

Исследование негауссости $1/f$ шума *GaAs* эпитаксиальных пленок

А.В.Моряшин, А.В.Якимов¹

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия

Введение

В данной работе делается попытка выявления негауссости $1/f$ шума по измеренному биспектру. За основу анализа выбирается модель двух уровневых систем. Исследования производятся на образцах *GaAs* [1], изготовленных в Эйндховенском технологическом университете (Нидерланды). Эти образцы были подвергнуты протонному облучению со средней энергией частиц 3МэВ. Плотность потока составляла $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Затем их отожгли при температуре $(543 \div 563)\text{K}$ в течение 5 минут. Концентрация электронов после отжига составила 10^{16} см^{-3} . Работа состоит из трех частей. В первой производится исследование спектра, с целью определения числа подвижных атомов, генерирующих шум. Во второй части вычисляется биспектр, созданный этими атомами и сравнивается с измеренным. В третьем разделе оценивается точность, с которой производится измерение. В результате делается вывод о невозможности выявления негауссости исследуемого шума с помощью рассматриваемого метода.

Спектр

Наблюдение спектра шумового напряжения производилось в диапазоне частот $0,2\text{Гц} \div 1,5\text{кГц}$. При этом зависимость вида $1/f$ была явно выражена на частотах ниже 20Гц . На рис.1 точками показаны значения измеренного спектра на выходе усилителя. Наклонная линия отражает функциональную зависимость спектра от частоты с параметром формы, равным 1,06. Также на рисунке приведен уровень теплового шума образца совместно с омическими контактами.

Учитывая, что полное сопротивление, генерирующее

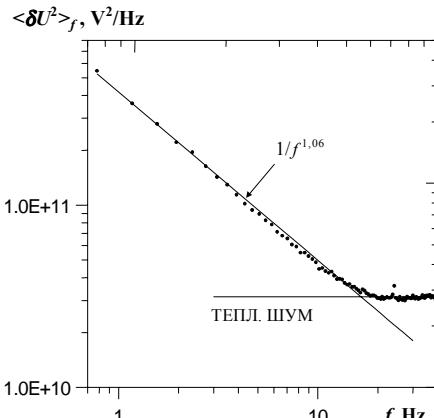


Рис. 1

¹ Тел.: +7-8312-656153; Fax: +7-8312-656416; E-mail: yakimov@rf.unn.ru

тепловой шум, составляет $4\text{k}\Omega$, удалось вычислить коэффициент усиления установки, равный $2,2 \cdot 10^{13}$. Далее был выполнен пересчет наблюдаемого спектра шумового напряжения в спектр относительных флуктуаций сопротивления образца.

Вычитая тепловой шум и учитывая значение эффективного напряжения, приложенного к зондируемой области, которое равно $0,18\text{В}$, переходим к спектру относительных флуктуаций сопротивления. Величина этого спектра на частоте 1 Гц составляет $2,7 \cdot 10^{-14}\text{ Гц}^{-1}$.

Эффективный размер зондируемой области есть $260 \times 260 \times 3\text{ мкм}^3$, что дает число носителей тока, равное $N = 2 \cdot 10^9$. Таким образом, параметр Хоухе для полученного спектра составляет $6 \cdot 10^{-5}$.

Для анализа полученного спектра рассмотрим модель двухуровневых систем (ДУС). В ее основе лежит предположение о том, что $1/f$ шум генерируется подвижными ионизованными атомами, перемещения которых приводят к изменению сечения рассеяния для свободных носителей. Подобное изменение сечения проявляется через модуляцию сопротивления образца, для спектра флуктуаций которого получено следующие соотношения:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{N_d}{f \ln(f_{\text{high}}/f_{\text{low}})} \frac{\tau_0 \tau_1}{(\tau_1 + \tau_0)^2} \left(\frac{\mu}{\mu_d n_d \cdot V} \right)^2 (\delta\sigma)_1^2, \quad (1)$$

где f_{low} , f_{high} – нижняя и верхняя характерные частоты перегиба; μ – полная подвижность носителей тока; μ_d – подвижность, связанная с рассеянием на подвижных ионизованных атомах, генерирующих $1/f$ шум; τ_0, τ_1 – средние времена пребывания в выделенных состояниях; $(\delta\sigma)_1$ – относительное изменение сечения рассеяния одного подвижного ионизованного атома; $N_d = n_d \cdot V$ – число этих атомов в зондируемой области образца; V – объем зондируемой части образца; n_d – концентрация атомов.

Согласно математической модели Ван дер Зила – Дю Пре [2,3], взятой за основу вычислений, спектр состоит из трех частей: плато в диапазоне частот от 0 до f_{low} ; участок, спадающий как $1/f$, от f_{low} до f_{high} ; участок, спадающий как $1/f^2$, от f_{high} до бесконечности. В связи с тем, что спектр вида $1/f$ наблюдался в диапазоне частот $0,2\text{--}20\text{Гц}$, будем производить вычисления для обследованного диапазона, то есть в качестве f_{low} положим $0,2\text{Гц}$, а в качестве f_{high} возьмем 20Гц , что дает $\ln(f_{\text{high}}/f_{\text{low}}) = 4,8$.

В [4] приводится выражение для вычисления подвижности, связанной с рассеянием на ионизованных атомах, согласно которому для GaAs при комнатной температуре получаем:

$$\mu_d \cdot n_d = (1,7 \cdot 10^{19}) / \ln(10^{17}/n_d), \quad (2)$$

где μ_d приводится в $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а n_d – см^{-3} . Подставляя выражение (2) в спектр (1) и заменяя n_d на N_d/V , получаем:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{1}{f \cdot 4,8} \frac{\tau_0 \tau_1}{(\tau_1 + \tau_0)^2} \left(\frac{\mu}{V \cdot 1,7 \cdot 10^{19}} \right)^2 N_d \ln^2 \left(\frac{V \cdot 10^{17}}{N_d} \right) (\delta\sigma)_1^2, \quad (3)$$

Вычислим число подвижных атомов, необходимых для получения наблюдаемого спектра. Для этого определим введенные величины. Возьмем для упрощения $\tau_0 = \tau_1$. При рассмотрении модели (ДУС) значение $(\delta\sigma)_1$ берется равным единице, что соответствует абсолютному изменению сечения примерно на одну треть от максимального. Объем зондируемой части образца равен $V = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3$. Полная подвижность составляет $\mu = 780 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. В результате, выражение для спектра принимает следующий численный вид:

$$\langle \delta R^2 \rangle_f = \frac{1}{f \cdot 4 \cdot 4,8} \left(\frac{780}{3,4 \cdot 10^{12}} \right)^2 N_d \ln^2 \left(\frac{2 \cdot 10^{10}}{N_d} \right) \quad (4)$$

Для упрощения вычислений будем производить дальнейший анализ спектра частоте 1 Гц. Измеренное значение спектра равно $2,7 \cdot 10^{-14} \text{ Гц}^{-1}$. Из соотношения (4) находим, что необходимое число подвижных атомов составляет $5 \cdot 10^4$, а их концентрация $2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Биспектр

Для того же образца было выполнено измерение модуля биспектра относительных флуктуаций сопротивления $\langle \delta R^3 \rangle_{f1, f2}$. На рис.2 представлен его диагональный срез (то есть $f_1 = f_2 = f$), из которого находим значение на одном герце. Оно составляет $2,3 \cdot 10^{-22} \text{ Гц}^{-2}$. Обратим особое внимание на тот факт, что представленный биспектр спадает как $1/f^{1,46}$.

Поскольку для модели ДУС вычисление биспектра является пока нерешенной задачей, нас интересует хотя бы предварительная оценка его значения. Поэтому воспользуемся выражением для биспектра, смоделированного путем замены СТП пуассоновским процессом. При этом предполагаем, что распределение длительностей импульсов такое же, как в СТП, а длительности пауз учитываются в средней частоте появления импульсов.

В этом случае единственное различие между пуассоновским процессом и СТП в том, что в первом процессе за каждым прямоугольным импульсом не обязательно следует

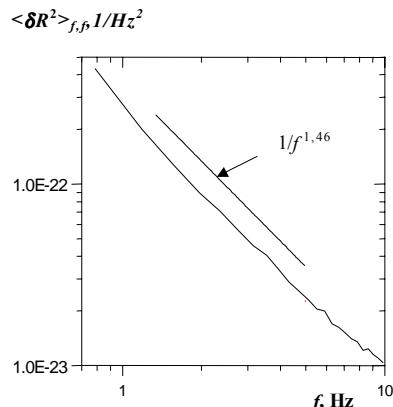


Рис. 2

пауза, как в СТП. Выражение для биспектра пуассоновского процесса на диагонали частотной плоскости $f_1 = f_2 = f$ имеет следующий вид:

$$\langle \delta R^3 \rangle_{f,f} = \frac{1}{(2\pi)^2 f^2} \frac{N_d}{\ln(f_{high}/f_{low})} \frac{\ln 2}{8} \left(\frac{\mu}{\mu_d \cdot n_d \cdot V} \right)^3 (\delta\sigma)_1^3. \quad (5)$$

Из этого выражения видно, что биспектр должен спадать как $1/f^2$. С учетом численных значений величин, введенных при рассмотрении спектра, данное соотношение примет вид:

$$\langle \delta R^3 \rangle_{f,f} = \frac{1}{39,5 \cdot f^2} \frac{\ln 2}{4,8 \cdot 8} \left(\frac{780}{3,4 \cdot 10^{12}} \right)^3 N_d \ln^3 \left(\frac{2 \cdot 10^{10}}{N_d} \right) \quad (6)$$

Вычисление биспектра по (6), произведенное на одном герце для числа подвижных атомов $5 \cdot 10^4$, дает значение $7 \cdot 10^{-25} \text{ Гц}^{-2}$.

Сравнивая измеренный биспектр с вычисленной оценкой, видим, что значение оценки на три порядка меньше. Более того, функциональные зависимости от частоты различны. Выясним причину такого расхождения.

Оценка статистической ошибки измерения

Если шум является гауссовым, то его биспектр должен равняться нулю, а его оценки должны принимать значения близкие к нулю, лежащие внутри некоторого доверительного интервала. Границу такого доверительного интервала можно определить, вычислив дисперсию оценки биспектра.

В работе [5] производится анализ предельной чувствительности полиспектральных анализаторов. Приводится выражение, характеризующее точность биспектральных измерений. Из него можно получить соотношение для дисперсии оценки биспектра, которое при выборе биспектрального окна прямоугольной формы примет следующий вид:

$$D[\langle \delta R^3 \rangle_{f,f}] = 2 \frac{\langle \delta R^2 \rangle_f^2 \langle \delta R^2 \rangle_{2f}}{N \cdot t \cdot (\Delta f)^2}, \quad (7)$$

где $\langle \delta R^2 \rangle_f$ – значение спектра, измеренного на частоте, на которой производится оценка биспектра; $\langle \delta R^2 \rangle_{2f}$ – спектр на удвоенной частоте; $N \cdot t$ – время одной записи; Δf – разрешение по частоте. В нашем случае время записи составляет 412 секунд, а $\Delta f = 0,39 \text{ Гц}$. На частоте анализа 1 Гц значения спектра равно $2,7 \cdot 10^{-14} \text{ Гц}^{-1}$, а дисперсия (7) составляет $2,4 \cdot 10^{-43} \text{ Гц}^{-4}$, что соответствует значению границы доверительного интервала равному $3,8 \cdot 10^{-22} \text{ Гц}^{-2}$.

Заключение

В данной работе было получено, что результаты вычислений биспектра находятся внутри доверительного интервала, а мы измеряем статистическую ошибку. Анализ выражения (7) в числителе которого стоит произведение трех спектров, ка-

ждый из которых имеет зависимость от частоты вида $1/f$, показывает, что дисперсия пропорциональна $1/f^3$, а стандарт должен спадать как $1/f^{1.5}$. Функциональная зависимость результата измерения, которая представлена на рис. 2, имеет вид $1/f^{1.46}$, что подтверждает наше предположение. То есть полученная зависимость представляет собой статистическую ошибку измерения, а результаты вычисления лежат в пределах доверительного интервала. Иначе говоря, в данных измерениях выявить негауссовость шума не удалось.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-15-96620, № 01-02-16666, № 02-02-06298 и Отделения Науки НАТО, программа “Наука для Мира”, грант SfP-973799 Semiconductors.

Литература

- [1] Chen X.Y., Aninhevičius V. Annealing of proton irradiated GaAs reduces the $1/f$ noise //7th Vilnius Conf. Fluctuation Phenomena in Physical System, Vilnius University Press. 1994. №7, P.77-90.
- [2] Van der Ziel A. On the noise spectra of semi-conductor noise and of flicker effect // Physica. 1950. V. 16, № 4. P.359-372.
- [3] Du Pre F.K. A suggestion regarding the spectral density of flicker noise // Physical Review. 1950. V.78, №5, P. 615.
- [4] Зеегер К. Физика полупроводников. –М.: Мир, 1977.
- [5] Бочков Г.Н., Горохов К.В., Коннов И.Р. О точности спектральных и биспектральных измерений. // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20. В.8, с.35.

The research of GaAs epitaxial film $1/f$ noise non-Gaussianity^{†)}

A.V.Moryashin, A.V.Yakimov¹⁾

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod 603950, Russia

The attempt to reveal the non-Gaussianity of the measured noise is made in this paper. The GaAs epitaxial films made in Eindhoven University of Technology (The Netherlands) [1] were researched here. The samples were damaged by 3MeV proton irradiation to the dose $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and annealed at the temperature about 545K. The annealing period was 5 min. The electrons concentration after an annealing has made 10^{16} cm^{-3} .

The spectrum of the noise voltage was analyzed in frequency range 0.2–1.5kHz. The $1/f$ dependence was found at frequencies below 20Hz. At higher frequencies the spectrum passed to a plateau of the thermal noise of the sample (including ohmic contacts). By conducting the calibration of the spectrum of noise voltage on the thermal noise and recalculating it to the spectrum of the relative resistance noise of the sample, we find the meaning at 1Hz is equal $2.7 \cdot 10^{-14} \text{ Hz}^{-1}$.

^{†)} Proc. NATO Project SfP-973799 Semiconductors 2nd Workshop. Nizhni Novgorod, 2002

¹⁾ Phone: +7-8312-656153; Fax: +7-8312-656416; E-mail: yakimov@rf.unn.ru

For the analysis of the measured spectrum we consider the model of two-level systems (TLS). In the basis of the model lays the supposition that $1/f$ the noise is generated by mobile ionized atoms. The result of the motion of such atoms is the noise in the scattering of free carriers, and in the resistance of the sample. Using expression for the spectrum of the resistance noise (4) and taking into account the experimental data, we find the number of mobile atoms necessary for the explanation of the spectrum observed. It makes $5 \cdot 10^4$, that corresponds to the concentration $2.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. The bispectrum absolute value of the relative resistance noise $\langle \delta R^3 \rangle_{f_1, f_2}$ was also measured. Its magnitude in the point $f_1 = f_2 = f = 1\text{Hz}$ is equal $2.3 \cdot 10^{-22} \text{ Hz}^{-2}$. The functional dependence on the frequency at the diagonal $f_1 = f_2 = f$ has a kind $1/f^{1.46}$.

For determination of the noise non-Gaussianity the expression for bispectrum, obtained when the noise was simulated by the Poissonian process instead of the random telegraph process (RTP), was used. It was assumed, that the distribution of pulse duration is the same as for RTP. The duration of pauses was taken into account in average frequency of appearance of pulses. In this case a distinction between the Poissonian process and RTP is only that in the first process the pause not necessarily follows each pulse, as in RTP.

From expression (6) it follows, that in case non-Gaussianity of the noise, bispectrum should fall down as $1/f^2$. The magnitude at 1Hz, for the number of the mobile atoms $5 \cdot 10^4$, is equal $7 \cdot 10^{-25} \text{ Hz}^{-2}$.

Comparing the measured bispectrum with the calculated one, we see that the magnitude of the estimate is three order less, and the functional dependence on the frequency are different. Let's clarify the reason of such divergence.

If the noise is Gaussian, then the bispectrum is zero, and its estimates have meanings around zero, inside the confidence interval, the width of which is determined by the variance of the bispectrum error measurement.

In paper [5] the analysis of the sensitivity of polyspectral analyzers was made. The expression describing an accuracy of bispectrum measurements is given. The approximate relation for the estimation of the bispectrum variance (7) may be found from it. According to this relation the calculated variance at frequency 1 Hz is equal $2.4 \cdot 10^{-43} \text{ Hz}^{-4}$, this corresponds to the standard being equal $3.8 \cdot 10^{-22} \text{ Hz}^{-2}$.

On other turn, all results of theoretical estimate are inside the confidence interval. Thus, we have measured the statistical error. Analysis of equation (7) containing the product of the three spectrums is showing that the variance is proportional to the $1/f^3$, and the standard should decrease as $1/f^{1.5}$. The functional dependence of the measurement result has the kind $1/f^{1.46}$ that confirms our supposition. That is, the obtained dependence represents the statistical measurement error, and calculated results lie in the limits of the confidence interval. It means, that in this measurement the observation of the noise non-Gaussianity is not possible.

This work was supported by grants of RFBR № 00-15-96620, № 01-02-16666, № 02-02-06298 and NATO Science Division, program "Science for Peace", grant Sfp-973799 Semiconductors.