

01;06.2

©1995

КВАНТОВАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ДВУХВАРЬЕРНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР С ПРОЛЕТНЫМ УЧАСТКОМ

Е.И.Голант, А.Б.Пашковский

Как известно, двухбарьерные полупроводниковые гетероструктуры резонансным туннелированием электронов (ДБРТС) могут обладать отрицательной динамической активной проводимостью (ОДП) $G < 0$ в широком диапазоне частот вплоть до нескольких ТГц [1]. Однако высокая реактивная проводимость $B \approx \omega C$, определяемая емкостью C , приводит к весьма малым значениям отрицательного динамического сопротивления (ОДС) ДБРТС: $R \approx G/(\omega C)^2$, не позволяя скомпенсировать неизбежно присутствующее положительное сопротивление переходных и контактных слоев. Известным путем преодоления этой трудности является создание непосредственно вслед за ДБРТС пролетного участка определенной толщины, позволяющего существенно увеличить ОДС структуры не только за счет увеличения ее толщины (уменьшения емкости), но и за счет ОДП самого пролетного участка [2]. Расчет таких диодов, называемых резонансно-туннельно-пролетными диодами (РТПД или QWITT), был проведен в [3] на основе квазистатического представления ДБРТС как инжектора с заданной проводимостью, инжектирующего электроны в классический пролетный участок с известной зависимостью скорость-поле. Однако в ТГц диапазоне длин волн необходим строгий последовательный анализ РТПД.

Рассмотрим этот вопрос на примере РТПД, на который в отсутствие постоянного электрического поля подается слабое однородное высококачественное (ВЧ) электрическое поле $E(t) = E \cdot (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ ($2E$ — амплитуда ВЧ поля). Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо. Тогда нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \gamma \delta(x) \psi + \gamma \delta(x-a) \psi + H(t) \psi, \quad (1)$$

$$H(t) = (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \times \\ \times \left[-qEx(\theta(x) - \theta(x-a-l)) - \beta\delta(x-a) - qE(a+l)\theta(x-a-l) \right].$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона, a — расстояние между барьерами, $\beta = \gamma qEa/\varphi_B$ — эффективное изменение высоты второго барьера, $\gamma = \varphi_B b$, где φ_B , b — высота и толщина барьера, l — длина пролетного участка, $\theta(x)$ — единичная функция. Решение (1) можно искать в виде $\psi(x, t) = \psi_0(x) \cdot e^{-i\omega_0 t} + \psi_+(x)e^{-i(\omega_0 + \omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0 - \omega)t}$ [4,5], где ψ_0 — невозмущенная волновая функция, $|\psi_{\pm}| \ll |\psi_0|$, $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$. Для функции ψ_{\pm} имеем

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x], & x < 0, \\ A_{\pm} \sin(k_{\pm}x) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}x) + \varphi_{\pm}(x), & 0 < x < a, \\ G_{\pm} \sin(k_{\pm}(x-a)) + \\ + Z_{\pm} \cos(k_{\pm}(x-a)) + \chi_{\pm}(x), & a < x < a+l, \\ C_{\pm} \exp[ik_{\pm}(x-a-l)] + \\ + P_{\pm} \exp[ik_{\pm}(x-a-l)], & x > a+l, \end{cases}$$

где $k = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}$, $k_{\pm} = (2m^*(\omega_0 \pm \omega)/\hbar)^{1/2}$,

$$P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \cdot C_0 \exp(ikl) (C_0 = \psi_0(a)),$$

$$\varphi_{\pm} = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0 + \frac{qE}{m^*\omega^2} \psi',$$

$$\chi_{\pm} = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0 + \frac{qE}{m^*\omega^2} \psi'_0.$$

Коэффициенты A_{\pm} , B_{\pm} , C_{\pm} , D_{\pm} , G_{\pm} , Z_{\pm} находятся из условий сшивания волновой функции и ее производных на барьерах и границах области в каждый момент времени:

$$\begin{cases} D_{\pm} = B_{\pm} + \varphi_{\pm}(0), \\ k_{\pm}A_{\pm} + \varphi'_{\pm}(0) + ik_{\pm}D_{\pm} = \frac{2m^*\gamma}{\hbar^2} D_{\pm}, \\ A_{\pm} \sin(k_{\pm}a) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}a) + \varphi_{\pm}(a) = Z_{\pm} + \chi_{\pm}, \\ k_{\pm} \left[G_{\pm} - A_{\pm} \cos(k_{\pm}a) + B_{\pm} \sin(k_{\pm}a) \right] + \chi'_{\pm}(a) - \varphi'_{\pm}(a) = \\ = \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[\gamma(Z_{\pm} + \chi_{\pm}(a)) - \beta C_0 \right], \\ C_{\pm} + P_{\pm} = G_{\pm} \sin(k_{\pm}l) + Z_{\pm} \cos(k_{\pm}l) + \chi_{\pm}(a+l), \\ ikC_{\pm} + ikP_{\pm} = k_{\pm} \left[G_{\pm} \cos(k_{\pm}l) - Z_{\pm} \sin(k_{\pm}l) \right] = \chi'_{\pm}(a+l). \end{cases}$$

Решив данную систему с использованием формулы для энергообмена между электронами и ВЧ полем [4,6], можно рассчитать частотные зависимости активной динамической проводимости:

$$G(\varepsilon, \omega) = -\frac{\hbar\omega}{2a^2 E^2} \cdot (J_+ - J_-), \quad (2)$$

где $J_{\pm} = \hbar k_{\pm} (|C_{\pm}|^2 + |D_{\pm}|^2) / m^*$ — потоки частиц, поглотивших или отдавших квант энергии $\hbar\omega$.

Результаты расчета активной проводимости σ (здесь для наглядности приведена проводимость $\sigma = a \cdot G$) на частоте $\nu = 2$ ТГц от длины пролетного участка РТПД на основе GaAs/AlGaAs ДБРТС с высотами барьеров $\varphi_B = 1.04$ эВ, толщиной $b = 11$ Å, расстоянием между барьерами $a = 65$ Å (высота резонансного уровня $\varepsilon_0 \approx 100$ мэВ) при прохождении через диод моноэнергетических электронов с концентрацией $n = 10^{17}$ см⁻³ приведены на рис. 1. Видно, что пролетный участок оказывает существенное влияние

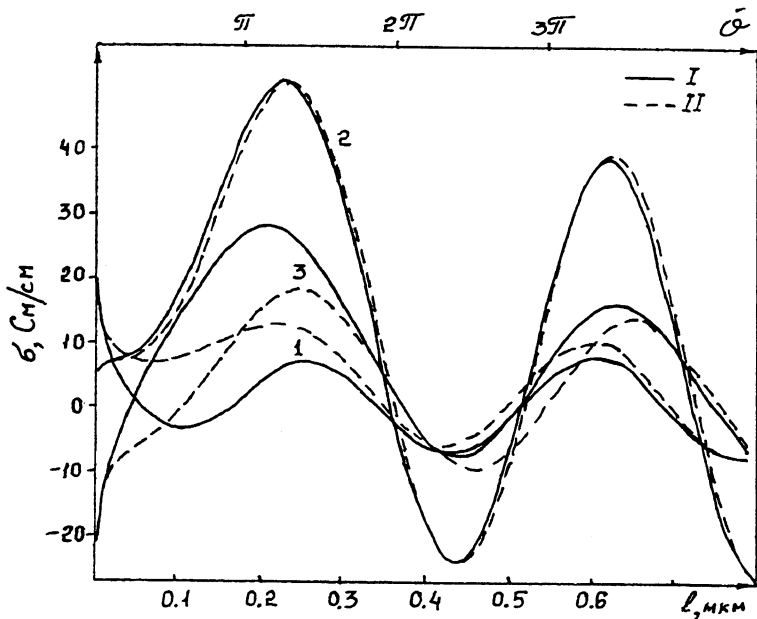


Рис. 1. Зависимость активной проводимости РТПД на частоте 2 ТГц от длины пролетного участка. Квантово-механический расчет I, классический расчет II. Энергия электронов: 1 — $\varepsilon = 90$ мэВ, 2 — $\varepsilon = E_0 = 100$ мэВ, 3 — $\varepsilon = 110$ мэВ. Концентрация электронов $n = 10^{17}$ см⁻³. На верхней оси приведен угол пролета для электронов с энергией $\varepsilon = 100$ мэВ.

на величину активной проводимости структуры; в частности при $l \approx 0.4-0.5$ мкм проводимость РТПД отрицательна и достигает минимума независимо от знака проводимости ДБРТС. Естественно предположить [6], что при больших l для РТПД вполне приемлемо классическое описание. На этом же рисунке приведены зависимости $\sigma(l) = j_i/2E$, для которых вклад от ДБРТС в наведенный ток j_i рассчитывался квантово-механически, а вклад от пролетного участка — в предположении классического баллистического движения электронов:

$$j_i = \frac{a}{a+l} j_{ia} + \frac{l}{a+l} \cdot [j_{iln} + M \cdot j_{inj}].$$

Здесь j_{ja} — наведенный ток двухбарьерной структуры, j_{iln} — классически рассчитываемая составляющая наведенного тока, возникающая вследствие ВЧ модуляции дрейфовой скорости электронов в пролетном участке [6], j_{inj} — переменная составляющая тока, инжектированного в пролетный участок из ДБРТС, причем, как можно строго показать, j_{inj} определяется модуляцией по плотности потока электронов, выходящих из ДБРТС с постоянной скоростью:

$$v_0 = \frac{\hbar}{m^*} \left[\frac{k_0 + k_-}{2} + \frac{\text{Re}(C_0^* C_+)}{\text{Re}(C_0^* C_+) + \text{Re}(C_0^* C_-)} \cdot \frac{k_+ - k_-}{2} \right],$$

так что наведенный этими электронами ток равен $M \cdot j_{inj}$ [7], где

$$M = \frac{\sin \vartheta}{\vartheta} + i \frac{1 - \cos \vartheta}{\vartheta}, \quad \vartheta = \omega l / v_0.$$

Интересно отметить, что в случае резонансного прохождения электронов классический расчет практически совпадает с квантово-механическим. Отличия при нерезонансном прохождении существенны только при малых углах пролета. Таким образом, в наиболее интересной с практической точки зрения области углов пролета вполне допустим классический расчет пролетного участка, для которого разработаны методики, позволяющие учесть пространственный заряд и столкновительный режим пролета электронов.

На рис. 2 приведены практически важные зависимости удельного сопротивления РТПД на частоте $\nu = 2$ ТГц от длины пролетного участка, рассчитанные с учетом функции распределения. Предполагается, что электроны падают на ДБРТС из гетероинжектора, в котором они имеют распределение Ферми, концентрацию $n = 10^{18}$ см⁻³ и температуру $T = 77$ К. Квантовым отражением от границы гетероинжектора пренебрегается. Видно, что проводимость

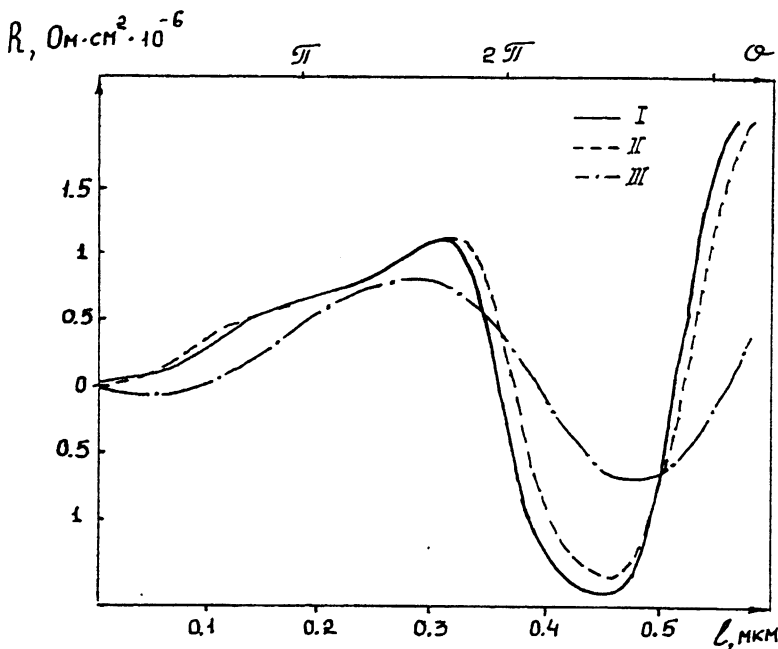


Рис. 2. Зависимость активного сопротивления РТПД на частоте 2 ТГц от длины пролетного участка. Высота инжектора: I — $E_i = 80$ мЭв, II — $E_i = 100$ мЭв, III — $E_i = 110$ мЭв. Концентрация электронов в инжекторе $n = 10^{18}$ см $^{-3}$, температура $T = 77$ К. На верхней оси приведен угол пролета для электронов с энергией $\epsilon = 100$ мЭв.

заметно зависит от высоты инжектора (режима работы), а использование длинных пролетных участков и оптимальных углов пролета позволяет на порядок повысить ОДС РТПД в бесстолкновительном режиме по сравнению с максимальным ОДС РТПД с коротким пролетным участком.

Авторы благодарны А.С. Тагеру за внимание к работе.

Данная работа поддерживается РФФИ, проект № 94-02-04449.

Список литературы

- [1] Frenslы W.R. // Superlattices and Microstructures. 1988. V. 4. N 4/5. P. 497-501.
- [2] Kesan V.P., Neikirk D.P., Streetman B.G., Blakey P.A. // IEEE Electron Dev. Lett. 1987. V. EDL-8. N 4. P. 129-131.
- [3] Kesan V.P., Neikirk D.P., Blakey P.A., Streetman B.G., Linton T.D. // IEEE Electron Dev. Lett. 1987. V. EDL-8. N 4. P. 129-131.
- [4] Пашковскй А.Б. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 1-6.

- [5] Пашковский А.Б. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 7-11.
- [6] Голант Е.И., Пашковский А.Б., Тагер А.С. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. В. 5. С. 832-840.
- [7] Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2. М. : Энергия, 1964. С. 27.

Поступило в Редакцию
22 июля 1994 г.
