

УДК 621.382.2.64:534.322.3

ГЕНЕРАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ (ГР) ШУМЫ В ТОКЕ
ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

С. А. Корнилов, К. Д. Овчинников, А. М. Рипак

Экспериментально исследованы ГР шумы в токе GaAs ЛПД. Предложена теоретическая модель, в которой источником ГР шумов считаются локальные флуктуации зарядовых состояний глубоких ловушек. Показано, что в сильных полях хаотическая активация ловушек происходит в основном за счет ударной ионизации. Это позволило объяснить слабое влияние температуры на параметры спектра ГР шумов.

Во флуктуациях колебаний генераторов на лавинно-пролетных диодах (ЛПД) при определенных условиях наблюдаются составляющие с лоренцевским спектром [1,2]. Более ярко они выражены в шумовом токе ЛПД [3]. Спектром такого вида обладают как генерационно-рекомбинационные [4], так и лавинные [5] шумы.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию ГР шумов ЛПД в статическом режиме работы. В связи со сказанным выше важной задачей экспериментальной части исследования была идентификация шумового источника, ответственного за лоренцевскую составляющую спектра флуктуаций тока ЛПД в обследованном частотном диапазоне. Теоретическая модель ГР шумов ЛПД предложена в [3], однако источник ГР шума в [3] введен формально. Дальнейшая работа в этом направлении потребовала изменения постановки задачи; результаты, более тесно связанные с физикой ГР процессов в ЛПД, изложены в теоретической части настоящей статьи.

1. Результаты эксперимента. Эксперимент проводился на GaAs ЛПД с барьером Шоттки и однородным профилем легирования диапазона 10 ГГц [2]. Обследование нескольких диодов показало, что основные черты их поведения сходны, поэтому ниже приводятся типичные результаты.

На рис. 1 показаны спектры шумового тока $S_i(f)$, снятые в режиме статического пробоя (при отсутствии колебаний) при величине балластного сопротивления $R_0 = 1,3$ кОм и нескольких значениях среднего тока i_0 (рис. 1а, диод 1; рис. 1б, диод 2). В обоих случаях при достаточно больших токах в спектрах четко прослеживается лоренциан, высота которого S_0 растет, а частота среза F_0 уменьшается при уменьшении i_0 . Его происхождение может быть связано не только с ГР, но и с лавинным [5] шумом. Различить эти возможности по зависимости S_0 и F_0 от i_0 не удастся, так как обе гипотезы могут объяснить тенденции, полученные в эксперименте. Поэтому дополнительно была исследована зависимость $S_i(f)$ от температуры — также в режиме статического пробоя. Эксперимент проводился при нагреве ЛПД в термостате; температура рабочего перехода диода рассчитывалась по измеренной температуре теплоотвода и известному тепловому сопротивлению ЛПД. Результаты приведены на рис. 2, где указаны значения абсолютной температуры перехода $T_{\text{п}}$. Видно, что величины S_0 и F_0 оказались практически нечувствительными к температуре. Это было подтверждено в дальнейшем и при охлаждении диода на 70 — 80°С. Как показано в Приложении, этот результат исключает

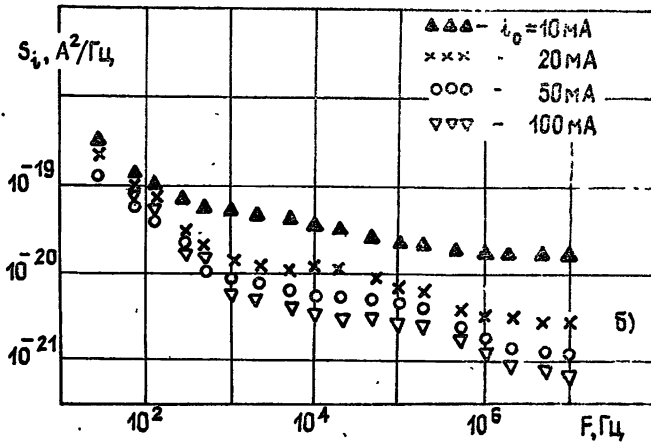
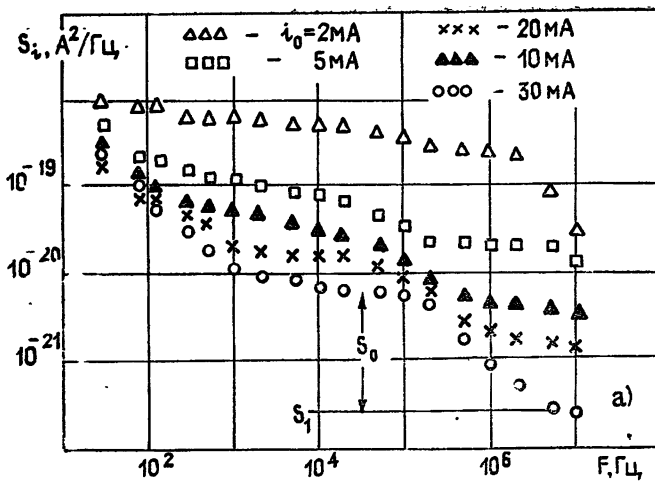


Рис. 1.

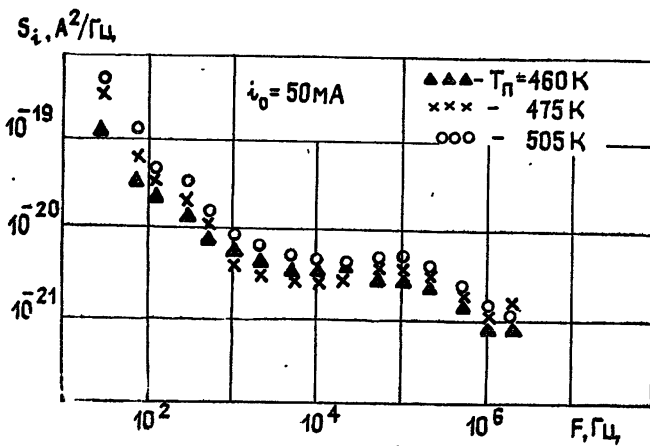


Рис. 2.

объяснение рассматриваемого лоренциана лавинными процессами. Его объяснение ГР процессами также наталкивается на затруднения, если связывать их, как это обычно делается, с термической активацией ловушек. В следующем разделе статьи показано, что в сильных полях, характерных для ЛПД, слабая чувствительность спектра ГР шума к температуре вполне закономерна. Однако предварительно следовало убедиться в том, что в обследованных приборах существуют ловушки с подходящими временами жизни. Это было сделано посредством измерения спектров шумового тока в режиме прямого смещения ЛПД, когда поля слабы и лавинные процессы отсутствуют. Очевидно, что в этом случае наблюдение лоренцевских составляющих спектра в том же диапазоне частот может быть объяснено только ГР процессами, т. е. является прямым доказательством существования «подходящих» ловушек. Результаты, полученные при тех же значениях среднего тока i_0 и балластного сопротивления R_b , что и при обратном смещении, показаны на рис. 3 и 4. Видно, что полученные спектры являются наложением $1/F$ составляющей, более интенсивной, чем при обратном смещении, и нескольких лоренцевских составляющих, параметры которых существенно зависят как от тока, так и от температуры. Такое поведение спектров ГР шума типично [4].

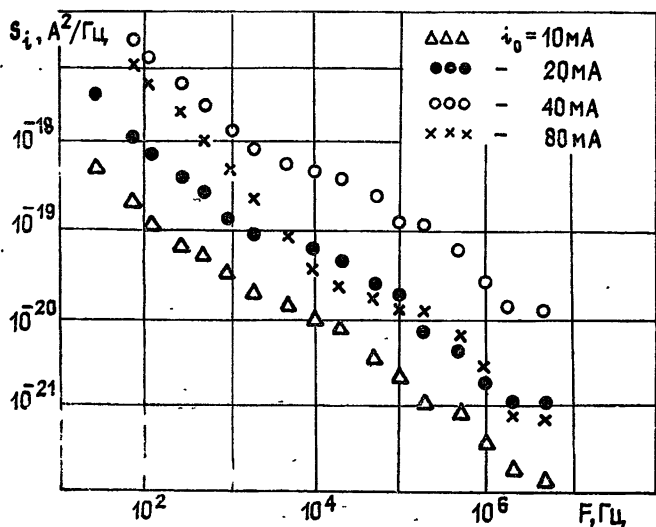


Рис. 3.

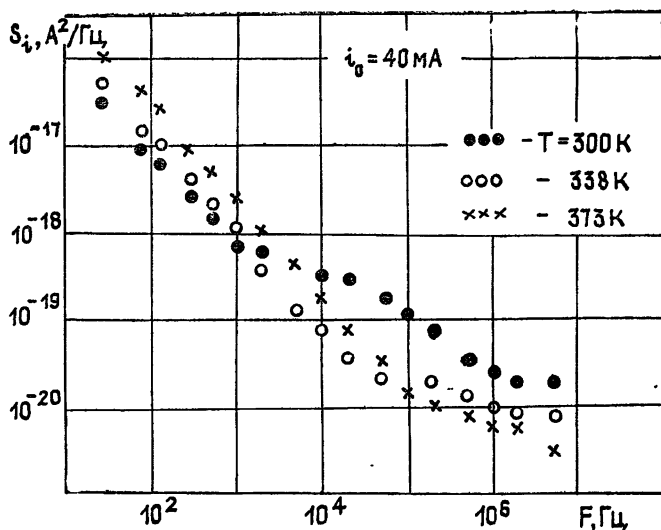


Рис. 4.

В заключение отметим еще одну особенность спектров шумового тока, показанных на рис. 1. Падающая часть лоренцевского спектра должна меняться по закону F^{-2} . Однако эксперимент показывает более медленное изменение из-за того, что на частотах более сотен килогерц — единиц мегагерц имеется «фоновый» шум с равномерным спектром, уровень которого S_1 не намного ниже высоты спектра рассматриваемой ГР составляющей S_0 . Этот шум может быть связан только с равномерной частью спектра другого лоренциана с частотой среза, превосходящей границу обследованного спектрального диапазона. Происхождение его осталось неясным — оно может иметь как ГР; так и лавинную природу. Интересно, что S_1 сильнее зависит от i_0 , перекрывая при малых токах S_0 .

2. Теоретическая модель ГР шумов в ЛПД. ГР процессы могут влиять на ток полупроводникового образца (прибора) двумя путями: прямым, из-за флуктуаций числа захваченных и освобождаемых ловушками носителей заряда, и косвенным — из-за флуктуаций зарядовых состояний ловушек в области пространственного заряда, модулирующих электрическое поле. Результаты исследования шумов в полевых транзисторах с управляющим $p-n$ -переходом или барьером Шоттки [6, 7] показывают, что низкочастотные шумы в токе образуются преимущественно вторым путем — из-за флуктуаций зарядовых состояний глубоких ловушек в обедненной области перехода затвора, характеризующихся большими постоянными времени. В случае ЛПД, рабочая область которого представляет собой обратносмещенный $p-n$ -переход, этот механизм является еще более важным, поскольку время пролета подвижных носителей заряда в ЛПД значительно меньше времени их жизни. Таким образом, можно считать, что низкочастотные ГР шумы в токе ЛПД возникают преимущественно из-за флуктуаций поля, связанных с флуктуациями занятости глубоких ловушек в обедненной области ЛПД.

По сравнению с [6] анализ ГР шумов ЛПД осложняется тем, что процессы эмиссии и захвата носителей ловушками происходят в сильных полях, в условиях насыщения дрейфовой скорости. Поэтому помимо термической активации ловушек важную роль играет их ударная ионизация. Это явление наблюдалось в однородных полупроводниковых образцах уже при полях $10^2 - 10^4$ В/см [8-10]. Отметим, что напряженность электрического поля в ЛПД превышает указанные значения не только в слое умножения, но и почти во всей области дрейфа.

К сожалению, строгая теория ударной ионизации глубоких примесей до сих пор не развита. Поэтому в настоящей работе будет использовано полумпирическое описание скоростей ударной ионизации глубоких ловушек [8]. Следуя [11], будем характеризовать этот процесс средними вероятностями ударной ионизации глубоких уровней: c_{nn} , c_{np} — вероятности эмиссии электрона в результате ионизации ловушки горячим электроном или дыркой, c_{pn} , c_{pp} — вероятности эмиссии дырки в результате взаимодействия ловушки с горячим электроном или дыркой соответственно.

Для описания флуктуаций концентрации заполненных электронами глубоких ловушек n_T с энергией \mathcal{E}_T , так же как и в [6], воспользуемся моделью Шокли — Рида — Холла [12]. На основании этой модели составим уравнения для скорости изменения концентрации dn_T/dt , но в отличие от [6, 12] учтем ударную ионизацию глубоких ловушек:

$$\begin{aligned} \frac{dn_T}{dt} = & (N_T - n_T) (c_n n + c_p p_1 + c_{pn} n + c_{pp} p) - \\ & - n_T (c_{pp} p + c_n n_1 + c_{nn} n + c_{np} p) + \xi(x, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где N_T — концентрация глубоких ловушек с энергетическим уровнем \mathcal{E}_T , n , p — концентрация электронов и дырок, $n_1 = n_i \exp[(\mathcal{E}_T - \mathcal{E}_i)/kT]$, $p_1 = n_i^2 n_1^{-1}$; \mathcal{E}_i — уровень Ферми и концентрация электронов в соб-

ственином полупроводнике, k — постоянная Больцмана, T — температура полупроводника, c_n, c_p — вероятности захвата электрона и дырки глубокой ловушкой, $\xi(x, t)$ — функция Ланжевена, описывающая дробовый шум скорости эмиссии и захвата электронов на уровень ловушки. Ее взаимная спектральная плотность в сечениях x и x' равна [6]

$$S_{\xi}(x, x', F) = (4N_T/A\tau_T)f_T(1-f_T)\delta(x-x'), \quad (2)$$

$$f_T = \frac{n_T}{N_T} = \frac{(c_n+c_{pn})n+c_p p_1+c_{pp}p}{(c_n+c_{pn}+c_{nn})n+(c_p+c_{np}+c_{pp})p+c_p p_1+c_n n_1}$$

— функция заполнения ловушек электронами, определенная из условия $\partial n_T/\partial t=0$,

$$\tau_T = [(c_n+c_{pn}+c_{nn})n+(c_p+c_{np}+c_{pp})p+c_p p_1+c_n n_1]^{-1} \quad (3)$$

— время релаксации электронов на ловушках, A — площадь поперечного сечения диода. Линеаризуя уравнение (1) по флуктуациям вблизи стационарного состояния, получим

$$\begin{aligned} \partial \delta n_T(x, t)/\partial t = & -(1/\tau_T)\delta n_T(x, t) + (N_T - n_T) \times \\ & \times [(c_n+c_p)\delta n(x, t) + c_{pp}\delta p(x, t)] - \\ & - n_T[(c_p+c_{np})\delta p(x, t) + c_{nn}\delta n(x, t)] + \xi(x, t). \end{aligned} \quad (4)$$

Строго говоря, (4) нужно дополнить двумя дифференциальными уравнениями, получаемыми из условия непрерывности тока и заряда электронов и дырок. Однако поскольку нас интересуют только относительно большие постоянные времена или низкочастотные флуктуации, то задача резко упрощается. В этом случае преобладают шумы, обусловленные случайными процессами эмиссии и захвата электронов глубокими ловушками, которые учитываются членом $\delta n_T(x, t)$ в уравнении (4). Соответственно шумами, связанными с флуктуациями подвижных носителей $\delta n(x, t)$ и $\delta p(x, t)$, можно пренебречь, так как они характеризуются значительно меньшими постоянными времени, имеющими порядок времени пролета носителей через обедненный слой ЛПД.

Тогда из (4) можно найти взаимную спектральную плотность флуктуаций концентрации δn_T заполненных ловушек в сечениях x и x' :

$$S_{n_T}(x, x', F) = \frac{S_{\xi}(x, x', F)\tau_T^2}{1+(2\pi F\tau_T)^2} = \frac{4N_T\tau_T(1-f_T)f_T}{A[1+(2\pi F\tau_T)^2]}\delta(x-x'). \quad (5)$$

Флуктуации числа электронов, захваченных глубокими ловушками $\delta n_T(x, t)$, вызывают флуктуации напряженности электрического поля $\delta E(x, t)$ и напряжения на диоде $\delta U_0(t)$. Вследствие этого возникают ГР шумы в токе питания i_0 ЛПД. Для того, чтобы рассчитать их спектральную плотность $S_{i_0}(F)$, запишем основные уравнения статического режима работы ЛПД для случая равных коэффициентов ударной ионизации α и дрейфовых скоростей v_s электронов и дырок в приближении однородного слоя умножения [5]:

$$i_0 = i_s \left[1 - \int_0^l \alpha(E) dx \right]^{-1} \quad (6)$$

— уравнение генерации лавины,

$$\epsilon_s \frac{\partial E}{\partial x} = -q(N_a - n_T) + \frac{i_n}{Av_s} - \frac{i_p}{Av_s} \quad (7)$$

— уравнение Пуассона,

$$U_{\pi} = U_0 + i_0 R_0 \quad (8)$$

— уравнение внешней цепи.

В (6) — (8) приняты обозначения: $\bar{E}(x)$ — напряженность электрического поля, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — заряд электрона, l_a — ширина слоя умножения, i_s — ток насыщения, i_n и i_p — электронная и дырочная составляющие тока i_0 , U_0 — напряжение на диоде, U_{II} — напряжение источника питания, R_6 — балластное сопротивление, N_d — концентрация донорной примеси в обедненной области ЛПД. В (7) для определенности принято, что ловушки имеют акцепторный тип. В случае донорных ловушек в правой части (7) вместо n_T будет фигурировать $-(N_T - n_T)$. Представим входящие в (6) — (8) функции суммами средних составляющих и случайных приращений, например, $i_0 = \bar{i}_0 + \delta i_0(t)$, $E = \bar{E}(x) + \delta E(x, t)$ и т. д. Линеаризуя (6) — (8) по случайным приращениям, дважды интегрируя линеаризованное уравнение (7) без учета пространственного заряда подвижных носителей в слое умножения, получим уравнения для флуктуаций:

$$\frac{\delta i_0(t)}{i_0} = \frac{i_0}{i_s} \alpha'(E) \int_0^{l_a} \delta E(x, t) dx; \quad (9)$$

$$\delta E(x, t) = \frac{\delta U_{a_0}(t)}{l_a} - \frac{q}{\epsilon_s} \left[\int_0^x \delta n_T(y, t) dy - \int_0^{l_a} \left(1 - \frac{y}{l_a}\right) \delta n_T(y, t) dy \right]; \quad (10)$$

$$\delta U_0(x, t) = \frac{l}{l_a} \delta U_{a_0}(t) - \frac{q}{\epsilon_s} \left[\frac{l_d}{l_a} \int_0^{l_a} x \delta n_T(x, t) dx + \int_{l_a}^l (l-x) \delta n_T(x, t) dx \right] + r_0 \delta i_0(t); \quad (11)$$

$$\delta U_0(t) = -R_6 \delta i_0(t), \quad (12)$$

где $\alpha' = \partial \alpha / \partial E$, l_d — длина области дрейфа, $r_0 = l_d^2 [2\epsilon_s A v_s]^{-1}$ — дифференциальное изотермическое сопротивление ЛПД, $\delta U_{a_0}(t)$ — флуктуация напряжения U_{a_0} на слое умножения.

Из решения системы (8) — (11) определяем флуктуации тока через диод $\delta i_0(t)$:

$$\delta i_0(t) = \frac{1}{R_2} \frac{q}{\epsilon_s} \left[\int_{l_a}^l (l-x) \delta n_T(x, t) dx - \frac{l_d}{l_a} \int_0^{l_a} x \delta n_T(x, t) dx \right], \quad (13)$$

где

$$R_2 = R_6 + r_0 + (i_s/i_0^2) (l/l_a \alpha').$$

На основании (13) и (5) находим энергетический спектр флуктуаций тока питания:

$$S_{i_0}(F) = \frac{q^2}{AR_2^2 \epsilon_s^2} \left[\int_{l_a}^l (l-x)^2 S_{n_T}(x, F) dx + \left(\frac{l_d}{l_a}\right)^2 \int_0^{l_a} x^2 S_{n_T}(x, F) dx \right], \quad (14)$$

где

$$S_{n_T}(x, F) = \frac{4N_T \tau_T \dot{f}_T (1 - \dot{f}_T)}{1 + (2\pi F \tau_T)^2}. \quad (15)$$

Для анализа (14) проведем сравнительную оценку вероятностей ударной ионизации ловушек c_{nn} и c_{pp} с вероятностями захвата c_n и c_p . Указанные вероятности можно выразить через соответствующие сечения захвата [8]:

$$c_{nn} = (n''/n) \sigma_{nn} v_{nn}, \quad c_{pp} = (p''/p) \sigma_{pp} v_{pp}, \quad (16)$$

$$c_n = \sigma_n v_{in}, \quad c_p = \sigma_p v_{ip},$$

где $v_{nn} = \sqrt{\frac{2(\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v)}{m_n^*}}$, $v_{pp} = \sqrt{\frac{2(\mathcal{E}_T - \mathcal{E}_V)}{m_p^*}}$ — скорости электронов и дырок; соответствующие энергии ловушек относительно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны; $v_{in} = \sqrt{4\bar{\mathcal{E}}/3m_n^*}$, $v_{ip} = \sqrt{4\bar{\mathcal{E}}/3m_p^*}$ — тепловые скорости электронов и дырок; \mathcal{E}_c , \mathcal{E}_V — энергетические уровни, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны; m_n^* , m_p^* — эффективные массы электрона и дырки; $\bar{\mathcal{E}}$ — средняя энергия горячих носителей; n''/n , p''/p — доля горячих электронов и дырок, обладающих энергией, достаточной для ионизации глубоких ловушек.

Экспериментально установлено, что сечения ударной ионизации σ_{nn} и σ_{pp} на несколько порядков (по крайней мере на два) превышают сечения захвата σ_n и σ_p [8, 10, 13].

Чтобы оценить порядок отношений n''/n и p''/p , определим среднюю энергию $\bar{\mathcal{E}}$ горячих носителей в режиме насыщения дрейфовой скорости v_s с помощью уравнений баланса энергии и импульса (см., например, (6) в [14]):

$$qE v_s = \bar{\mathcal{E}}/\tau_{\mathcal{E}}, \quad qE/m^* = v_s/\tau_p, \quad (17)$$

где $\tau_{\mathcal{E}}$, τ_p — времена релаксации по энергии и импульсу.

Заметим, что в (16) эффективные массы электронов и дырок приняты одинаковыми ($m_n^* = m_p^* = m^*$), что естественно при проведении подобного рода оценок.

Из решения (17) получим

$$\bar{\mathcal{E}} = (\tau_{\mathcal{E}}/\tau_p) v_s^2 m^*.$$

При квазиупругом столкновении горячих носителей с решеткой, характерном для ЛПД, $\tau_{\mathcal{E}}$ по крайней мере на порядок превышает τ_p ($\tau_{\mathcal{E}}/\tau_p \geq 10$) [15]. Полагая, что $v_s = 10^5$ м/с и $m^* = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, получим $\bar{\mathcal{E}} \geq 1$ эВ.

Из проведенной оценки видно, что при насыщении дрейфовой скорости основная часть горячих носителей может обладать энергией, достаточной для ионизации глубоких ловушек в материалах, используемых для изготовления ЛПД*. Это означает, что отношения n''/n и p''/p , входящие в выражения для вероятностей ионизации ловушек (16), следует считать величинами порядка единицы. Учитывая также, что скорости v_{nn} , v_{pp} одного порядка с v_{in} и v_{ip} , приходим к заключению о том, что c_{nn}/c_n и c_{pp}/c_p — того же порядка, что и σ_{nn}/σ_n , σ_{pp}/σ_p . Это означает, что для рассматриваемых ловушек, расположенных вблизи середины запрещенной зоны, когда n_1 и p_1 в (1) меньше или одного порядка с n или p , почти во всей обедненной области ЛПД ударная ионизация глубоких ловушек превалирует над их тепловым возбуждением.

Перейдем к вычислению энергетического спектра флуктуаций $S_{\omega}(F)$ по (14). Прежде всего упростим на основании сделанной оценки входящие в (14) функции τ_T и $S_{nT}(x, F)$, приняв, как и в [11], $c_{np} = c_{nn}$ и $c_{pn} = c_{pp}$ и отбросив члены, связанные с термической активацией ловушек:

* См. также [16].

$$\tau_T = \frac{1}{(n+p)(c_{nn} + c_{pp})} = \frac{q v_s A}{i_0 (c_{nn} + c_{pp})}; \quad (18)$$

$$S_{n_T}(x, F) = \frac{4N_T q v_s A c_{nn} c_{pp}}{i_0 (c_{nn} + c_{pp})^3 [1 + (2\pi \tau_T F)^2]}. \quad (19)$$

Учитывая, что в сильных электрических полях ($E > 10^3 \div 10^4$ В/см), характерных для ЛПД, вероятности ионизации ловушек c_{nn} и c_{pp} слабо зависят от поля [9, 10], на основании (18) и (19) можно приближенно считать, что при равномерном распределении ловушек по объему ($N_T = \text{const}$) функции τ_T и S_{n_T} не зависят от координаты x во всей рабочей области ЛПД. Тогда после интегрирования (14) получим

$$S_{i_0}(F) = \frac{4N_T q^3 l_d l v_s c_{nn} c_{pp}}{3R_2^2 \epsilon_s i_0 (c_{nn} + c_{pp})^3} \frac{1}{1 + (2\pi F \tau_T)^2}. \quad (20)$$

Из (18) — (20) следует, что энергетический спектр $S_{i_0}(F)$ и постоянная времени τ_T обратно пропорциональны току питания ЛПД i_0 и слабо зависят от температуры, поскольку в этих выражениях отсутствуют члены, связанные с термической активацией ловушек. Это объясняет экспериментальные результаты, изложенные в разд. 1.

Экспериментальное исследование ГР шумов в токе ЛПД показало, что их спектр имеет характерную особенность — его высота и частота среза практически не зависят от температуры. Этот нетривиальный результат удалось объяснить теоретически. В развитой модели, так же как и в [6], источником ГР шумов считаются локальные флуктуации зарядовых состояний глубоких ловушек. Однако показано, что в сильных полях хаотическая активация ловушек (при насыщении дрейфовой скорости) происходит не за счет термических процессов, а из-за ударной ионизации. Это естественным образом объясняет поведение спектра ГР шумов в ЛПД.

Полученные результаты предполагается использовать для анализа влияния ГР шумов на флуктуации амплитуды и частоты колебаний генераторов на ЛПД. Они могут также оказаться полезными для теории ГР шумов в биполярных и полевых транзисторах, поскольку в отдельных областях этих приборов дрейфовая скорость носителей может насыщаться.

Авторы благодарят Р. В. Катилюса за полезное обсуждение работы и В. М. Павлова за помощь в проведении температурных измерений.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Предположим, что наблюдавшийся лоренциан имеет лавинное происхождение. Тогда для частоты среза F_0 справедливо выражение [5]:

$$F_0 = i_s / \pi \tau_a i_0, \quad (\text{П.1})$$

где i_s — ток насыщения, а τ_a — время пролета слоя умножения. Если ток насыщения связан с тепловым возбуждением ловушек, то его величина должна существенно зависеть от температуры T_n . При постоянстве i_0 это приводит к температурной зависимости F_0 , что противоречит эксперименту. Однако i_s может образовываться другим путем — в результате ударной ионизации глубоких ловушек в области дрейфа. В этом случае расчет по [12] при допущениях, принятых при выводе (18) — (20), приводит к выражению

$$i_s = q A l N_T \frac{c_{nn} c_{pp}}{c_{nn} + c_{pp}} (n + p) = \frac{l}{v_s} \frac{N_t c_{nn} c_{pp}}{c_{nn} + c_{pp}} i_0.$$

Подстановка в (П.1) дает

$$F_0 = \frac{l}{\pi l_a} \frac{N_t c_{nn} c_{pp}}{c_{nn} + c_{pp}}. \quad (\text{П.2})$$

Из (П.2) видно, что температурная зависимость F_0 слаба (это согласуется с экспериментом), однако отсутствует зависимость F_0 от тока диода i_0 . Последнее решительно противоречит наблюдениям.

Таким образом, объяснение природы рассматриваемого лоренциана лавинными процессами невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Constant E. — *Physica*, 1976, 83 В, р. 24.
2. Корнилов С. А., Павлов В. М. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1983, 26, № 3, с. 380.
3. Корнилов С. А., Овчинников К. Д., Павлов В. М. — *Изв. вузов — Радиофизика*, 1985, 28, № 5, с. 607.
4. Ван дер Зил А. Шум. Источники, описание, измерение. — М.: Сов. радио, 1973.
5. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1968.
6. Сах С. Т. — *ТИИЭР*, 1964, 52, № 7, с. 849.
7. Yau L. D., Sah C. T. — *IEEE Trans.*, 1969, ED-16, р. 170.
8. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. — М.: Мир, 1977.
9. Rosier L. L., Sah C. T. — *Solid-state Electron*, 1971, 14, № 11, р. 41.
10. Воробьев Ю. В., Захарченко В. Н., Ильяшенко А. Г. — *ФТП*, 1982, 16, вып. 7, с. 1157.
11. Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С. — *ФТП*, 1975, 9, вып. 9, с. 1729.
12. Sah C. T., Noise R. N., Shockley W. — *Proc. IRE*, 1957, 45, № 9 р. 1228.
13. Воробьев Ю. В. — *ФТП*, 1982, 16, вып. 11, с. 2033.
14. Constant E., Voittiaux B. — *J. Phys. (Paris)*, coll. с. 7 Suppl., 1981, 42, № 10, р. 773.
15. Зеегер К. Физика полупроводников. — М.: Мир, 1977.
16. Реклайтис А. Сб. статей/Под ред. Ю. К. Пожела. — Вильнюс: Моклас, 1981, с. 93.

Ленинградский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
25 июня 1985 г.

GENERATION-RECOMBINATION NOISE OF IMPATT's BIAS CURRENT

S. A. Kornilov, K. D. Ovchinnikov, A. M. Ripak

The Ga—As IMPATT's G—R noise experimental and theoretical results are reported. The origin of the G—R noise is assumed to be connected with charge fluctuations of deep traps. It is demonstrated, that in the strong-field conditions the activation of the traps is mainly due to their impact ionization. This explains the weak temperature dependence of the G—R noise spectra.