

05,06

## Вольт-амперная характеристика полупроводника с узкой зоной проводимости с учетом ионизации примесей

© Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Э.В. Марчук

Волгоградский государственный педагогический университет,  
400131 Волгоград, Россия  
e-mail: sed@fizmat.vspu.ru

(Поступило в Редакцию 8 февраля 2008 г.)

Исследована вольт-амперная характеристика материала с узкой зоной проводимости в сильном электрическом поле с учетом ионизации глубоких примесей в модели, когда столкновения носителей заряда описываются в приближении Фоккера–Планка. Полученные результаты сопоставлены с аналогичными для  $\nu$ -приближения. Показано, что результаты, полученные ранее в  $\nu$ -приближении с точностью  $\approx 5\%$ , совпадают с результатами, полученными в данной работе. Отмечено, что модель Фоккера–Планка дает дополнительно температурную зависимость вольт-амперной характеристики.

PACS: 72.30.+q, 73.21.Cd, 78.67.-n

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) материалов с узкой зоной проводимости (МУЗП) и сверхрешеток (СР) исследовалась в ряде работ (см., например, обзоры [1,2]). Интерес к данной задаче не ослабевает и в последнее время [3–11]. Это связано с тем, что ВАХ таких материалов имеет участки с отрицательной дифференциальной проводимостью. Кроме того, СВ являются одним из основных элементов современной наноэлектроники, имеющих минизонный энергетический спектр, что позволяет создавать на их основе приборы с уникальными характеристиками.

В настоящее время многие электрические и оптические свойства МУЗП исследованы (за редким исключением — см., например, [12–14]) с использованием простейшего модельного члена столкновения, записанного в приближении постоянной частоты столкновений ( $\nu$ -приближение). В пользу его использования приводится утверждение, что электронные свойства узкозонных материалов в первую очередь определяются нелинейной зависимостью скорости носителя заряда от его квазиимпульса, нежели конкретным видом интеграла столкновений. Вызывает вполне определенный интерес возможность подтвердить или опровергнуть данное утверждение конкретными расчетами.

Ранее [15] было показано, что для МУЗП в однозонном приближении при низких температурах (при этом член столкновений принимает форму Фоккера–Планка) в постоянном электрическом поле получается ВАХ, аналогичная той, которая получается в  $\nu$ -приближении. Отметим, что данная ВАХ имеет в области сильных электрических полей монотонный спад, что противоречит как здравому смыслу, так и эксперименту [11].

В настоящей работе предполагается изучать ВАХ МУЗП с учетом ионизации глубоких примесей в одной из моделей, когда столкновения носителей заряда описываются в приближении Фоккера–Планка. Будет показано, что учет процессов ионизации примесей приводит к смене падающего участка на ВАХ областью положительного дифференциального сопротивления.

Будем предполагать выполненными условия  $T \ll \omega_D$  и  $\Delta \ll \omega_D$ , где  $T$  — температура решетки,  $\omega_D$  — дебаевская частота фононов,  $\Delta$  — полуширина зоны проводимости материала (здесь и в дальнейшем будем считать постоянной Планка  $\hbar$  и период решетки  $a$  равными единице). Такое соотношение между шириной зоны проводимости и дебаевской частотой может быть реализовано в некоторых молекулярных кристаллах [16,17]. Как известно (см., например, [18]), в МУЗП линейное по смещениям электрон-фононное взаимодействие оказывается сильно подавленным в меру малости параметра  $\Delta/\omega_D \ll 1$ . При этом основную роль начинает играть квадратичное по смещениям взаимодействие, не содержащее этого параметра.

Будем решать задачу, используя метод кинетического уравнения, так как при низких температурах  $T \ll \omega_D$  вероятность рассеяния электрона мала. Кроме того, ограничимся однозонным приближением. В описанных выше условиях кинетическое уравнение принимает вид [15]:

$$e\mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} f = \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left( \mathbf{W}f + B \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} f \right) + G(\mathbf{p}) - R(\mathbf{p}), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,

$$B = \frac{(2\pi)^3}{60} \omega_D q_D^8 \left( \frac{C_2}{Ms^2} \right)^2 \left( \frac{T}{\omega_D} \right)^9,$$

$$W_\alpha = \frac{B}{T} \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial p_\alpha},$$

$\varepsilon(\mathbf{p})$  — энергетический спектр электронов,  $C_2$  — деформационный потенциал квадратичного по смещениям электрон-фононного взаимодействия,  $M$  — масса элементарной ячейки,  $s$  — скорость звука. Третье слагаемое в правой части (1) определяет снижение числа электронов в зоне проводимости благодаря их рекомбинации и имеет вид

$$R(\mathbf{p}) = \nu_r (f(\mathbf{p}) - f_0(\mathbf{p})),$$

где  $\nu_r$  — частота рекомбинации электронов,  $f_0(\mathbf{p})$  — равновесная функция распределения. Использование такого члена рекомбинации обосновано, например, в [19].

Отметим, что при этом столкновения электронов с нерегулярностями кристаллической структуры описываются более сложным интегральным членом [19]. Входящая в (2) функция  $G(\mathbf{p})$  — член генерации носителей тока — характеризует количество носителей, образующихся в единице фазового объема вещества в единицу времени вследствие генерации носителей тока. Отметим, что характерная частота  $\nu_r \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ , что на несколько порядков меньше, чем частота релаксации носителей в результате электрон-фононного взаимодействия. Этот факт позволяет при решении кинетического уравнения не учитывать третье слагаемое в (1). Таким образом, кинетическое уравнение (1) можно переписать так:

$$e\mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} f = \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \left( \mathbf{W}f + B \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} f + GP(\mathbf{p}) \right), \quad (2)$$

где  $GP(\mathbf{p})$  — первообразная функции  $G(\mathbf{p})$ .

Решим сначала уравнение (2) для случая одномерного движения носителей тока (фонный спектр при этом будем считать трехмерным). Кроме упрощения выкладок одномерный случай важен и с практической точки зрения в силу активного изучения в последнее время транспорта носителей тока в одномерных системах, таких как квантовые нити, цилиндры и т. п.

Для решения (2) сделаем замену

$$f(p) = h(p)e^{-\frac{\varepsilon(p)}{T}}, \quad GP(p) = gp(p)e^{-\frac{\varepsilon(p)}{T}}, \quad (3)$$

и разложим все входящие в (3) функции импульса в ряд Фурье, пользуясь циклическими граничными условиями:

$$h(p) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} hf_m e^{imp}, \quad gp(p) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} gpf_m e^{imp},$$

$$e^{-\frac{\varepsilon(p)}{T}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{imp}.$$

После выполнения необходимых преобразований получим функцию распределения одномерных носителей тока

$$f(p) = \frac{1}{B} \exp\left(-\frac{\varepsilon(p)}{T}\right) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\Lambda A_m + gpf_m}{EE_0^{-1} - im} \exp(imp), \quad (4)$$

где  $E_0 = B/e$ . Используя условие нормировки и разложение

$$e^{-\frac{\varepsilon(p)}{T}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m e^{imp},$$

получим для  $\lambda$  следующее выражение:

$$\Lambda = \left( B - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{gpf_m B_m}{EE_0^{-1} - im} \right) \left( \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{A_m B_m^*}{EE_0^{-1} - im} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Перейдем к вычислению тока в системе с функцией распределения (4). Ток будем искать согласно определению

$$I = en \sum_p f(p) \frac{\partial \varepsilon(p)}{\partial p}, \quad (6)$$

где  $n$  — линейная концентрация носителей тока в зоне проводимости.

Подставив в (6) выражение (4), получим окончательное выражение для тока

$$I = \frac{eTn}{\varphi_2(EE_0^{-1})} (\varphi_1(EE_0^{-1}) - \varphi_3(EE_0^{-1}) + \varphi_4(EE_0^{-1})), \quad (7)$$

где

$$\varphi_1(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{im}{x - im} A_m B_m^*,$$

$$\varphi_2(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{x - im} A_m B_m^*,$$

$$\varphi_3(x) = \frac{1}{B} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{gpf_k}{(x - im)(x - ik)} A_m B_k^*,$$

$$\varphi_4(x) = \frac{1}{B} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{gqf_m}{x - im} B_m.$$

Отметим, что в отсутствие процессов генерации неравновесных носителей в зоне проводимости в выражении (7) останутся только функции  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , и оно перейдет в известный результат [15]. Таким образом, влияние процессов генерации неравновесных носителей приводит к появлению дополнительных слагаемых  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$  в выражении для тока. Кроме того, концентрация носителей тока в зоне проводимости не равна равновесной и определяется из уравнения

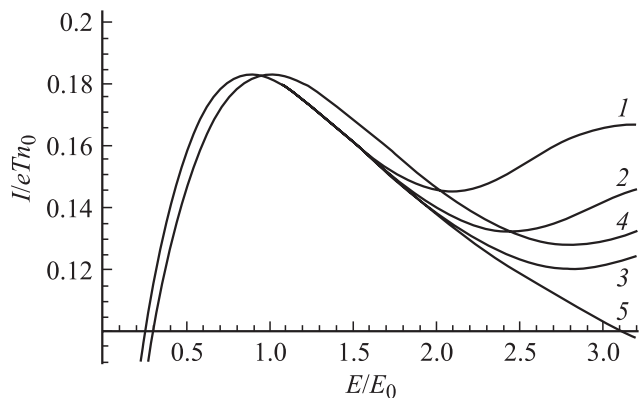
$$n = n_0 + \nu_r^{-1} \sum_p G(p), \quad (8)$$

которое получается суммированием обеих частей (1) по квазиимпульсу.

В дальнейшем рассмотрим случай, когда неравновесные носители тока появляются в зоне проводимости за счет туннельного перехода электрона с примеси под действием поля  $E$ . Вероятность подобного перехода можно рассчитывать квазиклассически с помощью метода мнимого времени [20]. Уравнение (8) для рассматриваемого случая будет иметь вид

$$n = n_0 + \frac{1}{\nu_r} (N + n_0 - n) \frac{\exp(-2\text{Im}(S))}{\text{Im}(\tau)}. \quad (9)$$

Здесь  $N$  — линейная концентрация примесей,  $S$  — действие, набираемое частицей при подбарьерном движении за время  $\tau$ .



Вольт-амперная характеристика образца: 1 — при  $V/\Delta = 1.8$ , 2 — при 2, 3 — при 2.2, 4 — в  $\nu$ -приближении, 5 — при  $N = 0$  ( $V$ -глубина залегания примеси).

Вычислив  $S$  и  $\tau$  в том случае, когда спектр носителей тока описывается приближением сильной связи [21], можно построить по формулам (7) и (9) ВАХ рассматриваемого образца. Типичные графики, построенные при следующих численных значениях параметров:  $\Delta = 10^{-3}$  eV,  $T = 6$  K,  $\nu = 10^{12}$  s $^{-1}$ ,  $s = 5 \cdot 10^5$  sm/s,  $C_2 = 0.1$  eV,  $N = n_0$ , приведены на рисунке.

Из рисунка видно, что при  $N \neq 0$  область отрицательной дифференциальной проводимости сменяется областью, в которой ток растет в зависимости от напряженности приложенного электрического поля (кривые 1, 2, 3). Такое поведение ВАХ объясняется тем, что с ростом напряженности электрического поля в зоне проводимости повышается концентрация неравновесных носителей тока. Отметим, что подобный характер ВАХ был получен и в работе [21] где использовался интеграл столкновений в  $\nu$ -приближении. По результатам данной работы (адаптированным к рассматриваемой ситуации) построена кривая 4, кривая 5 отражает поведение ВАХ при  $N = 0$ .

Таким образом, результаты, полученные в  $\nu$ -приближении, с точностью  $\approx 5\%$  совпадают с результатами, полученными в модели Фоккера–Планка. Последнее обстоятельство оправдывает использование  $\nu$ -приближения в задачах изучения электрических свойств МУЗП при низких температурах. Однако модель Фоккера–Планка дает дополнительно температурную зависимость ВАХ.

Работа поддержана грантом президента РФ, грантом РФФИ и государственным грантом администрации Волгоградской области.

## Список литературы

- [1] Shik A.Y. // Sov. Phys. Semicond. 1975. Vol. 8. P. 1195.
- [2] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989.
- [3] Feldman J., Leo K., Shah J. et al. // Phys. Rev. B. (1992). Vol. 46. P. 7252.

- [4] Leo K., Bolivar P.H., Bruggeman F. et al. // Solid. State. Commun. 1992. Vol. 84. P. 943.
- [5] Rossi F. // Semicond. Sci. Technol. 1998. Vol. 13. P. 147.
- [6] Dekorsy T., Ott R., Kurz H., Kohler K. // Phys. Rev. B. (1995). Vol. 51. P. 17275.
- [7] Дмитриев И.А., Суриц Р.А. // ФТП. 2001. Т. 35. С. 219.
- [8] Дмитриев И.А., Суриц Р.А. // ФТП. 2002. Т. 36. С. 1460.
- [9] Романов Ю.А., Демидов Е.В. // ФТП. 1997. Т. 31. С. 308.
- [10] Романов Ю.А. // ФТП. 2003. Т. 37. С. 529.
- [11] Санкин В.И. // ФТП. 2002. Т. 36. С. 769.
- [12] Брыксин В.В., Фирсов Ю.А. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2373.
- [13] Левинсон И.Б., Ясевичюте Я. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1902.
- [14] Суриц Р.А., Щамхалова Б.С. // ФТП. 1984. Т. 18. С. 1178.
- [15] Гоголин А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 30.
- [16] Schein L.B., Mc Ghie A.R. // Chem. Phys. Lett. 1979. Vol. 62. С. 356.
- [17] Лисенков С.В., Чернозатонский Д.А., Станкевич И.В. // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 2238.
- [18] Поляроны / Под ред. Ю.А. Фирсова. М.: Наука, 1975. 422 с.
- [19] Ландау Л.Д. Собрание трудов / Под ред. Е.М. Лифшица. Т. 1. М.: Наука, 1969. 512 с.
- [20] Бязь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971. 544 с.
- [21] Крючков С.В., Сыроедов Г.А. // ФТП. 1991. Т. 25. С. 655.