

07

Локализация электронов верхних долин в узкозонном канале — возможный дополнительный механизм увеличения тока в DA-DpHEMT

© А.Б. Пашковский, С.А. Богданов

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

Поступило в Редакцию 13 июня 2019 г.

В окончательной редакции 26 июня 2019 г.

Принято к публикации 26 июня 2019 г.

Проведена теоретическая оценка влияния локализации электронов верхних долин в узкозонном канале транзисторных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ с двусторонним легированием на величину всплеска дрейфовой скорости. Показано, что для транзисторных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием, в которых доля электронов, перешедших из узкозонного канала в широкозонный материал, меньше, чем в обычных структурах, за счет локализации электронов верхних долин в узкозонном канале в ряде случаев увеличение дрейфовой скорости может достигать 15%. Исследованный эффект может являться дополнительным механизмом увеличения тока в транзисторах на основе гетероструктур с донорно-акцепторным легированием.

Ключевые слова: донорно-акцепторное легирование, верхние долины, узкозонный канал, всплеск дрейфовой скорости.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.20.48385.17925

При нелокальном транспорте горячих электронов в транзисторных гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$ с селективным легированием их динамика может иметь достаточно сложный характер [1–6]. Из-за специфических особенностей процессов переноса носителей заряда могут проявляться механизмы, несвойственные объемным материалам и нелегированным гетероструктурам [7]. Рассмотрим один из них на примере транзисторных гетероструктур с двусторонним легированием. При разогреве электронов в квантовых ямах транзисторных гетероструктур начинаются их переходы в верхние долины, где эффективная масса электронов гораздо больше, а температура сильно падает. Кроме того, для электронов в L -долине существенно изменится рельеф дна зоны проводимости: потенциальная яма в узкозонном материале канала станет более мелкой. При этом в не слишком сильных полях тепловая энергия тяжелых электронов в L -долине будет меньше разрыва зон по L -долине. Это приведет к тому, что большая часть этих электронов до того, как их температура сильно увеличится, должна локализоваться в узкозонном материале, где рассеяние существенно ниже, чем в широкозонном. Из-за особенностей потенциального рельефа в области канала локализация электронов особенно сильно должна проявляться в структурах с донорно-акцепторным легированием (DA-DpHEMT) [8], где барьеры на основе $p-n$ -переходов препятствуют выходу электронов из узкозонного канала. Далее представлена оценка влияния этого эффекта на динамику разогрева электронов.

Для расчетов используем простую феноменологическую модель [7]. При анализе нелокального разогрева электронов предполагается, что в перпендикулярном направлении устанавливается состояние термодинамического равновесия, определяемое температурой электронов. Потенциальный рельеф и уровни размерного квантования в этом направлении определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Электроны в канале задаются общим ансамблем, для которого законы сохранения энергии и импульса описываются с помощью уравнений, аналогичных системе, приведенной в [9]. Для простоты заменим обрамляющие узкозонный канал широкозонные слои из одинакового материала одним эффективным слоем с соответствующей суммарной вероятностью нахождения электронов в нем. Для двух слоев система уравнений законов сохранения импульса и энергии с учетом вида времен релаксации в предположении, что частота рассеяния электронов задается в виде $\nu = \nu_1 p_1 + \nu_2 p_2$ (где p_1 , p_2 и ν_1 , ν_2 — вероятности нахождения электронов и их частоты рассеяния в узкозонном слое канала и в более широкозонных слоях, обрамляющих канал), имеет вид [7]:

$$m^*(\epsilon) = m_1^*(\epsilon)p_1 + m_2^*(\epsilon)p_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(m^*(\epsilon)V)}{\partial t} = q \times \left(E - \frac{m^*(\epsilon)V(m_1^*(\epsilon)V_{s1}(\epsilon)E_{s2}(\epsilon)p_2 + m_2^*(\epsilon)V_{s2}(\epsilon)E_{s1}(\epsilon)p_1)}{m_1^*(\epsilon)V_{s1}(\epsilon)m_2^*(\epsilon)V_{s2}(\epsilon)} \right), \quad (2)$$

$$V_s(E) = \frac{m_1^*(E)V_{s1}(E)m_2^*(E)V_{s2}(E)}{(m_1^*(E)p_1 + m_2^*(E)p_2)(m_1^*(E)V_{s1}(E)p_2 + m_2^*(E)V_{s2}(E)p_1)}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q(EV - V_s(\varepsilon)(E_{s1}(\varepsilon)p_1 + E_{s2}(\varepsilon)p_2)). \quad (4)$$

Здесь q , V , m^* , ε — заряд, скорость, усредненная эффективная масса и энергия электронов соответственно, E — напряженность продольного электрического поля, $V_{sj}(\varepsilon)$, $E_{sj}(\varepsilon)$ — статические зависимости дрейфовой скорости электронов и напряженности продольного электрического поля от энергии $\varepsilon = \varepsilon(E)$. Для каждого слоя структуры с индексом j эти зависимости можно получить по методике [9] из результатов расчетов стационарных полевых зависимостей дрейфовой скорости $V_{sj}(\varepsilon)$ и энергии $\varepsilon_{sj}(E)$ для объемных материалов методом Монте-Карло [10]. $V_s(E)$ — статическая величина дрейфовой скорости электронов в структуре.

Эффективная масса электронов и частота их рассеяния зависят от вероятности их нахождения в каждом слое, которая в свою очередь строго определяется из решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона и зависит от температуры электронов. Температура горячих электронов определяется в приближении квазимагвелловской функции распределения по их энергии, которая представляется как сумма двух слагаемых (условно „тепловой энергии“ и „кинетической энергии направленного движения“):

$$\varepsilon = \frac{3}{2}k_B T_e + \frac{m^*V^2}{2}. \quad (5)$$

Температура горячих электронов позволяет определить их долю, перешедшую в L -долину. Для этих электронов и электронов в Γ -долине в направлении, перпендикулярном поверхности гетероструктуры, можно записать и решить систему самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона для заданного напряжения на затворе, а после этого пересчитать вероятности нахождения электронов по слоям в узкозонном и широкозонном материалах. Однако простые оценки можно провести без усложнения модели. Для этого сделаем следующие предположения.

1. Все электроны, перешедшие в верхние долины, движутся только по узкозонному материалу. Как отмечалось ранее, это в существенно большей мере справедливо для структур с донорно-акцепторным легированием.

2. Пространственное перераспределение электронов из-за переходов в верхнюю долину слабо сказывается на потенциальном рельефе канала. Это заведомо справедливо в достаточно слабых полях, когда большая часть электронов движется по Γ -долине.

Пусть при температуре T в однородном поле вероятность нахождения электронов в L -долине для узкозонного материала равна $p_L(T)$. Пусть также для этой температуры доля электронов в расчетах только с учетом Γ -долины в узкозонном материале $p_{01}(T)$,

а в широкозонном — $p_{02}(T)$. Предположим, что все электроны, перешедшие в L -долину, движутся только по узкозонному материалу. Вероятность нахождения электронов p_2 в широкозонном материале будет равна

$$p_2 = p_{02}(T)(1 - p_L(T)), \quad (6)$$

а в узкозонном с учетом того, что $p_{01}(T) = 1 - p_{02}(T)$,

$$p_1 = 1 - p_2 = 1 - p_{02}(T)(1 - p_L(T)) = p_{01}(T) + p_{02}(T)p_L(T). \quad (7)$$

Именно эти вероятности и подставляются в уравнения (1)–(4). Данная модель легко обобщается на произвольное число разных слоев в гетероструктуре.

С увеличением доли электронов в узкозонном материале суммарная интенсивность их рассеяния падает, что должно приводить к увеличению дрейфовой скорости электронов. Должен меняться и всплеск

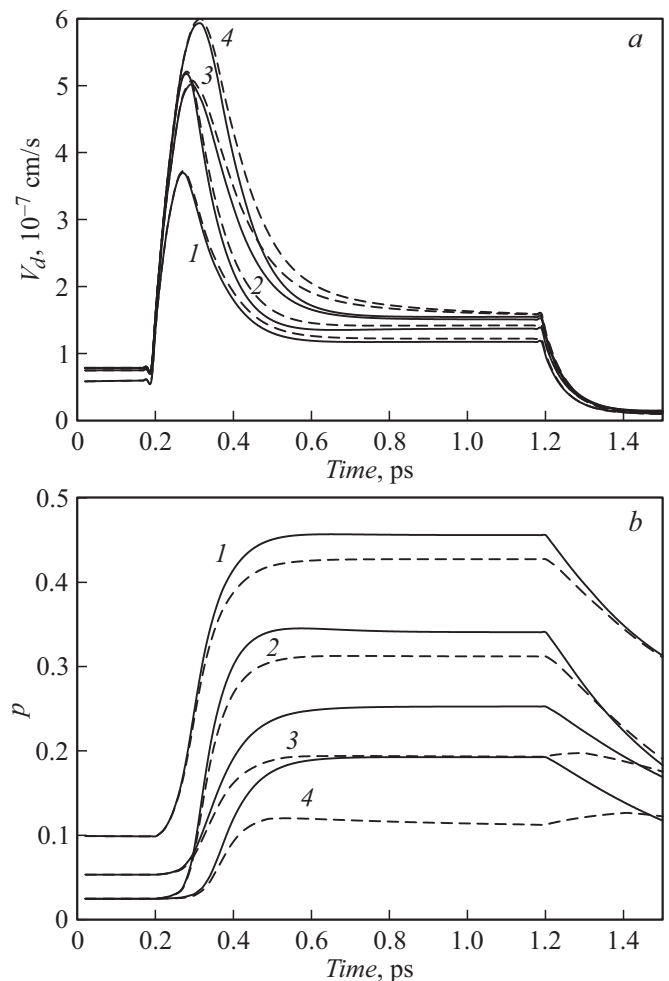


Рис. 1. Зависимости дрейфовой скорости электронов (а) и вероятности нахождения электронов в широкозонном материале (б) от времени. 1 — DpHEMT, 2 — DmHEMT, 3 — DA-DpHEMT, 4 — DA-DmHEMT. Штриховые линии — расчет с учетом переходов в L -долину, сплошные — расчет без их учета.

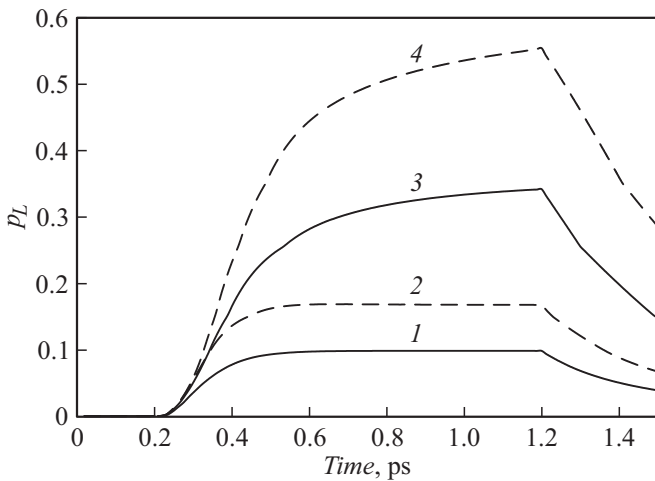


Рис. 2. Зависимость вероятности нахождения электронов в L -долине от времени. 1 — DpHEMT, 2 — DmHEMT, 3 — DA-DpHEMT, 4 — DA-DmHEMT.

дрейфовой скорости, который сильно зависит от вероятности нахождения в широкозонном материале. На первый взгляд эффект должен проявляться тем сильнее, чем больше электронов переходит в широкозонный материал, т.е. в обычных DpHEMT-структурах. Однако непосредственный расчет демонстрирует прямо противоположное.

На рис. 1 приведены зависимости дрейфовой скорости электронов и вероятности их нахождения в широкозонном материале от времени при их влете в область сильного поля для четырех различных видов транзисторных гетероструктур с двусторонним легированием канала. Зависимости представлены как с учетом усиления локализации электронов верхних долин в канале, так и без него. Расчет проведен для движения электронов в поле с напряженностью 1 kV/cm в течение 0.2 ps с последующей подачей прямоугольного импульса с амплитудой 30 kV/cm и длительностью 1 ps , после чего напряженность поля падает до 1 kV/cm . Расстояние от затвора до канала 3500 \AA , толщины спейсеров 20 \AA , ширина квантовой ямы канала 170 \AA . Классические DpHEMT-структуры предполагались δ -легированными с поверхностной концентрацией доноров $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в каждом δ -слое. Для симметричных структур DA-DpHEMT с поверхностной плотностью акцепторов $p_s = 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ поверхностная плотность доноров в δ -слоях задавалась одинаковой и равной $n_s = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ в каждом δ -слое. Расстояние между δ -слоем доноров и соседним слоем акцепторов составляло 50 \AA . Структуры моделировались тремя слоями: слой узкозонного канала — нелегированный GaAs, слой сильно легированного $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и нелегированный спейсер.

Также рассматривались структуры металл– $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ – $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ – $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ (DmHEMT) с более высокими потенциальными барьерами на границе гетероперехода ($\Delta = 0.5 \text{ eV}$) [11] как в обычном

исполнении (с теми же параметрами слоев, что и DpHEMT), так и в донорно-акцепторном исполнении (DA-DmHEMT).

В обычных структурах вероятность нахождения электронов в широкозонном материале в сильном поле заметно выше, чем в структурах с донорно-акцепторным легированием. Несмотря на это, даже полная локализация электронов верхних долин в канале из узкозонного полупроводника слабо сказывается в расчетах на их дрейфовой скорости. Как отмечалось выше, на практике для обычных структур этот эффект будет еще меньше. В то же время в структуре DA-DpHEMT изменение дрейфовой скорости за счет эффекта локализации электронов верхних долин в узкозонном канале оказывается заметным, еще выше оно в DA-DmHEMT. Там ее рост может достигать более чем 15%. И хотя на фоне увеличения от введения донорно-акцепторного легирования как статической дрейфовой скорости электронов, так и ее всплеска [7,12] этот эффект и невелик, он может оказать определенное влияние на рост тока в DA-DpHEMT и DA-DmHEMT. Разницу можно объяснить следующим образом. В обычных DpHEMT-структурах горячие электроны достаточно интенсивно переходят в широкозонный материал (рис. 1, *b*) и там теряют энергию и скорость, вследствие этого их доля в L -долине (рис. 2) оказывается меньше. Соответственно меньше электронов локализуется в канале (рис. 1, *b*). Рассеяние в широкозонном материале намного интенсивнее, чем в узкозонном. В связи с этим для оценки эффекта важна не абсолютная разница в величине вероятности нахождения электронов в широкозонном материале в расчетах с учетом и без учета конденсации, а относительная. По данному критерию эти вероятности в DpHEMT-структурах (кривые 1 на рис. 1, *b*) близки; соответственно мало влияние конденсации на дрейф электронов. В структурах с донорно-акцепторным легированием все наоборот. Доля электронов в широкозонном материале гораздо меньше — выше их температура, больше доля в L -долине, больше электронов конденсируется в канале. Относительное изменение числа электронов в широкозонном материале гораздо больше (кривые 3, 4 на рис. 1, *b*). Соответственно больше и влияние локализации электронов на величину дрейфовой скорости.

Таким образом, на основе теоретических оценок показано, что локализация горячих электронов, перешедших в верхние долины, в узкозонном канале транзистора может быть дополнительным механизмом увеличения тока в структурах с донорно-акцепторным легированием. В зависимости от параметров гетероструктуры учет этого эффекта при моделировании может приводить к увеличению величины дрейфовой скорости до 15% по сравнению с расчетами без его учета.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Glisson T.H., Hauser J.R., Littlejohn M.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5445–5449.
- [2] *Sakamoto R., Akai K., Inoue M.* // IEEE Trans. Electron Dev. 1989. V. 36. N 10. P. 2344–2352.
- [3] *Кальфа А.А., Пашковский А.Б.* // ФТП. 1990. Т. 24. В. 3. С. 521–526.
- [4] *Вагидов Н.З., Грибников З.С., Иващенко В.М.* // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 304–311.
- [5] *Вагидов Н.З., Грибников З.С., Иващенко В.М.* // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1087–1094.
- [6] *Горфинкель В.Б., Шофман С.Г.* // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 793–798.
- [7] *Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Мартынов Я.Б.* // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 17. С. 103–110.
- [8] *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.
- [9] *Shur M.* // Electron. Lett. 1976. V. 12. N 23. P. 615–616.
- [10] *Гарматин А.В.* // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1985. № 3(377). С. 66–68.
- [11] *Василевский И.С., Виниченко А.Н., Каргин Н.И.* // 8-я Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. Мокеровские чтения. Тез. докл. М., 2017. С. 28–29.
- [12] *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.