

## ВЛИЯНИЕ ГРЕЮЩЕГО СВЧ ПОЛЯ НА ВИД ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

Д.А. У с а н о в, А.В. С к р и п а л ь,  
Б.Н. К о р о т и н, В.Е. О р л о в

Из экспериментов известно, что при воздействии на туннельный диод внешнего СВЧ сигнала происходит изменение вида его вольт-амперной характеристики (ВАХ) от  $N$ -образного к близкому к экспоненциальному [1].

В настоящем сообщении приведены результаты теоретического анализа влияния внешнего СВЧ поля на вид вольт-амперной характеристики туннельного диода.

Известно, что полный ток туннельного диода представляет собой сумму тока туннелирования из зоны в зону  $I_T$ , избыточного  $I_e$  и диффузионного  $I_d$  токов [2]. Воздействие внешнего СВЧ сигнала должно приводить к разогреву электронного газа в туннельном диоде, который можно учесть, подставляя в выражения для избыточного и диффузионного токов функции распределения Ферми-Дирака для электронов в зоне проводимости  $f_{cT}$  и валентной зоне  $f_{vT}$  с электронной температурой  $T$ :

$$I_T = A \cdot T_t \cdot \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_v} [f_{cT}(\varepsilon) - f_{vT}(\varepsilon)] g_c(\varepsilon) \cdot g_v(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

$$I_e = A' \cdot \mathcal{D} \cdot \exp\left\{-\alpha' [\varepsilon_g - qV + [\zeta_n(T) - \varepsilon_c] + [\varepsilon_v - \zeta_p(T)]]\right\}, \quad (2)$$

где  $T_t$  - вероятность туннельного перехода электрона через потенциальный барьер между P и П областями;  $A'$ ,  $A$  и  $\alpha'$  - константы,  $g_c(\varepsilon)$  и  $g_v(\varepsilon)$  - плотности энергетических состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно;  $\mathcal{D}$  - плотность заполненных состояний, расположенных в запрещенной зоне выше потолка валентной зоны на величину  $\varepsilon_x$ , определяемую выражением

$$\varepsilon_x = \varepsilon_g - qV + (\zeta_n - \zeta_c) + (\varepsilon_v - \zeta_p),$$

$\varepsilon_g$  - ширина запрещенной зоны,  $\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_v$  - уровни энергий, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны,  $\zeta_n$  и  $\zeta_p$  - квазиуровни Ферми в полупроводниках П и P типа,  $V$  - приложенное напряжение.

Выражение для диффузионного тока, представляющего собой ток инжекции неосновных носителей заряда в p-n-переходе, может быть

получено в результате решения системы диффузионных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} &= 0, \\ \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $L_p, L_n$  - диффузионные длины дырок и электронов.

Для определения граничной концентрации электронов в р-области вблизи р-п-перехода в случае разогрева электронного газа СВЧ полем аналогично тому, как это было предложено в [3], воспользуемся соотношением:

$$n_{pT} = n_n \int_{\varepsilon_c + qV_{TK}}^{\infty} B_T \cdot f_{CT}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

где  $V_{TK} = V_K + V_T$  - контактная разность потенциалов на границе р-п-перехода при воздействии на него греющего СВЧ поля,  $V_T$  - напряжение, появляющееся во внешней цепи при разогреве электронного газа,  $B_T$  - константа, определяемая из условия нормировки:

$$\int_{\varepsilon_c}^{\infty} B_T \cdot f_{CT}(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (5)$$

Тогда избыточная концентрация электронов в р-области вблизи р-п-перехода при разогреве носителей заряда с учетом выражений (4), (5), равна

$$\begin{aligned} \Delta n_{pT} = n_{pT} - n_{p0} = n_{p0} \left\{ \frac{kT}{\zeta_n(T) - \varepsilon_c} \cdot \frac{\zeta_n(T_0) - \varepsilon_c}{kT_0} \cdot \exp \left( \frac{qV_K}{kT_0} - \frac{\zeta_n(T_0) - \varepsilon_c}{kT_0} \right) \right. \\ \left. \times \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\zeta_n(T) - \varepsilon_c}{kT} - \frac{qV_K}{kT} - \frac{qV_T}{kT} \right) \right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $T_0$  - температура решетки,  $n_{p0}$  - концентрация электронов в р-области в отсутствие внешнего СВЧ сигнала. Аналогично получается выражение для избыточной концентрации дырок в п-области вблизи р-п-перехода при разогреве носителей заряда  $\Delta p_{nT}$ .

Решение системы уравнений (3) с учетом граничных условий (6) и равенства нулю концентраций добавочных электронов и дырок на большом расстоянии от р-п-перехода позволяет получить выражение для диффузионной компоненты полного тока туннельного диода в условиях разогрева носителей заряда, которое имеет вид:

$$I_d = \frac{q S D_n n_{p0}}{L_n} \left\{ \frac{kT}{\xi_n(T) - \xi_c} \cdot \frac{\xi_n(T_0) - \xi_c}{kT_0} \cdot \exp \left( \frac{qV_K}{kT_0} - \frac{\xi_n(T_0) - \xi_c}{kT_0} \right) \times \right. \\ \times \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\xi_n(T) - \xi_c}{kT} - \frac{qV_K}{kT} - \frac{qV_T}{kT} \right) \right] - 1 \left. \right\} + \quad (7) \\ + \frac{q \cdot S \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p} \left\{ \frac{kT}{\xi_v - \xi_p(T)} \cdot \frac{\xi_v - \xi_p(T_0)}{kT_0} \cdot \exp \left( \frac{qV_K}{kT_0} - \frac{\xi_v - \xi_p(T_0)}{kT_0} \right) \times \right. \\ \times \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\xi_v - \xi_p(T)}{kT} - \frac{qV_K}{kT} - \frac{qV_T}{kT} \right) \right] - 1 \left. \right\},$$

$D_n, D_p$  - коэффициенты диффузии электронов и дырок,  $S$  - площадь поперечного сечения р-п-перехода.

Для определения температуры электронного газа сильно вырожденного полупроводника в условиях его разогрева электрическим полем воспользуемся уравнением баланса энергии, которое в равновесном случае при использовании понятия времени релаксации энергии  $\tau_E$  имеет вид:

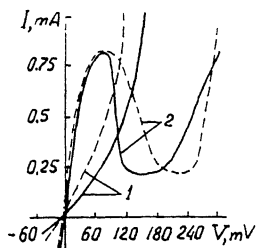
$$\mu_n q E^2 = \frac{\langle \varepsilon(T) \rangle - \langle \varepsilon(T_0) \rangle}{\tau_E}, \quad (8)$$

где  $E$  - напряженность электрического поля,  $\langle \varepsilon(T) \rangle$  и  $\langle \varepsilon(T_0) \rangle$  - средние энергии носителей заряда при воздействии греющего СВЧ поля и без него соответственно. Выражение для  $\langle \varepsilon(T) \rangle$  имеет следующий вид:

$$\langle \varepsilon(T) \rangle = \frac{\int_{\xi_c}^{\infty} (\varepsilon - \xi_c) f_{CT}(\varepsilon) g_c(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\xi_c}^{\infty} f_{CT}(\varepsilon) g_c(\varepsilon) d\varepsilon} = \frac{3}{2} kT \cdot \frac{F_{3/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)}, \quad (9)$$

$\eta = \frac{\xi_n(T) - \xi_c}{kT}$  - приведенный уровень Ферми,  $F_{1/2}, F_{3/2}$  - интегралы Ферми порядка 1/2 и 3/2 соответственно, которые в случае сильного вырождения могут быть аппроксимированы соответствующими степенными рядами:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \cdot \eta^{3/2}, \quad F_{3/2}(\eta) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{2}{5} \left( \eta^{5/2} + \frac{5}{8} \pi^2 \eta^{1/2} \right). \quad (10)$$



Вольт-амперные характеристики туннельного диода при воздействии внешнего СВЧ сигнала мощностью 2,0 мВт (кривые - 1) и без него (кривые - 2); пунктир - теория, сплошная линия - эксперимент.

Подстановка (9) в (8) с учетом (10) позволяет получить выражение, связывающее температуру электронного газа с напряженностью греющего электрического поля:

$$T^2 = T_0^2 + \frac{8}{3} \frac{1}{\pi^2} \frac{\zeta_n(T) - \epsilon_c}{k} \cdot \mu_n q E^2 \cdot \tau_{\epsilon}.$$

Аналогично может быть получено выражение для температуры дырочного газа. Полученные выше выражения (1), (2), (7) для туннельной, избыточной и диффузионной компоненты полного тока туннельного диода с учетом соотношения (11), связывающего температуру носителей заряда с напряженностью греющего СВЧ поля, были использованы для расчета ВАХ туннельного диода при воздействии на него внешнего СВЧ сигнала.

Результаты расчета ВАХ туннельного диода  $I(V)$  при воздействии на него СВЧ сигнала и при отсутствии внешнего сигнала представлены на рисунке. На этом же рисунке представлены экспериментальные характеристики туннельного диода.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными кривыми свидетельствует об их качественном совпадении. Из результатов расчета следует, что при увеличении амплитуды внешнего СВЧ сигнала происходит, обусловленное разогревом носителей заряда, уменьшение туннельной компоненты и резкое увеличение диффузионной компоненты полного тока, чем и обуславливается качественное изменение вида ВАХ диода, при этом избыточная компонента полного тока туннельного диода изменяется сравнительно слабо.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] У с а н о в Д.А., К о р о т и н В.Н., О р л о в В.Е., С к р и п а л ь А.В. - Снятие вырождения в рип-областях туннельного диода внешним СВЧ сигналом // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 8. С. 50-51.

- [2] C h y n o w e t h A.G., F e l d m a n W.L.,  
L o g a n R.A. Excess Tunnel Current in Silicon  
Esaki Junctions // Phys. Rev. 1961. V. 121. N 3.  
P. 684-694.
- [3] В е й н г е р А.И., П а р и ц к и й Л.Г., А к о п я н З.А.,  
Д а д а м и р з а е в Г. ТермоЭДС горячих носителей тока  
на р-п-переходе // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 216-224.

Поступило в Редакцию  
3 февраля 1993 г.