

ОСОБЕННОСТИ ТОКОВОГО ШУМА МЕЗОСКОПИЧЕСКОГО КАНАЛА ПОЛЕВОГО GaAs- ТРАНЗИСТОРА

В.В.Кузнецов, Е.И.Лайко, А.К.Савченко

В коротком GaAs-канале с прыжковой проводимостью при изменении концентрации электронов обнаружены мезоскопические флуктуации мощности токового шума и переход шума $1/f$ в "телефрафный" шум единичного шумового источника.

Воспроизведимые флуктуации проводимости G при изменении напряжения на затворе V_g , обусловленные неусредняемостью проводимости на мезоскопических масштабах, обнаружены на различных микронных транзисторах. В настоящей работе исследуется токовый шум полевого GaAs-транзистора, где флуктуации $G(V_g)$ наблюдались в области прыжковой проводимости¹.

Токовый шум связан с флуктуациями проводимости во времени. В Si МДП-структуре малой площади ($1 \times 0,1$ мкм) был выделен элементарный источник шума канала с металлической проводимостью — обмен электронами между каналом и ловушкой в окисле²; в канале большой площади суммарный эффект приводил к шуму $1/f$. В области прыжковой проводимости шум $1/f$ наблюдался на макроскопической Si МДП-структуре и связывался не с захватом электрона на ловушки, а с внутренними свойствами самой проводимости³. Целью нашей работы было исследование флуктуаций во времени прыжковой проводимости мезоскопического образца. Преимуществом транзистора с шоттки-затвором является при этом слабое влияние поверхности на свойства канала, который удален от нее на толщину обедненного слоя L .

Электронный канал расположен в легированном слое GaAs ($N_d = (3 \div 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и имеет в плоскости вид полоски размерами $l = 2 \div 20$ мкм, $W = 200$ мкм, ток пропускается вдоль короткой стороны (рис. 1). При концентрации электронов $n < 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $T < 20$ К, когда проводимость определяется прыжками между донорами, на зависимости $G(V_g)$ появляются особенности, которые при уменьшении n (увеличении $|V_g|$) переходят в сильно флуктуирующую зависимость $G(V_g)$ — мезоскопический режим проводимости¹.

Спектральная плотность флуктуаций напряжения на канале U во времени $S = \langle (U - \langle U \rangle)^2 \rangle / \Delta f$ (СПФ) измерялась анализатором спектра СК4-72 в интервале частот $f = 2 \div 2 \cdot 10^4$ Гц ($\langle \rangle$ — усреднение по t). Квадратичная зависимость S от среднего напряжения в диапазоне $\langle U \rangle \leqslant 10$ мВ означала, что причиной флуктуаций $U(t)$ являются флуктуации сопротивления. С помощью селективного вольтметра измерялась, кроме того, величина $A = \langle |U - \langle U \rangle| \rangle$.

Мощность шума немонотонно зависела от напряжения на затворе. На рис. 1 показана величина A , измеренная на частоте 18 Гц в полосе $\Delta f \approx 6$ Гц при $T = 4,2$ К. При сравнении зависимости $A(V_g)$ с производной $U_m(V_g) = dU/dV_g$ выяснилось, что положения большинства их пиков совпадают. Отношение величины $A(V_g)$ и $U_m(V_g)$ не было, однако, постоянным. Кроме того, амплитуда пиков шума изменялась при варьировании частоты неодинаковым образом — это означало, что в разных пиках $A(V_g)$ спектр шума различен.

На рис. 2 показан пример того, как изменяется спектр шума при изменении напряжения на затворе. В области слабых флуктуаций средней проводимости G как функции V_g спектр флуктуаций напряжения во времени имел вид, близкий к закону $1/f$ (кривая 1). При уменьшении концентрации электронов вид $S(f)$ менялся, и СПФ можно было описать суммой нескольких лоренцевых кривых $S_L \propto 1/(1 + \omega^2 \tau^2)$ с разными τ (кривые

2, 3). В области сильных флуктуаций $G(V_g)$ спектр флуктуаций $U(t)$ был близок к спектру релаксационного процесса с одним значением τ (кривая 4).

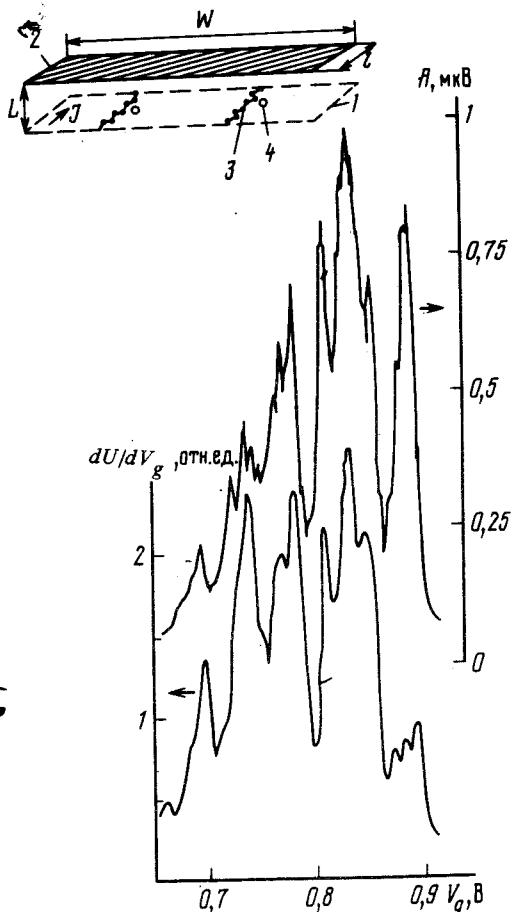


Рис. 1. Зависимости амплитуды флуктуаций напряжения $A = \langle |U - \langle U \rangle| \rangle$ и производной dU/dV_g от напряжения на затворе V_g . На вставке: 1 – электронный канал; 2 – затвор; 3 – цепочка прыжков; 4 – модулятор

При увеличении температуры до $T \approx 20$ К и фиксированном значении V_g СПФ перешла от лоренцева вида в закон $1/f$. Закон $1/f$ наблюдался и для токового шума "длинных" образцов с длиной $l = 200$ мкм.

Единичный релаксационный процесс непосредственно проявился в виде скачков сопротивления во времени. На рис. 3 показан пример наблюдаемых переключений сопротивления между двумя устойчивыми состояниями – "телефрафный" шум. Сопротивление измерялось в этом случае на переменном токе (18 Гц). Средняя длительность импульсов и отношение времен пребывания в каждом из состояний изменялись при варьировании V_g на величину порядка характерного масштаба ΔV_g , на котором флюкутирует проводимость $G(V_g)$.

Из совпадения положений резонансов шума и экстремумов производной $U_m(V_g)$ можно заключить, что причиной шума является модуляция проводимости случайнным электрическим полем, аналогичная модуляции ее переменным напряжением на затворе при измерении производной. Случайное электрическое поле, смещающее уровни локализованных состояний, может возникать при захвате и выбросе электрона центром, расположенным вблизи проводящего пути – "модулятором". Флуктуации заполнения центра максимальны, когда уровень Ферми попадает в полосу $\approx kT$ вблизи его энергетического уровня.

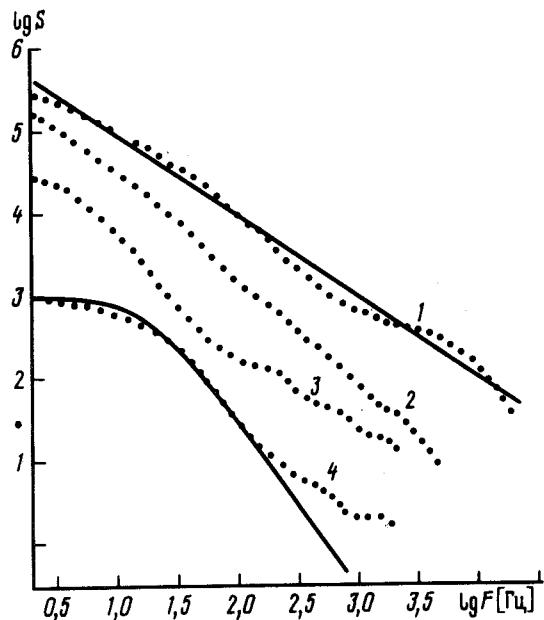


Рис. 2. Спектральная плотность токового шума для различных значений V_g : 1 – 2,82; 2 – 2,90; 3 – 2,96; 4 – 2,99 В; $T = 4,2$ К. Сплошные линии: зависимости $1/f$ и $1/(1 + \alpha f^2)$

Если проводимость образца определяется большим количеством путей, то СПФ представляет собой сумму лоренцевых законов. Известно, что спектр типа $1/f$ получается при сложении релаксационных процессов с экспоненциально широким разбросом времен. Быстро прыжковой проводимости такой разброс может быть связан с разбросом расстояний r между локализованными состояниями⁴, частота электронных переходов между которыми есть $\nu = \nu_0 \exp(-2r/a)$ (a – эффективный боровский радиус).

При уменьшении концентрации электронов увеличивается средняя длина прыжка и уменьшается число проводящих путей (цепочек из последовательных прыжков). При этом уменьшается и общее количество модуляторов, расположенных вблизи них на расстоянии порядка длины экранирования – расстояния до металлического затвора L . Таким образом, в условиях, когда проводимость определяется малым числом цепочек, в образце сравнительно большой площади выделяется элементарный источник флуктуаций прыжковой проводимости во времени – флуктуации заполнения одного локализованного состояния.

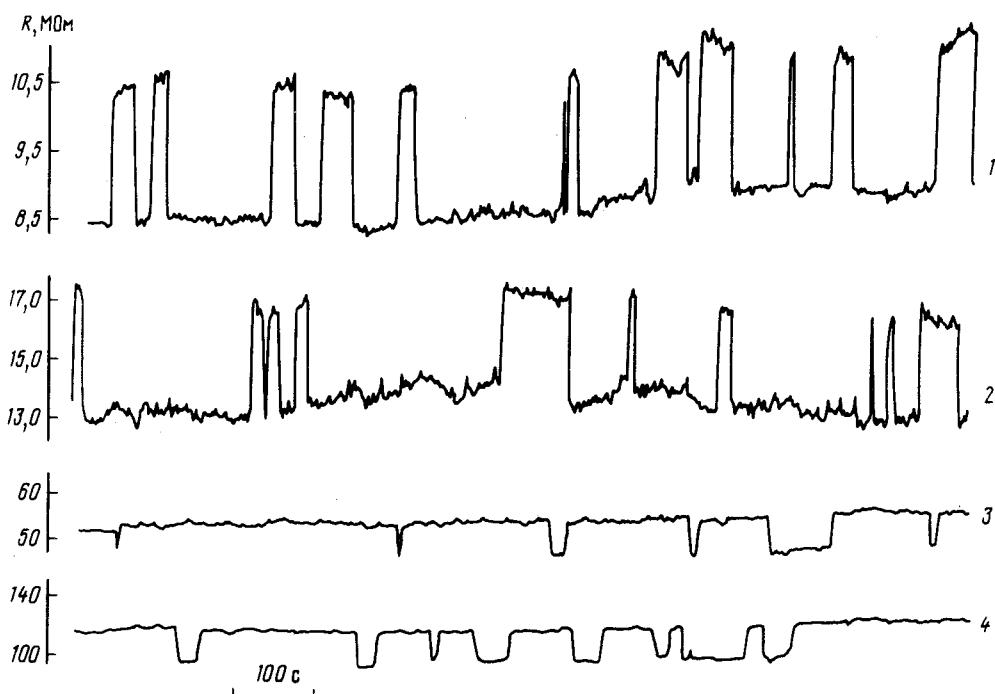


Рис. 3. Переключение сопротивления канала во времени при различных V_g : 1 – 3,07; 2 – 3,08; 3 – 3,12; 4 – 3,14 В

В канале, удаленном от поверхности, роль модулятора может играть донор, расположенный в плоскости канала, но не участвующий в проводимости (рис. 1). Взяв для плотности состояний величину на порядок меньшую, чем двумерная $m^*/\pi\hbar^2$, оценим среднее число состояний N в канале, расположенных в полосе шириной L и длиной l в интервале энергий kT . Для $T = 1,5$ К, $L = 2000$ Å и $l = 2$ мкм получим $N \sim 1$ – число модуляторов вблизи одной цепочки. При увеличении температуры до 20 К число модуляторов увеличится на порядок, что приведет к шуму со спектром типа $1/f$.

Характерная длина прыжка между центрами при обмене электронами может составлять величину $r = 1000 \div 2000$ Å ($r \sim 1000$ Å – длина прыжка в проводящей цепочке). Оценка соответствующей частоты переходов с $\nu_0 = 10^{13}$ Гц и $a = 100$ Å дает $\nu \sim 4 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^4$ Гц. В этом диапазоне лежат и наблюдаемые на эксперименте частоты источников шума $10^{-2} \div 10^4$ Гц (рис. 2, 3).

Авторы благодарны Ш.М.Когану, М.Э.Райху, Е.В.Ченскому и А.Я.Шульману за полезные обсуждения.

Литература

1. Лайко Е.И., Орлов А.О., Савченко А.К. и др. ЖЭТФ, 1987, **93**, 2204.
2. Rolls K.S., Skocpol W.J., Jackel L.D. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 228.
3. Voss R.F. J. Phys. C, 1978, **11**, L923.
4. Shklovskii B.I. Sol. St. Comm., 1980, **33**, 273.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1989 г.