

не на частоте около 75 ГГц представлена на рис. 2. Было достигнуто усиление 4 дБ/см при мощности генератора накачки двухмиллиметрового диапазона (ЛОВ) около 300—350 мВт на теплом фланце системы. Отсюда видно, что требуемые мощности накачки не превышают уровней, характерных для других активных кристаллов КПУ миллиметрового диапазона, например андалузита с ионами Fe<sup>3+</sup> [6]. Эти результаты свидетельствуют о том, что на кристалле рубина даже с одночастотным режимом накачки может быть создан КПУ с высокими параметрами при относительно малых длинах кристалла.

Из рис. 2 видно, что названные мощности обеспечивают хорошее насыщение перехода накачки 1—3. В схеме двухступенчатой накачки (переходы накачки 1—3 и 3—4) условия насыщения перехода 1—3 остаются такими же. Поэтому полученные результаты одновременно показывают и возможность эффективно использовать в диапазоне частот 70—75 ГГц двухступенчатую схему накачки, переход на которую позволит значительно увеличить усиление и, как показывает расчет, довести его при  $T=4,2$  К до значений более 20 дБ при длине кристалла 30—40 мм. Дальнейшее увеличение коэффициента усиления возможно за счет повышения концентрации парамагнитной примеси в кристалле рубина, хотя это и несколько ухудшит условия насыщения перехода накачки.

Таким образом, проведенные исследования квантового усиления в рубине на частотах 70—75 ГГц показали, что этот кристалл может быть с успехом применен в КПУ коротковолновой части миллиметрового диапазона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Загатин В. И., Мисежников Г. С., Штейншлейгер В. Б. // Радиотехника и электроника. 1967. Т. 12. № 3. С. 539.
2. Shakharyan V. P., Martirosyan R. M. // Phys. stat. sol. (a). 1974. V. 25. № 2. P. 681.
3. Moore C. R., Neff D. // IEEE Trans. MTT. 1982. V. 30. № 11. P. 2013.
4. Стеценко А. И., Черпак Н. Т. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 2. С. 105.
5. Блинов А. К., Песковацкий С. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 6. С. 784.
6. Черпак Н. Т., Смирнова Т. А., Мышенко В. В., Песковацкий С. А., Лавринович А. А. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 9. С. 1804.

Радиоастрономический институт  
АН УССР

Поступила в редакцию  
16 июня 1988 г.

УДК 621.371.822

## ВЛИЯНИЕ ДРОВОВЫХ ШУМОВ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ НА ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛПД

А. А. Крылов, К. Д. Овчинников

1. Принято считать, что основным источником шумов лавинообразования являются спонтанные флуктуации скорости ударной ионизации электронно-дырочных пар [1—3]. Этот источник, пересчитанный в квазистатическом приближении в шумовой ток  $g_a(t)$ , характеризуется спектральной плотностью  $S_{g_a} = 2q i_a(t)$  ( $q$  — заряд электрона,  $i_a(t)$  — ток лавины) [2, 3]. Второй источник лавинных шумов — дробовые флуктуации  $g_s(t)$  тока насыщения  $I_s$  — имеет спектральную плотность  $S_{g_s} = 2q I_s$  [4]. При работе генератора или усилителя на ЛПД в режиме слабого сигнала, когда  $i_a(t) \cong I_0$  ( $I_0$  — ток питания ЛПД),  $S_{g_a}$  на несколько порядков превосходит  $S_{g_s}$ , т. е. источник  $g_s(t)$  играет второстепенную роль и им обоснованно пренебрегают. Сложнее обстоит дело в режиме большого сигнала, что характерно для работы генераторов и усилителей мощности. Здесь ток лавины  $i_a(t)$ , а следовательно, и интенсивность флуктуаций  $g_a(t)$  имеют резко выраженный пульсирующий характер (в течение периода  $S_g$  меняется в сотни и даже тысячи раз) [4]. Как показано в [5], учет этого фактора, т. е. периодической нестационарности источника  $g_a(t)$ , приводит к существенному ослаблению его влияния на амплитуду и частоту колебаний генератора на ЛПД (ГЛПД). При таких условиях может измениться роль шумов тока насыщения  $g_s(t)$ , традиционно считавшаяся второстепенной.

Ниже показано, что в резко нелинейных режимах стационарный процесс  $g_s(t)$  становится основным источником лавинных шумов, определяющим уровень флуктуаций колебаний ГЛПД.

2. Поставленная задача решалась на основе волновой теории лавинных шумов, учитывающей пролетные эффекты в зоне умножения [5, 6]. В рамках этой теории действие шумов тока насыщения может быть учтено в интегральном стохастическом уравнении лавины, если рассматривать ток  $I_s$  состоящим из регулярной и флуктуационной компонент [6]:

$$i_a(t) = \frac{1}{I_a} \int_0^{I_a} dx \left[ \int_0^x a \left( t + \frac{y-x}{v} \right) i_a \left( t + \frac{y-x}{v} \right) dy + \right.$$

$$+ \int_x^{l_a} \alpha \left( t - \frac{y-x}{v} \right) i_a \left( t - \frac{y-x}{v} \right) dy \Big] + G_a(t) + I_s + g_s(t),$$

где  $\alpha$  и  $v$  — коэффициент ударной ионизации и дрейфовая скорость электронов и дырок;  $l_a$  — ширина слоя умножения;  $G_a(t)$  — шумовой ток, обусловленный флуктуациями скорости ударной ионизации, без учета пролетных эффектов  $G_a(t)$  равен упомянутому ранее току  $g_a(t)$ .

Наличие в (1) шумов  $g_s(t)$  приводит по сравнению с [5] к появлению следующих дополнительных слагаемых в выражениях (16) работы [5] для взаимных энергетических спектров случайных возмущений  $\eta_k(t)$  и  $\mu_k(t)$ :

$$S_{\eta_k \eta_{k'}} = \dots + 2qI_s \delta_{kk'}, \quad S_{\mu_k \mu_{k'}} = \dots + \left( \frac{l_a}{l} \right)^2 2qI_s \delta_{kk'},$$

$$S_{\eta_k \mu_{k'}} = \dots + l_a / 2I_s \delta_{kk'},$$

где  $\delta_{kk'}$  — символ Кронекера,  $l$  — ширина запирающего слоя диода,  $l_a = l - l_a$ . Во всем остальном система флуктуационных уравнений, а также алгоритм их решения на ЭВМ не отличаются от приведенных в [5].

3. Результаты численного анализа спектральных плотностей относительных флуктуаций амплитуды  $S_\varepsilon$  и циклической частоты  $S_f$  колебаний ГЛПД представлены на рис. 1 (сплошная линия). В качестве аргумента выбран параметр связи генератора с нагрузкой  $\beta_{св}$ , характеризующий амплитуду колебаний [3, 4]. Расчеты выполнены для GaAs-диодов трехсантиметрового диапазона с однородным профилем легирования при двух значениях тока насыщения  $I_s = 10^{-4} I_0$  и  $10^{-5} I_0$ . Параметры этих диодов, необходимые для расчета, приведены в [3]. На этом же рисунке для сравнения показаны зависимости  $S_\varepsilon(\beta_{св})$  и  $S_f(\beta_{св})$ , рассчитанные без учета  $g_s(t)$  (штриховая линия) и в предположении стационарности процесса  $G_a(t)$  (штрихпунктирная линия).

Из рис. 1 видно, что шумы тока насыщения практически не влияют на уровень флуктуаций ГЛПД при  $\beta_{св} < 2$ . Здесь все определяется одним источником —  $G_a(t)$ . Однако при больших значениях  $\beta_{св}$  уже сказывается влияние второго источника шумов  $g_s(t)$ : при увеличении  $\beta_{св}$  имеет место более крутой рост уровней амплитудного  $S_\varepsilon$  и частотного  $S_f$  шумов, переходящий к четко выраженному насыщению зависимостей  $S(\beta_{св})$  и  $S_f(\beta_{св})$ . Заметим, что эти результаты находятся в заметно лучшем согласии с экспериментом [7], чем расчеты [5] без учета  $g_s(t)$ .

Обратим также внимание на то, что при больших амплитудах колебаний уровни  $S_\varepsilon$  и  $S_f$  почти на порядок превосходят значения, получающиеся с учетом только одного источника  $G_a(t)$ . Отсюда следует, что в резко нелинейных режимах лавинные шумы ГЛПД в основном порождаются шумами тока насыщения, а не флуктуациями скорости ионизации. Этот результат является следствием нестационарности процесса  $G_a(t)$ . Действительно, при стационарности  $G_a(t)$  зависимости  $S_\varepsilon(\beta_{св})$  и  $S_f(\beta_{св})$  проходят значительно выше (штрихпунктирные линии), так что  $g_s(t)$  играет второстепенную роль при любом уровне сигнала.

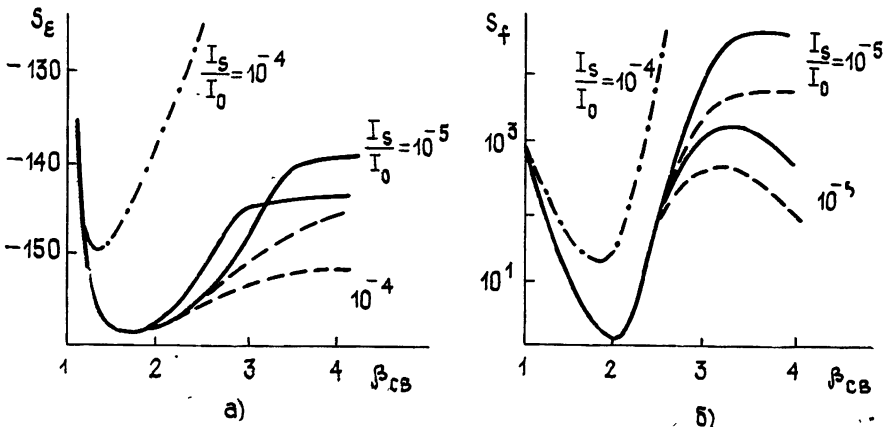


Рис. 1.

Из рис. 1 следует еще одна интересная закономерность: уровень шумов ГЛПД на участке насыщения зависимостей  $S_\varepsilon(\beta_{св})$  и  $S_f(\beta_{св})$  уменьшается с ростом тока насыщения  $I_s$ . На первый взгляд это странно, так как на данном участке основную роль играет источник  $g_s(t)$ , интенсивность которого пропорциональна току  $I_s$ . Но де-

ло в том, что с ростом  $I_s$  изменяются динамические характеристики ЛПД, в частности, возрастает отрицательное автосмещение. Уменьшение напряжения питания  $U_0$  при больших  $\beta_{св}$  приводит к снижению уровня высших гармоник тока лавины, взаимодействие которых с источниками  $G_a(t)$  и  $g_s(t)$  определяет комбинационный перенос шумов с низких и высоких частот на частоту основного колебания

4. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что при больших амплитудах колебаний основным источником лавинных шумов ГЛПД являются не флуктуации скорости ударной ионизации, а шумы тока насыщения, которым обычно отводилась второстепенная роль. По-видимому, этот вывод относится ко всем устройствам на ЛПД, работающим в резко нелинейных режимах с острыми импульсами тока лавины, в первую очередь к умножителям частоты с высокой кратностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Goedbloed J. J., Vlaadingerbroek M. T. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1974. V. ED-21. № 6. P. 342.
2. Зайцев В. В., Якимов А. В. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 10. С. 2180.
3. Гогоберидзе Г. Б., Корнилов С. А., Овчинников К. Д. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1982. № 11. С. 23.
4. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ: — М.: Сов. радио, 1968.
5. Овчинников К. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 4. С. 510.
6. Овчинников К. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 11. С. 1462.
7. Корнилов С. А., Павлов В. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 3. С. 380.

Ленинградский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию  
28 декабря 1988 г.

#### Аннотации депонированных статей

УДК 537.874.6

#### РАСЧЕТ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРОДОЛЬНОЙ НИТИ МАГНИТНОГО ТОКА, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ЦИЛИНДРА

*В. Г. Засовенко, В. П. Чумаченко*

Для расчета диаграмм направленности продольной нити магнитного тока, моделирующей узкую щель в прямоугольном волноводе, применен метод, при решении которого рассеянное поле ищется в виде суммы функций, каждая из которых отнесена к  $i$ -му звену контура поперечного сечения и представляется разложением в ряд по четным функциям Матье.

Приведены диаграммы направленности, рассчитанные для различных положений нити магнитного тока на контуре прямоугольного цилиндра с поперечными размерами  $0,71\lambda \times 0,32\lambda$ . Результаты сравниваются с аналогичными, полученными методом аппроксимации прямоугольного цилиндра эллиптическим. Сравнение полученных результатов показывает, что если при центральном положении источника на стенках цилиндра приближенная методика дает результаты, позволяющие оценить качественный характер диаграмм направленности, то при смещении источника от центрального положения отличие результатов весьма существенно. Прослеживается изменение диаграммы направленности при уменьшении толщины прямоугольного цилиндра, когда источник расположен на широкой стенке размером  $0,71\lambda$ . Показано, что при уменьшении размера узкой стенки диаграммы направленности плавно преобразуются в диаграмму направленности для полосы.

Приведены графики, позволяющие судить о зависимости диаграммы направленности от частотного параметра  $a/\lambda$  ( $a$  — поперечный размер широкой стенки прямоугольного цилиндра).

*Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 5634-В89. Деп. от 30 августа 1989 г.*