

К ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Ершов М. Ю., Захарова А. А., Рыжий В. И.

Предложен аналитический метод решения кинетического уравнения для горячих электронов, взаимодействующих с полярными оптическими фононами. Найдены угловая и координатная зависимости функции распределения неравновесных электронов, инжектируемых в базу двойной гетероструктуры с монополярной проводимостью. Рассчитан коэффициент усиления по току транзисторов с переносом поперек активных слоев на основе такой структуры. Для сравнения проведено численное моделирование переноса горячих электронов методом Монте-Карло, причем полученные результаты хорошо согласуются с аналитической моделью.

В последнее время в связи с проблемой создания сверхбыстродействующих транзисторов в литературе активно обсуждаются транзисторы с монополярной проводимостью и вертикальным переносом [1-3]. К ним относятся транзисторы на горячих электронах (ТГЭ), принцип действия которых основан на баллистическом (или квазibalлистическом) переносе сильно неравновесных носителей поперек активных слоев структуры и управлении этим переносом посредством потенциала базы, поддерживаемого термализованными электронами в ней. При этом инжекция горячих электронов в базу происходит либо из-за скачка дна зоны проводимости на границе база—эмиттер, либо в результате ускорения их в сильном контактном поле эмиттерного перехода. К первому типу относятся гетероструктурные ТГЭ, которым посвящена настоящая работа. Такие ТГЭ во многом аналогичны биполярным гетеротранзисторам (БГТ), однако в последних основными носителями в базовом слое являются не электроны, а дырки (в БГТ на основе $n-p-n$ -структур). Использование электронов в базе для поддержания ее потенциала позволяет уменьшить толщину базы без увеличения ее сопротивления, так как подвижность электронов обычно существенно больше, чем дырок. В результате уменьшается время переноса горячих электронов через базу настолько, что задержка носителей в базовом слое не влияет на быстродействие ТГЭ.

Протекание электрического тока в структурах ТГЭ имеет ряд специфических особенностей. Первая из них — неоднородность распределения плотности тока эмиттера при относительно больших прямых смещениях эмиттерного перехода. Эффект вытеснения тока к базовым контактам гетероструктурного ТГЭ теоретически изучался в работе [4]. Вторая особенность — наличие энергетического барьера для электронов на границе база—коллектор, который необходим для уменьшения доли неуправляемого тока коллектора. Инжектируемые в базу неравновесные носители, рассеиваясь на примесях, фононах, плазмонах (или связанных плазмон-фононных модах) и т. д. и теряя направленный импульс, эффективно отражаются от коллекторного барьера и составляют базовый ток. Поэтому коэффициент усиления по току ТГЭ обычно невелик (по сравнению с БГТ) и существенно зависит от функции распределения горячих электронов в базе и ее координатной зависимости, а его определение является актуальной задачей. Попытки вычисления коэффициента усиления по току ТГЭ на основе монокристаллических кремниевых структур предпринимались в работах [5-7]. В наиболее серьезной из них [5] функция распределения неравновесных электронов

в базе раскладывалась в ряд по полиномам Лежандра с сохранением двух первых членов, ее координатная зависимость затем находилась с использованием системы уравнений Давыдова с упрощенным интегралом столкновений с междолинными фононами в диффузионной форме. Однако граничные условия на границе база—коллектор в рамках квазиизотропного приближения были сформулированы некорректно, что весьма существенно для определения плотности тока коллектора. Кроме того, функция распределения электронов в тонкой базе ТГЭ, особенно на основе полупроводников без центра инверсии, в которых рассеяние на полярных оптических фононах сильно анизотропно, может быть неквазиизотропной. В настоящей работе теоретически исследуется перенос горячих электронов через базу гетероструктурных ТГЭ на основе материалов АШВУ или их твердых растворов. Находятся зависимости от координаты функции распределения горячих электронов в базе, а также от ее толщины W_b , высоты эмиттерного δ_e и коллекторного δ_c барьеров коэффициента усиления по току таких транзисторов. Предполагается, что уровень легирования базы не слишком высок, так что преобладающим механизмом рассеяния электронов является их взаимодействие с полярными оптическими фононами.

Модель. Кинетическое уравнение

Рассмотрим ТГЭ на основе слоистых гетероструктур типа $n^+ - N - n - N - n^+$, в которых крайние n^+ -слои представляют собой эмиттерный и коллекторный контакты, слабо легированные n -слои за счет большей ширины запрещенной зоны создают эмиттерный и коллекторный барьеры с резкими гетеропереходами на краях базы, а средний, сравнительно сильно легированный n -слой узкозонного полупроводника, является базой. Зонная диаграмма ТГЭ при рабочих напряжениях показана на рис. 1. Будем считать, что величины барьеров для электронов на границах эмиттер—база и база—коллектор не зависят от плотности тока эмиттера, а при расчете эффективности переноса горячих электронов через базу в отличие от [4] ограничимся одномерной моделью ТГЭ. Предположим также, что величины разрывов дна зоны проводимости на эмиттерном и коллекторном краях базы меньше междолинных зазоров между центральной Γ -долиной и боковыми долинами. Поэтому будем учитывать только электроны Γ -долины, а их закон дисперсии считать квадратичным и изотропным.

Для нахождения функции распределения горячих электронов в базе $f(\varepsilon, t, x)$ воспользуемся кинетическим уравнением

$$v(\varepsilon) t \frac{\partial}{\partial x} f(\varepsilon, t, x) = (2\pi)^{-3} \left[dk' W_{k', k} f(\varepsilon', t', x) - f(\varepsilon, t, x) \int dk' W_{k, k'} \right]. \quad (1)$$

Здесь ось x направлена перпендикулярно плоскости эмиттерного (и коллекторного) гетероперехода, $\varepsilon = \varepsilon(\hbar k)$ — кинетическая энергия квазичастицы, $v(\varepsilon) = (2\varepsilon/m)^{1/2}$ — скорость, m — эффективная масса электрона, t — косинус угла между направлением скорости и осью x , $W_{k, k'}$ — вероятность перехода из состояния с квазиволновым вектором k в состояние с квазиволновым вектором k' . При учете статического экранирования для $W_{k, k'}$ имеем следующее выражение:

$$W_{k, k'} = \frac{4\pi^2 q^2 \Omega (\varepsilon_0^{-1} - \varepsilon_\infty^{-1})}{[(k - k')^2 + \varkappa^2]^2} (k - k')^2 \{ (N + 1) \delta[\varepsilon(k') - \varepsilon(k) + \hbar\Omega] + N \delta[\varepsilon(k) - \varepsilon(k') + \hbar\Omega] \}, \quad (2)$$

где $\hbar\Omega$ — энергия полярного оптического фонона, $N = (e^{\hbar\Omega/T} - 1)^{-1}$, T — температура, q — заряд электрона, $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty$ — диэлектрические проницаемости на низких и высоких частотах соответственно, $\varkappa = (4\pi n_0 q^2 / \varepsilon_0 T)^{1/2}$ — обратный радиус экранирования, n_0 — концентрация термализованных электронов в базе.

При $T < \hbar\Omega$ $N \ll 1$. В этой ситуации для приближенного аналитического решения (1) поглощением фононов можно пренебречь, а функцию распределения горячих электронов в базе представить в виде суммы функций распределения электронов, потерявших энергии, равные 0, $\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega, \dots$,

$$f(\varepsilon, t, x) = \sum_n f_n(\varepsilon, t, x), \quad (3)$$

где каждая функция $f_n(\varepsilon, t, x)$ определена при $\varepsilon \geq \varepsilon_n$, а $\varepsilon_n = \delta_\varepsilon - n\hbar\Omega$. Аналогичный метод решения кинетического уравнения применялся, например, в работах [8-10]. Для функций $f_n(\varepsilon, t, x)$ из (1) имеем систему уравнений

$$v(\varepsilon) t \frac{\partial}{\partial x} f_n(\varepsilon, t, x) + v(\varepsilon) f_n(\varepsilon, t, x) = g_n(\varepsilon, t, x). \quad (4)$$

Здесь

$$v(\varepsilon) = \frac{v_0}{4} \left(\frac{\hbar\Omega}{\varepsilon} \right)^{1/2} \left\{ \ln \frac{(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega})^2 + \hbar^2 x^2 / 2m}{(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega})^2 + \hbar^2 x^2 / 2m} - \frac{\hbar^2 x^2 / 2m}{(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega})^2 + \hbar^2 x^2 / 2m} + \frac{\hbar^2 x^2 / 2m}{(\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega})^2 + \hbar^2 x^2 / 2m} \right\} \quad (5)$$

— частота испускания полярных оптических фононов, $v_0 = (x_{\infty}^{-1} - x_0^{-1}) q^2 (2m\hbar\Omega)^{1/2} / \hbar^2$,

$$g_0(\varepsilon, t, x) = 0,$$

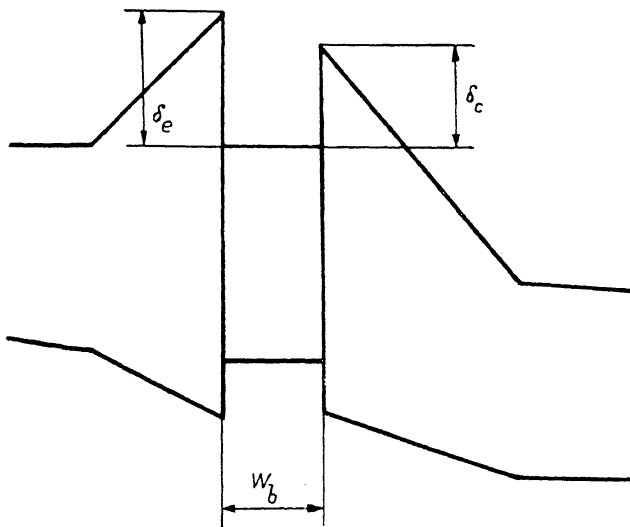


Рис. 1. Зонная диаграмма ТГЭ при рабочих напряжениях.

$$g_n(\varepsilon, t, x) = \frac{v_0}{2} \left(\frac{\varepsilon + \hbar\Omega}{\hbar\Omega} \right)^{1/2} \int_{-1}^1 \gamma_{\varepsilon+\hbar\Omega, \varepsilon}(t', t) f_{n-1}(\varepsilon + \hbar\Omega, t', x) dt', \quad (6)$$

$$n \geq 1,$$

где

$$\gamma_{\varepsilon, \varepsilon}(t', t) = \hbar\Omega [(\varepsilon + \varepsilon' - 2\varepsilon^{1/2}\varepsilon'^{1/2}t't' + \hbar^2 x^2 / 2m)(\varepsilon + \varepsilon' - 2\varepsilon^{1/2}\varepsilon'^{1/2}t't') - 4\varepsilon\varepsilon'(1-t^2)(1-t'^2)] [(\varepsilon + \varepsilon' - 2\varepsilon^{1/2}\varepsilon'^{1/2}t't' + \hbar^2 x^2 / 2m)^2 - 4\varepsilon\varepsilon'(1-t^2)(1-t'^2)]^{-3/2}. \quad (7)$$

Имея в виду термоэмиссионный характер инжекции горячих электронов в базу, в качестве граничных при $x=0$ возьмем следующие условия:

$$f_0(\varepsilon, t, 0) = F(\varepsilon) \Theta[v(\varepsilon)t - v(\delta_\varepsilon)],$$

$$F(\varepsilon) = \frac{2\pi^2 \hbar^3}{mT^2} \frac{j(0)}{q} e^{(\delta_\varepsilon - \varepsilon)/T}, \quad (8)$$

$$f_n(\varepsilon, t, 0) = f_n(\varepsilon, -t, 0) \text{ при } n \geq 1.$$

Здесь $j(0)$ — плотность тока горячих электронов на границе эмиттер—база, $\Theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Учитывая то, что коллекторный барьер

могут преодолеть только электроны, для которых $v(\varepsilon)t > v(\delta_c)$, и пренебрегая потоком электронов из коллектора в базу на границе база—коллектор (при $x = W_b$), положим

$$\begin{aligned} f_n(\varepsilon, t, W_b) &= 0 & \text{при } t \leq -\left(\frac{\delta_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \\ f_n(\varepsilon, t, W_b) &= f_n(\varepsilon, -t, W_b) & \text{при } |t| < \left(\frac{\delta_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Решение кинетического уравнения

Находим решение (4) с граничными условиями (8), (9):

$$\begin{aligned} f_n(\varepsilon, t, x) &= f_n(\varepsilon, t, 0) e^{-x/l(\varepsilon)t} & \text{при } n \geq 1, \\ f_n(\varepsilon, t, x) &= \frac{e^{-x/l(\varepsilon)t}}{v(\varepsilon)t} \{C_n(\varepsilon, t) + F_n(\varepsilon, t, x)\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$F_n(\varepsilon, t, x) = \int_0^x g_n(\varepsilon, t, x') e^{x'/l(\varepsilon)t} dx',$$

$$C_n(\varepsilon, t) = \begin{cases} F_n(\varepsilon, -|t|, W_b) & \text{при } t \geq \left(\frac{\delta_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \\ -F_n(\varepsilon, -|t|, W_b) & \text{при } t \leq -\left(\frac{\delta_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \\ \frac{e^{-W_b/l(\varepsilon)t} F_n(\varepsilon, t, W_b) + e^{W_b/l(\varepsilon)t} F_n(\varepsilon, -t, W_b)}{2 \operatorname{Sh}[W_b/l(\varepsilon)t]} & \text{при } |t| < \left(\frac{\delta_c}{\varepsilon}\right)^{1/2}. \end{cases}$$

Здесь $l(\varepsilon) = v(\varepsilon)/\nu(\varepsilon)$. Однако пользоваться выражениями (10) для нахождения функций распределения горячих электронов $f_n(\varepsilon, t, x)$ при $n \geq 1$ неудобно, так как они достаточно сложны. К тому же подынтегральные выражения имеют особенности при $t=0$. В работе [10] для определения числа рекомбинирующих в базе БГТ инжектируемых электронов применялся метод усреднения функций $g_n(\varepsilon, t, x)$ по толщине базы, затем находились средние по толщине функции $f_n(\varepsilon, t, x)$. Однако в данной ситуации важна координатная зависимость функции распределения горячих электронов, и этот метод оказывается неприменимым. Определим $f_n(\varepsilon, t, x)$ следующим образом. Подставляя $f_0(\varepsilon + \hbar\Omega, t', x)$ в (6), найдем $g_1(\varepsilon, t, x)$. Заметим, что $e^{-x'/l(\varepsilon)t'}$ является достаточно плавной функцией t' на отрезке $[(\delta_c/\varepsilon)^{1/2}, 1]$ при $\delta_c \gg T$ и $W_b < l(\varepsilon)$ в области значений ε , когда $f_0(\varepsilon, t', x)$ существенно отлична от нуля, и приблизительно равна $e^{-x'/l(\varepsilon)}$. [При этом $\gamma_{\varepsilon+\hbar\Omega, \varepsilon}(t', t)$ имеет резкий максимум при $t' \approx t$ и быстро падает при $t' \neq t$]. Положив в экспоненте выражения для $f_0(\varepsilon + \hbar\Omega, t', x)$ $t' \approx 1$, имеем

$$g_1(\varepsilon, t, x) \approx v_0 \left(\frac{\varepsilon + \hbar\Omega}{\hbar\Omega}\right)^{1/2} F(\varepsilon + \hbar\Omega) \varphi(\varepsilon + \hbar\Omega) e^{-x/l(\varepsilon+\hbar\Omega)}, \quad (11)$$

$$\varphi(\varepsilon + \hbar\Omega) = \frac{1}{2} \int_{(\delta_c/\varepsilon+\hbar\Omega)^{1/2}}^1 \gamma_{\varepsilon+\hbar\Omega, \varepsilon}(t', t) dt',$$

а $f_1(\varepsilon, t, x)$ определяется (10), где

$$F_1(\varepsilon, t, x) = g_1(\varepsilon, t, 0) \left(\frac{1}{l(\varepsilon)t} - \frac{1}{l(\varepsilon + \hbar\Omega)} \right)^{-1} (e^{x/l(\varepsilon)t - x/l(\varepsilon + \hbar\Omega)} - 1). \quad (12)$$

При не слишком низких значениях T $f_1(\varepsilon, t, x)$ [и все последующие $f_n(\varepsilon, t, x)$] можно считать достаточно плавной функцией t , из-за того что значительная доля электронов рассеивается при испускании оптического фотона не только вперед. Тогда, подставляя в (6) $f_1(\varepsilon + \hbar\Omega, t', x)$ и учитывая, что $\gamma_{\varepsilon+\hbar\Omega, \varepsilon}(t', t)$ имеет резкий максимум при $t' \approx t$, по методу перевала находим

$$g_2(\varepsilon, t, x) \approx f_1(\varepsilon + \hbar\Omega, t, x) v(\varepsilon + \hbar\Omega) \left(\frac{\varepsilon + \hbar\Omega}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

а $f_2(\varepsilon, t, x)$ определяется (10), где

$$F_2(\varepsilon, t, x) = \frac{(\varepsilon + \hbar\Omega/\varepsilon)^{1/2}}{l(\varepsilon + \hbar\Omega)t} \left\{ \left[C_1(\varepsilon + \hbar\Omega, t) - g_1(\varepsilon + \hbar\Omega, t, 0) \times \right. \right. \\ \times \left(\frac{1}{l(\varepsilon + \hbar\Omega)t} - \frac{1}{l(\varepsilon + 2\hbar\Omega)t} \right)^{-1} \left(\frac{1}{l(\varepsilon)t} - \frac{1}{l(\varepsilon + \hbar\Omega)t} \right)^{-1} (e^{x/l(\varepsilon)t - x/l(\varepsilon + \hbar\Omega)t} - 1) + \\ \left. \left. + g_1(\varepsilon + \hbar\Omega, t, 0) \left(\frac{1}{l(\varepsilon + \hbar\Omega)t} - \frac{1}{l(\varepsilon + 2\hbar\Omega)t} \right)^{-1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{1}{l(\varepsilon)t} - \frac{1}{l(\varepsilon + 2\hbar\Omega)t} \right)^{-1} (e^{x/l(\varepsilon)t - x/l(\varepsilon + 2\hbar\Omega)t} - 1) \right\}. \quad (14)$$

Остальные функции $F_n(\varepsilon, t, x)$ находятся аналогично, однако эти выражения громоздки и мы их приводить не будем, тем более что при $W_b \ll l(\varepsilon)$ функции $f_n(\varepsilon, t, x)$ быстро убывают с ростом номера n и становятся более изотропными, поэтому вклад в плотность тока электронов, испустивших большое число фононов, должен быть незначительным.

Используя выражения для $f_n(\varepsilon, t, x)$, можно найти плотность тока горячих электронов в базе:

$$j(x) = \frac{qm}{\pi^2 \hbar^3} \int_{\delta_e} \varepsilon d\varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^1 t dt \frac{(\varepsilon - n\hbar\Omega)}{\varepsilon} f_n(\varepsilon - n\hbar\Omega, t, x). \quad (15)$$

Подставляя в (15) значения $f_n(\varepsilon, t, W_b)$, определим эффективность переноса горячих электронов через базу $\beta = j(W_b)/j(0)$ и коэффициент усиления по току ТГЭ $\alpha = \beta/(1 - \beta)$, при этом ограничимся случаем $\delta_e \geq \varepsilon_2$ (это разумно, поскольку с уменьшением энергетического барьера для электронов на границе база-коллектор сильно возрастает неуправляемый ток коллектора). Поскольку преодолеть коллекторный барьер могут только электроны, для которых $t \geq v(\delta_e)/v(\varepsilon)$, функции $f_n(\varepsilon, t, W_b)$ при $W_b \ll l(\varepsilon)$ и $t \geq (\delta_e/\varepsilon)^{1/2}$ можно разложить в ряд по $W_b/l(\varepsilon)$ с сохранением нескольких первых членов. Если $\delta_e \geq \varepsilon_2$, достаточно оставить три первых члена.

Тогда

$$\beta = 1 - 2 \int_{\delta_e} \frac{d\varepsilon \varepsilon}{T^2} e^{\frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon)}{T}} \sum_{n=0}^2 I_n \theta(\varepsilon - n\hbar\Omega - \delta_e), \quad (16)$$

где

$$I_0 = \frac{W_b}{l(\varepsilon)} \left(1 - \sqrt{\frac{\delta_e}{\varepsilon}} \right) - \frac{1}{4} \frac{W_b^2}{l^2(\varepsilon)} \ln \left(\frac{\varepsilon}{\delta_e} \right), \\ I_1 = -\gamma_0 \frac{W_b}{v(\varepsilon)} \left(\frac{\varepsilon - \hbar\Omega}{\hbar\Omega} \right)^{1/2} \left[\int_{(\delta_e/\varepsilon - \hbar\Omega)^{1/2}}^1 dt \varphi(\varepsilon, t) \left(1 - \frac{W_b}{2l(\varepsilon - \hbar\Omega)t} - \frac{W_b}{2l(\varepsilon)} \right) + \right. \\ \left. + \int_{(\delta_e/\varepsilon - \hbar\Omega)^{1/2}}^1 dt \varphi(\varepsilon, -t) \left(1 - \frac{3W_b}{2l(\varepsilon - \hbar\Omega)t} - \frac{W_b}{2l(\varepsilon)} \right) \right], \quad (17) \\ I_2 = -\frac{\gamma_0 W_b^2}{l(\varepsilon - \hbar\Omega)v(\varepsilon)} \left(\frac{\varepsilon - \hbar\Omega}{\hbar\Omega} \right)^{1/2} \int_{(\delta_e/\varepsilon - 2\hbar\Omega)^{1/2}}^1 \frac{dt}{2t} [3\varphi(\varepsilon, -t) + \varphi(\varepsilon, t)].$$

Зависимости величин β и $\alpha = \beta/(1 - \beta)$ для базы из $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ при $T = 300$ К и $n_0 = 10^{17}$ см⁻³ от ее толщины при различных значениях коллекторного барьера, рассчитанные по формулам (16), (17), изображены на рис. 2, а и б соответственно. Для сравнения приведена кривая, полученная методом Монте-Карло с учетом экранирования электрон-фононного взаимодействия, непараболичности зонной

структуры и потерь энергии горячими электронами на плазмонах. Использовались данные, взятые из работ [11, 12]. Характеристики ТГЭ, найденные аналитически, довольно хорошо согласуются с результатами, полученными численными методами. Хотя относительные ошибки, обусловленные неточностью использованного разложения по малому параметру и влиянием непараболичности, значительны ($\sim 10\%$), они довольно хорошо компенсируют друг друга. Основной вклад в плотность тока коллектора вносят баллистические электроны, так как функции распределения носителей, испустивших один или два фотона

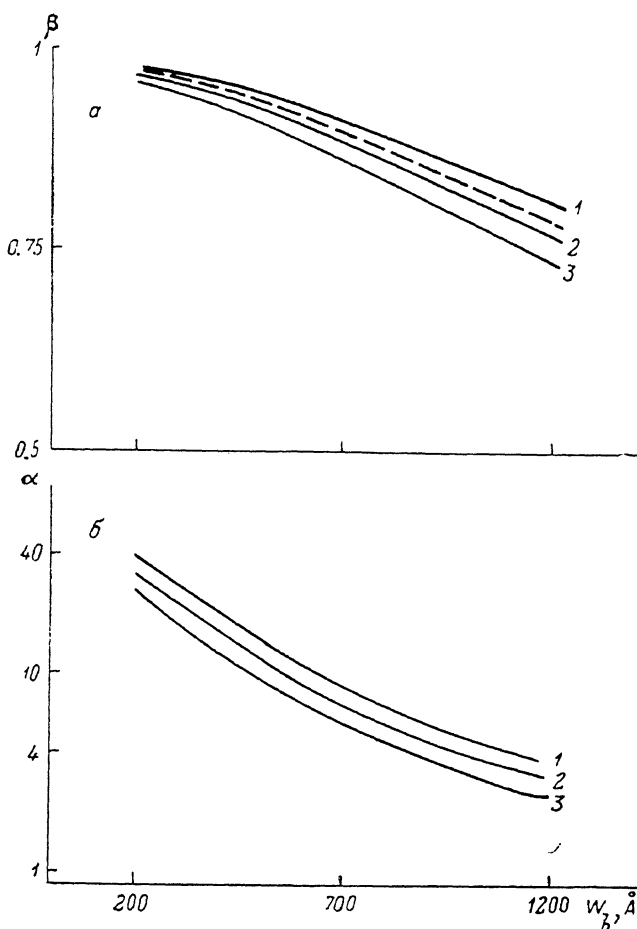


Рис. 2.

Сплошные кривые — расчет при следующих значениях параметра δ_c , эВ: 1 — 0.24, 2 — 0.27, 3 — 0.3; $\delta_e = 0.3$ эВ. Штриховая кривая — расчет методом Монте-Карло при $\delta_c = 0.24$, $\delta_e = 0.3$ эВ.

оказываются существенно изотропными, в результате лишь небольшое число таких электронов способно преодолеть коллекторный барьер. Поэтому β и α сравнительно слабо зависят (при выбранных значениях параметров) от величины δ_c . Так как при испускании горячими электронами плазмонов не происходит изменения направления их движения, учет этого механизма рассеяния при $n_0 \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ также незначительно влияет на характеристики ТГЭ.

В заключение отметим, что с понижением температуры значения β и α увеличиваются. Это происходит потому, что функция распределения электронов, инжектируемых в базу, становится сильно анизотропной. Соответственно увеличиваются анизотропия $f_1(\epsilon, t, x)$, $f_2(\epsilon, t, x)$ и доля электронов, способных преодолеть коллекторный барьер. Отметим также, что коллекторный гетеропереход мы полагали достаточно плавным по сравнению с длиной волны горячего электрона и на этом основании пренебрегли влиянием надбарьерного отражения на границе база—коллектор на коэффициент усиления по току ТГЭ.

Список литературы

- [1] Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. Вильнюс, 1985. 196 с.
- [2] Luyi S., Kastalski A. // *Physica*. 1985. V. 134B. P. 435—465.
- [3] Борблик В. Л., Грибников З. С. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1537—1555.
- [4] Рыжий В. И., Хмырова И. И. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1277—1282.
- [5] Ridley В. К. // *Sol. St. Electron*. 1981. V. 24. N 2. P. 147—154.
- [6] Herbert D. C., Kirton M. J. // *Physica. B+C*. 1985. V. 1-3. P. 537.
- [7] Berz F. // *Sol. St. Electron*. 1986. V. 29. N 12. P. 1213—1222.
- [8] Рыжий В. И., Захарова А. А., Панасов С. Н. // *ФТП*. 1985. Т. 19. В. 3. С. 480—485.
- [9] Mahan G. J. // *J. Appl. Phys*. 1985. V. 58. N 6. P. 2242—2251.
- [10] Константинов О. В., Мезрин О. А. // *ФТП*. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2025—2034.
- [11] Lugli P., Ferry D. K. // *IEEE Trans. Electron. Dev*. 1984. V. 6. N 1. P. 25—27.
- [12] Katoh R., Kurata M., Ioshida J. // *IEEE Trans. Electron. Dev*. 1989. V. 36. P. 846—853.

Физико-технологический институт АН СССР
Москва

Получена 23.01.1990
Принята к печати 17.03.1990