ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXI, № 10 РАДИОФИЗИКА 1978

УДК 621.391.822

1/f-ШУМЫ В БАРЬЕРНЫХ СЛОЯХ

А. Г. Головко

Экспериментально исследована токовая зависимость спектра низкочастотных флуктуаций напряжения холостого хода в прямосмещенных барьерах Шоттки и *p—n*-переходах. Установлено, что по мере увеличения тока шумы сначала быстро растут, затем достигают максимума и плавно уменьшаются. Приведено аналитическое выражение этой зависимости.

Как экспериментальные [1], так и теоретические [2] исследования 1/f-шумов в прямосмещенных *p—n*-переходах показывают, что при больших токах величина флуктуаций напряжения не зависит от величины протекающего через диод тока. Однако поведение шумов в другом предельном случае, когда прямые токи малы, изучено недостаточно полно. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований шумов прямосмещенных барьерных слоев в области от нулевого до токов, более чем на два порядка превышающих ток насыщения барьеров J_0.

Методика измерений применена та же, что и в работе [3]. Узкополосный шумовой сигнал преобразовывался в дискретный с последующим его интегрированием в течение достаточно продолжительного интервала времени. Измерялся спектр низкочастотных флуктуаций напряжения холостого хода $S_v(f)$. Отметим, что спектр флуктуаций $S(f)$ в узкой полосе частот связан со спектральной плотностью флуктуаций $G(f)$ соотношением [4]

$$S(f) = 0{,}78\ G(f)^{1/2}. \tag{1}$$

Часть исследований проводилась на барьерах Шоттки, изготовленных из фосфида галлия как *n*-, так и *p*-типов проводимости с выпрямляющими контактами из золота или алюминия. Вторая часть исследований выполнена на *p—n*-переходах.

Типичная экспериментальная кривая токовой зависимости спектра низкочастотных флуктуаций напряжения для прямосмещенных барьеров Шоттки представлена на рис. 1. Все исследовавшиеся образцы показали, что шумы по мере увеличения тока сначала быстро растут, достигают максимума, а затем плавно уменьшаются.

Найдем аналитическое выражение этой зависимости. Поскольку флуктуации в барьере на несколько порядков ниже постоянных составляющих напряжения и тока, можно, применив вариационное исчисление, записать:

$$\Delta V = \frac{\partial V}{\partial J}\,\Delta J = r_d \Delta J,$$

где r_d — дифференциальное сопротивление барьера. Применив к ΔV и ΔJ фурье-анализ, получим, что для напряжения и тока на низких частотах спектральные плотности $G_v(f)$ и $G_j(f)$ взаимно связаны соотношением

$$G_v(f) = r_d^2 G_j(f). \tag{2}$$

Перейдя к рассмотрению спектров флуктуаций и учитывая (1), на основании (2) получаем

$$S_v(f) = r_d S_j(f). \tag{3}$$

Вольт-амперная характеристика для барьеров Шоттки имеет вид

$$J = J_0[\exp(qV/nkT) - 1], \tag{4}$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, q — заряд электрона, n — коэффициент идеальности вольт-амперной характеристики барьера.

Из вольт-амперной характеристики найдем дифференциальное сопротивление барьера

$$r_d = (nkT/qJ_0)[(J/J_0) + 1]^{-1}. \tag{5}$$

Это падающая с увеличением тока функция, которая при значительных токах объясняет характер изменения экспериментальной кривой рис. 1. Однако в области слабых токов экспериментальная кривая растет. Это требует признать, что в выражении (3) от тока зависит и $S_j(f)$. Раскрыть характер этой зависимости позволяют экспериментальные исследования, которые показали, что в исследовавшемся диапазоне частот (1...1000 *Гц*) величина тока, при котором шумы максимальны J^* (см.

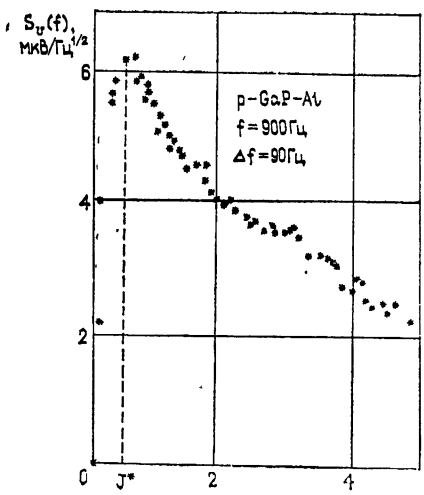

Рис. 1.

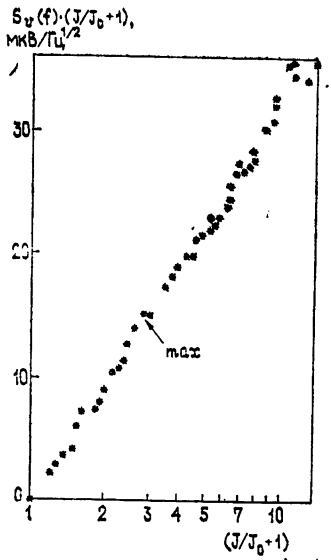

Рис. 2.

рис. 1), практически не зависит от частоты, хотя высота максимума по мере снижения частоты увеличивается, проявляя характерную $1/f$-зависимость. Это позволяет для $S_j(f)$ разделить переменные

$$S_j(f) = Q(f)\,P(J). \tag{6}$$

Следовательно,

$$S_v(f) = Q(f)\,r_d\,P(J). \tag{7}$$

Возникла ситуация, когда известны конечный результат токовой зависимости шумов (экспериментальная кривая) и токовая зависимость

дифференциального сопротивления, а требуется отыскать неизвестную функцию $P(J)$. Наиболее приемлемой оказалась функция вида $\ln[(J/J_0)+1]$. Таким образом, в первом приближении токовая зависимость шумов в прямосмещенных барьерах Шоттки может быть описана выражением

$$S_v(f) = mQ(f)\,\frac{\ln\left(\frac{J}{J_0}+1\right)}{\frac{J}{J_0}+1}, \tag{8}$$

где m — константа.

Приемлемость предложенного соотношения (8) оценивалась различными способами. Так, на рис. 2 кривая рисунка 1 представлена в спрямляющей системе координат. Необходимое для построения графика значение тока насыщения J_0 определялось методом вольт-амперных характеристик [5]. Спрямление графика служит подтверждением приемлемости (8). В пользу соотношения (8) говорит и то, что вытекающая из него зависимость

$$J^* = (e-1)\,J_0$$

(где J^* — ток, при котором шумы максимальны, e — основание натуральных логарифмов) подтверждается экспериментально. Более того, величина J^* оказалась пропорциональной корню квадратному из концентрации примесей в полупроводнике [6], точно так же, как зависит от концентрации примесей J_0 [5].

Нетрудно заметить, что

$$P(J) = \ln[(J/J_0)+1] = (q/nkT)\,V.$$

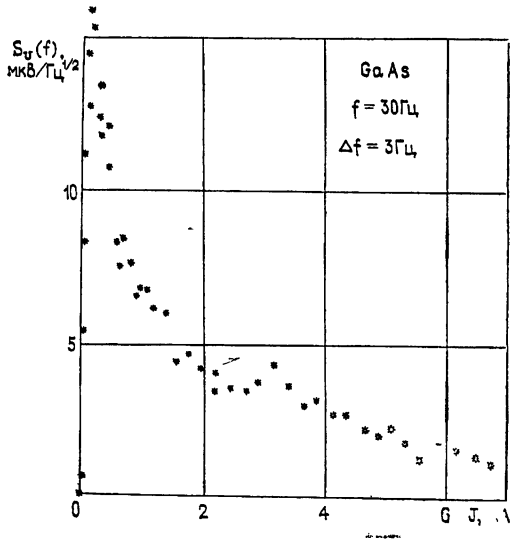

Рис. 3.

С учетом последнего соотношения на основании (6) можно сделать важное заключение о том, что в прямосмещенных барьерах Шоттки спектр флуктуаций тока $S_j(f)$ в первом приближении пропорционален напряжению, следовательно, спектральная плотность флуктуаций тока $G_j(f)$ пропорциональна квадрату напряжения.

Теперь выражение (8) можно представить в ином виде:

$$S_v(f) = M\,Q(f)\,r_d\,V. \tag{9}$$

Здесь M — константа.

В исследовавшемся диапазоне частот шумы всегда выявляли типичную $(1/f^{\alpha})$-спектральную зависимость, где $\alpha \approx 1$. Это позволяет в окончательном виде для спектральной плотности флуктуаций напряжения в прямосмещенных барьерах Шоттки записать:

$$G_v(f) = K\frac{1}{f^{\alpha}}\,r_d^2 V^2, \tag{10}$$

где K — константа.

Аналогичные описанным выше исследования были проведены для p—n-переходов. Типичная экспериментальная кривая токовой зависимости спектра флуктуаций напряжения холостого хода для прямосмещенного p—n-перехода представлена на рис. 3. Кривая имеет тот же вид, что и для барьеров Шоттки. Анализ показал, что соотношения (8) и (10) справедливы также и для p—n-переходов. Это было экспериментально подтверждено на различных образцах, в том числе на p—n-переходах, изготовленных из арсенида галлия, кремния, германия, фосфида галлия и кремния, осажденного на сапфир.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили установить поведение токовой зависимости шумов в прямосмещенных барьерных слоях при слабых токах, где шумы по мере увеличения тока сначала быстро растут, затем достигают максимума и впоследствии переходят к известной зависимости — плавно уменьшаются. Спектральная плотность флуктуаций напряжения оказалась пропорциональной произведению квадратов дифференциального сопротивления и падения напряжения на барьере. Спектральная плотность флуктуаций тока пропорциональна квадрату напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А Н. Малахов, Радиотехника и электроника, 3, № 4, 547 (1958).
2. А. В. Якимов, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 8, 1170 (1974).
3. А. Г. Головко, Т. Д. Шермергор, ФТП, 7, 1353 (1974).
4. Г. Я. Мирский, Аппаратурное определение характеристик случайных процессов, изд. Энергия, М., 1972.
5. С М. Зи, Физика полупроводниковых приборов, изд. Энергия, М., 1973.
6. А. Г. Головко, Способ измерения концентрации примеси в полупроводниках, Авт. свид. № 566277, бюл. № 27, 1977, стр. 149.

Тбилисский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 ноября 1977 г.

1/f-NOISE IN BARRIER LAYERS

A. G. Golovko

Current dependence of low frequency fluctuation sprectrum of the idle run voltage is experimentally investigated in directly biased Shottky barriers and p—n junetions. It is estabilished that with the current increase the noises first growth quickly, then reach the maximum and decrease slighly. The analytical expression of this dependence is given.