

Первый этап алгоритма детектора Кэнни состоит в сглаживании изображения с помощью фильтра Гаусса. Границы отмечаются там, где градиент изображения приобретает максимальное значение. Они могут иметь различное направление, поэтому алгоритм Кэнни использует четыре фильтра для обнаружения горизонтальных, вертикальных и диагональных ребер в размытом изображении. Следующим этапом происходит подавление немаксимумов.

Далее производятся двойная пороговая фильтрация и трассировка областей неоднозначности.

Для проведения одного FISH-анализа требуется изучить большой объем выборки. Выделение границ клеток упрощает задачу доктора, уменьшает время проведения анализа [1, с. 240].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделение флуоресцентных маркеров на изображении, а также выделение границ клеток на изображении значительно упрощает работу над анализом изображений, полученных при проведении FISH-анализа.

Основной проблемой при применении данных алгоритмов является наличие мусора на изображениях, который не позволяет качественно выделить маркеры и проанализировать изображения. Отличием от настоящих маркеров является свечение на изображениях при освещении светом разных длин волн, в то время как маркеры флуоресцируют только при освещении светом определенной длины волны.

Литература

1. *Р.Гонсалес, Р. Вудс, С.Эддинс. Цифровая обработка изображений в среде MATLAB // Техносфера. 2006. С. 86–246.*
2. *И. Ю. Юров, С.Г. Ворсанова, Ю.Б. Юров. – Геномные и хромосомные болезни центральной нервной системы: молекулярные и цитогенетические аспекты // ИД «Медпрактика – М».2014. С. 289–295.*
3. *Tiago Ferreira, Wayne Rasband. ImageJ User Guide IJ 1.46r // Tuesday 2nd October.2012. С 87–95.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ТОКОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В GAAS

И. С. Новиков, В. М. Борздов

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что основными механизмами токовых флуктуаций являются тепловой шум, дробовой шум, филиккер-шум и телеграфный

шум. Знание зависимости коэффициента диффузии от напряженности электрического поля $D(E)$ в таких полупроводниках как Si и GaAs дает возможность описывать флуктуации электрического тока, протекающего через образец, что необходимо для расчета рабочих характеристик и шумовых свойств диодов Ганна, лавинно-пролетных диодов, полевых транзисторов и т.д. Несмотря на большое количество проделанной работы в этой области, оказывается, что в настоящее время нет полностью надежных и хорошо подтвержденных данных касающихся зависимости $D(E)$, в частности, для n -GaAs, для которого полученные теоретические значения зачастую сильно отличаются от экспериментальных. В то же время, существуют различные методы определения коэффициента диффузии носителей заряда в полупроводнике в зависимости от таких изучаемых физических явлений, как диффузионный шум, диффузионный ток или распространение короткого импульса носителей, дрейфующих в полупроводнике. И хотя все перечисленные выше методы дают идентичные результаты для полупроводников в слабых электрических полях, это перестает быть справедливым для сильных переменных электрических полей, особенно больших частот. В силу этого, количественное установление вида зависимости $D(E)$ становится актуальной задачей.

В этой связи метод Монте-Карло является, пожалуй, наиболее удобным средством изучения данного вопроса, поскольку с помощью этого метода все механизмы рассеяния и точная зонная структура могут быть легко учтены. При этом метод Монте-Карло позволяет получить всю информацию о стохастических движениях электронов в полупроводнике, поэтому можно последовательно протестировать различные способы определения коэффициента диффузии D и сравнить полученные значения [1] – [4].

В настоящей работе, для изучения токовых флуктуаций в таком полупроводнике как GaAs, используется ранее разработанная нами модель дрейфа электронов в объемном GaAs на основе многочастичного метода Монте-Карло, описанная в [5].

ОПИСАНИЕ ПОДХОДА

Как было показано в статье [6], используя метод Монте-Карло, возможно количественно рассчитать спектр шума флуктуаций дрейфовой скорости носителей заряда и коэффициент их диффузии. Для этого необходимо определить автокорреляционную функцию дрейфовой скорости от времени $\rho_A(\tau)$, а затем, исходя из теоремы Хинчина, вычислить прямое преобразование Фурье от рассчитанной нами автокорреляционной функции, в результате чего получена спектральная плотность мощности шума, создаваемого носителями заряда при их движении в полу-

проводниковом материале. Формулы определения автокорреляционной функции $\rho_A(\tau)$ и спектральной плотности мощности $s(f)$ имеют соответственно следующий вид:

$$\rho_A(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)u(t + \tau) dt, \quad (1)$$

где T – период измеренного сигнала, τ – время корреляции, $u(t)$ – групповая скорость движения носителей заряда;

$$s(f) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi f\tau} \rho_A(\tau) d\tau \quad (2)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЯ

На рисунке 1 показана зависимость средней дрейфовой скорости носителей заряда от величины напряженности электрического поля E при температуре кристалла полупроводника $T = 300\text{K}$, а на рисунках 2 и 3 зависимости $\rho_A(\tau)$ и $s(f)$ соответственно.

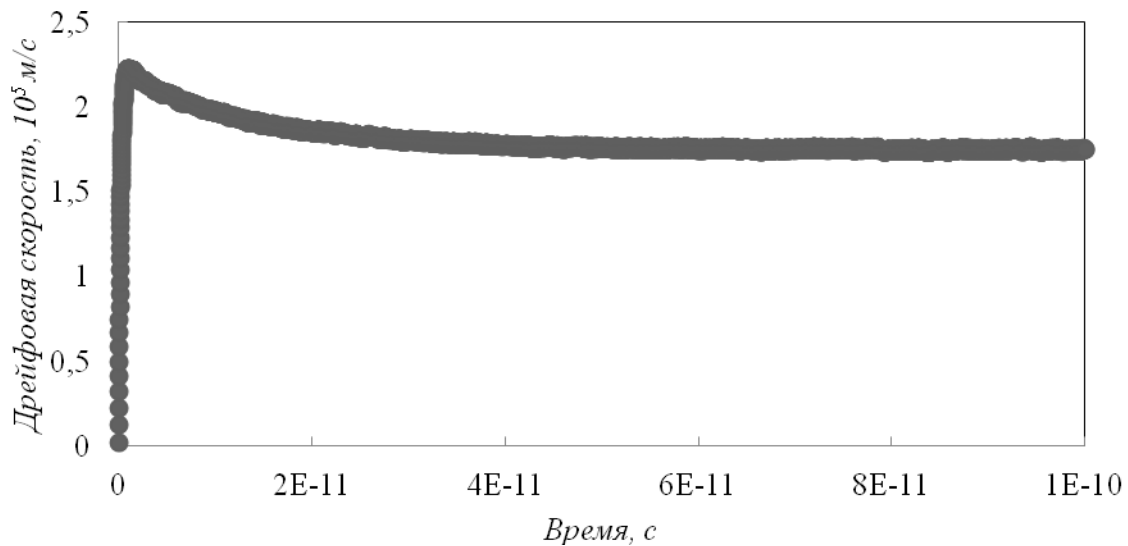


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости от времени: напряженность поля равна $3,5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$; температура равна 300K

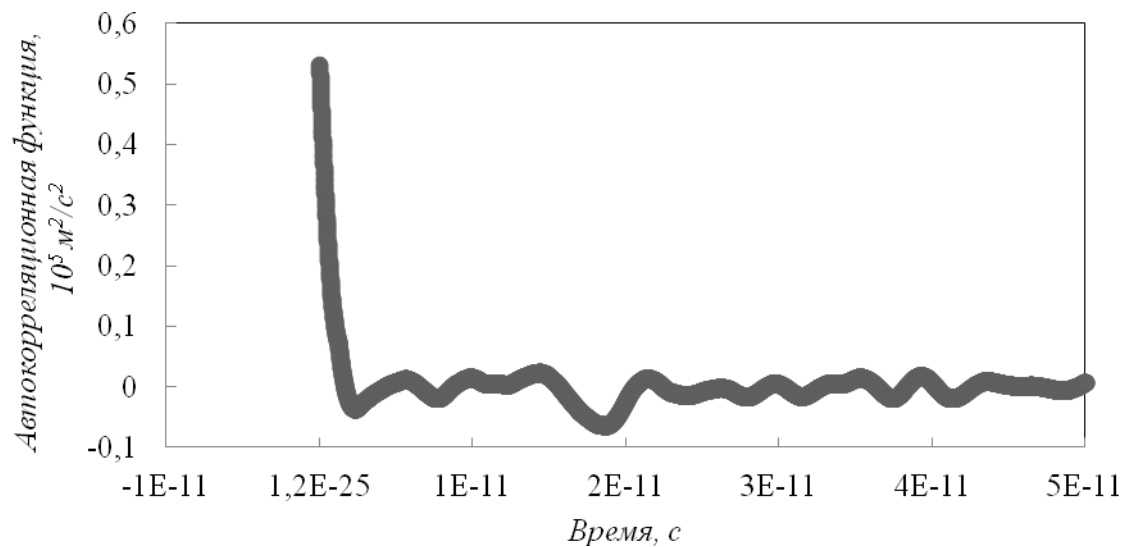


Рис. 2. Автокорреляционная функция дрейфовой скорости.
Напряженность поля равна $3,5 \cdot 10^5$ В/м. Температура равна 300К

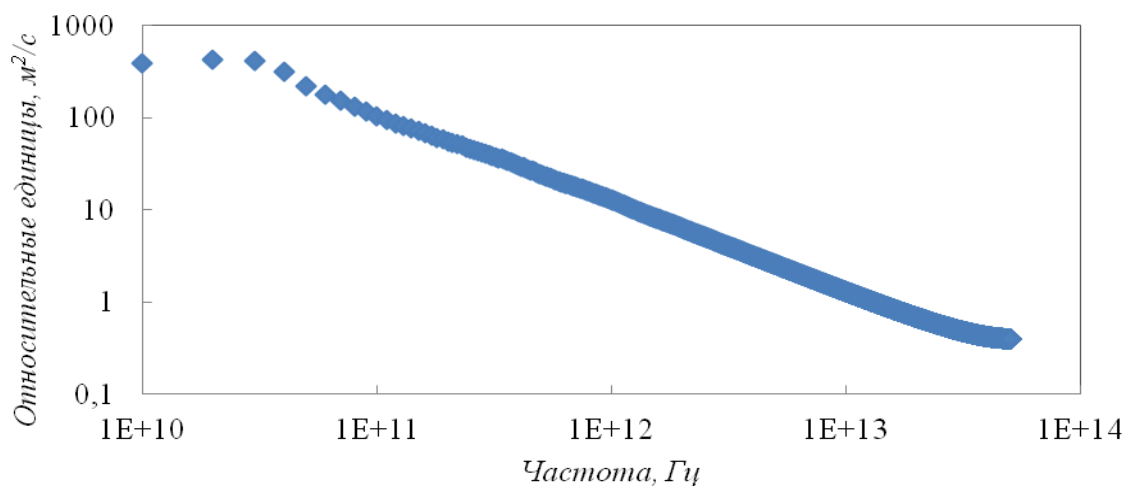


Рис. 3. Спектральная плотность мощности шума.
Напряженность поля равна $3,5 \cdot 10^5$ В/м. Температура равна 300К

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе разработанной численной модели и компьютерной программы для моделирования электрофизических свойств объёмного GaAs многочастичным методом Монте-Карло был реализован подход для изучения токовых флуктуаций в исследуемом полупроводнике. При температуре $T = 300\text{К}$ рассчитаны дрейфовая скорость, автокорреляционная функция и спектральная плотность мощности шума для двух значений напряженности поля, равных $3,5 \cdot 10^5$ В/м и $4,5 \cdot 10^5$ В/м.

Литература

1. *W.Fawcett, A.D.Boardman and S.Swain*, Monte Carlo Determination of Electron Transport Properties In Gallium Arsenide // (Royal Radar Establishment, Malvern, Worcestershire, England, 1969).
2. *Michael Shur*, GaAs Devices and Circuits (MICRODEVICES Physics and Fabrication Technologies, 1989) p. 137.
3. *Dragica Vasileska*, Monte Carlo Device Simulations (Arizona State University, USA, 2015).
4. *Roger W. Hockney, James W. Eastwood*, Computer Simulation Using Particles (McGraw-Hill International Book Company, 1981) chapter 10.
5. *Новиков И. С.* Моделирование электрофизических свойств GaAs методом Монте-Карло / Сборник работ 73-й научной конференции студентов и аспирантов Белорусского государственного университета, 16–25 мая 2016, Минск. В 3 ч. Ч.1 / БГУ, – 510 с. – С. 374–378.
6. *C. Jacoboni, L. Reggiani*, Monte Carlo method in transport (Reviews of Modern Physics, Vol. 55, No. 3, July 1983) p. 659.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СИСТЕМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РЕШЕТОК БРЭГГА

А. А. Новицкая

Брэгговские решетки в настоящее время широко используются в оптических волокнах и планарных световодах для уплотнения каналов по длине волны (так называемая DWDM-технология), оптической фильтрации сигналов, как резонаторные зеркала в волоконных и полупроводниковых лазерах, как сглаживающие фильтры в оптических усилителях, для компенсации дисперсии в магистральных каналах связи. Другой областью применения волоконных брэгговских решеток (ВБР) является использование их в различных измерительных системах, контролирующих параметры окружающей среды, такие как: температура, влажность, давление, деформация, содержание химических веществ.

Основными характеристиками решетки являются распределения амплитуды и периода модуляции показателя преломления (ПП), а также среднего значения наведенного ПП вдоль оси световода. Эти параметры задают спектральные и дисперсионные свойства решеток и, таким образом, определяют их использование в различных приложениях волоконной оптики.

Условия усиления отражённого света на определённой длине волны называются брэгговскими условиями, а длина волны, на которой это происходит, называется брегговской длиной волны:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (1)$$