

06.1;06.2

## Зарядная емкость резкого $p-n$ -перехода в варизонном полупроводнике

© Б.С. Соколовский

Львовский национальный университет им. Ив. Франко, Львов, Украина

Поступило в Редакцию 3 июля 2000 г.

Произведен расчет барьерной емкости резкого  $p-n$ -перехода в варизонном полупроводнике с независимыми от координаты градиентами ширины запрещенной зоны и электронного сродства. Показано, что зависимость квадрата обратной величины барьерной емкости от напряжения имеет линейный характер, а напряжение отсечки может заметно превышать контактную разность потенциалов.

Варизонные структуры на основе полупроводниковых твердых растворов, в первую очередь соединений  $A_3B_5$ , широко применяются в полупроводниковой электронике, в частности, для создания высокоэффективных преобразователей солнечного излучения, селективных и широкополосных фотоприемников, лазеров с перестраиваемой длиной волны и низким пороговым током и т.д. [1,2]. В последнее время возрос интерес к варизонным гетеропереходам Si-Ge как перспективным структурам для создания быстродействующих микросхем [3]. В связи с широким использованием варизонных гетеропереходов важное значение имеют как разработка новых методов определения их параметров, так и обоснование применимости методик, являющихся стандартными при исследовании гомозонных  $p-n$ -структур, в частности метода вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Обработка результатов измерений ВФХ  $p-n$ -переходов, встроенных в варизонном полупроводнике, обычно производится (см., например, [4,5]) с привлечением соотношений, полученных для гомозонных  $p-n$ -переходов [6]. Такой подход может быть оправданным, когда варизонная область находится внутри области объемного заряда и в границах последней электрическое поле равно нулю [7]. В общем же случае необходимо знать, каким образом варизонность, простирающаяся за пределы области объемного заряда и приводящая к формированию электрического поля в квазинейтральных базовых областях [8,9], влияет на ВФХ варизонных  $p-n$ -структур.

Поэтому расчет зарядной емкости резкого  $p$ - $n$ -перехода, созданного в варизонном полупроводнике, является актуальной задачей.

Пространственное распределение электростатического потенциала  $\varphi$  в области объемного заряда ( $-d_n \leq x \leq d_p$ ) резкого  $p$ - $n$ -перехода, встроенного в варизонный полупроводник (рис. 1), описывается в приближении модели полностью истощенного контактного слоя уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [N_d\theta(-x) - N_a\theta(x)], \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость варизонного полупроводника, которую будем считать независимой от координаты,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $N_a$ ,  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров в  $p$ - и  $n$ -областях структуры,  $\theta$  — единичная функция ( $\theta(z) = 0$  при  $z < 0$ ,  $\theta(z) = 1$  при  $z \geq 0$ ).

Для установления граничных условий к уравнению (1) учтем, что положение уровня Ферми  $E_F$  в варизонных  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -структуры определяется соответственно соотношениями [8]:

$$E_F = -e\varphi - E_g - \chi + \xi_p, \quad (2)$$

$$E_F = -e\varphi - \chi + \xi_n, \quad (3)$$

где  $\chi$  — электронное сродство,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\xi_p$ ,  $\xi_n$  — химические потенциалы электронов и дырок в  $p$ - и  $n$ -областях. Так как в случае однородного легирования  $\xi_p$  и  $\xi_n$  в квазинейтральных областях не зависят от координаты, т.е. уровень Ферми располагается параллельно краям зон основных носителей заряда [8–10], то из (2) и (3) легко получаются выражения для напряженности электрических полей в базовых областях варизонной  $p$ - $n$ -структуры, в частности граничные условия на краях области объемного заряда:

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-d_n} = -\frac{1}{e} \left. \frac{d\chi}{dx} \right|_{x=-d_n}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=d_p} = -\frac{1}{e} \left( \left. \frac{d\chi}{dx} + \frac{dE_g}{dx} \right) \right|_{x=d_p}. \quad (5)$$

Далее ограничимся случаем варизонного полупроводника с линейными координатными зависимостями  $E_g(x)$ ,  $\chi(x)$  и введем обозначения:

$$\alpha = \frac{1}{e} \frac{dE_g}{dx}, \quad \beta = \frac{1}{e} \frac{d\chi}{dx}. \quad (6)$$

Полагая  $\varphi = 0$  при  $x = 0$ , из (1), (4) и (5) будем иметь

$$\varphi(x) = -\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2 - \left(\frac{eN_d d_n}{\varepsilon\varepsilon_0} + \beta\right)x \quad \text{при } -d_n \leq x \leq 0, \quad (7)$$

$$\varphi(x) = \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2 - \left(\frac{eN_a d_p}{\varepsilon\varepsilon_0} + \alpha + \beta\right)x \quad \text{при } 0 \leq x \leq d_p. \quad (8)$$

Полное падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе  $\varphi(-d_n) - \varphi(d_p)$  складывается из напряжения источника  $U$  ( $U < 0$  при обратных смещениях) и контактной разности потенциалов  $U_c$ , которая равна приведенной к единичному заряду разности термоэлектронных работ выхода, соответствующих границам области объемного заряда:

$$U_c = U_{c0} + \alpha d_{p0} + \beta(d_{n0} + d_{p0}), \quad (9)$$

где  $U_{c0} = (kT/e)\ln(N_a N_d / n_{i0}^2)$ ,  $n_{i0}$  — собственная концентрация носителей заряда при  $x = 0$ ,  $d_{n0}$ ,  $d_{p0}$  — значения  $d_n$ ,  $d_p$  при  $U = 0$ .

Из (7)–(9) получаем

$$U_c - U = U_n + U_p = \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}d_n^2 + \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}d_p^2 + \alpha d_p + \beta(d_n + d_p), \quad (10)$$

где  $U_n = \varphi(-d_n)$ ,  $U_p = -\varphi(d_p)$  — падения напряжения на частях области объемного заряда, расположенных в  $n$ - и  $p$ -областях соответственно.

Используя условие непрерывности напряженности электрического поля при  $x = 0$ , находим связь толщин слоев объемного заряда  $d_n$  и  $d_p$ :

$$d_n N_d = d_p N_a + \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e}\alpha. \quad (11)$$

Как видно из (11), объемные заряды  $q_n = eN_d d_n$ ,  $q_p = eN_a d_p$ , примыкающие к металлургической границе  $p$ - $n$ -перехода, в отличие от случая гомозонной структуры, не равны по модулю (при этом электронейтральность структуры обеспечивается за счет формирования объемных зарядов, локализованных у контактов [9]).

Из (10) и (11) получаем

$$d_p = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eN_a} \left[ \sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0}(U_c + U_{\nabla} - U) - \alpha - \beta} \right], \quad (12)$$

$$d_n = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d} \left[ \sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0}(U_c + U_\nabla - U) - \beta} \right], \quad (13)$$

где

$$\bar{N} = \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}, \quad U_\nabla = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2e} \left[ \frac{(\alpha + \beta)^2}{N_a} + \frac{\alpha^2}{N_d} \right]. \quad (14)$$

Соотношения (9), (12), (13) дают возможность получить следующее выражение для контактной разности потенциалов на варизонном  $p$ - $n$ -переходе:

$$U_c = U_{c0} - 2U_\nabla + \frac{eK^2\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0} + K\sqrt{\frac{2e\bar{N}}{\varepsilon\varepsilon_0} \left( U_{c0} - U_\nabla + \frac{eK^2\bar{N}}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right)}, \quad (15)$$

где  $K = (\varepsilon\varepsilon_0/e) [(\alpha + \beta)/N_a + \beta/N_d]$ .

Как следует из (12)–(15), характер влияния внутренних электрических полей, существующих в квазинейтральных базовых областях за счет пространственной неоднородности  $E_g$  и  $\chi$ , на протяженности ОПЗ, определяющих "геометрическую" емкость  $p$ - $n$ -структуры, зависит от направления этих полей. В случае, когда напряженности внутренних электрических полей направлены к металлургической границе, что имеет место при  $\alpha + \beta < 0$  для  $p$ -области и  $\beta < 0$  для  $n$ -области, происходит расширение области объемного заряда в обеих частях  $p$ - $n$ -структуры вследствие выталкивания полем основных носителей заряда из базовых областей. При противоположной ситуации ( $\alpha + \beta > 0$  для  $p$ -области и  $\beta > 0$  для  $n$ -области)  $d_n$  и  $d_p$  уменьшаются, так как в этом случае внутренние электрические поля противодействуют пространственному перераспределению носителей заряда. Очевидно, когда  $\alpha + \beta$  и  $\beta$  имеют разные знаки, модуляция толщин области объемного заряда в  $n$ - и  $p$ -частях базы будет антифазной, т.е. уменьшение протяженности ОПЗ по одну сторону от металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода сопровождается увеличением толщины области объемного заряда по другую сторону.

Зная зависимость  $d_n$  и  $d_p$  от приложенного напряжения, можно рассчитать приведенную к единичной площади емкость  $p$ - $n$ -перехода, рассматриваемой как последовательное соединение емкостей слоев объемного заряда, расположенных в  $p$ - и  $n$ -областях:

$$\frac{1}{C} = \frac{dU_n}{dq_n} + \frac{dU_p}{d|q_p|}, \quad (16)$$

или с учетом (7), (8) и (10)

$$\frac{1}{C} = \frac{d_n + d_p}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{1}{eN_a}(\alpha + \beta) + \frac{1}{eN_d}\beta, \quad (17)$$

т.е. емкость варизонной структуры, помимо обычных геометрических слагаемых, содержит слагаемые, связанные с наличием в базовых областях внутренних электрических полей.

После подстановки в (17) выражений (12) и (13) получаем следующую формулу для емкости резкого  $p$ - $n$ -перехода в варизонном полупроводнике:

$$C = \left[ \frac{2}{e\varepsilon\varepsilon_0N} (U_c + U_{\nabla} - U) \right]^{-1/2}, \quad (18)$$

которая при  $\alpha = \beta = 0$  включает как частный случай известное выражение для емкости гомозонного  $p$ - $n$ -перехода [6].

Из (18) следует, что квадрат обратной величины емкости резкого варизонного  $p$ - $n$ -перехода является линейной функцией приложенного напряжения с угловым коэффициентом, который определяется таким же выражением, как и в случае резкого  $p$ - $n$ -перехода с однородными базовыми областями [6]. Вместе с тем имеется важное отличие от случая резкого гомозонного  $p$ - $n$ -перехода, а именно, наличие внутренних электрических полей в квазинейтральных базовых областях приводит к уменьшению барьерной емкости  $p$ - $n$ -перехода, что проявляется в увеличении напряжения отсечки ВФХ. Учитывая зависимость  $U_{\nabla}$  от градиентов  $E_g$  и  $\chi$ , определяемую соотношением (14), можно сделать вывод, что заметное превышение напряжения отсечки над контактной разностью потенциалов будет наблюдаться в случае, когда изменение  $E_g$  и  $\chi$  на длине дебаевского экранирования существенно больше  $kT$ , т.е. при больших градиентах  $E_g$  и  $\xi$ . Полагая для примера  $\varepsilon = 10$ ,  $N_a = N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , при  $\alpha = \beta = 10^2 \text{ eV/cm}$  получаем  $U_{\nabla} = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ V}$ , а при  $\alpha = \beta = 5 \cdot 10^4 \text{ eV/cm}$   $U_{\nabla} = 0.35 \text{ V}$ . Очевидно, что при заданных значениях  $N_a$ ,  $N_d$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  относительное превышение напряжения отсечки над контактной разностью потенциалов будет более заметно проявляться при уменьшении ширины запрещенной зоны на металлургической границе  $p$ - $n$ -перехода.

В заключение отметим, что полученное выражение для барьерной емкости варизонной  $p$ - $n$ -структуры указывает на принципиальную возможность определения из ВФХ такого важного параметра варизонного

полупроводника, как градиент электронного сродства, который в отличие от градиента ширины запрещенной зоны не может быть определен с помощью люминесцентных или фотоэлектрических методов [11].

## Список литературы

- [1] Алферов Ж.И. // ФТП. 1998. Т. 32. В. 1. С. 3–18.
- [2] Андреев В.М. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 9. С. 1035–1038.
- [3] Grimmeiss Hermann G. // 1999. Т. 33. В. 9. С. 1032–1034.
- [4] Именков А.Н., Лидейкис Т.П., Царенков Б.В., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 7. С. 1260–1265.
- [5] Стафеев В.И., Банин Е.С., Терехович Т.Ф., Миронова О.А., Пелевин О.В., Гирич Б.Г., Моховая Т.Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 9. С. 1723–1727.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.
- [7] Halil B., Kao K.C. // Int. J. Electron. 1972. V. 33. N 1. P. 33–47.
- [8] Константинов О.В., Царенков Г.В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 4. С. 720–728.
- [9] Соколовский Б.С. // УФЖ. 1994. Т. 39. В. 3–4. С. 327–330.
- [10] Sokolovskii B.S. // Phys. Stat. Solidi (a). 1997. V. 163. N 2. P. 425–432.
- [11] Пека Г.П., Коваленко В.Ф., Смоляр А.Н. Варизонные полупроводники. Киев: Выща школа, 1989. 251 с.