

ЭФФЕКТ ВЫТЕСНЕНИЯ ТОКА В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Рыжий В. И., Хмырова И. И.

Рассматриваются транзисторные структуры типа $n^+ - N - n - N - n^+$. Предполагается, что N -области, имеющие большую ширину запрещенной зоны, являются варизонными и образуют треугольные энергетические барьеры. Считается, что перенос горячих электронов через узкозонный слой базы n -типа носит квазибаллистический характер, а перенос термализованных электронов вдоль базового слоя является дрейфово-диффузионным. В приближении слабой нелокальности рассчитываются распределения потенциала, концентрации электронов в базе и плотности тока. Показано, что при достаточном больших напряжениях эмиттер—база имеют место оттеснение тока к базовым контактам и замедление зависимости эмиттерного тока от этого напряжения. В области относительно больших напряжений и токов характеристики оказываются зависящими от уровня легирования базы.

Наряду с гетероструктурными транзисторами, функционирование которых обусловлено переносом электронов вдоль слоев (к ним относятся полевые гетеротранзисторы), весьма перспективными считаются транзисторы с вертикальным переносом [1, 2]. В транзисторах последнего типа электроны, инжектированные с избыточной энергией или разогнавшиеся под действием электрического (или квазиэлектрического) поля, могут пролетать тонкие слои активной области квазибаллистически. При этом достигаются предельно малые времена пролета, что благоприятно для быстрого действия.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию особенностей протекания тока в монополярных гетероструктурных транзисторах, принцип действия которых связан с переносом горячих (квазибаллистических) электронов поперек слоев структуры и управлением таким переносом посредством потенциала базы, поддерживаемого термализованными электронами в ней. Такие транзисторы на горячих электронах (ТГЭ) активно обсуждаются в литературе. О реализации и экспериментальном исследовании различных вариантов ТГЭ сообщалось, например, в работах [3-6]. По принципу действия ТГЭ аналогичны биполярным транзисторам и, в частности, биполярным гетеротранзисторам (БГТ), в которых, однако, потенциал базы поддерживается носителями другого знака (дырками). Возможные преимущества ТГЭ перед БГТ связаны с тем, что подвижность электронов обычно больше подвижности дырок. Поэтому сопротивление базы ТГЭ может быть меньше сопротивления базы БГТ.

Хотя ТГЭ обычно имеют выраженную слоистую структуру, одномерная модель оказывается не вполне адекватно описывающей их характеристики. Это проявляется в особенности при больших плотностях тока, когда захват части горячих электронов в базе, а также термоэмиссия электронов базы в эмиттер и коллектор обуславливают существенный ток базы и связанную с этим током неоднородность распределения потенциала вдоль нее. В результате плотность тока инжектируемых из эмиттера электронов оказывается неоднородной. В частности, с ростом напряжения эмиттер—база плотность тока может возрасти преимущественно вблизи базовых контактов. Анализ такого эффекта вытеснения тока, связанного с перераспределением потенциала вдоль базы, применительно к ТГЭ не проводился. В литературе имеются попытки расчетов подобных эффектов в биполярных транзисторах (см., например, [7-9]).

Однако построенная в этих работах теория некорректно учитывает особенности распределений потенциала и концентраций носителей заряда вблизи контактов базы.

Рассмотрим ТГЭ на основе слоистых гетероструктур типа $n^+ - N - n - N - n^+$, в которых крайние n^+ -слои играют роль эмиттерного и коллекторного контактов, слабо легированные N -слои за счет большей ширины запрещенной зоны создают эмиттерный и коллекторный барьеры, а средний n -слой узкозонного полупроводника служит базой. Этот слой может быть как сильно легированным (т. е. n^+ -слоем), так и нелегированным. Последний случай соответствует так называемым ТГЭ с индуцированной базой [10] (см. также [1, 2, 6]). Ограничимся ТГЭ с варизонными N -слоями, образующими треугольные энергетические барьеры для электронов с резкими гетеропереходами на краях базы. Разрез структуры ТГЭ и вид зонной диаграммы при рабочих напряжениях показаны на рисунке.

Будем считать, что толщины базы, эмиттерного и коллекторного N -слоев (соответственно W_b , W_e и W_c) и половина расстояния между базовыми контактами d удовлетворяют неравенствам

$$W_b \ll W_c, \quad W_c < d. \quad (1)$$

Имея в виду материалы $A^{III}B^V$, предположим, что величины разрывов дна зоны проводимости на эмиттерном и коллекторном краях базы δ_e и δ_c меньше междолинных зазоров между центральной Γ -долиной и боковыми долинами. Поэтому будем учитывать только электроны Γ -долины, считая их закон дисперсии квадратичным и изотропным.

Величины плотности эмиттерного j_e и коллекторного j_c токов могут быть выражены через потенциал базы $\varphi = \varphi(x)$, где ось x направлена от одного базового контакта к другому (см. рисунок). С учетом неравенств (1) для распределения потенциала в базе вместо двумерного уравнения Пуассона можно воспользоваться следующим из этого уравнения уравнением для поверхностного потенциала в так называемом приближении слабой нелокальности. Введем безразмерные величины $\xi = x/d$, $\psi = e\varphi/T_0$, $\Sigma = \sigma/\sigma_0$, где e — заряд электрона, T_0 — температура решетки, σ — поверхностная концентрация электронов в базе, $\sigma_0 = N_b^+ W_b$ (N_b^+ — концентрация доноров в базовых контактах, которая далее для простоты полагается равной концентрациям доноров в эмиттерном и коллекторном контактах, так что $N_b^+ = N_e^+ = N_c^+ = N_d^+$). В этих переменных в приближении слабой нелокальности имеем уравнение (см., например, [11])

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - \frac{\psi}{a^2} = \delta(\Sigma - \Sigma_b), \quad (2)$$

в котором

$$\delta = \frac{12\pi e^2 d^2 \tau_0}{\kappa(W_e + W_c)T_0}, \quad a^2 = \frac{W_e W_c}{3d^2}, \quad \Sigma_b = \frac{\sigma_b}{\sigma_0},$$

где κ — диэлектрическая проницаемость решетки,

$$\sigma_b = \rho_b + \frac{\kappa}{4\pi e} \left(-\frac{V_e}{W_e} + \frac{V_c}{W_c} \right),$$

ρ_b — поверхностная концентрация доноров в слое базы, V_e и V_c — величины напряжений между контактами эмиттера и базы, базы и коллектора. При этом полярность напряжений соответствует прямому смещению перехода эмиттер—база и обратному смещению перехода база—коллектор.

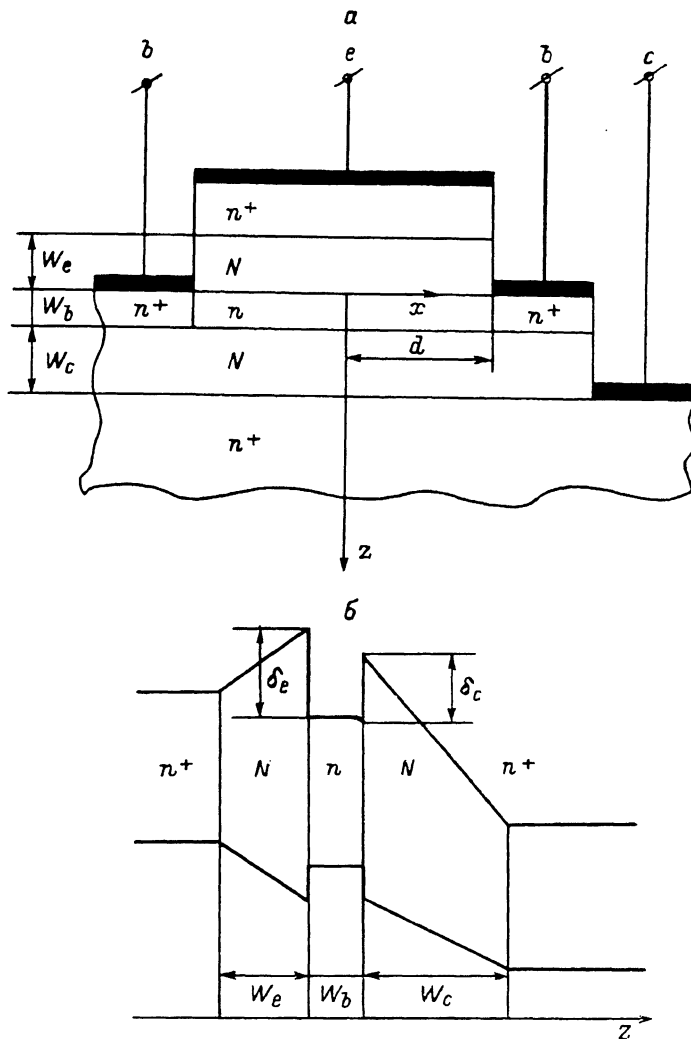
Пусть $V_e, V_c > T_0/e$. Тогда, учитывая термоэмиссионный характер инжекции электронов из эмиттера в базу, пренебрегая концентрацией горячих (квазибаллистических) электронов в базе и считая перенос вдоль базы дрейфово-диффузионным, для безразмерной поверхностной концентрации термализованных электронов уравнение непрерывности можно записать в виде

$$\frac{d}{d\xi} \left(\Sigma \frac{d\psi}{d\xi} - \frac{d\Sigma}{d\xi} \right) = \eta e^\psi - \theta \Sigma. \quad (3)$$

Здесь величины η и Θ даются формулами

$$\eta = \frac{d^2(1-\beta)j_s}{\mu\sigma_0T_0} e^{eV_e/T_0}, \quad \Theta = \frac{ed^2\sqrt{T_0/2\pi m}}{\mu T_0 W_b} (e^{-\delta_e/T_0} + e^{-\delta_c/T_0}),$$

где β — вероятность пролета горячего электрона через базу без захвата в ней, μ — подвижность термализованных электронов вдоль базы, $j_s = eN_0^+ \sqrt{T_0/2\pi m} e^{-\delta_e/T_0}$, m — эффективная масса электрона. Первый член в левой части уравнения (3) отвечает току проводимости вдоль базы, а второй — диффузионному току.



Разрез структуры (а) и зонная диаграмма (б) ТГЭ.

Члены в правой части этого уравнения описывают соответственно захват горячих электронов в базе и термоэмиссию термализованных электронов из базы в эмиттер и коллектор.

Граничные условия к уравнениям (2) и (3) с учетом наличия плоскости симметрии $\xi=0$ зададим в виде

$$\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \psi|_{\xi=1} = 0, \quad \left. \frac{d\Sigma}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \Sigma|_{\xi=1} = 1. \quad (4)$$

Условия (4) предполагают отсчет потенциала от потенциала базовых контактов и равенство концентрации термализованных электронов вблизи базовых контактов концентрации электронов внутри них.

Вследствие условий (1) параметр $a^2 < 1$. Величина параметра δ обычно велика. Параметры η и Θ могут изменяться в широких пределах. Если $x=12$, $\alpha=10^{-4}$ см, $W_e^+ + W_c^- = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $\sigma_0 = 10^{12}$ см $^{-2}$, $T_0 = 300$ К, $m = 6 \cdot 10^{-29}$ г, $\mu = 5 \cdot 10^3$ см 2 /В \cdot с, $\delta_e = 0.3$ эВ, $\beta = 0.9$, $V_e = 0.1$ В, $N_0^+ = 10^{18}$ см $^{-3}$, то $\delta \approx 3 \cdot 10^3$ и $\eta \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Если же $V_e = 0.25$ В, то при тех же значениях остальных параметров $\eta \approx 10$. При $\delta_e = \delta_c = 0.25$ эВ, $W_b = 2 \cdot 10^{-6}$ см (остальные параметры те же) $\Theta \approx 4 \cdot 10^{-2}$, но при $\delta_e = 0.2$ эВ, $\delta_c = 0.1$ эВ, $W_b = 2 \cdot 10^{-6}$ см уже имеет место $\Theta \approx 7$.

Заметим, что при $V_e > V_0$, где

$$V_0 = \frac{T_0}{e} \ln \left(\Sigma_b \frac{1 + e^{\frac{\delta_e - \delta_c}{T_0}}}{1 - \beta} \right),$$

имеет место $\eta \gg \Theta$. Поэтому в области напряжений $V_e > V_0$ можно в уравнении (4) опустить последний член в правой части. Это означает пренебрежение токами утечки термализованных электронов из базы.

В этом наиболее интересном случае, исключая Σ из уравнений (2) и (3), получаем

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} + \varepsilon \frac{d}{d\xi} \left(\frac{d^2\psi}{d\xi^2} \frac{d\psi}{d\xi} - \frac{d^3\psi}{d\xi^3} - \frac{1}{a^2} \psi \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \nu e^{\psi}. \quad (5)$$

Здесь

$$\varepsilon = \frac{a^2}{1 + a^2\delta\Sigma_b}, \quad \nu = \frac{a^2\eta\delta}{1 + a^2\delta\Sigma_b}.$$

Граничные условия (4) теперь переписываются в виде

$$\psi|_{\xi=1} = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi}|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{d^2\psi}{d\xi^2}|_{\xi=1} = \delta(1 - \Sigma_b), \quad \frac{d^3\psi}{d\xi^3}|_{\xi=0} = 0. \quad (6)$$

Если ε — малый параметр, то решение уравнения (5) с граничными условиями (6) можно приближенно найти аналитически:

$$\psi = \psi_0(\xi) + \varepsilon [\nu - \delta(1 - \Sigma_b)] \left[1 - \frac{\text{ch}(\xi/\sqrt{\varepsilon})}{\text{ch}(1/\sqrt{\varepsilon})} \right]. \quad (7)$$

Здесь ψ_0 удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2}{d\xi^2} \left(\psi_0 - \frac{\varepsilon}{2a^2} \psi_0^2 \right) = \nu e^{\psi_0}, \quad (8)$$

причем $\psi_0|_{\xi=1} = 0$, $d\psi_0/d\xi|_{\xi=0} = 0$.

В случае $1/a^2\delta \ll \Sigma_b \ll 1$ имеют место $\varepsilon \approx 1/\delta\Sigma_b \ll 1$ и $\varepsilon/a^2 \approx 1/a^2\delta\Sigma_b \ll 1$. Тогда из уравнения (8), в котором в этом случае можно пренебречь членом с ψ_0^2 , следует

$$\psi_0 \approx 2 \ln \frac{\cos A}{\cos(A\xi)}, \quad (9)$$

где величина A определяется уравнением $A = \sqrt{\nu/2} \cos A$.

Если же концентрация доноров в базе очень мала, так что $\Sigma_b < 1/a^2\delta$ (в реальных условиях $a^2\delta \gg 1$), то $\varepsilon/a^2 \approx 1$. При $\nu \ll 1$ член с ψ_0^2 в уравнении (8) мал и в этом случае. Однако при $\nu \gg 1$, что имеет место при достаточно больших напряжениях (и плотностях тока), необходимо непосредственно решать уравнение (8). Хотя последнее может быть решено в квадратурах, этот случай здесь не рассматривается.

Решения типа (7) справедливы, во-первых, если второе слагаемое мало, и, во-вторых, если относительно невелика его четвертая производная. Последнее необходимо для выполнения условий применимости приближения слабой нелокальности. При $\Sigma_b \ll 1$ упомянутые критерии удовлетворяются, если $\eta \ll 1/\varepsilon \approx \delta$ и $a^2 \ll 1$. В случае же, когда $\Sigma_b < 1/a^2\delta \ll 1$, вместо последних неравенств имеют место неравенства $\eta \ll 1/\varepsilon \approx 1/a^2$ и $a^2 \ll 1$.

Ограничимся далее рассмотрением ГГЭ, для которых $\varepsilon \ll 1$ и $1/a^2 \delta < \Sigma_b \ll 1$. Плотности эмиттерного и коллекторного токов даются формулами

$$j_e = j_s e^{\frac{eV_e}{T_0} + \psi}, \quad j_c = \beta j_s e^{\frac{eV_e}{T_0} + \psi}, \quad (10)$$

в которых в такой ситуации можно положить $\psi \approx \psi_0$, а для функции $\psi_0 = \psi_0(\xi)$ воспользоваться формулой (9). Тогда из формул (10) непосредственно видно, что плотности токов j_e и j_c максимальны (при $V_e > V_0$) вблизи базовых контактов и имеют минимум в середине базы. Подстановка выражения (9) в первую формулу (10) для отношения плотности эмиттерного тока вблизи базовых контактов j_e^{\max} к плотности этого тока в середине базы j_e^{\min} дает

$$j_e^{\max}/j_e^{\min} = \nu/2A^2. \quad (11)$$

Введем величину характерного напряжения $V_1 = \frac{T_0}{e} \ln\left(\frac{j_1}{j_s} \Sigma_b\right)$, где $j_1 = 2m\tau_0 T_0/d^2(1-\beta)$. Если $V_e < V_1$, то параметр $\nu \ll 1$, величина $A \approx \sqrt{\nu/2}$ и из (11) следует $j_e^{\max}/j_e^{\min} \approx 1$. Однако при $V_e > V_1$, когда $\nu \gg 1$ и $A \approx \pi/2$, имеет место

$$j_e^{\max}/j_e^{\min} \approx 2\nu/\pi^2. \quad (12)$$

С учетом распределения (7) и уравнения (2) можно найти, что поверхностная концентрация электронов в базе $\Sigma \approx \Sigma_b$, за исключением малых приконтактных областей, в которых $\Sigma \approx 1$. Размер этих переходных областей равен примерно $\sqrt{\varepsilon d}$. При указанных выше критериях малость размеров этих областей не противоречит применимости используемого приближения слабой нелокальности.

Для вычисления полного эмиттерного тока J_e и полного коллекторного тока J_c необходимо проинтегрировать выражения (10) по длине базы. Отметим, что, согласно уравнению (5), имеет место соотношение

$$\int_0^1 d\xi e^{\psi} = \frac{1}{\nu} \left(\frac{d\psi}{d\xi} \Big|_{\xi=1} - \varepsilon \frac{d^3\psi}{d\xi^3} \Big|_{\xi=1} \right).$$

Подставляя в это соотношение значения производных, вычисленных по формулам (7), (9), для эмиттерного тока, опуская малые по параметру ε члены, имеем

$$J_e = 2dj_s e^{eV_e/T_0} \sqrt{2/\nu} \sin A. \quad (13)$$

Заметим также, что при $\varepsilon \ll 1$ вклад в выражения для полных токов дает только первое слагаемое в (7).

В области малых напряжений эмиттер—база $V_e < V_1$ из выражения (13) получаем обычную формулу

$$J_e \approx 2dj_s e^{eV_e/T_0}. \quad (14)$$

При относительно больших напряжениях $V_e > V_1$ выражение (13) дает

$$J_e \approx 2d \sqrt{j_s j_1 \Sigma_b} e^{eV_e/2T_0}. \quad (15)$$

Если $V_e < V_1$, то, как это следует из (14), эмиттерный ток фактически не зависит от Σ_b и, следовательно, от уровня легирования базы и напряжения база—коллектор. Наоборот, при $V_e > V_1$, когда имеет место заметное вытеснение тока к базовым контактам, величина полного эмиттерного тока оказывается зависящей от ρ_b и V_c . В частности, при $\rho_b = 0$ и $V_c \gg V_e (W_e/W_b)$, $4\pi e c_0/\chi a^2 \delta$, когда $\Sigma_b \sim V_c$, из формулы (15) следует зависимость, соответствующая «триодному» характеру вольтамперных характеристик,

$$J_e \sim \sqrt{V_c} e^{eV_e/2T_0}.$$

Из формулы (15) следует также, что $J_e \sim \sqrt{\Sigma_b \mu}$. Так как подвижность электронов в базе зависит от уровня ее легирования, то зависимость предэкспоненциального множителя в (15) от концентрации доноров в слое базы определяется видом связи μ и ρ_b . Следовательно, концентрационная зависимость указанного множителя может быть различной при низких и высоких температурах решетки.

Из формул (14) и (15) следует, что при переходе от $V_e < V_1$ к $V_e > V_1$ происходит замедление роста тока с увеличением V_e (ср. этот момент с [8]). Причем характерное напряжение, при котором начинаются вытеснение тока и смена зависимости $J_e \sim e^{eV_e/T_0}$ на зависимость $J \sim e^{eV_e/2T_0}$, для ТГЭ с сильно легированной базой больше, чем для ТГЭ, база которых легирована слабо (например, ТГЭ с индуцированной базой). Поэтому характеристики ТГЭ с сильно и слабо легированной базой при относительно больших напряжениях эмиттер-база и больших токах могут различаться существенно.

Приведем численные оценки величин j_s , j_1 , V_0 и V_1 . Положим $\kappa=12$, $d=10^{-4}$ см, $W_e=W_c=2.5 \cdot 10^{-5}$ см, $W_b=10^{-6}$ см, $N_b^0=10^{18}$ см $^{-3}$, $T=300$ К. Имея в виду ТГЭ на основе гетероструктур AlGaAs—GaAs, зададим $\delta_e=0.3$ эВ, $\delta_c=0.275$ эВ, $m=6 \cdot 10^{-29}$ г, $\mu=5 \cdot 10^3$ см 2 /В·с, $\beta=0.95$. В этом варианте имеем $j_s \approx 10$ А/см 2 , $j_1 \approx 8 \cdot 10^4$ А/см 2 . Если $\Sigma_b=0.1$, то $V_0 \approx 0.04$ В и $V_1 \approx 0.17$ В.

В заключение укажем, что проведенное рассмотрение справедливо при не слишком больших напряжениях эмиттер-база $V_e < \delta_e/e$. При больших напряжениях, когда эмиттерный ток лимитируется уже пространственным зарядом электронов в N -слое эмиттера, эффект вытеснения тока характеризуется рядом дополнительных особенностей. Их анализ требует отдельного рассмотрения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. Вильнюс, 1985. 196 с.
- [2] Luryi S., Kastalski A. — Physica, 1985, v. 134B, p. 435—465.
- [3] Muto S., Imamura K., Yokoyama N., Hiyamizu S., Mishi H. — Electron. Lett., 1985, v. 21, N 13, p. 555—556.
- [4] Imamura K., Muto S., Fujii T., Yokoyama N., Hiyamizu S., Shibatomi A. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 24, p. 1148—1150.
- [5] Levi A. F. J., Hayes J. R., Bhat T. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 23, p. 1609—1611.
- [6] Chang C.-J., Liu W. C., Jame M. S., Wang J. H., Luryi S., Sze S. M. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1986, v. EDL-7, N 9, p. 497—499.
- [7] Fletcher N. H. — Proc. IRE, 1955, v. 43, N 6, p. 551—559.
- [8] Hauser J. R. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1964, v. ED-11, N 5, p. 238—242.
- [9] Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Л., 1986. 248 с.
- [10] Luryi S. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1985, v. EDL-6, N 3, p. 179—181.
- [11] Суханов А. А., Ткач Ю. Я. — ФТП, 1984, т. 18, в. 7, с. 1277—1280.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Получена 9.10.1987
Принята к печати 10.02.1988