ФЭП уменьшается с понижением уровня легирования кремния при постоянном приложенном смещении.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что между величиной темнового тока ФЭП и механизмом прохождения тока существует связь, а именно: механизм многоступенчатого туннелирования приводит к бóльшим по абсолютной величине темновым токам, нежели термоактивационные механизмы. Кроме того, механизм токопрохождения зависит от степени легирования кремния таким образом, что с увеличением уровня легирования кремния возрастает величина вклада тока многоступенчатого туннелирования в суммарный темновой ток диода.

Приведенные результаты показывают, что уменьшение величины V_{xx} с ростом уровня легирования кремния может быть связано с возрастанием темнового тока за счет механизма многоступенчатого туннелирования. Это позволяет сделать вывод о том, что для получения больших значений напряжений холостого хода ФЭП на основе p-Si/ /ПМ/SnO_2 для низкоомного кремния необходимо уменьшать вклад механизма многоступенчатого туннелирования в суммарный ток диода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Алферов Ж. И., Андреев В. М.//Преобразование солнечной энергии/ /Под ред. Н. Н. Семенова. Черноголовка, 1981. С. 7—20. [2] Singh R., Green M. A., Rajkanan K.//Solar Cells. 1981. **3**. P. 95—148. [3] Рубин Л. Б., Унтила Г. Г., Пшежецкий В. С., Пролейко Е. В.//ДАН СССР. 1985. **281**, № 2. С. 313—316. [4] Унтила Г. Г., Рубин Л. Б.//Там же. 1985. **281**, № 2. С. 316—320. [5] Унтила Г. Г., Харитонов А. Л., Рубин Л. Б.//Там же. 1985. **284**, № 4. С. 847—850. [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. [7] Riben A. R., Feucht D. L.//Int. J. Electron. 1966. **20**. P. 583—599. [8] Donnelley J. P., Milnes A. G.//Proc. IEE. 1966. **113**. P. 1468—1476. [9] Rajkanan K., Anderson W. A.//Appl. Phys. Lett. 1979. **35**. P. 421—423. [10] Kar S., Ashok S., Fonash S. J.//J. Appl. Phys. 1980. **51**. P. 3417—3421. [11] Nielsen O. M.//Ibid. 1983. **54**. P. 5880—5886. [12] Varma S., Rao K. V., Kar S.//Ibid. 1984. **56**. P. 2812—2822. [13] Padovani F. A., Stratton R.//Solid State Electron. 1966. **9**. P. 695—707.

Поступила в редакцию
17.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

УДК 539.21:537.1;548.537.1

ТЕРМОЭДС В РЕЛАКСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

§ 1. **Введение.** К релаксационным полупроводникам принято относить материалы [1], для которых максвелловское время релаксации (τ_M) значительно превышает характерное рекомбинационное время (τ_R):

$$\tau_M \gg \tau_R. \qquad (1)$$

Неравенство (1) может легко выполняться при малой концентрации и/или подвижности носителей заряда. В этих условиях кинетика носителей заряда имеет ряд особенностей [1, 2] и протекает в условиях локальной квазистационарности, а не квазинейтральности, как в обычном случае (условие, обратное (1)). Появление в образце объемного заряда в стационарном случае может быть связано с имеющейся в образце полумакроскопической неоднородностью (например, контактной областью). В релаксационном режиме наиболее интересен случай, когда хотя бы один из контактов к образцу — инжектирующий. Как будет показано ниже, в релаксационном режиме в термоэдс образца наряду с объемом образца дает вклад и приконтактная область. Поскольку распределение объемного заряда и поля в образце зависит от температуры, вклад каждой из указанных областей также будет зависеть от температуры. Это и приводит к появлению дополнительной температурной зависимости термоэдс образца.

§ 2. **Модель.** Будем рассматривать образец n-типа. Пусть вблизи контакта при $x=0$ расположен инверсионный слой. Для плотности состояний в щели подвижности примем модель Мотта—Стрита—Дэвиса [3] с положительной эффективной энергией корреляции U. Обозначим

$$\Delta \equiv \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} - \frac{\varepsilon_g}{2}. \tag{2}$$

Здесь ε_1 (ε_2) — энергия верхнего (нижнего) уровня, отсчитанная от края валентной зоны, ε_g — ширина щели для подвижности.

Хвосты плотности состояний зон проводимости и валентной будем считать симметричными и экспоненциальными с характерной энергией $\varepsilon_c = T/\varepsilon$, где T — температура решетки; $\varepsilon < 1$. Такая аппроксимация может рассматриваться как интерполяционная для реальной плотности состояний [4].

Пренебрегая вкладом свободных носителей заряда в плотность объемного заряда, ρ, можно получить [5]

$$\rho = eN\left[e^{-U/2}\,\mathrm{sh}\,(\Delta/2 - q) - \gamma\,\mathrm{sh}\,\varepsilon q\right], \tag{3}$$

где

$$q \equiv \varphi - \psi, \quad \gamma \equiv (2N_c^{1-\varepsilon} n_i^{\varepsilon})/N \ll 1. \tag{4}$$

Здесь N — концентрация дефектов с положительной энергией корреляции, N_c — аналог эффективной плотности состояний для рассматриваемой модели; $n_i = N_c \exp(-\varepsilon_g/2T)$; φ, ψ — квазиуровень Ферми и потенциал электрического поля, отсчитанные от середины запрещенной зоны.

Выражение (3) справедливо, когда $\varepsilon_1 > \varepsilon_g/2$, $\varepsilon_2 < \varepsilon_g/2$ и квазиуровень Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны.

§ 3. **Система уравнений.** В стандартных условиях опыта по измерению термоэдс термоэлектрический ток подлежит определению из стандартной системы уравнений (обозначения общепринятые)

$$j = en\mu_n \frac{d\varphi}{dx} + ep\mu_p \frac{d\varphi}{dx} + eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx} -$$
$$- en\mu_n \alpha_n \frac{dT}{dx} + ep\mu_p \alpha_p \frac{dT}{dx},$$
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi}{\epsilon}\rho. \tag{5}$$

Для решения системы (5) удобно перейти к безразмерным переменным, полагая

$$e = 1, \; T = 1, \; l_D = \left(\frac{\epsilon T}{4\pi e^2 N}\right)^{1/2} = 1. \tag{6}$$

В этих переменных уравнение (5) принимает вид

$$j=\left(\frac{dq}{dx}+\frac{d\psi}{dx}\right)\operatorname{ch}(q+\delta)-\alpha\operatorname{sh}(q+\delta+\beta),$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}=e^{-U/2}\operatorname{sh}\left(\frac{\Delta}{2}-q\right)-\gamma\operatorname{sh}\varepsilon q. \tag{7}$$

Здесь

$$\delta\equiv\frac{1}{2}T\ln\frac{\mu_n}{\mu_p},\quad \alpha=e\sqrt{\alpha_n\alpha_p}\,\frac{\Delta T}{L}, \tag{8}$$

$$\beta=\frac{1}{2}T\ln\frac{\alpha_n}{\alpha_p}<\delta.$$

При выводе (7) считалось, что

$$\Delta T/T\ll 1, \tag{9}$$

где ΔT — разность температур вдоль образца.

Систему (7) можно решать итерациями по малой плотности тока j. Тогда, пренебрегая влиянием малой плотности тока на концентрацию носителей заряда на контактах и считая образец короткозамкнутым, получим

$$j=\alpha\int\limits_0^L\frac{\operatorname{sh}(q+\delta+\beta)}{\operatorname{ch}(q+\delta)}\,dx\left[\int\limits_0^L\frac{dx}{\operatorname{ch}(q+\delta)}\right]^{-1}. \tag{10}$$

В качестве q в формулу (10) необходимо подставить решение уравнения

$$\frac{d^2q}{dx^2}=-e^{-U/2}\operatorname{sh}\left(\frac{\Delta}{2}-q\right)+\gamma\operatorname{sh}\varepsilon q. \tag{11}$$

Как видно из (10), эффективная термоэдс в рассматриваемых условиях состоит из двух слагаемых, соответствующих p- и n-области образца:

$$\alpha=\alpha_n\left(1-\frac{x_1}{L}\right)+\alpha_p\frac{x_1}{L}. \tag{12}$$

Координату границы раздела между указанными областями необходимо определить из условия

$$q(x_1)=-\delta. \tag{13}$$

При $\gamma\ll 1$ и/или $\varepsilon<1$ в уравнении (11) второй член можно рассматривать как возмущение. В этом случае

$$q=\frac{\Delta}{2}-\operatorname{arth}\exp\{-(x_0+x)\,e^{-U/4}\}. \tag{14}$$

Здесь константу x_0 необходимо найти из граничного условия при $x=0$:

$$q|_{x=0}=\Delta/2-\varphi_k, \tag{15}$$

где φ_k — контактная разность потенциалов.
Тогда

$$x_1\approx l_D\exp\{(U-2\delta-\Delta)/4\} \tag{16}$$

или, учитывая второй член в уравнении (11),

$$x_1 \approx l_D \frac{\exp\{(U-2\delta-\Delta)/4\}}{1-(4\gamma/3\varepsilon)\exp\{-\Delta/2-\delta\}}. \qquad (17)$$

Как видно из (17), в случае, когда $\alpha_n \neq \alpha_p$, эффективная термо-эдс, измеряемая в опыте, будет иметь дополнительную температурную зависимость с энергией активации

$$\varepsilon_{th} = U - (\varepsilon_1+\varepsilon_2)/2 - \varepsilon_g/2. \qquad (18)$$

Появление этой температурной зависимости обязано изменению положения границы, разделяющей области p- и n-типа проводимости.

Автор глубоко благодарен В. Л. Бонч-Бруевичу за внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Roosbroeck W. van, Casey H. C., Jr.//Phys. Rev. 1972. B5. P. 2154—2166. [2] Stöckmann F.//Photoconductivity Conf./Ed. R. G. Breckenridge. 1956. N 4. P. 269—283. [3] Mott N. F., Davis E. A., Street R. A.//Phil. Mag. 1975. 32. P. 961—981. [4] Cong van.//J. Phys. Chem. Sol. 1965. 36. P. 1237—1240. [5] Дрожжов Ю. П.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 2. С. 97—100.

Поступила в редакцию
18.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

УДК 669.01+535.33

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ОКИСИ БЕРИЛЛИЯ

И. В. Китык, В. Н. Колобанов, В. В. Михайлин

(кафедра теоретической физики)

Кристаллы окиси бериллия — широкозонные ионные диэлектрики со структурой вюрцита (симметрия C_{6v}) — обладают уникальными свойствами, такими как высокая прозрачность в области вакуумного ультрафиолета, радиационная стойкость, механическая прочность и высокая теплопроводность, и являются перспективными для ряда областей науки и техники.

В настоящее время существует лишь две работы по расчету энергетической зонной структуры данных кристаллов, выполненные современными методами: методом расширенной элементарной ячейки [1] и методом псевдопотенциала [2].

В настоящей работе сделана попытка построения количественной схемы энергетических зон кристалла BeO, согласующейся с экспериментальными данными, в частности с оптическими спектрами в области межзонных переходов. С этой целью проведены измерения спектров отражения от скола монокристалла BeO, изготовленного в Институте геологии и геофизики СО АН СССР по методике [3].

Измерения проводились на ускорителе электронов Физического института АН СССР С-60 [4]. Экспериментальная установка в канале синхротронного излучения [5] собрана на базе монохроматора нормального падения без входной щели по модифицированной схеме Водсворта с горизонтальной плоскостью дисперсии. В монохроматоре использована сферическая дифракционная решетка радиуса кривизны 2 м с концентрацией энергии в области 1500 Å, нарезанная на алюми-