

07

Особенности всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-pHEMT

© А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин,
Я.Б. Мартынов

НПП „Исток“ им. А.И. Шокина, Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступило в Редакцию 7 мая 2018 г.

Предложена простая феноменологическая модель для оценки всплеска дрейфовой скорости электронов в транзисторных гетероструктурах, основанная на самосогласованном решении уравнений Шредингера, Пуассона и гидродинамической системы уравнений сохранения импульса и энергии. Продемонстрировано, что в DA-pHEMT-структурах с дополнительными потенциальными барьерами на основе донорно-акцепторного легирования, усиливающими локализацию горячих электронов, в слое канала для уменьшения времени пролета электронов под затвором создаются даже более благоприятные условия, чем в гетероструктурах с более глубокими квантовыми ямами, полученными за счет увеличения разрыва зон проводимости на границе гетероперехода.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.17.46577.17372

Нелокальный дрейф электронов во многом определяет характеристики современных полевых транзисторов с длинами затвора порядка десятых, а тем более сотых долей микрометра. Однако детальное теоретическое исследование данного процесса сильно отстает от практических достижений. Долгое время огромный накопленный экспериментальный опыт, полученный при разработке мощных транзисторов на основе pHEMT-гетероструктур (псевдоморфных транзисторов с высокой подвижностью электронов) с двусторонним легированием канала, позволял успешно проектировать приборы с характеристиками, близкими к оптимальным, без детальных теоретических исследований, а проведенный ранее в достаточно грубых приближениях анализ нелокального разогрева для маломощных транзисторов [1] быстро потерял актуальность. Ситуация принципиально изменилась с появлением гетероструктур с донорно-акцепторным легированием (DA-pHEMT) и соответствующим резким улучшением характеристик

транзисторов [2,3]. По оценкам на основе обработки экспериментальных характеристик таких приборов [3] дрейфовая скорость электронов под затвором DA-pHEMT в 1.4–1.6 раза больше, чем в обычных транзисторах в pHEMT-исполнении. Дополнительный интерес к нелокальному разогреву электронов в таких структурах подстегнули непосредственные измерения дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием, продемонстрировавшие рост дрейфовой скорости в области ее насыщения примерно в 1.2–1.3 раза по сравнению с таковой для обычных структур [4], и успешная разработка гетероструктур $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ с глубокими квантовыми ямами [5]. Учитывая сильное размерное квантование в DA-pHEMT-гетероструктурах, возникающее в результате введения в структуру потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, достаточно точно и детально описать поведение дрейфовой скорости электронов в канале в сильных внешних электрических полях можно только при тщательном моделировании процесса переноса электронов методом Монте-Карло. Однако, как показывает опыт [1,6–10], немало полезной информации о перспективах использования различных вариантов конструкций структур в составе транзисторов можно получить на основе результатов расчета нелокального всплеска дрейфовой скорости электронов при использовании довольно простых моделей.

В настоящей работе описаны простая феноменологическая модель и результаты ее использования применительно к ряду транзисторных структур в сравнении с аналогичными результатами для DA-pHEMT-структур. Модель предназначена для анализа нелокального разогрева электронов в транзисторных гетероструктурах с идеализированным (бесконечно длинным) затвором при возможном сильном размерном квантовании в направлении, перпендикулярном поверхности структур. Потенциальный рельеф и уровни размерного квантования для этого направления определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{m^*(x)} \frac{d\Psi_i(x)}{dx} \right) + U(x)\Psi_i(x) + E_x(x)\Psi_i(x) = E_i\Psi_i(x),$$

$$U(x) = E_{c0}(x) - q\varphi(x),$$

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} \right) = -\frac{\rho(x)}{\kappa_0},$$

$$E_x(x) = -\frac{q^2}{4\pi\kappa(x)\kappa_0} \left(\frac{3}{\pi} n(x)\right)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь и далее $\Psi_i(x)$ и E_i — собственные функции и собственные значения оператора Гамильтона, $E_x(x)$ — обменная энергия электрона [11], $E_{c0}(x)$ — функция, задающая на гетерограницах и внутри структуры форму, величину и расположения перепадов потенциальной энергии, соответствующей электрическому потенциалу дна зоны проводимости в отсутствие свободных зарядов, E_F — энергия Ферми, E_k — кинетическая энергия электронов в зоне проводимости,

$$N_c(x) = 2 \left(\frac{2\pi m^*(x)kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2}$$

— эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $N_D(x)$ и $N_A(x)$ — концентрации ионизованных доноров и акцепторов, q — абсолютное значение заряда электрона, $\kappa(x)$, κ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, m^* — эффективная масса электрона в зоне проводимости, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, \hbar — постоянная Планка. В областях координатного пространства, в которые не проникают волновые функции локализованных и резонансных состояний, а также выше последнего найденного уровня (в этом случае считается, что дно зоны проводимости совпадает с $U(x)$ или самим последним найденным уровнем) энергетический спектр считается непрерывным, и плотность объемного заряда вычисляется по формулам

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x), \\ \rho_c(x) &= -qn_c(x) = -qN_c(x) \int_0^\infty \frac{\sqrt{E_k} dE_k}{1 + \exp\left(\frac{E_k - E_F}{kT}\right)}. \end{aligned} \quad (2)$$

В области пространства, в которой локализованы волновые функции дискретного энергетического спектра (квантовой области),

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x) - q \sum_i n_i |\Psi_i(x)|^2, \\ n_i &= \left(\frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E_F - E_i}{kT} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

В направлении, параллельном поверхности структуры, транспорт электронов описывается на основе феноменологической системы уравнений сохранения импульса и энергии, аналогичной по форме приведенной в [1,6], с временами релаксации для объемных материалов [6]. Эта система в предположении, что частота рассеяния электронов задается в виде $\nu = \nu_1 p_1 + \nu_2 p_2$ (где p_1, p_2, ν_1, ν_2 — вероятности нахождения электронов и их частоты рассеяния в узкозонном слое канала и в более широкозонных слоях, обрамляющих канал, соответственно), записывается как

$$m^*(\varepsilon) = m_1^*(\varepsilon)p_1 + m_2^*(\varepsilon)p_2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(m^*(\varepsilon)V)}{\partial t} = q \left(E - \frac{m^*(\varepsilon)V(m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)E_{s2}(\varepsilon)p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)E_{s1}(\varepsilon)p_1)}{m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)} \right), \quad (5)$$

$$V_s(E) = \frac{m_1^*(E)V_{s1}(E)m_2^*(E)V_{s2}(E)}{(m_1^*(E)p_1 + m_2^*(E)p_2)(m_1^*(E)V_{s1}(E)p_2 + m_2^*(E)V_{s2}(E)p_1)}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q[EV - V_s(\varepsilon)(E_{s1}(\varepsilon)p_1 + E_{s2}(\varepsilon)p_2)]. \quad (7)$$

Здесь $q, V, m^*, \varepsilon = 3kT/2$ — заряд, скорость, усредненная эффективная масса и энергия электронов соответственно, E — напряженность электрического поля, $V_{si}(\varepsilon), E_{si}(\varepsilon)$ — статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие задаваемой энергии ε , получаемые из расчетов методом Монте-Карло [12] статических характеристик материалов.

Для описания динамики электронов обе системы решаются самосогласованно. На рис. 1 и 2 представлены результаты отклика дрейфовой скорости и вероятности нахождения электронов в широкозонном материале на подаваемый во времени импульс электрического поля с амплитудой, примерно равной средней величине поля под затвором транзистора миллиметрового диапазона длин волн. Задавалось, что в течение 0.2 ps электроны движутся в поле с напряженностью 1 kV/cm, далее подается импульс амплитудой 20 kV/cm с длительностью 1 ps, затем дрейф электронов продолжается в электрическом поле напряженностью 1 kV/cm.

Для оценки эффектов, связанных только с усилением локализации электронов, различия в транспортных свойствах $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ и

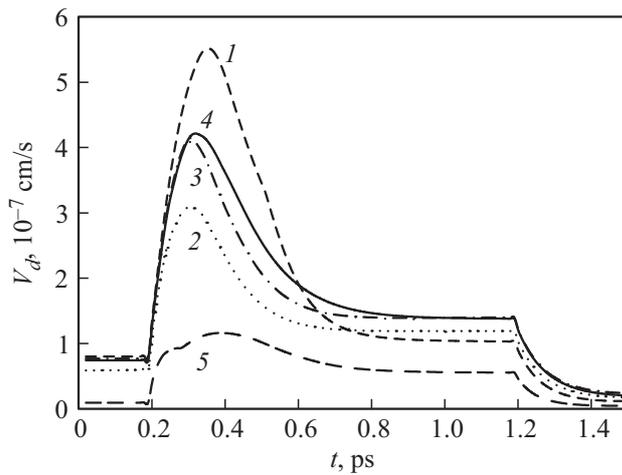


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени. 1 — нелегированный объемный GaAs, 2 — гетероструктура $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -GaAs- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с двусторонним легированием (pHEMT), 3 — гетероструктура $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ - $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ - $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$, 4 — гетероструктура $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -GaAs- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с двусторонним донорно-акцепторным легированием, 5 — сильно легированный объемный $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ не учитывались. Расстояние от затвора до канала составляло 350 \AA , толщины спейсеров 20 \AA , ширина дна квантовой ямы 170 \AA , в структурах на основе $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ разрыв зон на границе перехода в расчетах составлял 0.3 eV , а на основе $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ — 0.5 eV . На практике для улучшения характеристик прибора в канале обычно используют не чистый GaAs, а $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с мольной долей индия $x \approx 0.1-0.15$, однако учет разницы транспортных свойств электронов в чистом GaAs и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с такой низкой мольной долей в рамках рассматриваемой модели выходит за границы ее точности.

Видно, что, как и предполагалось ранее, минимальный всплеск дрейфовой скорости как по величине, так и по длительности наблюдается в обычных структурах с двойным легированием канала. Происходит это из-за того, что в них электроны, разогреваясь в сильном электрическом поле, быстро покидают квантовую яму и оказываются в широкозонном материале (рис. 2), в результате чего для данной величины сильного

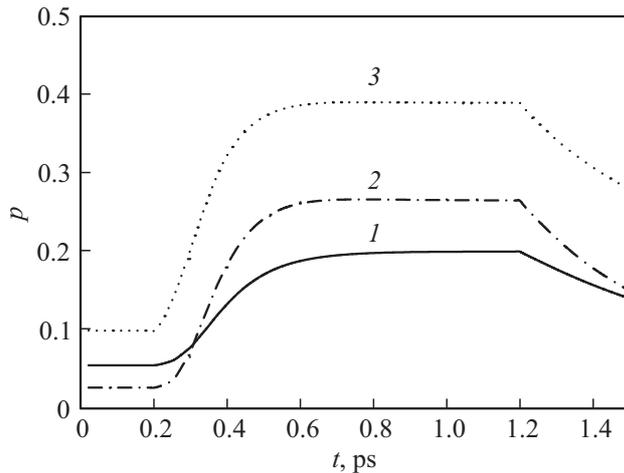


Рис. 2. Зависимость вероятности нахождения электронов в широкозонном материале p от времени. 1 — гетероструктура $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с двусторонним донорно-акцепторным легированием, 2 — гетероструктура $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}-\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}-\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ с двусторонним легированием, 3 — гетероструктура $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с двусторонним легированием (рНЕМТ).

поля за пределами ямы их оказывается вдвое больше, чем в структуре с донорно-акцепторным легированием.

Интересно отметить, что в структуре $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}-\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}-\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ всплеск дрейфовой скорости гораздо больше, что напрямую связано с большим разрывом зон Δ на границе гетероперехода (0.5, а не 0.3 eV). Однако, несмотря на то что эффективная высота барьеров (расстояние от нижнего квантового уровня до края ямы) за счет этого возрастает почти втрое, для горячих электронов этого оказывается недостаточно (рис. 2), и максимальный всплеск по величине и длительности демонстрирует структура с донорно-акцепторным легированием (рис. 1).

На рис. 3 для всех рассмотренных структур приведены графики статической дрейфовой скорости электронов, полученные по формуле (6). Видно, что, как обычно в материалах со сходными характеристиками, наблюдается достаточно сильная корреляция между всплеском дрей-

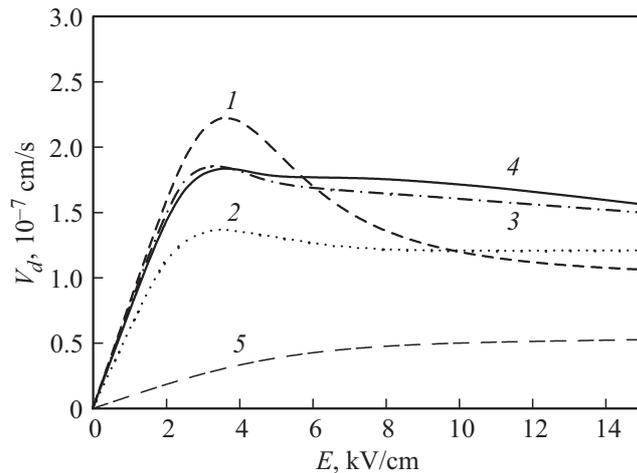


Рис. 3. Зависимость статической дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля. Обозначение кривых то же, что на рис. 1.

фовой скорости электронов и ее статической зависимостью от поля, однако численные различия могут быть достаточно существенными. Следует отметить, что результаты расчетов сравнительного увеличения дрейфовой скорости в DA-pHEMT-структурах неплохо коррелируют с данными непосредственных измерений [4]. В то же время средняя скорость электронов под затвором транзистора во многом определяется не только величиной всплеска, но и его длительностью, которая в структурах с донорно-акцепторным легированием почти вдвое больше, чем в обычных структурах с двойным легированием канала. Поэтому оценка роста средней дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора по проведенным расчетам оказывается ближе к результатам работы [3], что еще раз демонстрирует для таких приборов важность анализа именно нелокального разогрева электронов.

Список литературы

- [1] Кальфа А.А., Пашковский А.Б. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1187–1189.
- [2] Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Соколов А.Б. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.

- [3] Борисов А.А., Журавлев К.С., Зырин С.С., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Маковецкая А.А., Новоселец В.И., Пашковский А.Б., Торопов А.И., Урсуляк Н.Д., Щербаков С.В. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 16. С. 41–47.
- [4] Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Ерофеев Е.В., Журавлев К.С. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 6. С. 77–84.
- [5] Василевский И.С., Виниченко А.Н., Каргин Н.И. // Тез. докл. 8-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. Мокеровские чтения. М.: НИУ МИФИ, 2017. С. 28–29.
- [6] Shur M. // Electron. Lett. 1976. V. 12. N 23. P. 615–616.
- [7] Blotekjar K. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1970. V. 17. N 1. P. 38–47.
- [8] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. // Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972. С. 66.
- [9] Горфинкель В.Б., Шофман С.Г. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 83–87.
- [10] Банов Н.А., Рыжий В.И. // Микроэлектроника. 1986. Т. 15. № 6. С. 490–501.
- [11] Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел. Физика химической связи. Пер. с англ. М.: Мир, 1983. Т. 2. 332 с.
- [12] Гарматин А.В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1985. № 3(375). С. 66–68.