6) — (8) функции в виде суммы средних (по времени) составляющих и случайных приращений, например, $i_0(t) = i_0 + \delta i_0(t)$, $v_{n,p}(x, t) = v + \delta v_{n,p}(x, t)$, $U_0(t) = U_0 + \delta U_0(t)$ и т. д. Линеаризируя (4), (6) — (8) по случайным приращениям, можем получить следующую систему флуктуационных уравнений:

$$\delta i_0(t) = M \delta i_{sp}(t) + M i_0 \alpha' \delta U_{a0}(t); \quad (9)$$

$$\delta U_0(t) = \frac{l}{l_a} \delta U_{a0}(t) + 2r_0 \left(1 - \frac{5}{6} \frac{l_a}{l_d} \right) \delta i_{sp}(t) + r_0 \left(1 + \frac{1}{6} \frac{l_a}{l_d} \right) \delta i_0(t) - \frac{2i_0 r_0}{l_a} \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} \frac{x^2}{l_a} \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx + \frac{2i_0 r_0}{l_a} \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} x \left(1 - \frac{x}{l_a} \right) \times \quad (10)$$

$$\times \frac{\delta v_p(x, t)}{v} dx - \frac{2i_0 r_0}{l_d} \frac{1}{l_d} \int_{l_a}^l (l-x) \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx;$$

$$\delta U_0(t) = -\delta i_0(t) R_6. \quad (11)$$

В (9)—(11) $M = i_0/i_s \simeq i_0/i_{sp}$ — коэффициент умножения, $v = v_n = v_p$ — средняя скорость дрейфа, одинаковая для электронов и дырок, $r_0 = l_a^2/2A\varepsilon_s v$ — изотермическое дифференциальное сопротивление ЛПД.

Из совместного решения (9)—(11) можно выразить флуктуации тока ЛПД $\delta i_0(t)$ через источники фликкерного шума:

$$\delta i_0(t) = \frac{r_1}{R_\Sigma} \delta i_{sp}(t) + \frac{2i_0 r_0}{R_\Sigma l_d} \left[\frac{1}{l_d} \int_{l_a}^l (l-x) \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx + \right. \\ \left. + \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} \frac{x^2}{l_a} \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx - \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} x \left(1 - \frac{x}{l_a}\right) \frac{\delta v_p(x, t)}{v} dx \right], \quad (12)$$

где

$$R_\Sigma = R_6 + r_0 \left(1 + \frac{1}{6} \frac{l_a}{l_d}\right) + \frac{l}{l_a} \frac{1}{Mi_0 \alpha'},$$

$$r_1 = \frac{l}{l_a} \frac{1}{i_0 \alpha'} - 2r_0 \left(1 - \frac{5}{6} \frac{l_a}{l_d}\right).$$

7. Энергетический спектр флуктуаций тока $S_{i_0}(F)$ вычисляется с использованием (2) и (3). При этом предполагается некоррелированность электронных и дырочных источников флуктуаций, некоррелированность источников флуктуаций в областях умножения и дрейфа и некоррелированность флуктуаций скорости и тока насыщения. Вычисления приводят к результату:

$$S_{i_0}(F) = \frac{1}{R_\Sigma^2} \left\{ \frac{r_1^2 \gamma_p \tau_p i_{sp}}{N_{sp} [1 + (2\pi F \tau_p)^2]} + \right. \\ \left. + \left[\frac{1}{N_{умн}} \left(\frac{l_a}{l_d}\right)^2 + \frac{1}{N_{др}} \right] \frac{2r_0^2 \alpha i_0^2}{F} \right\}. \quad (13)$$

Поскольку $N_{умн} = (l_a/l_d)N_{др}$, то по (13) вклады источников фликкерного шума, расположенных в областях умножения и дрейфа, различаются в l_a/l_d раз. Для исследованных ЛПД (см. п. 8) $l_a/l_d \simeq 0,33$. Это означает, что составляющая фликкерного шума тока, возбуждаемая в области дрейфа, в три раза больше составляющей, возбуждаемой в слое умножения.

Для дальнейшего удобно переписать (13), приняв во внимание, что $N_{умн} = i_0 l_a / qv$, $N_{др} = i_0 l_d / qv$, $N_{sp} \simeq i_{sp} l_d / qv$, $r_1 \simeq l/l_a (i_0 \alpha')^{-1}$:

$$S_{i_0}(F) = \frac{qv}{l_d R_\Sigma^2} \left\{ \frac{\gamma_p \tau_p i_{sp} (l/l_a)^2}{i_0^2 (\alpha')^2 [1 + (2\pi F \tau_p)^2]} + \frac{2r_0^2 (1 + l_a/l_d) \alpha i_0}{F} \right\}. \quad (14)$$

Как видно из (14), зависимость составляющих $S_{i_0}(F)$ от тока i_0 различна. Первое слагаемое в квадратных скобках, связанное с флук-

туациями тока насыщения, падает с увеличением i_0 , а второе, определяемое флуктуациями дрейфовой скорости, растет. Обе они одинаково зависят от балластного сопротивления R_6 , входящего в R_{Σ} , уменьшаясь с его увеличением. Отметим, что, как видно из (14), первая составляющая пропорциональна i_0^{-2} . Однако при изменении i_0 меняется температура диода, что может влиять на i_{sp} ; из-за этого уменьшение рассматриваемой составляющей при увеличении i_0 будет медленнее.

8. Экспериментальное исследование проводилось на GaAs ЛПД с барьером Шоттки и однородным профилем легирования. Для этих диодов $l_a = 0,7$ мкм, $l_d = 2,1$ мкм, $A = 1 \cdot 10^{-4}$ см², $v = 6 \cdot 10^8$ см/с, $\alpha' = 0,2$ В⁻¹ [24].

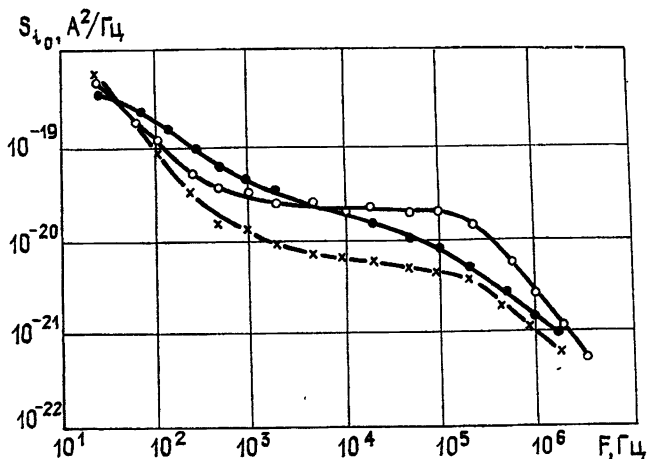


Рис. 1.

Все эксперименты проводились в статическом режиме работы ЛПД. Типичные спектры флуктуаций тока S_{i_0} нескольких ЛПД при $i_0 = 80$ мА и $R_6 = 1350$ Ом показаны на рис. 1. Они имеют сложный характер: выше 10^3 Гц проявляется компонента, близкая к лоренцевской, с частотой среза около $2 \cdot 10^5$ Гц, чему соответствует τ_p порядка 10^{-8} с. Ниже частоты $F = 10^3$ Гц наблюдается подъем $S_{i_0}(F)$, имеющий фликкерный характер. Измерения показали, что при уменьшении i_0 частота перехода от фликкерного к лоренцевскому спектру уменьшается вследствие резкого увеличения высоты последнего; при токе $i_0 = 1 - 2$ мА спектр $S_{i_0}(F)$ практически равномерен, начиная от $F = 30$ Гц до частоты среза лоренцевской составляющей. Дополнительные спектральные измерения, проведенные при разных температурах, показали, что наблюдавшаяся лоренцевская составляющая может быть связана с ГР процессами.

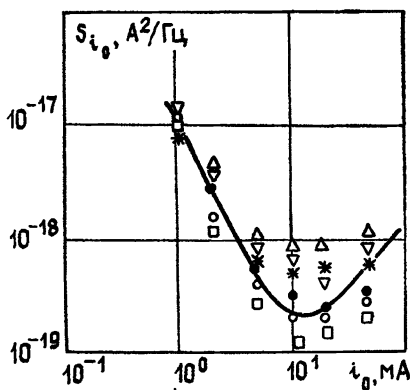


Рис. 2.

На рис. 2 показана зависимость S_{i_0} на частоте $F = 30$ Гц от тока питания диода i_0 при $R_6 = 1350$ Ом, измеренная для 6 экземпляров ЛПД («точки» различной формы). Как видно, она имеет четко выра-

женный минимум, что соответствует теоретическому предсказанию (формула (14)). Это позволяет приблизительно определить коэффициенты γ_p и κ по усредненным экспериментальным значениям S_{i_0} при малых и больших токах (в первом случае преобладают ГР шумы, во втором — фликкерные). Вычисление γ_p и κ выполнено при $F=30$ Гц, $\tau_p = 3 \cdot 10^{-6}$ с, $R_b = 1350$ Ом, $i_{sp} = 8 \cdot 10^{-4}$ мА. Значение i_{sp} определено по известному коэффициенту умножения M при $i_0 = 80$ мА. В расчетах считалось, что при изменении i_0 величины i_{sp} , τ_p не меняются. Результаты оказались следующими:

$$\gamma_p = 5,2 \cdot 10^{-4}, \quad \kappa = 1,3 \cdot 10^{-4}.$$

На рис. 2 сплошной линией показана зависимость S_{i_0} от i_0 , рассчитанная по (14) с использованием указанных выше значений γ_p и κ . Ее характер (положение минимума, скорость спада и роста) хорошо соответствует эксперименту.

Таблица 1

Номер партий	Число диодов в партии	i_0 , мА	R_b , кОм	Среднее значение κ	Границы разброса κ
1	9	80	1,3	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-5} - 9,3 \cdot 10^{-4}$
2	7	50	1,3	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-5} - 2,3 \cdot 10^{-4}$
3	6	80	1,3	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-5} - 1,1 \cdot 10^{-4}$
4	8	100	1,3	$8,7 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5} - 1,4 \cdot 10^{-4}$
5	3	60	1,7	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-5} - 2,2 \cdot 10^{-4}$

В табл. 1 представлены результаты вычисления κ для большого числа диодов. Все данные относятся к частоте анализа $F=30$ Гц.

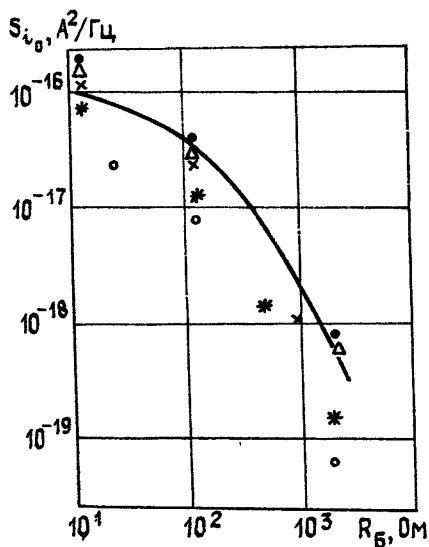


Рис. 3.

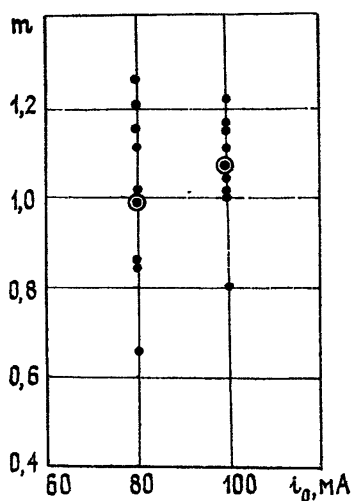


Рис. 4.

Как видно из таблицы, усредненные по группам диодов значения κ лежат в пределах $7,3 \cdot 10^{-5} - 4,3 \cdot 10^{-4}$. Указанные цифры близки к значениям коэффициента Хоухе для GaAs в слабых полях [9, 16, 25].

Это может быть указанием на то, что свойства первичного источника фликкерного шума в исследованных ЛПД слабо зависят от поля.

На рис. 3 показаны зависимости S_{i_0} от R_6 при $i_0=60$ мА и $F=30$ Гц для пяти диодов («точки» различной формы). Там же сплошной линией нанесена теоретическая кривая, рассчитанная по (14) в пренебрежении шумом тока насыщения (первый член в фигурной скобке формулы (14)). В расчетах использовано экспериментальное значение $r_0=30$ Ом. Величина $\kappa=10^{-4}$ определена при усреднении по обследованной партии диодов. Как видно, результаты расчета и эксперимента близки.

На рис. 4 представлены результаты определения величины m показателя частотной зависимости фликкерной составляющей $S_{i_0}(F)$, аппроксимируемой функцией F^{-m} . Данные получены для нескольких экземпляров ЛПД (точки на рис. 4) в окрестности частоты $F=30$ Гц при больших величинах i_0 , когда ГР составляющая $S_{i_0}(F)$ значительно меньше фликкерной. Как видно из рис. 4, средние значения $m_{ср}$ (точки в кружке) близки к единице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тагер А. С., Ходневич А. Д., Цебиев А. М. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1969, 12, с. 962.
2. Motohagi Ohtomo — IEEE Trans., 1972, MTT-20, p. 425.
3. Бугаев А. В. — Электронная техника, 1977, сер. 1, с. 103.
4. Saxena P., Mathur P. — Phys. Stat. Sol. (a), 1981, 64, p. K49.
5. Saxena P., Mathur P. — Phys. Stat. Sol. (a), 1981, 66, p. 737.
6. Зайцев В. В. Диссертация, Горький, Гос. ун-т, 1980.
7. Малахов А. Н., Якимов А. В. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, с. 2436.
8. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 238
9. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. M. — Rep. Progr. Phys., 1981, 44, p. 479.
10. Kleinpenning T. G. M. — Physica, 1980, 98B, p. 289
11. Kleinpenning T. G. M. — Solid-State Electron, 1979, 22, p. 121.
12. Suh C. H., Van der Ziel A., Jindal R. P., 6-th Int. Conf. on Noise in Physical Systems Proc. 1981, US Dep. Commer. NBS Special Publ., 614, p. 236.
13. Van der Roer T. G. — Solid-State Electron, 1980, 23, p. 695.
14. Kleinpenning T. G. M. — Physica, 1981, 103B, p. 340.
15. Zijlstra R. J. J. In Noise in Physical Systems./D. Wolf. ed. — Berlin: Springer Verlag, 1978, p. 90.
16. Bosman G., Zijlstra R. J. J., Van Rheen A. — Physica, 1982, 112B, p. 188.
17. Kleinpenning T. G. M. — Physica, 1982, 113B, p. 189.
18. Bell D. A. — J. Phys., ser. C, 1980, 13, p. 4425.
19. Орлов В. Б., Якимов А. В. Материалы III Всесоюзной конференции «Флуктуационные явления в физических системах», Вильнюс, 1983, с. 135.
20. Van der Ziel A. In: Adv. in Electr. and Electr. Phys., 49./ ed. Marton L. and Marton C. — New York: Acad. Press, 1979, p. 225.
21. Ван дер Зил А. Шум, источники, описание, измерение. /Под ред. А. К. Нарышкина. — М.: Сов. радио, 1973.
22. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1968.
23. Civas R., Lee C. A. — J. Appl. Phys., 1970, 41, № 4.
24. Вейц В. В., Вальд-Перлов В. М., Карташев Б. П., Фомин Ю. В. — Сб. статей. / Под ред. А. А. Васенкова и Я. А. Федотова — М.: Сов. радио, 1976, вып. 1, с. 236.
25. Hiatt C. F., Van der Ziel A., Zijlstra R. J. J. 6-th Int. Conf. on Noise in Physical Systems. Proc. 1981, US Dep. Commer. NBS Special Publ. 614, p. 234.

Ленинградский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
11 января 1984 г.,
после доработки
30 июля 1984 г.

THE $1/f$ BIAS-CURRENT NOISE IN IMPATT'S

S. A. Kornilov, K. D. Ovchinnikov, V. M. Pavlov

The theory of $1/f$ bias-current noise in GaAs IMPATT diodes is presented. This low-frequency noise is explained by the carrier drift velocity fluctuations. In the theory the G-R noise of a saturation current is taken into account. Some experimental results are presented and compared with the theory.