

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1965

УДИ 621.382.21 : 621.391.822

И. В. КОРАБЛЕВ

## О ШУМАХ ДИОДОВ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЕМКОСТЬЮ

Изложены результаты измерения шумов кристаллических (в основном параметрических) диодов сантиметрового диапазона в статическом и динамическом режимах работы. Измерения проводились как на низких частотах (3—80 кГц), так и в диапазоне волн 3 см. Результатам измерений предпосланы краткие выводы теории дробного шума  $p-n$ -перехода. Производится сравнение шумовых диодов с нелинейной емкостью и шумов некоторых диодов сантиметрового диапазона, используемых для целей умножения частоты и в качестве смесителей.

Известно, что в правильно сконструированной схеме параметрического усилителя или преобразователя основным источником шума является полупроводниковый диод. Режим работы диода, работающего в схеме умножителя, как правило, существенно отличается от того, который имеет место в схемах усилителей, поскольку умножитель является принципиально устройством с большим уровнем входного сигнала. Так, для эффективного умножения частоты во много раз приходится подавать на диод такое напряжение основной частоты, что появляется эффект прямой проводимости. Естественно ожидать от диода в таком режиме дополнительный шумовой вклад.

Несмотря на это, практически отсутствуют работы, посвященные изучению шумов диодов, действительно используемых в диапазоне СВЧ в параметрических устройствах, хотя имеется довольно много измерений флуктуаций в конкретных схемах параметрических усилителей и преобразователей. В связи с этим исследование флуктуационных свойств кристаллических диодов, применяющихся в качестве нелинейной реактивности и нелинейного сопротивления, представляется актуальной задачей. Экспериментальному исследованию собственных шумов полупроводниковых диодов, как при постоянном смещении, так и при возбуждении диода напряжением высокой частоты, и посвящена данная статья.

### О дробовом шуме полупроводникового диода

Как известно, среднеквадратичный шумовой ток плоскостного  $p-n$ -перехода при постоянном смещении может быть представлен в виде

$$\bar{i} = 4kTG(\omega) \Delta f - 2qI \Delta f. \quad (1)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $q$  — заряд электрона,  $G(\omega)$  — действительная часть проводимости  $p$ - $n$ -перехода,  $I$  — постоянный ток, протекающий через переход,  $\Delta f$  — полоса частот, в которой рассматривается шум. Знак второго слагаемого в (1) меняется на противоположный, если через диод протекает обратный ток. В форме (1) выражение для дробового шума впервые получил Ван дер Зил [1] путем решения одномерного диффузионного уравнения. В 1956 г. Улир [2] получил (1) более простым корпускулярным методом, свободным от некоторых ограничений работы [1]. В 1957 г. Гуггенбуль и Стратт [3] вывели (1) из общих принципов термодинамики, основываясь при этом на некоторых естественных, но не вполне строгих предположениях.

Выражение (1) справедливо при условии, что неосновные носители, пересекающие область пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода, независимы. Это условие нарушается при высоких уровнях инжекции, так как в этом случае введенные носители образуют значительный объемный заряд, что приводит к взаимодействию между отдельными носителями. При выводе (1) не учитывалось также последовательное сопротивление перехода  $R_s$ , обусловленное конечной проводимостью объема полупроводника. Если приписать этому сопротивлению полный тепловой шум, то эквивалентная шумовая схема полупроводникового диода в области частот, где можно не принимать во внимание избыточный шум, имеет вид, представленный на рис. 1, а. Здесь  $C$  — емкость перехода.

Оценим относительную шумовую температуру или шумовое отношение диода, основываясь на приведенной эквивалентной схеме. Для этого вычислим средний квадрат шумового тока, создаваемого шумовыми генераторами  $\sqrt{i^2}$  и  $\sqrt{e^2}$  на короткозамкнутых зажимах диода  $mm$ . Очевидно, что

$$\bar{i}_m^2 = \frac{1}{|Z|^2} \left[ 4kTR_s + \frac{4kTG(\omega) - 2qI}{|Y|^2} \right] \Delta f.$$

Здесь  $Y$  — плотная проводимость  $p$ - $n$ -перехода, равная  $Y = G + j\omega C$ , а  $Z = R_s + \frac{1}{Y}$  — полное сопротивление диода. В случае истинного теплового равновесия, когда все активные элементы схемы находятся при комнатной температуре  $T$  и генерируют только тепловой шум:

$$\bar{i}_{m0}^2 = \frac{4kT \Delta f}{|Z|^2} \left[ R_s + \frac{G(\omega)}{|Y|^2} \right].$$

Относительная шумовая температура диода по определению равна

$$n = \frac{\bar{i}_m^2}{\bar{i}_{m0}^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{qI}{kT} \frac{1}{(G + R_s |Y|^2)}. \quad (2)$$

Полагая  $R_s = 0$  — и учитывая, что на низкой частоте  $G = q(I + I_0)/kT$ , где  $I_0$  — ток насыщения диода, получим в случае прямого тока достаточ-

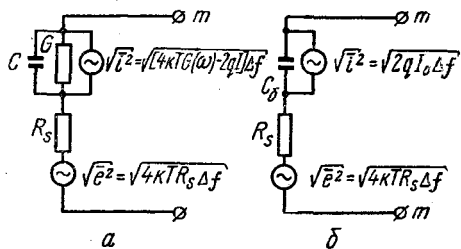


Рис. 1. Эквивалентная схема кристаллического диода

ной величины ( $I \gg I_0$ )  $n = 0,5$ . Если  $R_s \neq 0$ , то при том же прямом токе шумовое отношение, согласно (2), равно

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{R}{R + R_s}, \quad (3)$$

где  $R = 1/G$ . С увеличением частоты  $G(\omega)$  растет и при заданном токе  $n$  стремится к единице.

При достаточном обратном смещении диффузионной составляющей тока через диод можно пренебречь, и тогда эквивалентная шумовая схема принимает вид, изображенный на рис. 1,б, где  $C_6$  — барьерная емкость перехода, нелинейно зависящая от приложенного напряжения. Шумовое отношение диода в этом случае, согласно (2), равно

$$n = 1 + \frac{1}{2} \frac{qI_0}{kT} \frac{1}{R_s(\omega C_6)^2} \approx 1 + \frac{20I_0}{R_s(\omega C_6)}. \quad (4)$$

Интересно оценить величину  $n$  для параметрического диода в трехсантиметровом диапазоне волн. Пусть  $f = 10^{10}$  *цз*,  $R_s = 5$  *ом*,  $C_6 = 0,5 \cdot 10^{-12}$  *ф*,  $I_0 = 0,1$  *мка*.

Указанные параметры диода являются типичными для высококачественных параметрических диодов этого диапазона. Подставляя численные значения в (4), найдем  $n = 1 + 4 \cdot 10^{-4}$ . Видно, что вклад дробового шума тока насыщения диода в относительную шумовую температуру пренебрежимо мал по сравнению с величиной теплового шума последовательного сопротивления  $R_s$ . На низких частотах дробовой шум полупроводниковых диодов полностью маскируется избыточным шумом, характерной особенностью которого является спектральная зависимость вида  $1/f^\alpha$ . Здесь  $f$  — частота, а  $\alpha$  — постоянная, принимающая в большинстве экспериментов значение, лежащее вблизи единицы. Несмотря на большое количество работ, посвященных избыточному шуму, в настоящее время не существует сколько-нибудь полной теории этого явления.

### Измерение шума диодов с нелинейной емкостью на низкой частоте

Основные измерения низкочастотных шумов диодов были выполнены на мостовой схеме [4], изображенной на рис. 2,а. В одном плече моста находится переменное комплексное сопротивление  $Z$ , в другом — исследуемый диод. При замкнутом переключателе  $\Pi_1$  на выбранной частоте, получаемой от генератора, и при фиксированном смещении на диоде мост балансируется изменением сопротивления  $Z$ . Усилитель с симметричным входом и чувствительный индикатор служат в качестве нулевого прибора моста. Так как дифференциальное сопротивление и емкость перехода зависят от приложенного переменного напряжения, то при балансировке это напряжение выбиралось возможно более малым и не превышало во всех экспериментах 10 *мв*. После балансировки усилитель с симметричным входом и генератор отключаются, а на сетку лампы предварительного усилителя через переключатель  $\Pi_2$  (в положении 2) подается шумовое напряжение с исследуемого диода. Это шумовое напряжение сравнивается с тепловым шумом сопротивления  $R$ , равного по величине активному дифференциальному сопротивлению диода.

Допустим, что шум диода меньше теплового шума сопротивления, тогда, подключая шумовой генератор параллельно диоду, нетрудно по-

лучить шумовое отношение диода

$$n = \frac{\bar{i}^2 R}{4kT \Delta f} = 1 - \frac{1}{2} \frac{qI_{ш}R}{kT}. \quad (5)$$

Здесь  $I_{ш}$  — ток шумового диода при балансе, а  $\sqrt{\bar{i}^2}$  — шумовой ток исследуемого диода.

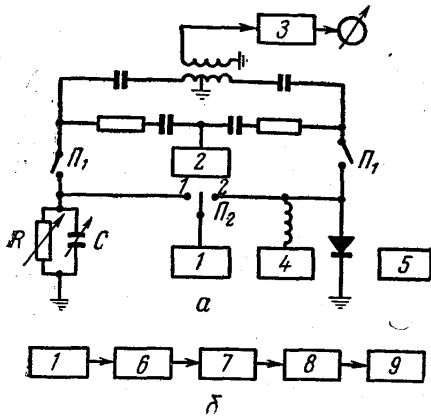


Рис. 2. Мостовая схема и блок-схема аппаратуры для измерения температуры шумов на низких частотах. *a* — мостовая схема: 1 — предварительный усилитель, 2 — генератор, 3 — усилитель, 4 — цепь смещения, 5 — шумовой диод; *б* — блок-схема: 6 — анализатор спектра, 7 — детектор, 8 — фильтр и усилитель постоянного тока, 9 — индикатор

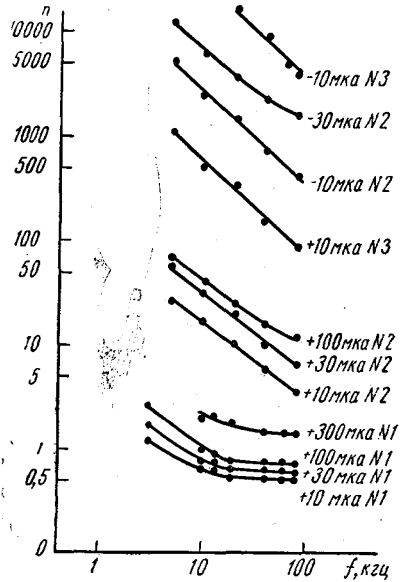


Рис. 3. Зависимость относительной шумовой температуры диодов от частоты для различных прямых (+) и обратных (—) токов

В первых двух каскадах предварительного усилителя использованы малошумящие триоды 6СЗП, эквивалентное шумовое сопротивление которых равно 200 ом. Затем (см. блок-схему на рис. 2,б) следует анализатор спектра, полоса пропускания которого равна 500 гц. После анализатора шум выпрямляется детектором, усредняется фильтром с большой постоянной времени и после усилителя постоянного тока поступает на выходной индикатор.

При измерении шумов диодов с эквивалентным шумовым сопротивлением порядка десятков ом был использован повышающий трансформатор между диодом и входной лампой предварительного усилителя, чтобы повысить эквивалентное шумовое сопротивление диода до уровня, по крайней мере равного величине шумового сопротивления усилителя [5]. В качестве шумового эталона при измерениях использовалось также переменное проволочное сопротивление. Оба метода калибровки дали совпадающие результаты.

На рис. 3 показаны данные спектральных измерений относительной шумовой температуры для типичного германиевого диффузионного диода сантиметрового диапазона. Этот диод отмечен на рисунке № 1. Параметром спектральных кривых служит значение прямого тока. Видно, что в соответствии с теорией дробового шума шумовое отношение диода меньше единицы, хотя ни у одного из исследованных образ-

цов оно не достигло половины. С ростом прямого тока через переход шумовое отношение возрастает, что не согласуется с приведенной теорией.

Расхождение между выводами теории и данными эксперимента обусловлено, видимо, тем обстоятельством, что при токах через переход порядка 300—1000 *мкА* не выполняются более условия, лежащие в основе теории дробового шума *p-n*-перехода. Увеличение шумового отношения при уменьшении частоты происходит за счет влияния избыточного шума перехода (поверхностный шум) [6]. Для сравнения на том же рисунке приведены результаты измерения *n* еще для двух диодов. Под № 2 фигурирует кремниевый точечный смесительный диод сантиметрового диапазона, а под № 3 — кремниевый диод типа нелинейной емкости с прижимным контактом в неоднородной базе, предназначенный для умножения частоты. Как следует из приведенных результатов, шумовое отношение у точечных диодов существенно больше, чем у диода с меза-структурой. Причем это получается за счет избыточного шума, частотная зависимость которого приближенно удовлетворяет соотношению  $1/\alpha$ , где  $\alpha \ll 1$ .

Если параметр  $\alpha$  не зависит от частоты, то можно ожидать, что дробовой шум превысит избыточный у исследованных смесительных диодов на частотах 1—3 *мГц*, а у умножительных — на частотах порядка 10 *мГц*. При работе диода в обратном направлении избыточный шум значительно больше, чем в прямом (см. рис. 3). Интенсивность избыточного шума возрастает пропорционально току через диод.

Приведенные выше результаты могут дать лишь качественную картину характеристики шумов, так как динамический режим работы при возбуждении диодов напряжением высокой частоты или СВЧ с большой амплитудой сильно отличается от условий работы при постоянном смещении.

Измерение шумового отношения диодов при возбуждении их напряжением высокой частоты (динамический режим) производилось аналогично измерениям на постоянном токе. Диод вставлялся в стандартный держатель, к зажимам промежуточной частоты которого присоединялся измерительный усилитель и цепь смещения с контролем выпрямленного тока. В качестве источника сигнала высокой частоты был использован генератор. Все измерения проводились с этим генератором на частоте накачки  $f_n = 1800$  *мГц*. При такой схеме измерения шумов на выход предварительного усилителя поступают кроме собственных флуктуаций испытуемого кристалла еще продетектированные им амплитудные шумы источника высокочастотной мощности.

Очевидно, что добавка  $\Delta n$  к относительной шумовой температуре кристалла, обусловленная собственным шумом возбудителя, может быть представлена в виде

$$\Delta n = \frac{\gamma P}{L_0 k T}.$$

Здесь  $\gamma$  — относительный уровень мощности шумов генератора, приведенный к полосе пропускания шириной 1 *Гц*,  $P$  — мощность сигнала генератора,  $L_0$  — потери преобразования исследуемого диода, измеренные в условиях эксперимента. Таким образом, чтобы оценить вклад шумов источника в измеренный шум диода, необходимо определить  $\gamma$  и  $L_0$ . Мощность амплитудных флуктуаций возбудителя была определена путем балансовых измерений [7], а при измерениях  $L_0$  использовал-

ся дифференциальный метод [8]. Проведенные исследования показали, что  $\Delta I$  можно пренебречь.

На рис. 4 показаны результаты спектральных измерений шумового отношения для германиевого диода № 1 при воздействии на него напряжения частоты 1800 мГц (три нижние кривые). Данные получены при отсутствии принудительного внешнего смещения. Сопротивление цепи постоянного тока равно 100 ом. Ток через диод варьировался путем изменения мощности высокочастотного сигнала.

Из рис. 3 видно, что шумовое отношение диода при возбуждении его напряжением высокой частоты больше, чем при постоянном смещении. На частотах, на которых при постоянном смещении преобладал дробовой шум, в случае высокочастотной накачки, видимо, доминирует избыточный шум, спектр которого приблизительно удовлетворяет правилу  $1/f^\alpha$ , где  $\alpha < 1$ .

Необходимо подчеркнуть, что как шумовое отношение диода, так и его потери преобразования  $L_0$  определялись при согласовании источника накачки и диода. Это важно потому, что не только  $L_0$  кристалла, но также его активная проводимость на низкой частоте и шумовое отношение зависят от настройки высокочастотного тракта.

При использовании некоторых параметрических диодов в схемах умножения частоты замечено появление отрицательного среднего тока, протекающего через диод, хотя в сумме напряжения смещения и амплитуды напряжения накачки на диоде были много меньше пробойной величины [9]. Проведенные исследования [9, 10] показали, что появление аномального обратного тока обусловлено процессом лавинного умножения неосновных носителей в течение обратного полупериода напряжения накачки. Следует подчеркнуть, что эффект отрицательного сопротивления, связанный с накоплением неосновных носителей, отличается от другого эффекта отрицательного сопротивления, который обусловлен видом резонансной кривой при периодическом изменении параметра контура [11, 12]. Очевидно, следует ожидать увеличения шумового отношения диода при протекании через него отрицательного тока, обусловленного лавинным умножением накопленных неосновных носителей, если предположить, что механизм пробоя может быть представлен в виде случайно срабатывающего переключателя на два или несколько положений [13, 14].

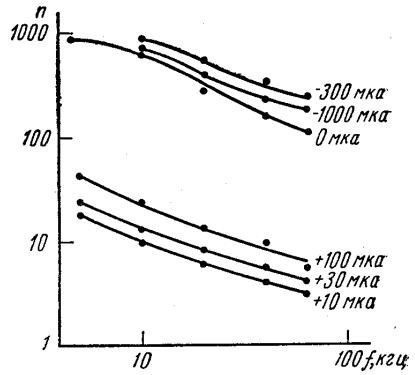


Рис. 4. Зависимость  $n$  германиевого диффузионного диода № 1 от частоты при различных токах через диод, определяемых уровнем мощности высокочастотного сигнала

$I, \text{ мкА}$	+10	+30	+100	+180	+100	0	-100	-300	-1000
$f = 40 \text{ кГц}$	3,9	5,9	9,6	21	87	160	160	325	235
$\Delta T^\circ = 9,2 \text{ гГц}$	—	—	400	700	1800	2100	2100	2500	3850

В таблице (первая строка) приведены данные, показывающие характер изменения  $n$  германиевого диода с нелинейной емкостью № 1 в зависимости от среднего тока через диод, который варьировался путем изменения мощности высокочастотного сигнала ( $f_H = 1800$  мГц). При увеличении мощности сигнала средний ток через диод сначала растет за счет прямой проводимости, а потом падает и становится отрицательным, когда начинается процесс лавинного умножения. На рис. 4 представлено несколько результатов спектральных измерений  $n$  диода № 1 для различных средних токов. Из приведенных данных следует, что протекание отрицательного среднего тока, обусловленного лавинным умножением носителей, приводит к значительному увеличению относительной шумовой температуры диода. Результаты спектральных измерений свидетельствуют о наличии у диода частотнозависимой составляющей шумового спектра.

### Шумовые характеристики параметрических диодов в трехсантиметровом диапазоне волн

Исследование флуктуационных характеристик кристаллических диодов на частоте 9 гГц в статическом и динамическом режимах работы было выполнено на модуляционном радиометре трехсантиметрового диапазона.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения шумов диодов в статическом режиме показана на рис. 5,а. Диод помещается в детекторный держатель трехсантиметрового диапазона и согласуется с волноводным трактом при помощи стандартного настроечного устройства. Величина КСВН контролировалась и при измерениях не превышала 1,5.

Результаты измерения относительной шумовой температуры кристаллических диодов в зависимости от величины прямого тока показали, что  $n$  не отличается от единицы при изменении прямого тока от 0 до 3–10 ма. Это справедливо как для германиевых и кремниевых диодов с нелинейной емкостью, так и для обычных смесительных диодов. Эксперимент показывает хорошее согласие с теорией дробового шума  $p$ — $n$ -перехода, согласно которой  $n \rightarrow 1$  с увеличением частоты.

При смещении в обратном направлении исследованные германиевые диффузионные диоды имели «жесткие» вольтамперные характеристики. Обратный ток при напряжении смещения, равном  $-10$  в, не превосходил нескольких десятых долей микроампера. На всем «жестком» участке, как показали измерения,  $n = 1$ , что хорошо согласуется с выражением (4). При дальнейшем увеличении отрицательного смещения на диоде обратный ток быстро растет, начинается статический пробой  $p$ — $n$ -перехода. В этой области  $n$  увеличивается пропорционально обратному току через переход.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения шумов диодов в динамическом режиме в диапазоне 9 гГц представлена на рис. 5,б. В качестве источника основной частоты использовался генератор ГСС-15Б, работающий на частоте 1800 мГц. Исследуемый диод располагался в центре коаксиально-волноводного перехода, имевшего подстроечные элементы как на частоте входа, так и на частоте измерения. Чтобы избежать влияния на результаты измерения сравнительно низкочастотных компонентов шума исследуемого диода, спектр которых может быть перенесен в диапазон СВЧ за счет смещения с частотой гармоник, необходимо как можно дальше отнести частоту измерения от частоты гармоник.

Однако расстройка выходного тракта относительно частоты гармоники, как правило, сопровождалась релаксационными колебаниями [11] на сопротивлении смещения, при наличии которых измерение шума, конечно, невозможно. Поэтому измерение шумов диодов при возбуждении их напряжением высокой частоты производилось в режиме, который соответствует условиям «широкополосной» работы умножителя частоты. В этом случае цепь входного сигнала и гармоники настраивалась на максимум отдачи мощности на частоте гармоники, а радиометр настраивался на частоту, удаленную от частоты гармоники приблизительно на 100 мГц. При этом настройка выходной полости схемы на

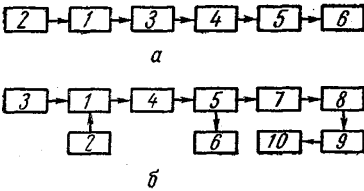


Рис. 5. Блок-схемы установок для измерения шума диодов на частоте 9,2 гГц в статическом (а) и динамическом (в) режимах. а) 1 — диод, 2 — цепь смещения, 3 — ферритовый вентиль, 4 — согласующее устройство, 5 — измерительная линия, 6 — радиометр; б) 1 — коаксиально-волноводный переход с диодом, 2 — цепь смещения, 3 — генератор сигнала, 4 — аттенюатор и ферритовый вентиль, 5 — направленный ответвитель, 6 — анализатор спектра трехсантиметрового диапазона, 7 — согласующее устройство, 8 — измерительная линия, 9 — волноводный фильтр, 10 — радиометр

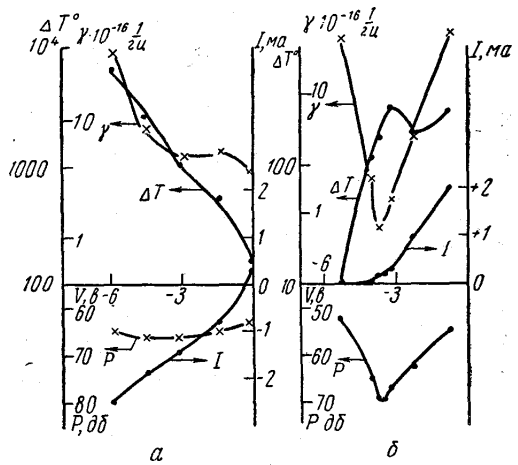


Рис. 6. Зависимость  $\Delta T$  и  $\gamma$  для германиевых диодов с нелинейной емкостью от величины обратного смещения при постоянном уровне высокочастотного сигнала

частоту гармоники дает весьма небольшую ошибку при измерении шумов диодов на расстоянии 100 мГц от точки настройки, поскольку относительная расстройка частоты, на которой ведется измерение шума, составляет около 1% от частоты гармоники. В такой постановке задача измерения шумов диодов совпадает с задачей измерения флуктуаций умножителя частоты на нелинейной емкости [15].

В схеме предусмотрено подавление сигнала гармоники приблизительно на 50 дБ специальным волноводным фильтром [15], поскольку подавление паразитного сигнала (сигнала гармоники) за счет избирательности супергетеродинного приемника радиометра может оказаться недостаточным. Настройка умножителя и измерение мощности гармоники производилось с помощью чувствительного анализатора спектра трехсантиметрового диапазона. Все потери на частоте измерения в волноводном тракте между p—n-переходом диода и радиометром учитывались при обработке экспериментальных данных.

Результаты измерения шума диодов с нелинейной емкостью в режиме умножения на расстоянии 100 мГц от частоты гармоники показаны на рис. 6, а и б. Шум диодов на рисунках показан в форме приращенной эквивалентной шумовой температуры диода  $\Delta T$  над уровнем комнатной температуры. На этих же графиках представлены кривые среднего тока через диод в зависимости от величины принудительного



смещения и уровня мощности гармоник, выраженный в относительных единицах.

Анализ полученных данных показывает, что относительная шумовая температура диода, как правило, возрастает, если диод работает в области отрицательных токов, возникающих за счет лавинного умножения носителей (см. рис. 6). При уменьшении отрицательного смещения шум падает, и средний ток через диод может быть положительным. Заметим, однако, что протекание через диод среднего прямого тока еще не означает, что при данном уровне мощности накачки и смещения в переходе не происходят процессы лавинного умножения. Эти процессы могут происходить, но с малым коэффициентом умножения неосновных носителей из-за недостаточной величины напряженности электрического поля во время отрицательного полупериода накачки, и поэтому эффект прямой проводимости может «перетянуть» средний ток через диод в свою сторону. Но даже при малом коэффициенте умножения следует ожидать, что в  $p-n$ -переходе будет генерироваться значительная шумовая мощность, возникающая в процессе лавинного умножения. Это, видимо, подтверждается измерениями шума на частоте 9,2 мГц германиевого диода с нелинейной емкостью, результаты которых представлены в таблице. Видно, что как на низкой частоте, так и в диапазоне СВЧ с увеличением мощности накачки начинается значительный рост шума диода еще в области прямых токов.

Если отрицательное смещение выбрано таким, что напряжение сигнала уже не заводит рабочую точку в область прямой проводимости диода, и в то же время не настолько большим, чтобы суммарное напряжение смещения и амплитуды сигнала достигло пробойного для данного перехода значения, то в этом случае измеренная относительная шумовая температура диода в полном согласии с (4) равна единице. Однако мощность гармоник в таком режиме умножения на 25—35 дБ ниже оптимального уровня. Поэтому, если интересуются шумовыми свойствами не самого диода, а всей схемы умножения частоты, то более естественно характеризовать ее шумовые свойства относительным уровнем шума —  $\gamma$ . Значение  $\gamma$  приведено на рис. 6,а и б.

Интересно сопоставить результаты, показанные на рис. 6,а, с данными шумовых измерений, полученными на германиевом параметрическом диоде, у которого отсутствует обратный ток в режиме умножения (см. рис. 6,б).

Несмотря на значительный прямой ток (до 2 ма), приращение эквивалентной шумовой температуры не превосходит 300°, что существенно меньше, чем у диодов, обладающих свойством лавинного умножения носителей. Из-за низкой добротности диода умножение на этом образце было малоэффективным. Оптимальный режим умножителя лежит в области малых токов, что соответствует умножению на нелинейной емкости.

Для сравнения по той же блок-схеме были проведены измерения шумов нескольких кремниевых диодов в режиме умножения частоты на частоте 9,2 гГц (умножение частоты на нелинейном сопротивлении). Измерения показали, что  $n=1,5-2$  при средних прямых токах через диод порядка 5 ма и быстро растет при дальнейшем увеличении выпрямленного тока.

Суммируя полученные данные, можно сделать следующие выводы. На низких частотах (3—80 кГц) при постоянном смещении измеренный шум германиевых диффузионных диодов с нелинейной емкостью удовлетворительно согласуется с теорией дробового шума  $p-n$ -перехода, если ток через диод не превышает 100 мка. Шумовое отношение диода

возрастает в основном за счет избыточного шума, если на параметрический диод кроме постоянного смещения подано еще и высокочастотное напряжение. Шумовое отношение диода с нелинейной емкостью на низкой частоте при наличии высокочастотного сигнала может достигнуть величины нескольких сотен и даже тысяч, если в  $p-n$ -переходе существует процесс лавинного умножения неосновных носителей.

В трехсантиметровом диапазоне волн при постоянном смещении  $U=1$  как в области прямых, так и в области обратных токов. При прямом токе шумовое отношение диода определяется дробовым шумом перехода, а при обратном — тепловым шумом  $R_s$ . В области статического пробоя  $p-n$ -перехода  $n$  увеличивается пропорционально току пробоя. В режиме умножения на расстоянии 100 мк от умноженной лиции параметрический диод имеет  $n=1$ , когда используется обратная ветвь вольтамперной характеристики  $p-n$ -перехода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Van der Ziel A. Proc. IRE, 43, 1639, 1955.
2. Uhlig A. Proc. IRE, 44, 1541, 1956.
3. Гуггенбуль В., Стратт М. «Вопросы радиолокационной техники», № 2, 44, 1958.
4. Champlin K. Proc. IRE, 46, 779, 1958.
5. Schneider B., Strutt M. Proc. IRE, 47, 546, 1959.
6. Ван дер Зил А. Флюктуационные явления в полупроводниках. ИЛ, М., 1961.
7. Корнилов С. А., Лавров В. М. «Радиотехника и электроника», 6, № 11, 1961.
8. Кристаллические детекторы. «Советское радио», М., 1950.
9. Siegel K. Proc. IRE, 48, 1159, 1960.
10. Greenspan M. Proc. IRE, 50, 83, 1962.
11. Рабинович-Визель А. А., Герценштейн М. Е. «Радиотехника и электроника», 8, 725, 1963.
12. Dade J. Mc. Proc. IRE, 50, 91, 1962.
13. Kay K. Mc. Phys. Rev., 94, 877, 1954.
14. Chamlin K. J. appl. Phys., 30, 1047, No. 7, 1959.
15. Вяльцев А. О., Иванов Н. В., Карасев М. Д., Потемкин В. В. «Радиотехника и электроника», 8, № 2, 349, 1963.

Поступила в редакцию  
29. I 1964 г.

Кафедра физики  
колебаний