

Особенности электронного дрейфа в субмикронных GaAs-структурах

© В.А. Гергель, Е.Ю. Кулькова, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Г.Ю. Хренов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

(Получена 10 июля 2001 г. Принята к печати 28 августа 2001 г.)

С помощью развитой квазигидродинамической модели субмикронного полевого транзистора исследовано влияние эффекта всплеска дрейфовой скорости на характер насыщения тока стока. Показано, что в субмикронных транзисторных структурах на основе многодолинных полупроводников насыщение тока стока определяется насыщением скорости дрейфа электронов в канале, обусловленным эффективным междолинным рассеянием. Показано также, что максимальная скорость дрейфа электронов в канале обратно пропорциональна длине затвора транзистора.

Как известно [1,2], в субмикронных полупроводниковых структурах обычным напряжениям (1–5 В) отвечают достаточно сильные электрические поля (E), обуславливающие существенный разогрев электронной подсистемы и соответствующее подавление электронной подвижности. Однако в практически важных ситуациях, когда эффективная длина разогрева $\mu E \tau$ (τ — время энергетической релаксации, μ — подвижность) превышает расстояние между соответствующими n^+ -контактами (L), электронная температура в образце оказывается меньше своего стационарного значения $e\mu E^2 \tau$ и, соответственно, эффективная скорость электронного потока превышает скорость насыщения $v_s \approx 10^7$ см/с, что называется эффектом всплеска дрейфовой скорости (velocity overshoot) [3].

В предыдущей статье [4] мы предложили наглядное аналитическое описание этого явления, редуцировав известное уравнение энергетического баланса квазигидродинамической (тепловой) модели электронного дрейфа:

$$-\frac{5}{2} \frac{dT}{dx} j + \frac{ed\varphi}{dx} j - n \frac{T - T_0}{\tau} = 0, \quad (1)$$

где n — концентрация, $j = nv$ — плотность потока электронов, $T - T_0$ — отличие электронной температуры T от равновесной (фононной) температуры T_0 . Ясно, что в предположении $L \ll \mu E \tau$ можно пренебречь в (1) терморелаксационным слагаемым и получить для электронной температуры, равной T_0 на n^+ -контакте с истоком, где потенциал $\varphi(0) = 0$, необычайно простое выражение $T = T_0 + (2/5)e\varphi$, при использовании которого локальная электронная подвижность, являющаяся, как известно, функцией электронной температуры, становится функцией локального потенциала φ .

В развиваемой модели, названной нами в предыдущей работе "ультраквазигидродинамической", скорость электронного потока снова становится локальной,

$$\mu \left(T_0 + \frac{2}{5} e\varphi \right) \frac{d\varphi}{dx},$$

что существенно облегчает расчет вольт-амперных характеристик субмикронных полупроводниковых приборных структур.

Так, в наиболее важном с практической точки зрения случае так называемых полевых транзисторов, когда локальная поверхностная электронная плотность n_s определяется емкостным соотношением $n_s e = C(V - \varphi)$, где C — удельная емкость, V — превышение напряжения на затворе над пороговым напряжением, φ — локальный электростатический потенциал в канале, для определения тока следует просто проинтегрировать выражение

$$I = C(V - \varphi)\mu \left(T_0 + \frac{2}{5} e\varphi \right) \frac{d\varphi}{dx} = \text{const} \quad (2)$$

по длине канала от истока ($\varphi = 0$) до стока, где $\varphi = \min\{V_D, V\}$, V_D — напряжение на стоке транзистора. При этом вся специфика температурного изменения подвижности сосредоточена в форме зависимости $\mu(\varphi)$.

В предыдущей статье [4] мы использовали для температурной зависимости подвижности простейшую зависимость $\mu(T) \propto T^{-1/2}$, отвечающую доминированию механизма рассеяния на акустических фононах [5], и поэтому полученный там результат $I \propto V^{3/2}$ носит, разумеется, модельный характер. Ясно, что для убедительных количественных результатов в формулу (2) необходимо подставить "точную", отвечающую электронным транспортным свойствам конкретного полупроводникового материала, зависимость $\mu(T)$ в достаточно широком диапазоне температур, что и будет сделано далее применительно к арсениду галлия.

Как известно [6], наиболее последовательным и точным методом описания транспортных процессов в электронно-дырочной плазме полупроводников является кинетический подход, основанный на решении уравнения Больцмана для одночастичной функции распределения носителей заряда. Использование кинетического уравнения Больцмана позволяет довольно точно учесть как специфические особенности сложного многодолинного спектра носителей заряда в полупроводнике, так и достаточно широкий набор механизмов рассеяния носителей заряда без использования упрощающих ситуацию предположений о квазиупругости актов рассеяния. Положительной особенностью кинетического подхода к описанию транспорта электронов в полупроводниках следует считать высокую точность и надежность получаемых результатов, что позволяет использовать их,

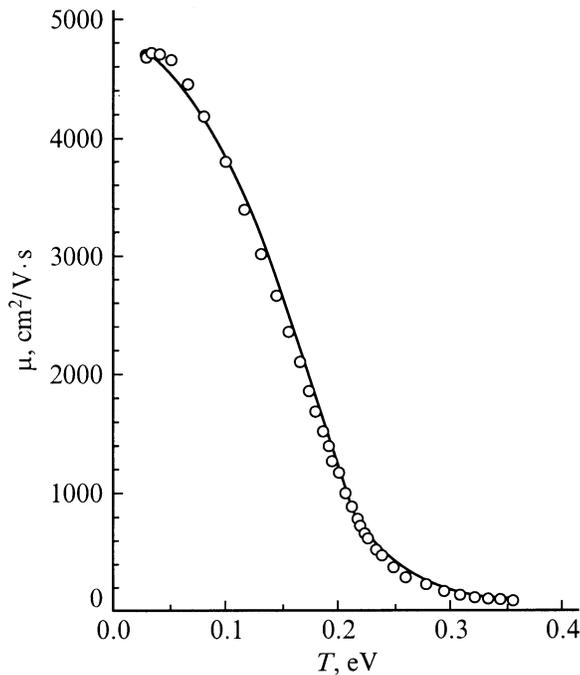


Рис. 1. Зависимость величины электронной подвижности μ от эффективной температуры электронного газа T . Точки — расчет методом Монте-Карло, сплошная линия — расчет по формуле (3).

в частности, для верификации моделей более низкого уровня, равно как и для расчета используемых в этих моделях феноменологических транспортных параметров. Как правило, решение уравнений Больцмана проводится с помощью метода макрочастиц, в котором акты рассеяния носителей заряда разыгрываются с применением стохастических процедур Монте-Карло [6]. Существенно упрощает применение метода макрочастиц предположение о пространственной однородности электрического поля и концентрации электронно-дырочной плазмы в полупроводнике. В этом случае метод автоматически осуществляет процедуру усреднения по траектории, обеспечивая расчет средней скорости и энергии электронов как соответствующих функций электрического поля.

В настоящей работе применительно к GaAs указанным методом макрочастиц в постоянном пространственно однородном электрическом поле моделировался транспортный процесс с учетом наличия в электронном спектре GaAs трех типов неэквивалентных непараболических сферически симметричных долин, а именно — Γ , L , X , и основных механизмов рассеяния электронов, а именно — на заряженных примесях, оптических, акустических и ”междолинных” фононах [7]. Полученные в результате моделирования зависимости средней скорости (подвижности) и средней энергии электронов от величины электрического поля были затем пересчитаны (с исключением поля) в искомую зависимость подвижности от средней энергии W или эффективной электронной

температуры $T = (2/3)W$. Соответствующие результаты расчета подвижности электронов $\mu(T)$ для $T_0 = 300$ К и уровня легирования 10^{17} см^{-3} представлены на рис. 1.

Расположение точек на рис. 1, каждая из которых отвечает соответствующему численному эксперименту, свидетельствует о существенном падении электронной подвижности начиная с температур порядка 0.2 эВ, когда начинается заполнение электронами верхних энергетических долин и соответственно начинают доминировать процессы междолинного рассеяния. Выполнив серию аналогичных численных экспериментов для нескольких типичных концентраций заряженной примеси в диапазоне $10^{15} - 10^{18}$ см^{-3} , мы установили, что неплохой аналитической аппроксимацией этих результатов является выражение

$$\mu(T) = \mu_0(T_0) \left\{ \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{T}{5T_0} \right)^6 + \left(\frac{T}{6T_0} \right)^{16} \right] + 12 \frac{N_{\text{im}}}{10^{17}} \right\}^{-1/4}, \quad (3)$$

где $\mu_0(T_0) \approx 8 \cdot 10^3$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ — слабополевая подвижность электронов в нелегированном GaAs при комнатной температуре, N_{im} — концентрация легирующей примеси. Именно эту формулу для подвижности, расчет по которой показан на рис. 1 сплошной линией, после замены $T = T_0 + (2/5)e\varphi$ мы и поставим в отвечающий (2)

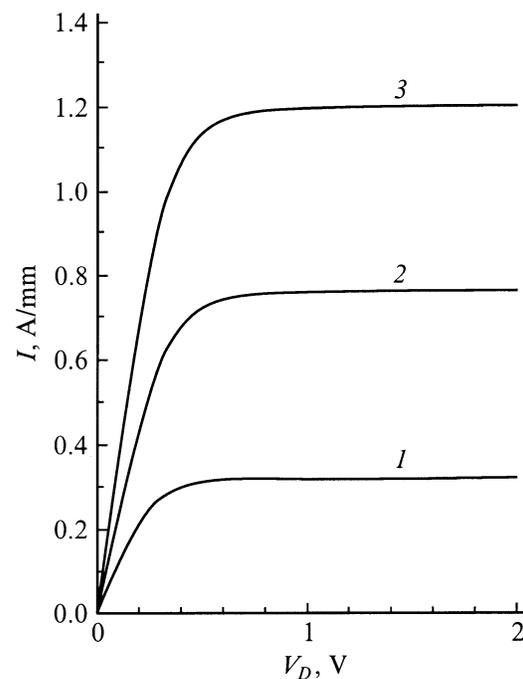


Рис. 2. Зависимости тока стока I от напряжения на стоке полевого транзистора V_D при напряжениях $V = 0.8$ (1), 1.6 (2), 2.4 В (3).

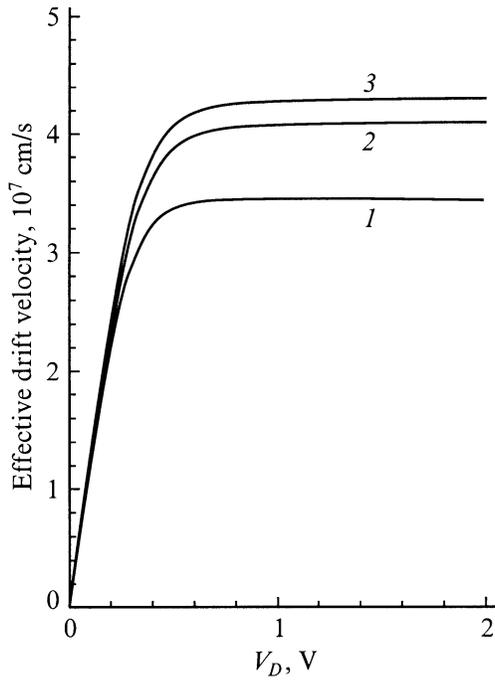


Рис. 3. Зависимости эффективной скорости дрейфа электронов в канале полевого транзистора от напряжения на стоке V_D при напряжениях $V = 0.8$ (1), 1.6 (2), 2.4 В (3).

интеграл. Получаем

$$I = \frac{C\mu_0}{L} \int_0^{V_D} d\varphi(V - \varphi) \left\{ \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \times \left[1 + \left(\frac{T}{5T_0} \right)^8 + \left(\frac{T}{6T_0} \right)^{16} \right] + 12 \frac{N_{im}}{10^{17}} \right\}^{-1/4}, \quad (4)$$

где $T_0 = 0.026$ эВ.

Анализируя это выражение, с формальной точки зрения легко видеть, что стремительное падение электронной подвижности, начиная с температур ~ 200 К (потенциал > 0.5 В), отвечающее доминантному "включению" междолинного рассеяния, обуславливает быструю сходимость интеграла (4) по φ , так что его величина практически перестает зависеть от верхнего предела. Эту закономерность наглядно иллюстрирует рис. 2, где приведены результаты численного интегрирования при следующих типичных значениях структурных параметров: $L = 0.3$ мкм, $C = 10^{-7}$ Ф/см², $\mu_0 = 8000$ см²/В·с.

Рис. 2 показывает, что насыщение тока транзистора происходит при стоковых напряжениях ~ 0.5 В, значительно меньших, чем напряжения на затворе транзистора. Это обстоятельство однозначно указывает на то, что причиной насыщения тока является именно насыщение дрейфовой скорости, а не так называемая отсечка канала.

Довольно естественно в нашей ситуации определить эффективную скорость субмикронного электронного дрейфа, поделив токовые зависимости на эффектив-

ный заряд CV . Эти зависимости приведены на рис. 3. Как и следовало ожидать, эффективная скорость насыщения слабо зависит от напряжения затвора уже при сравнительно небольших значениях напряжения.

Зависимости, приведенные на рис. 3, отчетливо показывают основной физический результат настоящей работы, заключающийся в том, что из-за резкого падения электронной подвижности при значениях электронной температуры, соответствующих области междолинного рассеяния, эффективная скорость электронов перестает зависеть от напряжения на стоке при сравнительно небольших значениях V_D , отвечающих началу заполнения верхних долин энергетического спектра. Это означает, что и в условиях overshoot-эффекта в субмикронных структурах на GaAs и родственных ему материалах происходит специфическое насыщение эффективной дрейфовой скорости, — своеобразие заключается в том, что насыщение происходит не по полю, а по напряжению. Следует отметить, что при исследуемом насыщении обратная пропорциональность скорости дрейфа от длины канала, свойственная идеальной модели полевого транзистора с постоянной подвижностью носителей заряда, сохраняется. Отметим, что при вполне разумных на современном уровне развития технологии длина канала ~ 0.1 мкм численные значения "субмикронной" скорости насыщения на порядок превышают обычную величину $v_s \approx 10^7$ см/с. Отметим также, что полученный результат имеет и существенное практическое значение, так как является научным обоснованием целесообразности дальнейших условий технологии в части уменьшения длины канала полевых транзисторов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16360).

Список литературы

- [1] M. Feng, C.L. Lau, V. Eu. IEEE Electron. Dev. Lett., **12**, 40 (1991).
- [2] Н.А. Баннов, Г.Ю. Хренов. Тр. ФТИАН СССР, **1**, 11 (1989).
- [3] T. Enoki, S. Sugitani, Y. Yamane. IEEE Trans. Electron. Dev., **37**, 935 (1990).
- [4] В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Ю.В. Федоров. ФТП, **34**, 239 (2000).
- [5] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978) с. 467.
- [6] W. Fawcett, D.A. Boardman, S. Swain. J. Phys. Chem. Sol., **31**, 1963 (1970).
- [7] В.А. Николаева, В.Д. Пищалко, В.И. Рыжий, Г.Ю. Хренов, Б.Н. Четверушкин. Микроэлектроника, **17**, 504 (1988).

Редактор Л.В. Шаронова

An electron drift peculiar to submicron GaAs structures

V.A. Gergel, E.Yu. Kul'kova, V.G. Mokerov,
M.V. Timofeev, G.Yu. Khrenov

Institute for Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia