

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:

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

где ΔE_a - энергия ионизации акцепторных центров, ΔE_{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 $kT \approx \Delta E_a$ 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 σ_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, ω - 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 Σ_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 σ_n имеет вид:

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

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 $x = \frac{\Delta E_c}{kT}$ (ΔE_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), σ_1 и σ_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 ΔE_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: «Гірничо-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 изоэлектронного замещения». В публикации.
8. Kekelidze N. and others. «Studies of Thermoelectric Characteristics of InP_xAx_{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.