

Механизмы выпрямления высокочастотного сигнала полевым гетеротранзистором с коротким каналом

© М.Л. Орлов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 14 мая 2007 г. Принята к печати 26 июня 2007 г.)

Теоретически исследовано влияние на вольт-ваттную чувствительность полевого транзистора с коротким каналом нелинейности дрейфовой скорости свободных носителей заряда, градиентных и концентрационных нелинейностей. Результаты теории сопоставлены с результатами эксперимента по детектированию терагерцового излучения. Из сопоставления следует, что для лучшего понимания наблюдаемых закономерностей при анализе высокочастотных характеристик транзистора необходимо учитывать наряду с плазменным и другие механизмы токовой нелинейности.

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Mx, 84.40.Dc, 85.30.Tv

1. Введение

В настоящее время интенсивно ведутся исследования по использованию квантовых низкоразмерных систем для создания устройств твердотельной электроники в мало освоенном терагерцовом диапазоне частот. Для решения этой задачи привлекательными на сегодняшний день являются и элементы, уже давно и широко используемые в микро- и нанoeлектронике. К этим элементам относятся в первую очередь гетеробиполярный транзистор и короткоканальный полевой транзистор с двумерным газом носителей заряда в транспортном канале. Данные устройства, изготавливаемые на базе различных гетерокомпозиций, даже при использовании традиционных принципов усиления и преобразования сигнала уже освоили диапазон частот до 200 ГГц и активно штурмуют область еще более коротких волн [1].

Параллельно с развитием традиционной техники усиления и преобразования электромагнитных сигналов на основе транзисторов в литературе активно обсуждается и ряд новых идей [2,3]. Одна из них связывается с использованием плазменных резонансов для детектирования и генерации электромагнитных сигналов терагерцового диапазона частот, в том числе при комнатной температуре. Однако уже первые эксперименты по генерации терагерцового излучения полевым транзистором [4] показали наличие значительных трудностей при возбуждении колебаний в двумерной плазме короткоканального полевого транзистора, вероятнее всего, связанных с необходимостью поддержания рекомендуемых теорией [2] вполне определенных граничных условий для поля и тока на истоковом и стоковом контактах канала.

Привлекательность идеи и одновременно возникающие трудности ее практической реализации привели к необходимости предварительной диагностики колебаний плазмы в двумерном канале полевого транзистора с целью поиска оптимальных условий их возбуждения. Наиболее простым способом для этого является использование транзистора в качестве детектора сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала. Согласно теории [3],

возбуждение двумерных плазменных волн в канале транзистора должно приводить к резонансным особенностям вольт-ваттной чувствительности детектора на частотах, кратных частоте плазменных колебаний. В окрестностях этих резонансов вольт-ваттная чувствительность детектора может достигать значений $I \sim 10^8$ В/Вт при низкой температуре, что намного превосходит чувствительность используемых в настоящее время устройств.

Вышесказанное способствовало постановке соответствующих экспериментов по детектированию терагерцового сигнала полевыми транзисторами. На рис. 1 представлены наиболее типичные характеристики приемного элемента, полученные на транзисторной структуре $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ при температуре $T = 300$ К на частоте $f = 663$ ГГц с использованием перестраиваемого СВЧ генератора на базе лампы обратной волны [5]: зависимость величины детектируемого сигнала ΔU_{DS} от величины тока I , протекающего по каналу транзистора при заданном напряжении на затворе U_G (рис. 1, *a*), и зависимость отклика транзистора от напряжения на затворе U_G (рис. 1, *b*) при заданном напряжении между истоком и стоком U_{DS} . Аналогичные зависимости с использованием умножителя частоты на диоде Ганна были получены и обсуждены в работах [6–8]. В соответствии с моделью, предложенной в [3], наблюдаемые резонансные особенности вольт-ваттной чувствительности структуры в этих работах связываются с генерацией двумерных плазмонов в резонаторе, формируемом двумерным электронным каналом совместно с токовыми контактами структуры. Однако для полноты картины и лучшего понимания наблюдаемых особенностей токовых и концентрационных характеристик детектора представляется целесообразным знать и нерезонансные вклады в его вольт-ваттную чувствительность, обусловленные традиционными (нерезонансными) механизмами нелинейности транзистора.

Цель настоящей работы — изучить влияние на вольт-ваттную чувствительность полевого транзистора нелинейности дрейфовой скорости носителей тока [9] и градиентных, в том числе концентрационных, нелинейностей. Последние проявляются как в окрестности

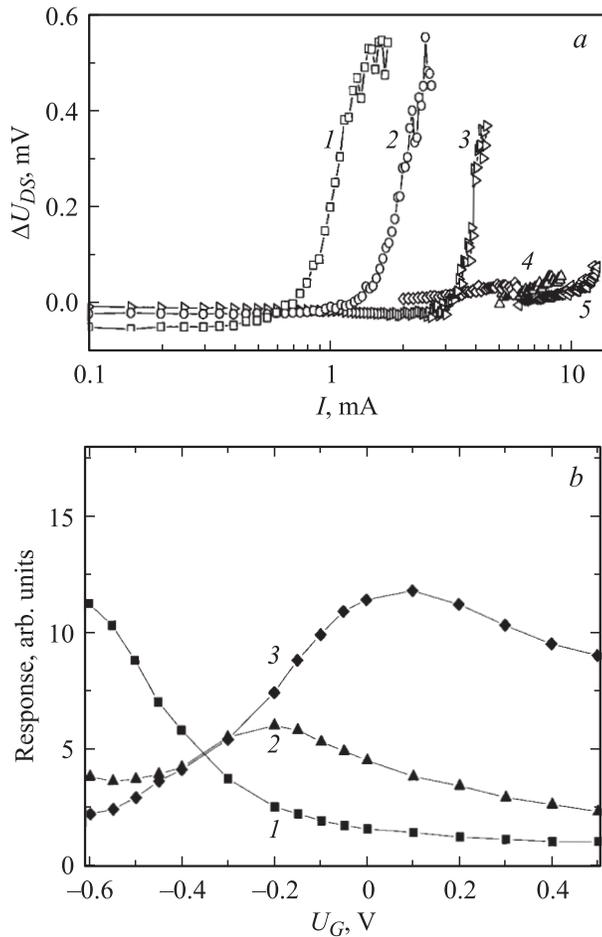


Рис. 1. Экспериментальный отклик (ΔU_{DS}) на высокочастотное излучение для NEMT-транзистора в системе $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ в зависимости от пропускаемого по каналу тока I при заданном напряжении на затворе U_G (a) и от напряжения на затворе U_G при заданном напряжении между истоком и стоком U_{DS} (b). a: $U_G = -0.25$ (1), -0.20 (2), -0.15 (3), -0.10 (4), 0В (5). b: $U_{DS} = 0.025$ (1), 0.3 (2), 0.55В (3). Температура измерения $T = 300\text{К}$, частота излучения $f = 663\text{ГГц}$. Длина затвора L_G , нм: a — 100, b — 50.

контактов, так и непосредственно в канале полевого транзистора, особенно в условиях режима отсечки, и ранее в литературе не обсуждались.

Рассмотрим простейшую модель полевого транзистора, работающего в режиме детектирования СВЧ сигнала. Сток, канал и исток образуют гантелеобразную в поперечном плоскости слоев транзистора направлении диодно-щелевую $n^+ - n - n^+$ -структуру. Электрод затвора полевого транзистора в данном случае играет роль одной из обкладок конденсатора, задающего равновесную концентрацию носителей заряда $n_0 = CU_G$ в транспортном канале (C — емкость затвор–канал, U_G — напряжение затвора относительно канала). Гантелеобразная форма сечения структуры (широкие подконтактные сильно легированные области ограничивают узкий транспортный канал) уже сама по себе обуславливает проявление целого ряда механизмов нелинейности в

электронной плазме рассматриваемой системы, которые могут приводить к эффекту выпрямления высокочастотного сигнала [10]. Наиболее очевидными из них, связанными с существованием в системе неоднородной поперечной компоненты электрического поля, являются градиентные и концентрационная нелинейности [10,11]. Последние обусловлены градиентом ширины канала при работе транзистора в режиме отсечки и разностью напряжений затвор–исток и затвор–сток в режиме протекания тока по структуре.

С целью оценки воздействия указанных механизмов нелинейности на характеристики детектора проведем расчет вольт-амперной характеристики (ВАХ) диодной структуры на базе полевого транзистора, основываясь на простейших уравнениях квазигидродинамики. Высота барьеров между контактными областями с концентрацией n_k и каналом полевого транзистора с концентрацией электронов n_0 обычно невелика. Вследствие этого диффузионной составляющей тока в канале можно пренебречь по сравнению с дрейфовой компонентой. Последний фактор сильно отличает рассматриваемую систему от традиционного точечного $n^+ - n - n^+$ -диода, где в качестве доминирующего механизма выпрямления обычно выступает термоэдс горячих носителей [12].

Потенциальные возможности современных транзисторов, использующих статический принцип усиления сигналов, соответствуют частотам в несколько сотен гигагерц. Характерные обратные времена релаксации энергии электронов, обеспечивающие нелинейность ВАХ за счет генерации оптических фононов, также дают оценку рабочей частоты для разных материалов на уровне $5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$. Поэтому далее мы не будем рассматривать частотные характеристики транзистора и ограничимся решением только квазистатической задачи, предполагая возможность (пусть даже на пределе) использования квазистатического принципа на рассматриваемых в эксперименте частотах. В структурах с коротким каналом, где задача является существенно двумерной, в общем случае необходимо учитывать также влияние на токовые характеристики как продольной (E_x), так и поперечной (E_y) по отношению к направлению тока компоненты электрического поля. Поскольку длина затвора в рассматриваемых транзисторах обычно намного превосходит толщину двумерного транспортного канала d_{ch} , то для анализа статических характеристик транзистора можно воспользоваться стандартным методом плавного приближения. В этом случае, пренебрегая падением напряжения в контактах, нетрудно найти распределение электрического поля по длине транспортного канала, определяемого уравнением

$$\{1/d_{ch}(E)\} \{ \partial [d_{ch}(E)E] / \partial x \} = (4\pi/\epsilon) [n(E) - n_0(E)]. \quad (1)$$

Здесь $E = E_x$, $n(E) \equiv n(x) = I/e\mu E(x)$ — неравновесная концентрация электронов в канале, $\mu(E)$ — подвижность электронов в канале, $I(x) = \text{const}$ — ток в канале транзистора, $d_{ch}(E)$ — толщина канала, L — его длина, $n_0(E)$ — равновесная концентрация электронов в

канале, E^* — критическое поле нелинейности электронной системы. Зависимости величин $d_{\text{ch}}(E)$ и $n_0(E)$ определяются разностью напряжений затвор–исток и затвор–сток. Они приводят к появлению градиентов соответствующих величин вдоль длины канала, обуславливая проявление выше упомянутых градиентных механизмов нелинейности. Используя общее выражение для производной $\partial x/\partial E$, определяемое (1), при заданной величине пропускаемого тока, нетрудно рассчитать вольт-амперную характеристику системы, проводя интегрирование по длине канала:

$$U_{DS} = \int_0^L E(x) dx = (\varepsilon/4\pi) \times \int_{E_0}^{E_L} \frac{eE\mu(E) \left\{ 1 + [E/d_{\text{ch}}(E)] \partial d_{\text{ch}}(E)/\partial E \right\}}{[I - eE\mu(E)n_0(E)]} dE. \quad (2)$$

Вычисления высокочастотной проводимости и вольт-ваттной чувствительности при детектировании сигнала $u(t) = u_t = u_0 \cos \omega t$ проведем на основе полученной ВАХ, используя следующие простейшие соотношения:

$$I(U + u(t)) = I_t = I(U) + (\partial I/\partial U)u_t + 0.5(\partial^2 I/\partial U^2)u_t^2 = I(U) + \sigma u_t + 0.5\Xi u_t^2. \quad (3)$$

В условиях пренебрежения падением напряжения на контактах $U = U_{DS}$, проводя усреднение выражения (3) по периоду сигнала, для выпрямленного тока ΔI , определяемого второй производной по амплитуде слабого сигнала, получим

$$\Delta I = \bar{I}_t - I(U) = (1/4)(\partial^2 I/\partial U^2)u_0^2. \quad (4)$$

Определим вольт-ваттную чувствительность структуры соотношением

$$\xi = \Delta I/\sigma^2 u_0^2 = \Xi/4\sigma^2. \quad (5)$$

При расчетах будем полагать $L = 500$ нм, $E^* = 10^4$ В/см. Расчет проводился по следующей схеме. Интегрирование уравнения (1) позволяет найти распределение поля $E(x)$ по длине канала и определить его значения E_0 и E_L на границах ($x = 0, L$). Для упрощения расчетов далее нами были выбраны следующие аппроксимации: $\mu(E) = \mu_0/(1 + E/E^*)$; $d_{\text{ch}}(E) = d_0 + \delta d(E_0/E^* - E/E^*)$, где d_0 — минимальная ширина канала на его левой границе; $n_0(E) = n_0 \times \exp[\gamma(E_0/E^* - E/E^*)]$. Таким образом, будем считать, что потенциал между затвором и каналом линейным образом зависит от величины поля E , приводя к указанному выше координатным зависимостям. В случае, если реализуется эффект перекрытия канала, из уравнения (1) прежде всего находится эффективная длина $L_{\text{эф}}$, соответствующая области быстрого изменения поля и

концентрации электронов по длине канала. Знание всех указанных величин позволяет провести интегрирование по формуле (2) и рассчитать ВАХ структуры. Первая и вторая производные от ВАХ структуры определяют все необходимые для анализа характеристики системы: σ , Ξ , ξ . Выполнение данной процедуры не представляет значительной сложности. К сожалению, аналитическая форма ВАХ возможна только для частных случаев, например, в режиме насыщения дрейфовой скорости, когда $\mu(E) = \mu_0 E^*/E$. Тогда ВАХ системы приобретает вид

$$\tilde{U} = \int_{\tilde{E}_0}^{\tilde{E}_L} \frac{[1 - 2\alpha\tilde{E}]}{[\tilde{I} - \exp(-\gamma\tilde{E})]} d\tilde{E}, \quad (6)$$

где $\tilde{E} = E/E^*$, $\tilde{I} = I/I^*$, $I^* = e\mu_0 E^* \tilde{n}_0$, $\tilde{U} = U/U_0$, $U_0 = \varepsilon E^*/4\pi \tilde{n}_0$, $\alpha = \delta d/[d_0 + \delta d\tilde{E}_0]$, $\tilde{n}_0 = n_0 \exp(\gamma\tilde{E}_0)$. Рассмотрим последовательно влияние на вольт-ваттную чувствительность структуры градиентной и концентрационной нелинейности. Если $\gamma = 0$, то выражение для ξ приобретает простой вид:

$$\xi = \frac{d^2 \tilde{I}/d\tilde{U}^2}{4\{d\tilde{I}/d\tilde{U}\}^2} = \frac{\tilde{U}}{2\xi_0}, \quad (7)$$

где $\xi_0 = 2(\tilde{E}_L - \tilde{E}_0) + (1/\alpha) \ln\{(1 - \alpha\tilde{E}_L)/(1 - \alpha\tilde{E}_0)\}$ при $\alpha \neq 0$ и $\xi_0 = (\tilde{E}_L - \tilde{E}_0)$ при $\alpha = 0$. Таким образом, учет градиента ширины канала приводит в данном приближении лишь к перенормировке параметра ξ . В обоих случаях ($\alpha = 0$ и $\alpha \neq 0$) вольт-ваттная чувствительность линейно нарастает с увеличением напряжения между истоком и стоком.

Менее наглядная ситуация реализуется в случае преобладания концентрационной нелинейности, т.е. когда $\alpha = 0$, $\gamma \neq 0$. Тогда вычисления дают:

$$d^2 \tilde{I}/d\tilde{U}^2 = \left\{ (d\tilde{I}/d\tilde{U}) \left\{ 3\tilde{I}^2 - 2(N_L + N_0)\tilde{I} + N_L N_0 \right\} \times (N_L - N_0)/\gamma - \tilde{U} \left[(\tilde{I}^2 - (N_L + N_0)\tilde{I} + N_L N_0)^2 \right] \right\} + \tilde{I} \left[\tilde{I}^2 - (N_L + N_0)\tilde{I} + N_L N_0 \right]^2 \left/ \left\{ (N_L - N_0)/\gamma - \tilde{U} \left[(\tilde{I}^2 - (N_L + N_0)\tilde{I} + N_L N_0) \right] \right\}^2 \right., \quad (8)$$

где $N_L = \exp(-\gamma\tilde{E}_L)$, $N_0 = \exp(-\gamma\tilde{E}_0)$. Выражения для высокочастотной проводимости и ВАХ структуры соответственно принимают вид

$$d\tilde{I}/d\tilde{U} = \gamma\tilde{I}/\left\{ [(N_L - N_0)/(\tilde{I} - N_L)(\tilde{I} - N_0)] - \gamma\tilde{U} \right\}, \quad (9)$$

$$\tilde{U} = (\tilde{E}_L - \tilde{E}_0)/\tilde{I} + (1/\gamma\tilde{I}) \ln\{(\tilde{I} - N_L)/(\tilde{I} - N_0)\}. \quad (10)$$

Формулы (8)–(10) не дают наглядного представления о характере протекающих процессов, но допускают проведение простого качественного анализа с использованием численных расчетов, которые по ходу обсуждения будут представлены далее.

Численный анализ проведем для более общих случаев, не ограничиваясь только приближением постоянства скорости дрейфа электронов в канале транзистора. Рассмотрим два наиболее важных случая. Первый случай соответствует условию формирования омических контактов к каналу ($n_0 \approx n_k$), где n_k — концентрация электронов в контактах. Второй случай соответствует условию $n_0 \ll n_k$. Высота барьера на границе задается аналогично тому, как это делается для любой диодной структуры, отношением концентрации электронов в транспортном канале к концентрации электронов в контакте.

Вольт-ваттная чувствительность структуры нарастает с ростом пропускаемого в структуре тока (рис. 2, *a*, кривая 1; рис. 2, *b*, кривые 1, 2) даже в том случае, когда нелинейность в системе обусловлена только зависимостью $\mu(E)$. Нелинейность ВАХ в этом случае связана исключительно с нелинейной зависимостью дрейфовой скорости от величины электрического поля и имеет хорошо известный вид с выходом на участок насыщения тока в области сильных электрических полей. При расчете кривых рис. 2, *a* мы полагали значение поля E_0 на границе постоянным. В более общем случае необходимо учитывать скачок поля на границе, зависящий от величины пропускаемого тока и связанного с разницей толщин приконтактной области и транспортного канала. Толщина пленки d_k , в которой формируются контактные области, обычно на 1–2 порядка превышает толщину транспортного канала d_0 , определяемую тем самым скачком поля $E_0 \gg E_k$ на границе $x = 0$. Величину скачка поля нетрудно оценить, используя соотношение $I_0 = I_k$, отражающее равенство токов в любом сечении структуры. Здесь $I_0 = eS_0n_0E_0$, $I_k = eS_kn_kE_k$, E_k — поле в контактах, $S_{0,k}$ — площадь сечения проводящего слоя в соответствующем месте структуры.

Учет градиентной (концентрационной) нелинейности в канале транзистора приводит к изменению вида ВАХ уже в относительно слабых электрических полях, обуславливая более резкий ход зависимости $\xi(I)$. Вольт-ваттная чувствительность при этом может нарастать с ростом пропускаемого по структуре тока (рис. 2, *a*, кривая 2; рис. 2, *c*, кривая 4) подобно тому, что наблюдается в эксперименте (рис. 1, *a*). Таким образом, нерезонансный рост вольт-ваттной чувствительности с увеличением прикладываемого к структуре напряжения может быть связан не только с генерацией плазменных волн в канале структуры, но и с проявлением нелинейностей различного типа. Наличие в структуре дополнительных нелинейностей обуславливает более сложное поведение как вольт-амперной характеристики, так и зависимости вольт-ваттной чувствительности от тока в канале структуры (рис. 2, *c*, кривая 3). В таких структурах поле в канале достигает максимального значения, превышающего критическое поле нелинейности E^* , при меньших токах, обуславливая более высокие значения вольт-ваттной чувствительности при малом смещении на начальном участке ВАХ.

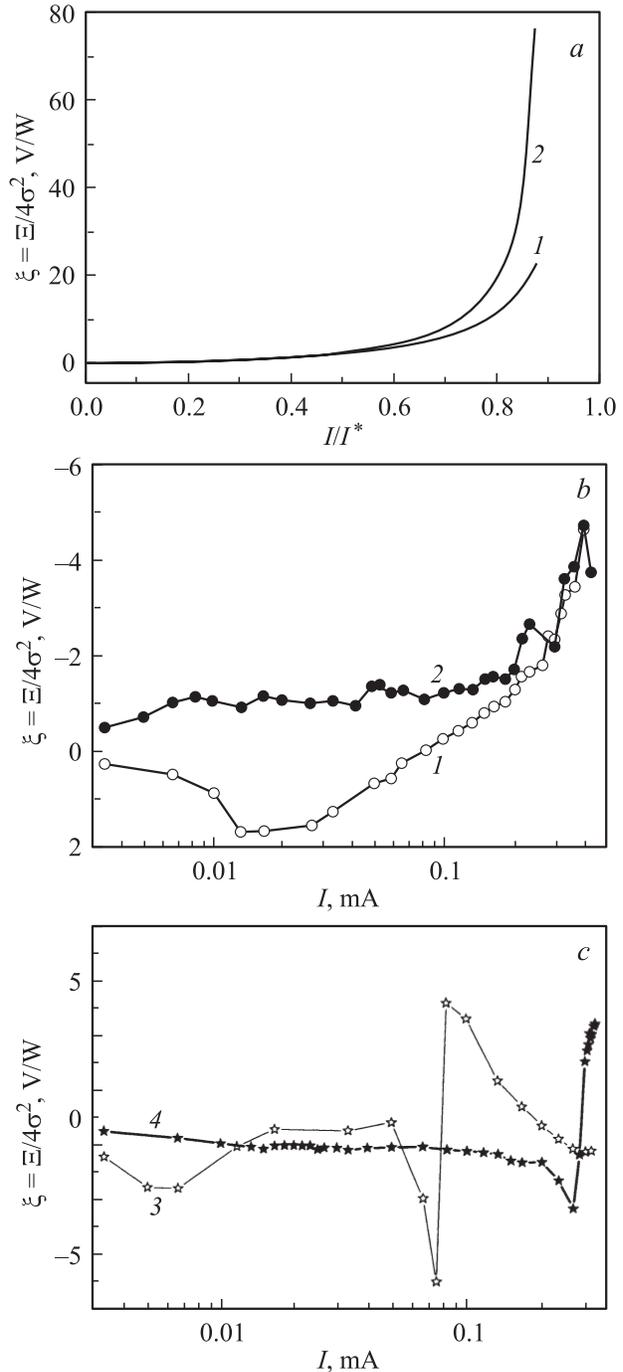


Рис. 2. Вольт-ваттные характеристики транзисторной структуры, рассчитанные по формулам (8)–(10) (*a*) и вне рамок приближения постоянной дрейфовой скорости (*b*, *c*). *a*: $\bar{E}_L = 10$, $\bar{E}_0 = 3$, $\gamma = 10^{-6}$ (1) и 0.01 (2). *b*, *c*: $L = 500$ нм; $\delta d = 0$ и $\gamma = 0$ (*b*), $\delta d = 0.5$ и $\gamma = 1$ (*c*); $n_0/n_k = 0.333$ (1, 3) и 0.997 (2, 4).

Данный эффект характерен для точечных диодов, использующих термоэдс горячих носителей. Вольт-ваттная чувствительность таких диодов, однако, быстро падает с ростом мощности детектируемого сигнала, что является основным недостатком данного типа устройств. Рас-

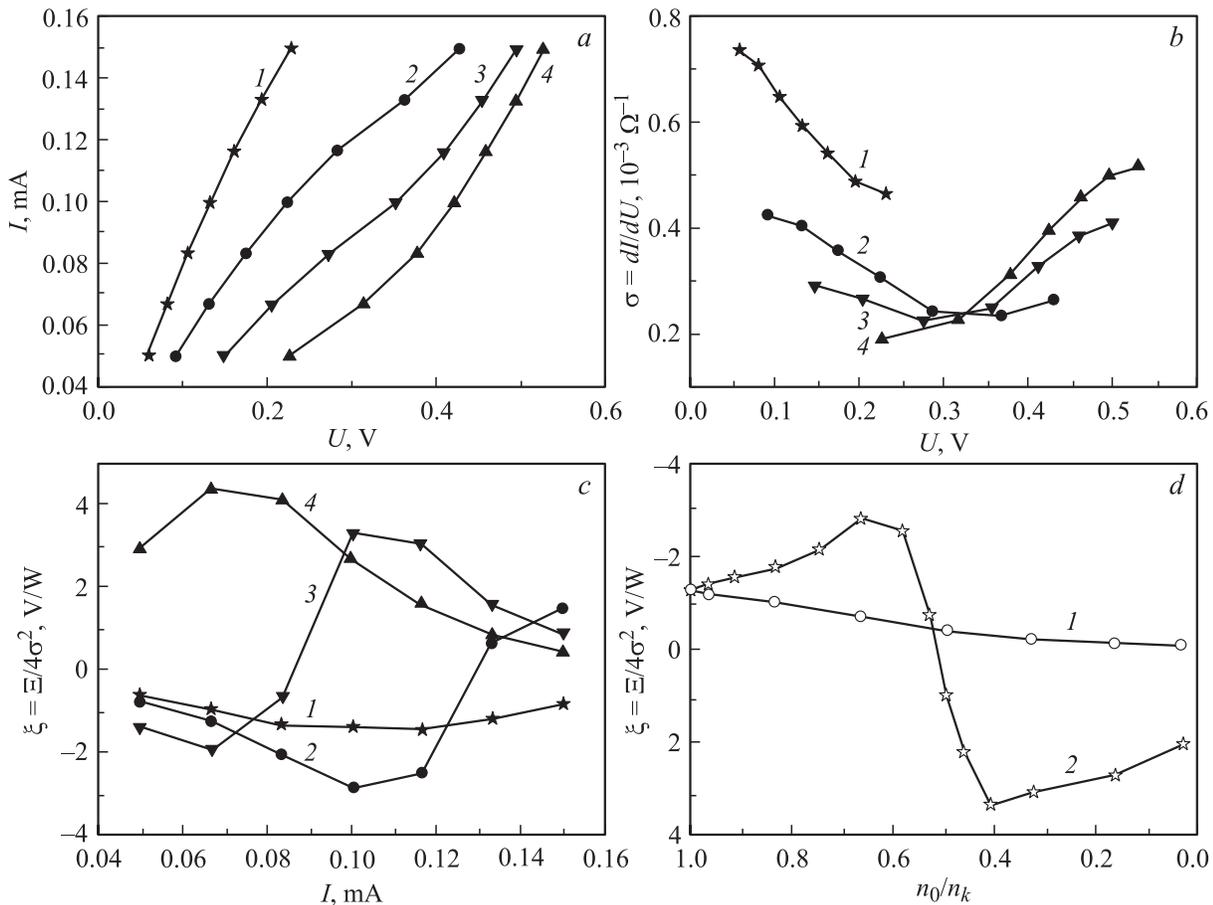


Рис. 3. Зависимости величины тока (*a*), проводимости структуры (*b*) от прикладываемого напряжения и зависимость вольт-ваттной чувствительности (*c*) от величины тока для транзистора с длиной канала $L = 500$ нм, $\delta d = 0.5$, $\gamma = 1$ и $n_0/n_k = 0.967$ (1), 0.667 (2), 0.417 (3), 0.167 (4). *d* — концентрационные зависимости вольт-ваттной чувствительности для структуры с параметрами $I = 0.1$ мА, $n_0/n_k = 0.997$; $\delta d = \gamma = 0$ (1), $\delta d = 0.5$ и $\gamma = 1$ (2).

ширение динамического диапазона обычно достигается путем использования объемных нелинейных эффектов в структурах, например в классических сверхрешетках, имеющих несколько участков нелинейности ВАХ, связанных с различными механизмами их формирования [13]. В рассматриваемых диодно-щелевых структурах на основе короткоканального полевого транзистора ВАХ имеет аналогичный вид с двумя участками нелинейности. Второй участок связан с появлением области отсечки канала структуры, что наиболее эффективно реализуется в условиях существования нескольких механизмов нелинейности в системе. Напряжение отсечки соответствует смене знака второй производной зависимости $I(U)$, т. е. смене знака выпрямленного напряжения (рис. 2, *c*, кривая 3).

Поскольку изучаемые в эксперименте особенности проявляются в области достаточно высоких плотностей токов, рассмотрим более подробно вид кривых именно в этой области значений параметра I , но не выходя за пределы критических токов системы, определяемых условием $I \leq I^* = en_0\mu_0 E^*$. Рассчитанные в системе с концентрационной и градиентной нелинейностями ($\delta d \neq 0$,

$\gamma \neq 0$) для нескольких значений отношения n_0/n_k зависимости $I(U)$, $\sigma(U)$ и $\xi(I)$ представлены на рис. 3, *a–c*.

Анализ кривых, представленных на рис. 3, позволяет провести качественные оценки влияния градиентных нелинейностей на детектирующие характеристики транзистора. Уменьшение концентрации электронов в канале (например, путем изменения напряжения на затворе) при заданной концентрации электронов в контактах ($n_k = \text{const}$) принципиальным образом меняет в заданном интервале токов не только величину нелинейности ВАХ структуры (рис. 3, *a*), но и определяет спад либо нарастание проводимости образца (рис. 3, *b*) в зависимости от прикладываемого напряжения (пропускаемого тока). Соответствующим образом меняется и чувствительность системы к падающему излучению (рис. 3, *c*). В области рассматриваемых токов при изменении концентрации электронов в канале наблюдается переход от кривых с минимумом для n_0 , близких к n_k (рис. 3, *c*, кривые 1, 2), к кривым с максимумом (рис. 3, *c*, кривые 3, 4) для $n_0 \ll n_k$. При этом максимум преобразования достигается для диодных щелевых $n^+ - n - n^+$ -структур с максимально низкой концентрацией электронов в базе.

Рассмотренный выше (рис. 3) характер поведения токовых зависимостей вольт-ваттной чувствительности при разных отношениях n_0/n_k приводит к достаточно сложному виду кривых чувствительности в зависимости от концентрации электронов в канале при заданной величине тока, пропускаемого по структуре (напряжения между истоком и стоком). Анализ этих зависимостей представляется важным в связи с интересом, проявляемым в литературе к экспериментальным кривым (рис. 1, *b*) с хорошо выраженными на них резонансными особенностями. На рис. 1, *b* приведены экспериментальные кривые, демонстрирующие монотонный спад чувствительности в области малых напряжений на затворе полевого транзистора. При больших напряжениях U_{DS} на кривых чувствительности структуры к высокочастотному излучению наблюдается хорошо выраженный резонанс. При переходе к токовым зависимостям последний описывается формулой Лорентца и монотонно смещается с ростом тока в канале в область больших напряжений на затворе. Такое резонансное поведение чувствительности транзистора коррелирует с резонансом плазменных волн в резонаторе, формируемом двумерным транспортным каналом и контактными областями структуры [3]. Так как в связи с проблемой возбуждения плазменных волн в двумерном газе полевого транзистора данный эффект имеет принципиальный характер, представляется важным рассмотреть влияние на него указанных выше нелинейных механизмов.

Рассмотрим случай, наиболее приближенный к условиям эксперимента и соответствующий высоким значениям плотности электронов в канале структуры, т.е. когда $n_0 \approx n_k$. Наиболее простой вид нужные нам теоретические зависимости имеют при $\delta d = \gamma = 0$ (кривая 1 на рис. 3, *d*). Вольт-ваттная чувствительность при заданной величине тока монотонно падает с уменьшением концентрации электронов в канале n_0 , подобно кривой 1 на рис. 1, *b*. Включение градиентной и концентрационной нелинейностей при $\delta d \neq 0, \gamma \neq 0$ (кривая 2 на рис. 3, *d*) приводит к монотонному росту чувствительности в области высоких концентраций $n_0 \leq n_k$ с последующим ее спадом при напряжениях, больших величины напряжения отсечки. Смена механизма нелинейности, ответственного за детектирование сигнала, отвечает за смену знака выпрямленного напряжения и фактически за появление двух максимумов, соответствующих двум участкам нелинейности на ВАХ.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что рассмотренные нами типы нелинейности в системе могут приводить к появлению особенностей на кривых зависимости вольт-ваттной чувствительности структуры от концентрации электронов в канале, задаваемой напряжением на затворе. Из сравнения теоретических кривых с видом зависимости, наблюдаемой в эксперименте (рис. 1, *b*), следует, что для понимания протекающих в транзисторе процессов необходимо учитывать наряду с плазменным и другие механизмы нелинейности, в том числе и рассмотренные нами.

Попробуем понять причины, обуславливающие достаточно своеобразный характер зависимости, описываемой кривой 2 на рис. 3, *d*. Расчеты показывают, что точка перегиба на ВАХ структуры соответствует появлению области отсечки $L_{\text{eff}} < L$ в системе, т.е. области, где поле остается постоянным при увеличении прикладываемого между истоком и стоком напряжения. При $n_0 \ll n_k$ максимальное значение электрического поля впервые достигается в точке $x = L_{\text{eff}}$. При $L_{\text{eff}} < x < L$, т.е. в области отсечки, поле в образце остается постоянным и равным его максимальному значению на границе. Аналогичным образом ведут себя равновесная и неравновесная концентрации электронов в канале. При этом максимальные градиенты поля и концентрации электронов достигаются при более низких значениях плотности электронов в канале структуры, обуславливая тем самым более высокие значения вольт-ваттной чувствительности образца.

Суммируя результаты расчета ВАХ и вольт-ваттной чувствительности для детектора, выполненного на базе короткоканального полевого транзистора, еще раз подчеркнем необходимость учета различных механизмов нелинейности, реализуемых в электронной плазме и влияющих на вид рабочих характеристик системы. Градиентные нелинейности, ответственные за появление зависимости параметров системы от величины электрического поля в направлении канала структуры, оказывают существенное влияние не только на вид ВАХ и вольт-ваттной чувствительности структуры, но и на их количественные характеристики. Очевидно, что учет неоднородного распределения поля в структуре является достаточно важным фактором и для анализа работы устройств на основе моделей, основанных на эффекте плазменного резонанса.

В заключение автор работы выражает благодарность Л.К. Орлову и Ю.А. Романову за постановку задачи и оказанную помощь в написании статьи, А.М. Белянцеву и Е.В. Демидову за обсуждение результатов работы и ценные замечания, В. Кнапу за предоставленную возможность проводить экспериментальные исследования.

Работа выполнена в рамках совместного Российско-Французского проекта, а также при поддержке РФФИ (проект № 05-02-17374).

Список литературы

- [1] *Proc. SEMICON Europa 2004* (Munich, Germany, 2004).
- [2] M. Dyakonov, M. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2465 (1993).
- [3] M. Dyakonov, M. Shur. *IEEE. Trans. Electron. Dev.*, **43**, 380 (1996).
- [4] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2331 (2004).
- [5] M.L. Orlov, F. Teppe, W. Knap, A.El Fatimy, J. Lusakowski, S. Bollaert, A. Cappy. *Book Abstr. Int. Conf. „Micro- and Nanoelectronics, ICMNE 2005“* (Zvenigorod, Russia, 2005) P2-21.
- [6] W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4637 (2002).

- [7] А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, С.В. Морозов, Ф.Ф. Дубинов, J. Lusakowski, W. Кнар, N. Дуаконова, E. Kaminska, A. Piotrowska, K. Galaszevska, M.S. Shur. ФТТ, **46**, 146 (2004).
- [8] W. Кнар, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J.Q.R. Gaska, G. Simin, X. Hu, M.A. Khan, C.A. Saylor, L.C. Brunel. J. Appl. Phys., **91**, 9346 (2002).
- [9] D. Veksler, F. Терре, А.Р. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, W. Кнар, M.S. Shur. Phys. Rev. B, **73**, 125 328 (2006).
- [10] Ю.К. Пожела. *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках* (М., Наука, 1977).
- [11] С.П. Ашмонгас, Ю.К. Пожела, К.К. Репшас. Лит. физ. сб., **11**, 243 (1971).
- [12] В. Денис, Ю.К. Пожела. *Горячие электроны* (Вильнюс, Минтис, 1971).
- [13] В.Н. Гусятников, В.А. Иванченко, Б.Н. Климов и др. Электрон. техн. сер. 1. Электроника СВЧ, **11** (347), 25 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

High-frequency signal rectification by using a field-effect heterotransistor with a short channel

M.L. Orlov

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Non-linearity mechanisms (drift, gradient, and concentration) which are alternative to the widely discussed effect of two-dimensional plasma waves resonance generation are considered theoretically for field effect transistor with a short channel. These results are compared with the results of the experiment on terahertz radiation detection by the transistor structure. It is shown that for better understanding of the experimental results all these mechanisms must be taken into account.