

**Выводы.** Анализ экспериментальных данных [1-3] показывает, что статистика полупроводника с заряженными дислокациями содержит в крайней мере четыре параметра —  $E_a$ ,  $E_d$  и  $c_a$ ,  $c_d$ . Обработка имеющихся для  $p$ -германия экспериментальных данных в предложенной выше модели приводит к следующим результатам для указанных параметров:  $E_a \simeq E_d = 0.08$  эВ,  $c_a \simeq 0.13$ ,  $c_d \simeq 1$ . Нейтральность дислокации в точке  $T = T^*$  означает не отсутствие на ней электронов, а равенство избыточных электронов на уровне  $E_a$  и избыточных дислокационных дырок на уровне  $E_d$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Schröter W. // Phys. St. Sol. 1967. V. 21. P. 211—224.  
 [2] Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 698—704.  
 [3] Kolubakin A. I., Shevchenko S. A. // Phys. St. Sol. 1981. V. A63. P. 677—685.  
 [4] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., 1965. 589 с.  
 [5] Глазман Г. И., Суриц Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1769—1775.

Институт физики твердого тела  
 АН СССР  
 Черноголовка

Получено 1.07.1991  
 Принято к печати 18.07.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

## МАЛОСИГНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР ИЗ «ЧИСТЫХ» ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕИНЖЕКТИРУЮЩИМИ КОНТАКТАМИ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОЙ ЭКСКЛЮЗИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Аронов Д. А., Валиев Б. Х., Маматкулов Б. Р.

1. В наших прежних работах по эффекту эксклюзии (ЭЭ) в  $n^+ - n - R - (p^+ - p - R)$ -структуре из «чистого» полупроводника [ $R$  — рекомбинационный (омический) тыловой контакт на границе с металлом], вошедших в обзорную статью [1], описаны статические характеристики сильной и полной эксклюзии, когда при приложении достаточно большого напряжения (составляющего от десятых долей до единиц, десятков и даже сотен вольт [2-5] в зависимости от степени чистоты материала, длины образца, температуры и интенсивности света) из каждой точки базового кристалла в равной мере выносятся все термо- и фотогенерированные собственные носители тока. Экспериментально в режиме ПЭН исследованы лишь импульсные характеристики [2, 3], малосигнальные характеристики ЭЭ не рассматривались. В настоящей работе эти характеристики изучаются теоретически, что представляет интерес как для создания более полной теории ЭЭ, понимания закономерностей протекания физических процессов в динамических условиях, так и для практических целей, ибо такие исследования выявляют инерционные и реактивные свойства ЭЭ, зависимость их от параметров материала и структуры, частоты переменного сигнала и приложенного напряжения.

2. Динамические характеристики структуры рассмотрим при воздействии малого гармонического сигнала  $\tilde{V} \exp(i\omega t)$  ( $\omega$  — циклическая частота), наложенного на большое обратное смещение  $V_{ст}$ , вызывающее ПЭН ( $|\tilde{V}| \ll V_{ст}$ ,  $|\tilde{V}| < kT/q$ ). При решении задачи исходим из бездиффузионной феноменологической системы уравнений, описывающих процесс термогенерации, рекомбинации и транспорта носителей в однородном (для определенности,  $p$ -типа) полупроводнике, имеющей при не очень высоких частотах сигнала (чтобы можно было пренебречь током смещения) следующий вид (см., например, [6]):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dx} - \frac{n - n_0}{\tau}, \quad (1)$$

$$j_n = q\mu_n n E, \quad j_p = q\mu_p p E, \quad j = j_n + j_p, \quad (2)$$

$$p = n + N_A + \frac{\varepsilon}{q} \frac{\partial E}{\partial x} \approx n + N_A. \quad (3)$$

Здесь  $j_n$  и  $j_p$ ,  $\mu_n \equiv b\mu_p$ ,  $n$  и  $p$ ,  $n_0$  и  $p_0$  — соответственно плотности токов, подвижности, концентрации свободных электронов, дырок и их равновесные значения,  $N_A$  — концентрация остаточных «мелких» акцепторов, задающих тип проводимости материала,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость кристалла,  $\tau$  — время жизни носителей,  $q$  — заряд электрона,  $j$  — плотность полного тока через структуру. Из уравнений (2), (3) находим

$$E = \frac{j}{q\mu_p (bn + p)}, \quad j_n = j \frac{bn}{bn + p}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} = \frac{bj}{q} \frac{p-n}{(bn+p)^2} \frac{\partial n}{\partial x} = v_a \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (5)$$

где

$$v_a \approx \frac{bj/qN_A}{[1 + (b+1)n/N_A]^2}, \quad t_{np}^a \equiv \frac{L}{v_a} \approx \frac{qN_AL}{bj} \left[ 1 + (b+1) \frac{n}{N_A} \right]^2 \quad (6)$$

— амбиполярные скорость выноса носителей из базы и время их пролета. В режиме ПЭН концентрация электронов мала по сравнению с  $n_0$  и в среднем одинакова в каждой точке базы: она намного меньше  $N_A$  в темноте [1] и при небольших интенсивностях света. Нас будет интересовать именно этот случай, который соответствует низким концентрациям неосновных носителей ( $n \ll p_0$ ) (случай  $n > p_0$  требует специального рассмотрения). Принимая во внимание вышесказанное, запишем все входящие в (1)–(6) величины  $M$  в виде суммы постоянной и малой переменной составляющих:

$$V = V_{ст} + \tilde{V} e^{i\omega t}, \quad n = n_{ст} + \tilde{n} e^{i\omega t}, \quad p = p_{ст} + \tilde{p} e^{i\omega t}, \\ E = E_{ст} + \tilde{E} e^{i\omega t}, \quad j = j_{ст} + \tilde{j} e^{i\omega t}, \quad |\tilde{M}| \ll M_{ст}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (1)–(6), учитывая, что в режиме ПЭН  $E = V/L$  и  $\tilde{n} \approx \tilde{p}$ , для обеих составляющих величин находим

$$n_{ст} \approx n_0 \frac{L^2}{\mu_n V_{ст} \tau}, \quad \tilde{n} \approx -n_0 \frac{\tilde{V}}{V_{ст}} \frac{t_{np}^n/\tau}{1 + i\omega t_{np}^n}, \quad t_{np}^n \equiv \frac{L^2}{\mu_n V_{ст}}, \quad (8)$$

$$E_{ст} = \frac{j_{ст}/q\mu_p}{(b+1)n_{ст} + N_A}, \quad \tilde{E} = \frac{\tilde{V}}{L} = \frac{E_{ст}(j/j_{ст})}{1 - \frac{q\mu_p(b+1)E_{ст}t_{np}^n n_0}{j_{ст}\tau(1 + i\omega t_{np}^n)}}. \quad (9)$$

Замечая теперь, что  $Z \equiv \tilde{V}/\tilde{j}$ ,  $R_{ст} = V_{ст}/j_{ст}$  и что статическая ВАХ описывается формулой [1]

$$j = \frac{q\mu_p N_A}{L} (V + V_{отс}^{(2)}) \equiv \frac{q\mu_p N_A V}{L} \left[ 1 + \frac{(b+1)n_0 L^2}{2b\mu_p \tau N_A V} \right], \quad (10)$$

из (9) для импеданса структуры запишем

$$Z = R_{ст} \left[ 1 - \frac{q(b+1)n_0 L}{bj_{ст}\tau(1 + i\omega t_{np}^n)} \right]. \quad (11)$$

Отсюда, поскольку  $1/Z = 1/R + i\omega C_e$ , получаем выражения для активного сопротивления и эксклюзивной емкости

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_{ст}} - \frac{q(b+1)n_0 L}{bV_{ст}\tau(1 + \omega^2 t_{np}^n)}, \quad R_{ст} = \frac{L}{q\mu_p N_A} \frac{V_{ст}}{V_{ст} + V_{отс}^{(2)}}, \quad (12)$$

$$C_e = \frac{q(b+1)n_0 L^3}{b\mu_n V_{ст}^2 \tau (1 + \omega^2 t_{np}^n)}, \quad V_{отс}^{(2)} \equiv \frac{(b+1)n_0 L^2}{2N_A \mu_n \tau}, \quad (13)$$

где  $V_{отс}^{(2)}$  — напряжение отсечки второго линейного участка статической ВАХ в режиме ПЭН [1]. Из (12), (13) прежде всего следует, что характеристическим для частотных зависимостей активного и реактивного сопротивлений структуры является время пролета электронов  $t_{пр}^n$ , уменьшающееся с ростом напряжения  $V_{отс}$ . Поскольку оно намного меньше времени жизни носителей, в режиме ПЭН структура существенно более высокочастотная, чем при инжекции или в отсутствие ЭЭ: предельная рабочая частота ее значительно выше и регулируется приложенным напряжением и длиной базы. Это очень важно, например, при создании амплитудных модуляторов ИК излучения (поглощаемого свободными носителями) и динамических транспортов (пространственно-временных модуляторов света), так как их время срабатывания определяется не временем жизни, а временем пролета неосновных носителей: в режиме ПЭН в высоко-чистом кристалле ( $N_{пр} \ll n_i$ )  $t_{пр}^n = L^2/\mu_n V_{ПЭН} \approx \frac{2N_A}{(b+1)n_i} \tau \ll \tau$ . Из (12), (13) следует также, что активное сопротивление превосходит  $R_{ст}$  и, как и емкость, убывает с ростом частоты сигнала, стремясь к высокочастотному (ВЧ) значению ( $\omega^2 t_{пр}^n \gg 1$ ):

$$\frac{1}{R_{\infty}} = \frac{1}{R_{ст}} = \frac{q\mu_p N_A}{L} \left(1 + \frac{V_{отс}^{(2)}}{V_{ст}}\right), \quad (14)$$

$$C_{\infty}^0 = \frac{q(b+1)\mu_p n_0}{L\omega^2 \tau}, \quad (15)$$

а низкочастотные (НЧ) значения ( $\omega^2 t_{пр}^n \ll 1$ ) определяются из формул

$$R_0 = R_{ст} \frac{V_{ст} + V_{отс}^{(2)}}{V_{ст} - V_{отс}^{(2)}}, \quad C_0^0 = \frac{q(b+1)n_0 L^3}{b\mu_n V_{ст}^2 \tau}. \quad (16)$$

Видим, что ВЧ сопротивление не зависит от  $\omega$  и равно  $R_{ст}$ , которое растет с напряжением, стремясь, как и следует из физических соображений, к предельному значению  $R_{прсх} = L/q\mu_p N_A$ , ВЧ емкость обратно пропорциональна квадрату частоты сигнала и (подобно геометрической емкости) длине базы и не зависит от напряжения. НЧ сопротивление всегда превышает  $R_{ст}$  и не сильно отличается от него лишь при очень больших  $V_{отс} \gg V_{отс}^{(2)}$ , а НЧ емкость пропорциональна кубу длины базы, обратно пропорциональна квадрату напряжения и (как статическая эксклюзионная емкость в режиме с координатно распределенными концентрациями носителей и электрическим полем [7]) времени жизни носителей.

Заметим, что в статических условиях накопленный в базе при эксклюзии объемный заряд  $Q_{ст}$  подвижных носителей пропорционален плотности тока  $j_{ст}$  и времени пролета  $t_{пр}^n$ , следовательно,

$$Q_{ст} = j_{ст} t_{пр}^n = \frac{qN_A L}{b} \left(1 + \frac{V_{отс}^{(2)}}{V_{ст}}\right). \quad (17)$$

Тогда из (17) с помощью (10) для статической эксклюзионной емкости структуры в режиме ПЭН находим

$$C_{ст} \equiv \left| \frac{dQ_{ст}}{dV_{ст}} \right| = \frac{q(b+1)n_0 L^3}{b\mu_n V_{ст}^2 \tau}, \quad (18)$$

что, как и следовало ожидать, совпадает с выражением для НЧ емкости из (16).

На основании выполненного анализа можно заключить, что в режиме ПЭН активные и реактивные свойства «чистого» полупроводника существенно иные, чем при инжекции носителей [6]. Полученные результаты будут полезными на практике при создании не только различных типов модуляторов ИК излучения с улучшенными характеристиками, но и высокочастотных, управляемых внешним электрическим полем варикапов и варисторов на основе эксклюзионной емкости  $p^+ - p - R - (n^+ - n - R)$ -структур.

## Список литературы

- [1] Aronov D. A., Knigin P. I., Korolev Ju. S., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 81. N 1. P. 11—45.
- [2] Артур Дж., Бэрдсли В., Браун М., Гибсон А. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957. С. 205—212.
- [3] Брей Р. // Проблемы физики полупроводников. М., 1957. С. 221—234.
- [4] Викулин И. М., Запорожченко Ю. А., Викулина Л. Ф., Глауберман М. А. // Радиотехн. и электрон. 1974. Т. 19. В. 11. С. 2123—2130.
- [5] Aronov D. A., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 73. N 1. P. K1—K5.
- [6] Аронов Д. А., Маматкулов Р., Котов Я. П. Нестационарные токи двойной инжекции в полупроводниках. Ташкент, 1985. 227 с.
- [7] Аронов Д. А., Маматкулов Р., Рубинов В. В. // ДАН УзССР. 1983. № 12. С. 18—21.

Физико-технический институт  
им. С. В. Стародубцева  
АН УзССР  
Ташкент

Получено 11.07.1991  
Принято к печати 18.07.1991