

УДК 539.2

Канд. физ.-мат. наук Щербак Я.Я. (ДонНТУ)

## ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ИЗОВАЛЕНТНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

С прикладной точки зрения твердые растворы относятся к числу важнейших неупорядоченных систем. Многие свойства, в частности, изовалентных растворов, плавно изменяются с изменением состава, что важно для их практического использования.

Из-за нарушения трансляционной симметрии, в таких растворах происходит перестройка энергетического спектра электронов – появляются локализованные состояния, энергетическая граница которых со стороны запрещенной зоны определяет, так называемую, «истинную» границу спектра, положение которой не зависит от концентрации примесных центров [1]

Кроме того, согласно Мотту [2], должна существовать и граница, отделяющая локализованные состояния от состояний квазинепрерывного спектра – граница подвижности или граница локализации.

В работе [3] показано, что в изовалентных растворах полупроводников положение границ подвижности для «легких» и «тяжелых» дырок валентной зоны различно – происходит их относительное смещение, величина которого зависит от концентрации примеси. Происходит «расщепление» токовых состояний валентной зоны, которое приведет к изменению характера энергетической зависимости плотности состояний у потолка валентной зоны, что скажется на кинетических характеристиках таких систем, обусловленных носителями этой зоны – «дырками».

Рассмотрим, например, статическую проводимость изовалентных растворов, легированных «мелкими» акцепторными примесями в области температур, определяемой условием:

$$\Delta E_a \leq \kappa T \leq \Delta E_a + \Delta E_{c_0}, \quad (1)$$

где  $\Delta E_a$  – энергия ионизации акцепторных центров,  $\Delta E_{c_0}$  – максимальная величина «расщепления» токовых состояний валентной зоны. При  $c=0$  и  $c=1$  ( $c$  – концентрация изовалентной примеси) вклад в проводимость будут давать как «легкие» так и «тяжелые» дырки («расщепление» отсутствует), тогда как при  $c \approx 0,5$  (максимальное «расщепление») и температурах  $\kappa T \approx \Delta E_a$  основной вклад в проводимость будут давать «тяжелые» дырки. С изменением температуры в интервале (1) при постоянном составе на кривой зависимости электропроводимости от температуры должны появиться особенности, обусловленные переходом от проводимости носителями одного типа («тяжелыми» дырками) к проводимости носителями двух типов («тяжелыми» и «легкими» дырками).

Статическая электропроводимость  $\sigma_n$  твердых растворов, с учетом рассеяния только на примесных центрах изовалентного замещения, имеет вид [4]:

$$\sigma_n = \frac{16e^2\pi^4}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( -\frac{\partial f_0(\omega)}{\partial \omega} \right) \frac{\rho_n^3(\omega) d\omega}{(m_n^*(c))^4 F(n, c, y)} \quad (2)$$

здесь  $f_0(\omega)$  – фермиевская функция распределения,  $m_n^*(c)$  – эффективная масса носителей в  $n$ -й зоне,  $\omega$  – энергетический параметр,  $\rho_n(\omega)$  – плотность состояний в зоне с

номером  $n$ ,  $y = G_n(c, \omega) \cdot U_0$ , где  $G_n$  - одночастичная функция Грина,  $U_0$  - параметр, характеризующий примесный потенциал,  $F(n, c, y)$  - матричная функция, связанная с массовым оператором соотношением  $\Sigma_n(c, \omega) = U_0 F(c, y)$

В случае растворов, для которых  $GU < 1$  (отсутствуют локальные уровни на изовалентных примесных центрах) можно использовать, предложенное в работе [5], разложение массового оператора  $\Sigma_n$  по  $GU$  в следующем виде:

$$\Sigma_n = cU + c(1-c)UG_nU \quad (3)$$

Тогда

$$F_n = c + c(c-1)G_nU \quad (4)$$

В этом приближении выражение для статической проводимости  $\sigma_n$  имеет вид:

$$\sigma_n = \frac{8e^2 kT}{3m_n^* c(1-c)} \exp\left(\frac{E_n - F}{kT}\right) \quad (5)$$

где  $E_n$  - положение края  $n$ -й зоны F- уровня Ферми.

Учитывая, что положение уровня Ферми определяется в основном «тяжелыми» дырками [6] из уравнения электронейтральности в приближении невырожденного газа носителей для акцепторного полупроводника имеем:

$$\exp\left(-\frac{F}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \left( \sqrt{1 + \frac{2N_a}{N_n} \exp\left(-\frac{E_n - E_a}{kT}\right)} - 1 \right) \quad (6)$$

где  $N_a$  - концентрация акцепторных центров,  $N_n = 2(2\pi m_n^* kT)^{\frac{3}{2}}$ ,  $E_a$  - положение акцепторного уровня.

С учетом (5) и (6) для статической проводимости при  $kT \geq \Delta E_a$  (что соответствует почти полной ионизации акцепторных центров) можно получить следующее выражение:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = \sigma_0 \sqrt{x(1 + e^{-x})} \quad (7)$$

где  $x = \frac{\Delta E_c}{kT}$  ( $\Delta E_c$  - зависящий от концентрации примеси энергетический зазор между границами локализации «легких» и «тяжелых» дырок,  $\Delta E_c = E_0 c(1-c)$ ,  $b = \frac{m_1^*}{m_2^*}$  ( $m_1^*$  и  $m_2^*$  - эффективные массы «тяжелых» и «легких» дырок соответственно),  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  - проводимости, обусловленные «тяжелыми» и «легкими» дырками).

Найдем критические точки функции  $\sigma(x)$ :

$$\sigma' = \frac{\sigma_0}{2\sqrt{x}}(1 + be^{-x}) - \sigma_0 b\sqrt{x}e^{-x}$$

Из условия  $\sigma' = 0$  находим

$$2x - 1 = \frac{e^x}{b} \quad (8)$$

Это уравнение эквивалентно системе уравнений

$$\begin{cases} y = 2x - 1 \\ y = \frac{e^x}{b} \end{cases} \quad (9)$$

В зависимости от параметра  $b$  система может иметь одно, два или не иметь решений.

Геометрически, единственное решение соответствует случаю, когда прямая  $y = 2x - 1$

касается линии  $y = \frac{e^x}{b}$ . Обозначим соответствующее этому случаю значение параметра

$b_{кр}$ , тогда

$$x = \ln(2b_{кр}) \quad (10)$$

Подставляя (10) в (8), получим

$$b_{кр} = \frac{e^{\frac{3}{2}}}{2} \approx 2,24$$

При таком значении  $b$  функция  $\sigma(x)$  имеет один экстремум.

Для большинства из 27 рассмотренных в работе [7] систем  $b > b_{кр}$ , система уравнений (9) имеет два решения, которым соответствует максимум и минимум на графике функции  $\sigma(x)$ .

Графическое решение системы уравнений (9) для  $b=4$  (около половины, рассмотренных в [7] твердых растворов, имеют такое значение параметра  $b$ ) даёт следующее значение температур  $T_1$  и  $T_2$ , соответствующих экстремумам функции  $\sigma(x)$ :

$$T_1 \approx 4 \cdot 10^2 \Delta E_c \text{ } ^0k, \quad T_2 \approx 1,6 \cdot 10^3 \Delta E_c \text{ } ^0k$$

Здесь  $\Delta E_c$  измеряется в электрон-вольтах. В температурном интервале  $\Delta T = T_2 - T_1 \approx 1,2 \cdot 10^3 \Delta E_c \text{ } ^0k$  относительное изменение величины  $\sigma(x)$  мало.

Именно такого типа зависимость проводимости от температуры была экспериментально получена в работе [8] при изучении термоэлектрических характеристик раствора  $InP_xAx_{1-x}$  р-типа.

Полученные в данной работе результаты позволяют как объяснить опытные исследования, так и могут быть использованы на практике при выборе температурного режима стабильной работы полупроводниковых приборов на основе твердых растворов.

### Литература

1. Лифшиц И.М., «О структуре энергетического спектра и квантовых состояниях неупорядоченных конденсированных систем». – УФН, 1964, т.83, вып.4, с. 617-663.
2. Мотт Н., Дэвис Э. «Электронные примеси в некристаллических веществах». – М., Мир, 1974, 472с.
3. Щербак Я.Я. «Структура края валентной зоны в изовалентных твердых растворах». Наукові праці Донецького Національного технічного університету. Серія: «Гірично-геологічна». Випуск 85, 2005, с 62-66.
4. Захаров А.Ю. Иванченко Ю.М. «Теория электропроводности неупорядоченных сплавов». ФНП, 1978, т.4, вып. 1, с 41-53.
5. Yonezawa F., Matsubara T. «Note on electronic state of random lattice. II» Progr. Theor. Phys., 1966, Vol 35, №3, p.p. 357-379.
6. Большаков Л.П. Наурызбаев А., Филипенко А.С. «Структура потолка валентной зоны антимонида индия» - ФТП, 1980, Т.14, №9, с 1712.
7. Щербак Я.Я. «Расщепление валентной зоны в твердых растворах полупроводников изoeлектронного замещения». В публикации.
8. Kekelidze N. and others. «Studies of Thermoelectric Characteristics of  $InP_xAs_{1-x}$  Alloys». Phys. Stat. Sol. (a), 1976, V38, №1., p.p. 49-52.

© Щербак Я. Я., 2007

УДК 622.1:528

Док. техн. наук ШОЛОМИЦКИЙ А. А., инж. ЛУНЕВ А. А., инж. КОВАЛЕВ К. В. (ДОННТУ)

### ПРИМЕНЕНИЕ СОВРЕМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ПРИ СОЗДАНИИ СЪЕМОЧНОГО ОБОСНОВАНИЯ КАРЬЕРОВ

**Введение.** Летом 2006 года кафедра геоинформатики и геодезии Донецкого национального технического университета, при поддержке ООО «Земли Донбасса» и маркшейдерской службы ОАО «Докучаевский флюсо-доломитный комбинат» (главный маркшейдер Пронь В.И.), провела на Стыльском карьере экспериментальную маркшейдерскую наземную фотограмметрическую съемку открытых горных разработок цифровой камерой. Целью этого эксперимента было получение метрических квазиснимков [1], по которым на цифровой фотограмметрической станции «Delta/Digitalls» [2] можно построить цифровые маркшейдерские планы открытых горных разработок.

Первым этапом этого эксперимента было создание съемочного обоснования (7 точек), которое затем использовалось для обработки цифровой фотограмметрической съемки открытых горных разработок.

**Постановка задачи.** В настоящее время на карьерах съемочное обоснование маркшейдерских съемок создается методом разрядной полигонометрии, а вставка отдельных пунктов — методом обратной угловой засечки. В последнее время имеются публикации об использовании для создания маркшейдерского съемочного обоснования методов спутниковой навигации [3-5] и электронных тахеометров. Однако в научной литературе нет сравнительной оценки этих методов и рекомендаций по их использованию. Поэтому в ходе эксперимента съемочное обоснование фотограмметрической съемки создавалось методом спутниковой навигации и для контроля — высокоточным электронным тахеометром.