

К ТЕОРИИ ПОЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКТОРА С ТУННельНО-РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРОЙ

Рыжий В. И., Семькина Е. А.

Теория полевого полупроводникового инжектора с туннельно-резонансной структурой на основе гетеропары GaAs/GaAlAs модифицирована для учета рассеяния электронов в потенциальной яме, образующейся в нелегированном буферном слое вблизи барьерной структуры. На основе этой теории исследована работа упомянутого устройства и получены вольтамперные характеристики и функции распределения электронов по энергии при комнатной и азотной температурах для различных концентраций ионизированных доноров в легированной контактной области.

Выбор полевого полупроводникового инжектора (ППИ) с туннельно-резонансной структурой (ТРС) в качестве объекта теоретического исследования обусловлен тем, что использование гетероструктур с резонансным туннелированием электронов в различных полупроводниковых приборах существенно обогащает функциональные возможности последних [1-3]. Кроме того, информация о виде функции распределения электронов по энергии вблизи ТРС может быть весьма полезной для исследования свойств полупроводниковых материалов и структур (так называемая транзисторная спектроскопия [4]).

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению особенностей протекания электрического тока через гетероструктуры типа $n^+ - n - N - n - N - n - n^+$. Рассматриваемые гетероструктуры с ТРС могут замещать эмиттерный барьер, могут входить в состав базы и даже коллектора. Уровневая ТРС, зонная диаграмма которой представлена на рис. 1, может служить, например, в качестве инжектора электронов в различных транзисторах. Теории туннельно-резонансного переноса электронов в подобных ТРС с учетом объемного заряда в буферных n -слоях посвящена работа [5].

В этой работе предполагалось, в частности, что перенос электронов через буферный n -слой происходит баллистически. Поэтому в [5] пренебрегалось накоплением термализованных электронов в буферном n -слое. Если рассеяние электронов в буферном n -слое достаточно эффективно, то концентрация термализованных электронов может быть значительной. Наличие термализованных электронов должно проявляться двояко. С одной стороны, их объемный заряд влияет на вид распределения потенциала в ТРС, а с другой — квазиравновесный характер функции распределения электронов вблизи $n - N$ -перехода должен сказываться на плотности туннельного тока. В данной работе в противоположность [5] рассмотрена ситуация, когда захват и термализация электронов в буферном n -слое вблизи $n - N$ -перехода существенны. Далее приведены результаты расчета функции распределения электронов и вольтамперных характеристик (ВАХ) ППИ с одноуровневой ТРС в предположении, что плотность туннельного тока j намного меньше максимальной плотности тока насыщения j_m сильно легированного n^+ -контакта. В этом случае функция распределения электронов в n -слое является квазиравновесной, за исключением области энергий, соответствующих резонансному уровню ТРС.

Плотность туннельного тока j определяется формулой

$$j = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{\partial \epsilon}{\partial p_x} f(\mathbf{p}, x, t) D(\epsilon_x) dp_x dp_y dp_z,$$

в буферном n -слое и значениями потенциала и его производной на поверхностях, ограничивающих буферный n -слой, т. е. на эмиттере ($x \leq 0$) и ТРС ($W_b \leq x < d$):

$$\varphi|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=W_b} = \frac{-\varphi|_{x=W_b+\nu}}{d+W_b}.$$

Здесь V — напряжение между n^+ -контактами, W_b — толщина буферного n^+ -слоя, d — толщина двухбарьерной $N-n-N$ -области, W_0 — толщина базового буферного n -слоя. Легко убедиться в том, что решением уравнения Пуассона (3) на промежутке $0 < x < W_b$ буферного n -слоя является функция $\varphi(x) = 2 \ln \frac{1}{b\sqrt{2}} \cos [b(x-x_m)]$. Константа b находится путем решения трансцендентного уравнения

$$bW_b = \arccos \left(\frac{2b}{\sqrt{F^2 + 4b^2}} \right) + \arccos \left(b\sqrt{2} e^{\frac{1+2b^2}{2}} \right), \quad (4)$$

где $F = (V - \varphi_b)/(d + W_0)$ — напряженность электрического поля, полагаемая в ТРС постоянной. После решения уравнения (4) все остальные параметры потенциала найдены: высота виртуального катода, образующегося в буферном n -слое $\varphi_m = -\ln(2b^2)$; координата вершины виртуального катода $x_m = \frac{1}{b} \arccos \left(\frac{2b}{\sqrt{F^2 + 4b^2}} \right)$. Падение напряжения на буферном n -слое $\varphi_a = \ln \left(\frac{2}{F^2 + 4b^2} \right)$. Учитывая специфику рассматриваемой задачи, определяемую видом коэффициента прохождения электронов через ТРС, который практически равен нулю при всех энергиях, за исключением отдельной узкой области вокруг резонансного значения энергии, можем записать уравнение Больцмана для функции распределения в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial p_x} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial p_x} = \nu(f^0 - f), \quad (5)$$

где ν — частота рассеяния электронов с данной энергией, f^0 — термодинамически равновесная функция распределения Ферми—Дирака.

При вычислении величины ν учитываются как внутримолекулярное рассеяние электронов на ионизованных примесях, акустических и оптических фононах, так и междолинное рассеяние с поглощением и испусканием междолинных фононов. Явный вид ν определяется вероятностями перехода электронов между различными состояниями, как, например, в [6].

Решение уравнения (5) имеет вид

$$f(t) = e^{-\int_0^t \nu(t') dt'} \left[\int_0^t \nu(t') f^0(t') e^{\int_0^{t'} \nu(t'') dt''} dt' + f(0) \right], \quad (6)$$

где $f(0)$ — значение функции распределения в начальной точке траектории, $f(t)$ — в текущей точке, t — время, проведенное электроном на траектории. В том случае, когда резонансный уровень энергии ТРС ε_x^0 меньше высоты виртуального катода, траектории электронов становятся замкнутыми и прирост функции распределения за период равен разности значений функций для падающих и отраженных электронов

$$f(T) - f(0) = f(T) D, \quad (7)$$

T — период движения электронов по замкнутой траектории.

Выражения (6) и (7) позволяют определить функцию распределения электронов, падающих на ТРС:

$$f(T) = f^0 \frac{-\int_0^T \nu(t') dt' \int_0^T \nu(t'') e^{\int_0^{t''} \nu(t''') dt'''} dt''}{1 - (1 - D) e^{-\int_0^T \nu(t') dt'}}. \quad (8)$$

В практически важном случае, когда $\int_0^1 v(t) dt \ll 1$, выражение (8) может быть упрощено:

$$j(T) = j^0 \frac{U}{D + U},$$

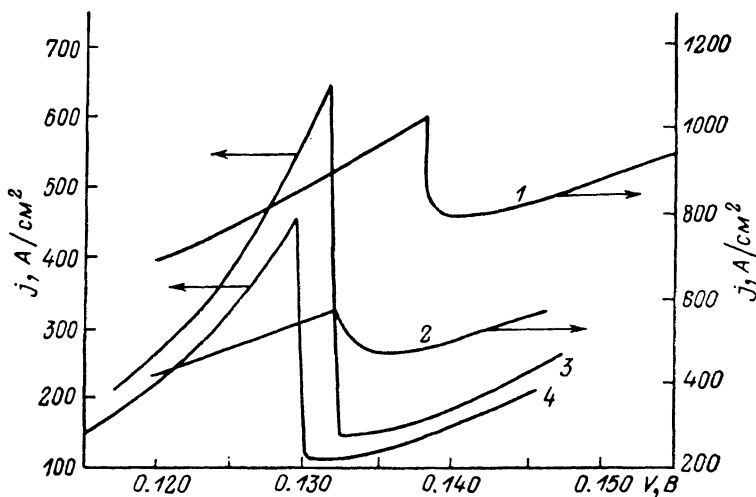


Рис. 2. ВАХ ППИ с одноуровневой ТРС.

Концентрация Al в ТРС $x=0.3$. Толщина слоев в ТРС 51—51—51 Å. $W_0=500$ Å. N^+ , см^{-3} : 1, 3 — $3 \cdot 10^{18}$, 2, 4 — 10^{17} . T , К: 1 — 300, 2 — 4 — 77.

где введено обозначение для вероятности рассеяния за период

$$U = \int_0^T v(t) dt = 2m \int_0^L \frac{v[\epsilon_x - \varphi(x) + \epsilon_{\perp}]}{\sqrt{2m[\epsilon_x - \varphi(x)]}} dx,$$

L — координата точки поворота, определяемая из уравнения $\varphi(L) = \epsilon_x$, m — масса электрона, ϵ_{\perp} — кинетическая энергия, соответствующая движению электронов параллельно плоскости ТРС.

Таким образом, в невырожденном случае ток в окрестности резонансного уровня энергии ТРС, если значение ϵ_x^0 меньше высоты виртуального катода в буферном слое, равен

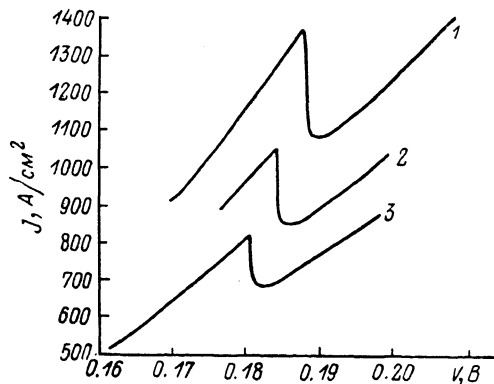


Рис. 3. ВАХ ППИ с одноуровневой ТРС при $T=300$ К.

Концентрация Al в ТРС $x=0.4$. Толщины слоев в ТРС 45—10—45 Å. W_0 , Å: 1 — 300, 2 — 400, 3 — 500.

$$j = \frac{en}{\sqrt{2\pi m}(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varphi_0 + \epsilon_x^0}{kT}} \int_0^{\infty} d\epsilon_x \int_0^{\infty} d\epsilon_{\perp} \frac{D(\epsilon_x) U(\epsilon_x^0, \epsilon_{\perp})}{D(\epsilon_x) + U(\epsilon_x^0, \epsilon_{\perp})} e^{-\epsilon_{\perp}/kT}.$$

Если ϵ_x^0 больше высоты виртуального катода, то

$$j = \frac{en}{(2\pi m kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varphi_0 + \epsilon_x^0}{kT}} \int_0^{\infty} d\epsilon_x D(\epsilon_x).$$

Расчеты проведены для гетероструктуры на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с использованием зависимостей $D=D(\epsilon_x)$, рассчитанных в [5].

На рис. 2 представлены ВАХ одноуровневого туннельно-резонансного инжектора для двух значений концентрации электронов в контактом n^+ -слое при комнатной и азотной температурах. На всех кривых наблюдается отсечка тока, связанная с опусканием уровня квантования энергии в ТРС ниже вершины виртуального катода в буферном n -слое.

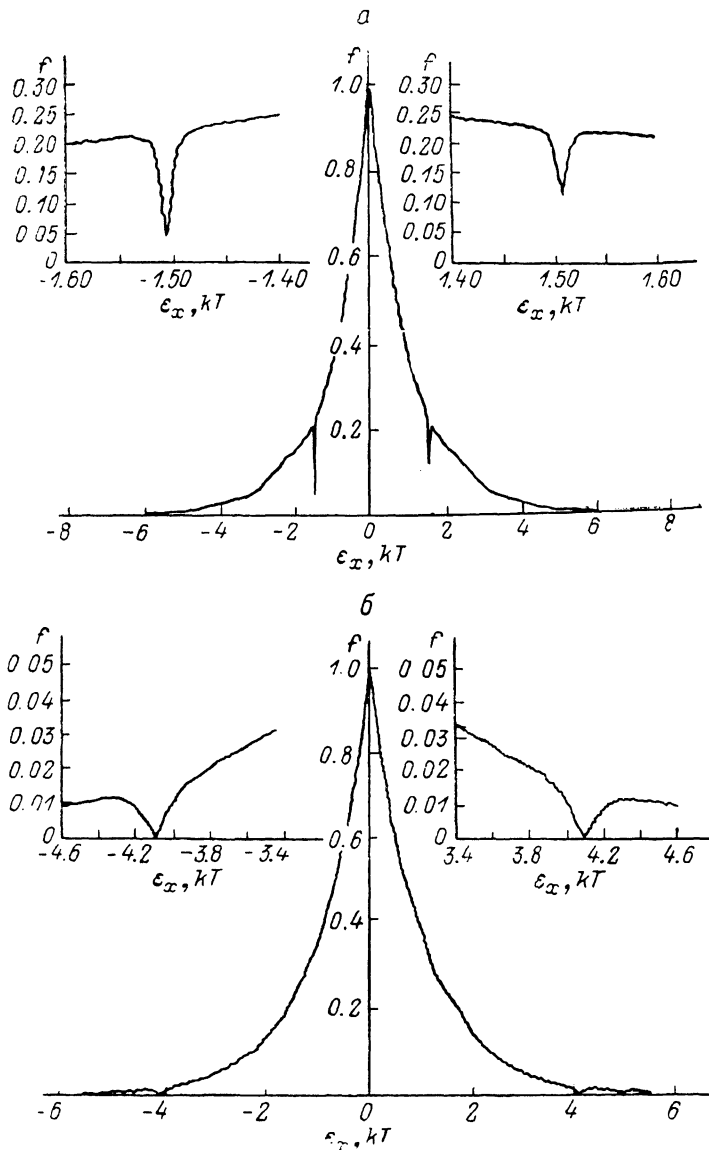


Рис. 4. Функция распределения электронов по энергии ϵ_x вблизи $n-N$ -перехода.

Параметры ППИ те же, что и на рис. 2. $N^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. T, K : а — 300, б — 77. V, B : а — 0.140, б — 0.134.

При понижении температуры напряжение между двумя $n^+ - n^+$ -слоями V , соответствующее отсечке тока, уменьшается. На ВАХ при азотной температуре мы наблюдаем столь же резкую отсечку тока, как авторы [5] для инжектора с одной квантовой ямой при $T=300 \text{ K}$, в предположении квазибаллистического переноса электронов через буферный n -слой. Однако результаты, полученные нами при комнатной температуре, очевидным образом отличаются от ВАХ работы [5]. Отличие состоит в том, что не наблюдается такой глубокой отсечки тока, как в случае пренебрежения вкладом в эмиссионный ток термализован-

ных электронов. Этот факт свидетельствует о необходимости учета рассеяния электронов в буферном n -слое ППИ при $T=300$ К.

Из рис. 3 можно видеть, что ток падает с увеличением толщины буферного n -слоя. Во многих экспериментах толщина буферного n -слоя выбирается из соображений оптимизации емкостных и транспортных характеристик прибора [7]. Функция распределения электронов по энергии ϵ_x вблизи ТРС для разности потенциалов, соответствующей минимальному значению тока j , представлена на рис. 4 при комнатной (а) и азотной (б) температурах для концентрации $N^+=2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Функция распределения электронов заметно отличается от равновесной, но лишь для резонансных значений энергии одноуровневой ТРС.

Для проверки предположения об отсутствии влияния неравновесности функции распределения электронов на их концентрацию и, как следствие, на форму потенциала в буферном n -слое по найденной функции распределения находилась поправка к потенциалу. Во всех исследованных случаях она оказалась пренебрежимо мала, что подтверждает справедливость использованного в работе допущения о близости самосогласованного потенциала к равновесному.

В заключение отметим, что ток ППИ в рассмотренной задаче полностью определяется электронами, прошедшими через резонансный уровень ТРС, причем квазибаллистическими, если уровень выше виртуального катода, и термализованными, если ниже.

Список литературы

- [1] Capasso F., Sen S., Cho A. Y. et al. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 314. P. 723—727.
- [2] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. Электроника СВЧ. 1987. № 9 (403). С. 21—34. 1988 № 2 (406). С. 17—38.
- [3] Хесс К., Иафрейт Дж. Дж. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. В. 5. С. 9—23.
- [4] Борблик В. Л., Грибников З. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1537—1555.
- [5] Долманов И. Н., Рыжий В. И., Толстихин В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 499—504.
- [6] Бавнов Н. А., Рыжий В. И. и др. // Препринт ИПМат. АН СССР. М., 1986. № 44. 36 с.
- [7] Lachani A. A., Potter R. C. et al. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 3. P. 153—154.

Ленинградский государственный университет

Получена 25.04.1989
Принята к печати 1.09.1989