Письма в ЖТФ, том 21, вып. 15 12 августа 1995 г.

01;06

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ДВУХБАРЬЕРНЫЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ

А.Б.Пашковский

Одной из актуальных задач в области прохождения электронов через двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (ДБРТС) является исследование влияния пространственного заряда на электронный транспорт. Однако если влияние статического пространственного заряда на стационарное прохождение электронов через ДБРТС изучено достаточно подробно [1,2], то влияние статического, а тем более динамического пространственного заряда на взаимодействие электронов с высокочастотным (ВЧ) полем практически не исследовалось (близкая задача рассматривалась лишь численно [3]).

Рассмотрим простейшую симметричную двухбарьерную структуру толщиной a с тонкими (δ-образными) барьерами [4,5] в отсутствие постоянного электрического поля. Предполагается, что к структуре приложен слабый гармонически изменяющийся потенциал, а пространственный заряд и электрическое поле вне структуры отсутствуют. Пусть однородное электрическое поле в структуре изменяется во времени по закону $E(t) = E \cdot (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо. Тогда, с учетом сделанных выше допущений, нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

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

$$H(x,t) = -qE\cdot[x(\theta(x)-\theta(x-a)) + ab\delta(x-a) + a\theta(x-a)]\times$$
$$\times(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t}) + q\varphi[x,\psi] + q\varphi[a,\psi]\cdot b\cdot\delta(x-a).$$

Здесь q, m^* — заряд и масса электрона, $\alpha = \varphi_Б b$, где $\varphi_Б$, b — высота и толщина барьера, $\theta(x)$ — единичная функция, $\varphi[x,\psi]$ — изменение потенциала, связанное с пространственным зарядом; $\varphi[x,\psi]$ удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2\varphi[x,\psi]}{\partial a^2} = -\frac{q}{\varkappa}\Delta n[\psi], \qquad (2)$$

где $\Delta n[\psi]$ — возмущение концентрации электронов в структуре, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Так как гармонический сигнал мал, то изменение всех величин во времени тоже должно быть гармоническим. Для оценок сделаем упрощающие допущения: пусть $\Delta n(x,t) = n(x) \cdot (e^{i\omega t + i\gamma} + e^{-i\omega t - i\gamma})$, а $n(x) = n = \text{const}$, тогда с учетом симметрии структуры:

$$\varphi(x,t) = \frac{qn}{2\varkappa}(ax - x^2) \cdot (e^{i\omega t + i\gamma} + e^{-i\omega t - i\gamma}). \tag{3}$$

Эти приближения могут стать неприменимы при проводимостях $|\sigma| > \omega\varkappa$, когда динамика электронов существенно зависит от пространственного заряда, а последнее еще и когда $n(x)$ меняет знак на длине структуры (это возможно, когда размеры ДБРТС больше половины длины волны электрона). В приближении малого сигнала решение уравнения (1) с возмущением $H(x,t) = V_-(x)e^{i\omega t} + V_+(x)e^{-i\omega t}$ можно искать в виде [6]: $\psi = \psi_0 + \psi_1 = \psi_0(x) \cdot e^{-i\omega_0 t} + \psi_+(x) \cdot e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x) \cdot e^{-i(\omega_0-\omega)t}$, где ψ_0 — решение невозмущенной задачи ($\omega_0 = \varepsilon/\hbar$, ε —энергия электронов, падающих на структуру), $|\psi_1| \ll |\psi_0|$. В силу линейности рассматриваемой задачи $\psi_1 = \psi_1[E] + \psi_1[\varphi]$. Функции $\psi_\pm$ для данной структуры имеют вид

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

где $k = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}$, $k_\pm = (2m^*(\omega_0 \pm \omega)/\hbar)^{1/2}$, $P_\pm = \pm\frac{V(a)}{\hbar\omega} \times \psi_0(a)$, а $\chi_\pm(x)$ — частные решения уравнения

$$\hbar(\omega_0 \pm \omega)\chi_\pm(x) = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2 \chi_\pm}{\partial x^2} + V_\pm(x)\psi_0(x). \tag{4}$$

Коэффициенты $A_\pm$, $B_\pm$, $C_\pm$, $D_\pm$ находятся из условий сшивания волновой функции и ее производных на барьерах в каждый момент времени.

При $V_\pm(x) = -qEx$

$$\chi_\pm = \mp\frac{qEx}{\hbar\omega}\psi_0 + \frac{qE}{m^*\omega^2}\psi_0', \tag{5}$$

а при $V_\pm(x) = -q^2nx^2/2\varkappa = Vx^2$

$$\chi_\pm = \pm\frac{Vx^2}{\hbar\omega}\psi_0 - \frac{2Vx}{m^*\omega^2}\psi_0' - \frac{V}{m^*\omega^2}\left[1 \pm \frac{4\omega_0}{\omega}\right]\psi_0. \tag{6}$$

Изменение концентрации можно рассчитать, используя функции $\Psi_{\pm}$, однако в данном случае это удобнее делать, используя токи, текущие через границы структуры $j(0,t)$, $j(a,t)$. Действительно, $qa \cdot \partial n/\partial t = j(0,t) - j(a,t)$, так что

$$n\cos(\omega t+\zeta) = \frac{1}{qa\omega}\Big\{|j(0)|\cdot\sin(\omega t+\zeta(0)) - |j(a)|\sin(\omega t+\zeta(a))\Big\}. \tag{7}$$

Пусть изменению потенциала $V_{\pm}(x) = -qEx/2$ соответствует изменение концентрации $n_E \cdot \cos(\omega t + \zeta_1)$, а изменению потенциала $V_{\pm}(x) = q^2N(ax-x^2)/4\varkappa$ (здесь N — нормировочная концентрация) соответствует изменение концетрации $n_\varphi \cdot \cos(\omega t+\zeta_2)$. Обозначим через $n_q \cdot \cos(\omega t+\gamma)$ изменение концентрации, связанное только с пространственным зарядом. Тогда при однородном гармонически изменяющемся поле $E\cdot\cos\omega t$ полное изменение потенциала будет иметь вид

$$V(t) = qEx\cdot\cos\omega t + \frac{q^2(ax-x^2)}{2\varkappa}\times$$
$$\times\left\{n_E\cos(\omega t+\zeta_1) + n_q\cdot\cos(\omega t+\gamma)\right\}. \tag{8}$$

Этому изменению потенциала соответствует изменение концентрации

$$\tilde{n}(t) = n_E\cdot\cos(\omega t+\zeta_1) + \frac{n_E n_\varphi}{N}\cos(\omega t+\zeta_1+\zeta_2)+$$
$$+\frac{n_q n_\varphi}{N}\cos(\omega t+\zeta_2+\gamma). \tag{9}$$

Самосогласованным решение будет в том случае, когда возмущение концентрации электронов, индуцированное пространственным зарядом и однородным полем $\tilde{n}(t)$, равно концентрации пространственного заряда

$$\tilde{n}(t) = n(t) = n_q\cos(\omega t+\gamma) + n_E\cdot\cos(\omega t+\zeta_1), \tag{10}$$

откуда получаем

$$n_q\cdot\cos(\omega t+\gamma) = \frac{n_q n_\varphi}{N}\cos(\omega t+\zeta_2+\gamma) + \frac{n_E n_\varphi}{N}\cos(\omega t+\zeta_1+\zeta_2). \tag{11}$$

Так как это равенство выполняется в каждый момент времени, то множители при $\cos\omega t$ и $\sin\omega t$ должны быть равны, откуда

$$\operatorname{ctg}\gamma = \frac{N\cdot\operatorname{ctg}(\zeta_1+\zeta_2) - n_\varphi[\operatorname{ctg}(\zeta_1+\zeta_2)\cdot\cos\zeta_2+\sin\zeta_2]}{N+n_\varphi[\operatorname{ctg}(\zeta_1+\zeta_2)\cdot\sin\zeta_2-\cos\zeta_2]},$$

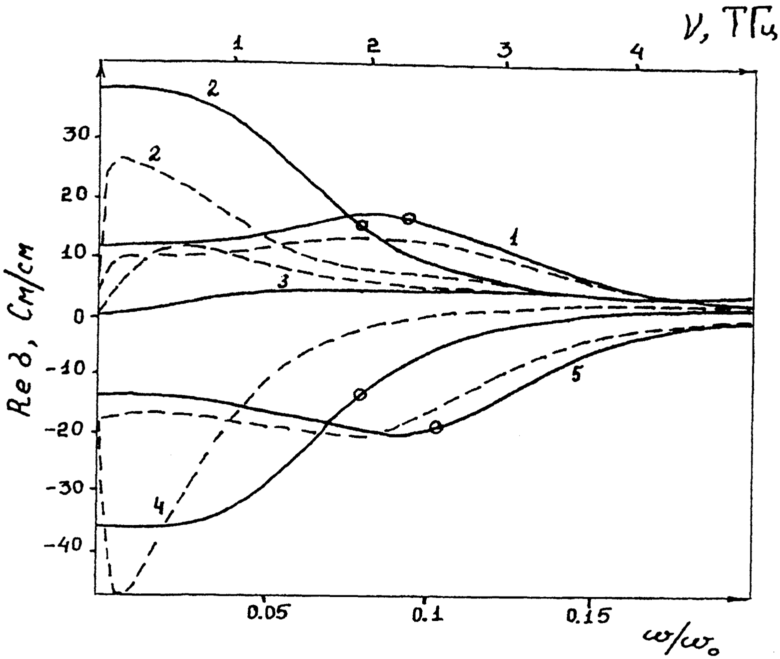

Рис. 1. Зависимость активной проводимости ДБРТС от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$). Расчет без пространственного заряда (——). Расчет с пространственным зарядом (----). Энергия электронов: *1* — $\varepsilon = 0.90\mathcal{E}_0$, *2* — $\varepsilon = 0.95\mathcal{E}_0$, *3* — $\varepsilon = \mathcal{E}_0$, *4* — $\varepsilon = 1.05\mathcal{E}_0$, *5* — $\varepsilon = 1.1\mathcal{E}_0$ (высота первого резонансного уровня $\mathcal{E}_0 \approx 101$ мэВ).

$$n_q = \frac{n_\varphi n_E \cdot \cos(\zeta_1 + \zeta_2)}{N \cdot \cos\gamma - n_\varphi \cos(\zeta_2 + \gamma)}.$$

Таким образом, гармоническому изменению потенциала $V(t)$ (8) соответствует изменение концентрации $n(t)$ (10) и волновые функции электронов $\psi = \psi_0 + \psi_1 = \psi_0 + \psi_1(E) + \psi_1(\varphi(n(t)))$, которые позволяют получить полную информацию о системе в первом порядке теории возмущений.

Для примера рассмотрим прохождение моноэнергетических электронов с концентрацией $n = 10^{17}$ см$^{-3}$ через двухбарьерную GaAs/AlGaAs структуру с высотами барьеров $\varphi_Б = 1.04$ эВ, толщиной $b = 11$ Å, расстоянием между барьерами $a = 65$ Å (высота первого резонансного уровня $\mathcal{E}_0 \approx 101$ мэВ). На рис. 1 приведены зависимости активной проводимости ДБРТС от частоты при различных значениях энергии электронов, рассчитанные с учетом и без учета пространственного заряда. Кружками отмечены значения $|\mathrm{Re}\sigma| \approx \omega\varkappa$. Видно, что при данных значениях концен-

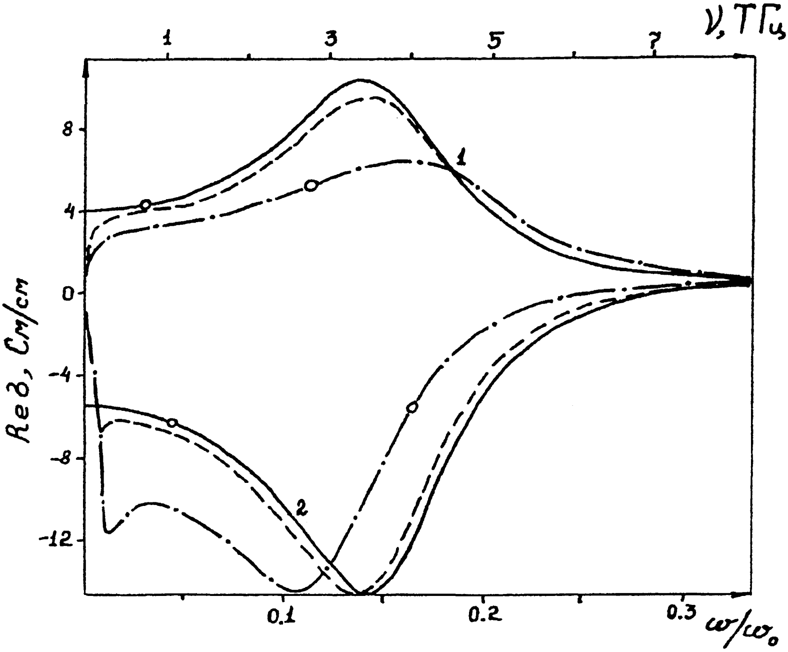

Рис. 2. Зависимость активной проводимости ДБРТС от нормированной частоты ω / ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$). Расчет без пространственного заряда (——), концентрация электронов $n = 10^{17}$ см$^{-3}$. Расчет с пространственным зарядом; $n = 10^{17}$ см$^{-3}$ (- - - -), $n = 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ (–·–·–) (для удобства на рисунке приведена $\mathrm{Re}\tilde{\sigma} = \mathrm{Re}\sigma/5$). Энергия электронов: *1* — $\varepsilon = 0.85\mathcal{E}_0$, 2 — $\varepsilon = 1.15\mathcal{E}_0$ (высота первого резонансного уровня $\mathcal{E}_0 \approx 101$ мэВ).

трации поле пространственного заряда может существенно влиять на динамику электронов, изменяя как величину $\mathrm{Re}\sigma$, так и верхнюю частоту существования отрицательной динамической проводимости. На рис. 2 приведены зависимости $\mathrm{Re}\sigma(\omega)$ при различных концентрациях электронов. Видно, что в приведенном случае увеличение концентрации электронов и соответственно влияния пространственного заряда приводит к изменению частоты, на которой активная проводимость достигает максимума: при $\mathrm{Re}\sigma > 0$ эта частота возрастает, при $\mathrm{Re}\sigma < 0$, наоборот, уменьшается.

Автор благодарен Е.И.Голанту за внимание к работе и полезные замечания.

Данная работа поддерживается РФФИ, проект № 92-02-04449, и Научным советом по программе "Физика твердотельных наноструктур", проект № 1-050.

Список литературы

[1] *Davies R.A.* // GEC J. of Research. 1987. V. 5. N 2. P. 65–75.
[2] *Долманов И.И., Рыжий В.И., Толстихин В.И.* // ФТП. 1991. Т. 24. В. 9. С. 1574–1583.
[3] *Presilla C., Jona-Lasinio G., Capasso F.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 6. P. 5200–5203.
[4] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 7–11.
[5] *Голант Е.И., Пашковский А.Б.* // ФТП. 1994. Т. 28. В. 6. С. 954–962.
[6] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 1–6.

НИИ "Исток"
Фрязино

Поступило в Редакцию
21 февраля 1995 г.