## УДК 621.315

# ЭЛЕКТРОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕТАЛЛ–ИЗОЛЯТОР В ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ZnO

# Н.Р. АГАМАЛЯН, Т.А. АСЛАНЯН, Э.С. ВАРДАНЯН, Е.А. КАФАДАРЯН, Р.К. ОВСЕПЯН, С.И. ПЕТРОСЯН, А.Р. ПОГОСЯН

#### Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

### (Поступила в редакцию 3 мая 2012 г.)

Исследованы электронные фазовые переходы металл-изолятор в широкозонных полупроводниках ZnO. Рассмотрено влияние дефектного комплекса, обусловленного кислородной вакансией и междоузельным атомом цинка, на переход металл-изолятор. Изучены особенности этого перехода в легированных донорной или акцепторной примесью пленках ZnO и влияние вышеуказанного дефектного комплекса на механизм транспорта носителей заряда.

### 1. Введение

цинка (ZnO), Пленки относящиеся широкозонным оксида К полупроводникам и обладающие множеством интересных свойств, находят широкое применение в оптоэлектронике при создании светодиодов, работающих в сине-зеленом или УФ диапазонах. Важным достоинством пленок оксида цинка является возможность управления их свойствами, в частности, величиной и типом проводимости, путем введения донорной или акцепторной примеси [1,2]. Так, примесь Ga в пленках ZnO действует как донор, увеличивая проводимость без ухудшения оптической прозрачности, а примесь Li действует как акцептор и уменьшает проводимость [3,4]. Донорным центром является также дефектный комплекс междоузельный атом цинка-кислородная вакансия. Послеростовой отжиг на воздухе приводит к насыщению пленок кислородом, т.е. к уменьшению кислородных вакансий и, как следствие, к уменьшению донорных центров. В результате, можно получать компенсированные полупроводники с возможностью изменения проводимости на несколько порядков [3].

Важнейшее место в теории фазовых переходов в твердом теле занимают переходы металл–изолятор. Такие фазовые переходы сопровождаются изменением величины электропроводности и механизма транспорта носителей заряда при изменении состава вещества. Известно, что переходы металл–изолятор наблюдаются в оксидах металлов, где в результате перехода проводимость материала может меняться на несколько порядков. Например, в оксиде ванадия  $V_2O_3$  она изменяется приблизительно в  $10^7$  раз, а в нестехиометрическом оксиде европия EuO до  $10^{10}$  раз [5,6]. В то же время, фазовый переход металл–изолятор в

тонких пенках ZnO, обусловленный изменением состава вещества, недостаточно изучен.

Данная работа посвящена исследованию электронных фазовых переходов металл-изолятор в пленках ZnO:Ga и ZnO:Li, а также исследованию механизмов транспорта носителей заряда в этих пленках.

#### 2. Методика эксперимента

Чистые и легированные литием и галлием пленки ZnO были изготовлены методом вакуумного электронно-лучевого напыления [7,8] на подложках из сапфира с ориентацией (0001). Синтезированные керамические таблетки ZnO с примесями Ga (2 и 0.7 вес.%) и Li (0.5, 1 и 5 вес.%) использовались в качестве мишеней для напыления (см. табл.1). Используемый метод обеспечивает получение пленок с дефицитом кислорода, поэтому они подвергались дополнительному отжигу на воздухе для насыщения кислородом, что приводило к уменьшению кислородных вакансий и, как следствие, к уменьшению донорных центров, которые обусловлены комплексом кислородная вакансия–междоузельный атом цинка. В процессе отжига контролировалось изменение проводимости пленок. В результате послеростовой обработки были получены компенсированные полупроводники, содержащие как донорные, так и акцепторные центры [3,9].

Табл. 1. Параметры носителей заряда пленок ZnO:Li в зависимости от продолжительности и температуры отжига на воздухе:  $\mu_H$  – холловская подвижность, D – зонная проводимость термически возбужденных носителей заряда, H – прыжковый механизм транспорта носителей заряда.

	Приме сь	Температура и длительность отжига, <i>T</i> ,°C; <i>t</i> , min	Проводи- мость σ, (Ohm cm) <sup>-1</sup>	Подвиж- ность µН, cm <sup>2</sup> / V s	Концентра- ция носителей <i>n</i> , cm <sup>-3</sup>	$E_C - E_F,$ eV	Механизм транспорта носителей заряда
1	Li 1%	as-deposited	0.33	12.3	$1.7 \times 10^{17}$	-0.28	D
2	Li 1%	200°C, 5 min	0.12	5.3	$1.4 \times 10^{17}$	+0.88	D
3	Li 1%	250°C, 5 min	0.086	7.6	7.1×10 <sup>16</sup>	+1.05	Н
4	Li 1%	300°C, 5 min	0.034	10.2	$2.1 \times 10^{16}$	+1.37	Н
5	Li 1%	350°C, 5 min	0.0077	6.2	7.7×10 <sup>15</sup>	+1.63	Н
6	Li 1%	380°C, 5 min	0.0017	8.6	1.3×10 <sup>15</sup>	+2.09	Н
7	Li 1%	400°C, 20min	0.00052	80	4.1×10 <sup>13</sup>	+2.98	Н
8	Li 1%	520°C, 30 min	0.00043	70	4.0×10 <sup>13</sup>	+2.98	Н
9	Ga 2%	as-deposited	3.1×10 <sup>3</sup>	9.8	1.8×10 <sup>21</sup>	-0.54	D
10	Ga 2%	450°C, 10 min	780	5.7	7.4×10 <sup>20</sup>	-0.3	D
11	Ga 1%	as-deposited	$1.4 \times 10^{3}$	9.8	8.9×10 <sup>20</sup>	-0.34	D
12	Ga 1%	700°C, 10 min	501	11.9	$2.6 \times 10^{20}$	+0.15	D

Измерения проводимости проводились как на постоянном токе, так и в частотном диапазоне 10 Гц-35 МГц. Частотные зависимости измерялись с помощью свип-генератора и синхронно-фазового детектора. Измерения проводимости осуществлялись на планарных структурах Al|ZnO:Li|Al и Al|ZnO:Ga|Al. Измерения на постоянном и переменном токе проводились при напряженности электрического поля 10 В/см. Холловская подвижность измерялась методом Ван-дер-Пау при напряженности магнитного поля 1–2 Т. Спектры пропускания и отражения регистрировались при комнатной температуре в УФ и видимом диапазонах. Полученные экспериментальные результаты приведены в табл.1.

#### 3. Результаты и их обсуждение

Для электрических и оптических исследований был получен набор пленок ZnO:Ga, ZnO:Li. Известно, что недостаток кислорода в ZnO приводит к возникновению собственных дефектов донорного типа (междоузельный цинк и вакансии кислорода), пленка ZnO:Ga была легирована двумя типами донорной примеси – вышеуказанным комплексом и ионом Ga<sup>3+</sup>. Пленки ZnO:Li содержат как донорные примеси (вышеуказанный комплекс), так и акцепторные центры, обусловленные ионами Li<sup>+</sup>.

Для экспериментального наблюдения перехода металл–изолятор в качестве управляющего параметра перехода был выбран состав вещества, а точнее, концентрация донорного дефектного комплекса, обусловленного кислородной вакансией и междоузельным атомом цинка. Послеростовой отжиг приводит к изменению концентрации этого донорного комплекса и не приводит к изменению концентрации донорных и акцепторных центров, обусловленных ионами Ga<sup>3+</sup> и Li<sup>+</sup>, соответственно. Были проведены измерения зависимости проводимости от температуры при разных значениях управляющего параметра.



Рис.1. Температурные зависимости проводимости пленок ZnO:Ga с разной концентрацией кислородных вакансий в соответствии с температурой отжига на воздухе: 1) as-deposited, 2) 280°C, 3) 320°C, 4) 450°C, 5) 520°C. Точки соответствуют экспериментальным данным, а прямые линии получены аппроксимацией.

На рис.1 приведены температурные зависимости проводимости пленок ZnO:Ga с использованием постоянного напряжения смещения. Эти плёнки обладают электронной проводимостью. Полученные результаты могут быть аппроксимированы линейной функцией зависимости проводимости σ от температуры *T*:  $\sigma(T) = \sigma_0 + \alpha T$ . В случае, когда пленка не подвергалась отжигу (as-deposited) послеростовому И обладает высокой удельной проводимостью, наблюдается уменьшение проводимости с повышением температуры (кривая 1), то есть имеется отрицательный температурный коэффициент проводимости  $(\alpha = d\sigma/dT < 0)$ . По мере увеличения концентрации кислорода, т.е. уменьшения кислородных вакансий в пленке (кривые 2-5), проводимость при комнатной температуре уменьшается. Также уменьшается температурное изменение проводимости, а дальнейший отжиг приводит к изменению знака температурного коэффициента с отрицательного на положительный (  $\alpha > 0$  ).

Предполагается, что пленки as-deposited с большой концентрацией кислородных вакансий являются вырожденными полупроводниками. Величина концентрации носителей заряда *n* в зоне проводимости обусловлена энергией Ферми *E<sub>F</sub>* и для сильно вырожденного полупроводника описывается соотношением

$$n = \left(4N_C / 3\sqrt{\pi}\right) \left[ \left(E_F - E_C\right) / kT \right]^{3/2}, \tag{1}$$

где  $N_{C} = (2/h^{3})(2\pi m_{e}^{*}kT)^{3/2}$  – эффективное число состояний в зоне проводимости и  $m_e^* = 0.27 m_e$  эффективная масса электрона в ZnO [10];  $E_C$  – край подвижности, т.е. критическая энергия, отделяющая локализованные состояния от нелокализованных. Эффективное число состояний в зоне проводимости дляпленок ZnO равно  $N_C = 4.1 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (T = 300 K), т.к.  $N_C = 4.83 \times 10^{15} \left(T m_e^*\right)^{3/2}$  см<sup>-3</sup>. Как видно из (1), с учетом зависимости эффективного числа состояний N<sub>C</sub> от температуры, получим, что при сильном вырождении концентрация перестает зависеть от температуры, а слабой зависимостью энергии Ферми можно пренебречь, т.к. температурный диапазон измерения мал. Отрицательный температурный коэффициент проводимости ( $\alpha < 0$ ) можно объяснить уменьшением времени релаксации т или длины свободного пробега при увеличении температуры. Поэтому для пленок as-deposited удельное сопротивление пропорционально температуре:  $1/\sigma(T) \sim T$ . Пленки с минимальной концентрацией кислородных вакансий являются невырожденными полупроводниками. Лпя невырожденных полупроводников концентрация носителей *n* в зоне проводимости зависит от температуры и описывается выражением

$$n = N_C \exp\left[-\left(E_C - E_F\right)/kT\right],\tag{2}$$

где  $E_C$  – эффективное число состояний в зоне проводимости, и эта величина не зависит от температуры для невырожденных полупроводников.

Для пленок, прошедших отжиг на воздухе (то есть с минимальной концентрацией кислородных вакансий), наблюдается типичная для невырожденных полупроводников положительная температурная зависимость проводимости  $(d\sigma/dT > 0)$ . В этом случае повышение проводимости с увеличением темпера-

туры обусловлено увеличением концентрации электронов в зоне проводимости. В невырожденных полупроводниках время релаксации т не зависит от температуры.

Ионы Li в кристаллической решетке ZnO являются акцепторами, а кислородные вакансии – донорными центрами, т.е. пленки ZnO:Li являются компенсированными полупроводниками, а отжигом в атмосфере кислорода или в вакууме можно управлять степенью компенсации  $K = N_A / N_D$  в широком пределе, вплоть до создания пленок с р-типом проводимости. Далее рассмотрим механизм транспорта носителей заряда в зависимости от концентрации кислородных вакансий. Для определения механизма транспорта носителей были построены экспериментальные графики зависимости проводимости от температуры в координатах ( $T^{-1/m}$ , log  $\sigma$ ), где m = 1, 2, 3, 4. Полученные экспериментальные зависимости аппроксимируются прямой, если *m* подобрано правильно, и изогнутой линией в противном случае. Это означает, что температурную зависимость проводимости в определенном интервале температур можно описать выражением  $\sigma \propto A \exp(-BT^{-1/m})$ . На основе аппроксимаций делаются предположения о механизме транспорта носителей заряда [4]. На рис.2 приведены температурные зависимости проводимости пленок ZnO:Li, на которых наблюдаются линейные участки. На рис.2a (пленка as-deposited, обладает высокой проводимостью) наблюдается линейная зависимость проводимости от температуры в координатах  $(T^{-1}, \log \sigma)$ , т.е. 1/m = 1, причем температурный коэффициент положителен  $(d\sigma/dT > 0)$ . Полученные результаты могут быть аппроксимированы выражением  $\sigma = \sigma_0 \exp(E_a/kT)$ , где  $E_a$  – энергия термической активации носителей в зону проводимости. Активационный характер наблюдается при транспорте носителей заряда, возбужденных за край подвижности в нелокализованные состояния.

Температурные зависимости проводимости (рис.2b) пленок, отожженных на воздухе (320°С, 20 мин), могут быть аппроксимированы выражением  $\sigma = \sigma_0 \exp(E_C - E_E/kT).$ Переход от зонной проводимости термически возбужденных носителей к прыжковой, с прыжками на ближайшие примесные центры, хорошо виден на рис.2b. Это излом между прямой в левой части графика и прямой аппроксимации, подходящей к ней справа, из области более низких температур. В зависимости от степени отжига энергия активации проводимости меняется в диапазоне  $E_a = 0.03 - 0.06$  эВ. По мере увеличения концентрации кислорода (отжиг на воздухе 520°С; 30 мин.) проводимость при комнатной температуре уменьшается (рис.2с), а также изменяется механизм проводимости. Температурное изменение проводимости этих пленок было аппроксимировано выражением  $\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\left(T_M/kT\right)^{1/4}\right]$ , где  $T_M$  и  $\sigma_0$  – постоянные. Возможность аппроксимации экспериментальных результатов этой зависимостью означает прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка. Для пленок, отожженных при 520°С, наблюдается переход от зонной проводимости термически возбужденных носителей к прыжковой проводимости с прыжками переменной длины (рис.2с) в области комнатных температур.



Рис.2. Температурные зависимости проводимости пленок ZnO:Li с разной концентрацией кислородных вакансий в соответствии с температурой отжига на воздухе: а) as-deposited, график представлен в осях ( $T^{-1}$ , log  $\sigma$ ); b) 320°C, график представлен в осях ( $T^{-1}$ , log  $\sigma$ ); c) 520°C, график представлен в осях ( $T^{-1/4}$ , log  $\sigma$ ).

Величина концентрации носителей заряда n в зоне проводимости обусловлена энергией Ферми  $E_F$  и для сильно вырожденного полупроводника описывается соотношением (1), а для невырожденного полупроводника – соотношением (2). На основе этих выражений был определен уровень Ферми для пленок ZnO:Ga и ZnO:Li (см. табл.1). Уровень Ферми для пленок, легированных литием, находится в запрещенной зоне и в результате отжига на воздухе меняется от -0.8 до -2.9 эВ. Это означает, что уменьшение концентрации кислородных вакансий приближает уровень Ферми к валентной зоне. Для легированных галлием пленок с высокой концентрацией кислородных вакансий уровень Ферми находится внутри одной или нескольких зон проводимости, т.е. в области разрешенных значений энергии. В результате отжига на воздухе уровень Ферми переходит в запрещенную зону, т.е. меняется от +0.54 до -2.9 эВ.

На рис.3 приведены зависимости проводимости от циклической частоты ( $\omega = 2\pi f$ ) переменного электрического поля для пленок ZnO:Ga и ZnO:Li (кривая 1 – as-deposited, кривые 2 и 3 – после отжига на воздухе). Проводимость пленок ZnO:Ga до и после отжига практически не зависит от частоты. Поэтому эти зависимости были нами аппроксимированы формулой Друде–Лоренца

 $\sigma(\omega) = \sigma_0 / 1 + (\omega \tau)^2$ , где  $\tau$  – время релаксации носителей,  $\sigma_0 = ne^2 \tau / m_e^*$  – проводимость на постоянном токе. Спада проводимости в области высоких частот, согласно модели Друде–Лоренца, на этих зависимостях не наблюдается при условии  $\omega \approx \tau^{-1}$  [6]. Подвижность носителей заряда для исследуемых пленок ZnO меняется от 5 до 80 см<sup>2</sup>/В с, на основе этих измерений можно определить время релаксации носителей с  $\tau \sim 10^{-14}$  с. Это означает, что в исследуемом частотном диапазоне  $1-10^6$  с<sup>-1</sup> спад проводимости не должен наблюдаться. Наблюдаемая частотная зависимость обусловлена дрейфовой проводимостью носителей заряда по делокализованным состояниям.



Рис.3 Частотные зависимости проводимости пленок ZnO:Li и ZnO:Ga: 1) as-deposited, 2) и 3) – после отжига на воздухе при 350°С и 520°С.

Для пленок с акцепторной примесью лития as-deposited наблюдалась зонная проводимость носителей заряда по делокализованным состояниям. Для пленок, прошедших отжиг (рис.3, кривые 2), эта зависимость имеет возрастающий нелинейный характер, и полученные экспериментальные результаты аппроксимируются зависимостью  $\sigma(\omega) = \sigma_0 + A\omega^s$  с параметром s = 0.45 и 0.75 для пленок, прошедших отжиг при 350°C и 520°C, соответственно. Частотная зависимость проводимости пленок после отжига на воздухе имеет возрастающий линейный характер, что означает прыжковый механизм транспорта носителей заряда.

Измерение проводимости пленок ZnO с различной концентрацией кислородных вакансий показало, что изменение концентраций донорных центров приводит к фазовому переходу металл–изолятор. В результате отжига происходит уменьшение концентрации носителей и увеличение расстояния между до-

норами, перекрытие волновых функций локализованных донорных состояний начинает уменьшаться. Уменьшение перекрытия волновых функций приводит к распаду примесной зоны на делокализованные состояния и, как следствие, к переходу от зонной проводимости к прыжковой проводимости.

Фазовый переход металл–изолятор в пленках ZnO проявляется и в оптическом диапазоне. Изменение концентрации носителей заряда приводит к сдвигу Бурштейна–Мосса. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  была определена в предположении прямозонных переходов между валентной зоной и зоной проводимости. Коэффициенты поглощения  $\alpha$  в зависимости от энергии фотонов могут быть выражены как

$$\left(\alpha h\omega\right)^2 = A\left(h\omega - E_g\right),\tag{3}$$

где A – некая константа. Ширина запрещенной зоны получается экстраполяцией линейной части кривых  $(\alpha h \omega)^2$  как функций фотонной энергии  $h \omega$  падающего излучения до пересечения с осью энергии (при  $\alpha = 0$ ). Зависимости  $(\alpha h \omega)^2$  от энергии ho для различных концентраций ионов в пленках ZnO показаны на рис.4. Коэффициенты поглощения α вблизи края поглощения следуют экспоненциальному закону,  $\alpha(h\omega) = \alpha_0 \exp(h\omega/E_0)$ , т.е. правилу Урбаха. Здесь α<sub>0</sub> – постоянная, а E<sub>0</sub> – эмпирический параметр, обычно слабо зависящий от температуры и описывающий ширину локализованных состояний в запрещенной зоне, но не их энергетические позиции. Величина  $E_0$ рассматривается как параметр, который включает влияние всех возможных дефектов. Из наклона линейной части кривой зависимости коэффициента поглощения в полулогарифмическом масштабе как функции фотонной энергии  $h\omega$  рассчитывается характеристика  $E_0$ . При увеличении концентрации донорных центров, когда уровень Ферми входит в зону проводимости, состояния, лежащие ниже уровня Ферми, будут практически все заполнены. Переходы фотовозбужденных электронов из валентной зоны при поглощении фотонов ниже уровня Ферми будут невозможны, так как соответствующие состояния в зоне проводимости заняты электронами.

На рис.4 приведена зависимость края поглощения  $E_g$  от концентрации донорной (Ga) или акцепторной (Li) примесей. Приведена также зависимость эмпирического параметра  $E_0$ , описывающего ширину локализованных состояний на дне зоны проводимости, согласно модели урбаховского края. Представлена зависимость величины  $E_F - E_C$ , т.е. энергии от уровня Ферми  $E_F$  до ближайшего края разрешенной зоны  $E_C$ , для пленок с донорной или акцепторной примесью.

Согласно этим измерениям, в пленках, легированных донорной примесью Ga, изменение концентрации дефектного комплекса, обусловленного кислородной вакансией – междоузельным атомом цинка, приводит к существенному сдвигу края поглощения  $E_g$  и величины  $E_F - E_C$ . Однако в пленках, легированных акцепторной примесью Li, изменение концентрации кислородных вакансий не приводит к изменению края поглощения  $E_g$ .



Рис.4. Зависимость края поглощения  $E_g$  и величины  $E_F - E_C$  (a) и параметра  $E_0$  (b) от концентрации донорной или акцепторной примеси для as-deposited и отожженных на воздухе пленок ZnO, легированных донорной и акцепторной примесью.

Исходя из полученных данных, можно предположить, что пленки ZnO с донорной примесью Ga являются вырожденными полупроводниками, и изменение проводимости в результате отжига обусловлено изменением уровня Ферми. Чистые и легированные акцепторной примесью лития пленки ZnO являются невырожденными полупроводниками, следовательно, фазовый переход металл–изолятор не приводит к изменению края поглощения  $E_g$  и эмпирического параметра  $E_0$  (урбаховского края), которые обусловлены дефектами структуры и электрон-фононным взаимодействием.

## 4. Заключение

Отжиг пленок ZnO приводит к фазовому переходу металл–изолятор. Реальным управляющим параметром этого перехода является концентрация междоузельного атома цинка, который является донором. Пленки с высокой концентрацией междоузельного атома цинка имеют относительно высокую проводимость и металлический ход температурной зависимости проводимости, т.е. отрицательный температурный коэффициент проводимости ( $d\sigma/dT < 0$ ). Отжиг на воздухе приводит к уменьшению проводимости и изменению температурной зависимости проводимости проводимости на активационную, с положительным температурным коэффициентом проводимости ( $d\sigma/dT > 0$ ). Отжиг пленок ZnO также приводит к изменению механизма транспорта носителей заряда. В пленках с высокой концентрацией междоузель-

ного атома цинка доминирует зонная проводимость. После отжига в пленках с низкой проводимостью наблюдается прыжковый механизм транспорта носителей. В результате отжига происходит переход В системе невзаимодействующих электронов, поэтому этот переход можно отнести к переходу Андерсона.

Работа выполнена в рамках государственного финансирования Республики Армения и гранта ANSEF № 2951.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Y.Liu, C.R.Gorla. J. Electron. Mater., 29, 69 (2000).
- 2. W.Yang, R.D.Vispute. Appl. Phys. Lett., 78, 2787 (2001).
- 3. S.A.Studenikin, M.Cocivera. J. Appl. Phys., 91, 5060 (2002).
- 4. N.R.Aghamalyan, R.K.Hovsepyan, A.R.Poghosyan, V.G.Lazaryan. Proc. SPIE, 5560, 235 (2004).
- 5. Н.Ф.Мотт. Переходы металл-изолятор. М., Наука, 1979.
- 6. В.Ф.Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. М., Физматлит, 2005.
- 7. Р.О.Зайцев, Е.В.Кузьмин, С.Г.Овчинников. УФН, 148, 604 (1986).
- N.R.Aghamalyan, I.A.Gambaryan, E.Kh.Goulanian, R.K.Hovsepyan, R.B.Kostanyan, S.I.Petrosyan, E.S.Vardanyan, A.F.Zerrouk. Semicond. Sci. Technol., 18, 525 (2003).
- 9. T.P.Rao, M.C. Santhosh Kumar. J. Cryst. Proc. Technol., 2, 72 (2012)
- 10. K.Sakai, T.Kakeno, T.Ikari, S.Shirakata. J. Appl. Phys, 99, 043509 (2006)

## ՄԵՏԱՂ–ՄԵԿՈՒՍԻՉ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ԼԱՅՆ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ ZnO ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

## Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Տ.Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Է.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ե.Ա. ԿԱՖԱԴԱՐՅԱՆ, Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ա.Ռ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են լայն արգելված գոտիով ZnO կիսահաղորդիչներում մետաղ–մեկուսիչ փուլային անցումները։ Դիտարկված է թթվածնի ատոմի թափուրքով և միջհանգուցային ցինկի ատոմով պայմանավորված արատների համալիրի ազդեցությունները մետաղ–մեկուսիչ անցման վրա։ Հետազոտված են այդ անցման առանձնահատկությունները դոնորային կամ ակցեպտորային խառնուկներով լեգիրված ZnO թաղանթներում և վերը նշված արատների համալիրի ազդեցությունը լիցքակիրների տեղափոխման մեխանիզմի վրա։

## METAL–INSULATOR ELECTRONIC PHASE TRANSITIONS IN WIDE-GAP ZnO SEMICONDUCTORS

### N.R. AGHAMALYAN, T.A. ASLANYAN, E.S. VARDANYAN, Y.A. KAFADARYAN, R.K. HOVSEPYAN, S.I. PETROSYAN, A.R. POGHOSYAN

Metal-insulator electronic phase transitions in wide-gap ZnO semiconductors have been studied. The influence of defect complex caused by oxygen vacancy and interstitial zinc atom on the metal-insulator transition is considered. The peculiarities of this transition in ZnO films doped with donor or acceptor impurity and the influence of mentioned defect complex on the charge carrier transfer mechanism were investigated.