

**СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ОКСИДА ЦИНКА,  
ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА С ВЫСОКОЙ ДОЗОЙ**

Ю. А. Бумай<sup>1\*</sup>, В. Ф. Валеев<sup>2</sup>, В. И. Головчук<sup>3</sup>, А. И. Гумаров<sup>4</sup>,  
М. Г. Лукашевич<sup>3</sup>, В. И. Нуждин<sup>2</sup>, В. Б. Оджаев<sup>3</sup>, А. А. Харченко<sup>3</sup>,  
Р. И. Хайбуллин<sup>2</sup>

УДК 535.3

<sup>1</sup> Белорусский национальный технический университет,

220013, Минск, просп. Независимости, 65, Беларусь; e-mail: yuabumai@bntu.by

<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр  
Российской АН, Казань, 420029, Россия; e-mail: rik@kfti.knc.ru

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, Минск, 220050, Беларусь; e-mail: Lukashevich@bsu.by

<sup>4</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008, Россия;  
e-mail: amir@gumarov.ru

(Поступила 3 июня 2019)

Представлены оптические спектры пропускания и отражения монокристаллических пластинок оксида цинка (ZnO), имплантированного ионами  $Co^+$  с энергией 40 кэВ и высокими дозами  $(0.5-1.5) \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . В спектрах пропускания наблюдаются снижение пропускания с ростом дозы имплантации, а также сдвиг края оптического пропускания в длинноволновую область и три полосы поглощения в диапазоне 550–680 нм. Полосы и их положения характерны для оптически активных ионов  $Co^{2+}$ , находящихся в позициях замещения катионов цинка в матрице ZnO. Коэффициент отражения при регистрации с имплантированной стороны пластинки ZnO монотонно возрастает с увеличением дозы. Как в исходных, так и в имплантированных пластинках ZnO при регистрации спектров отражения с обратной (необлученной) стороны наблюдается характерная структура при  $\lambda = 375 \text{ нм}$ , обусловленная экситонным отражением. Моделирование величин пропускания и отражения света в имплантированных кобальтом образцах ZnO проведено в рамках трехслойной модели, в которой первый поверхностный слой содержит нановключения кобальта, второй, более заглубленный слой представляет собой твердый раствор замещения ионов кобальта в матрице ZnO, третий слой — оставшаяся, необлученная часть пластинки ZnO. В результате моделирования определены эффективные показатели преломления двух слоев ZnO, содержащих имплантированную примесь кобальта в различных фазовых состояниях.

**Ключевые слова:** оксид цинка, ионная имплантация, ион кобальта, оптические свойства, показатель преломления.

*Optical transmission and reflection spectra of monocrystalline plates of zinc oxide (ZnO) implanted with 40 keV  $Co^+$  ions to high doses of  $(0.5-1.5) \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  are presented. A decrease in the transmission value and the shift of the optical transmission edge to the long-wavelength region with increasing of the dose are observed in transmission spectra. Three absorption bands in the range of 550–680 nm are also observed in transmission spectra. The bands and their positions are typical for optically active  $Co^{2+}$  ions in the zinc*

**TRANSMISSION AND REFLECTION SPECTRA OF ZINC OXIDE IMPLANTED WITH A HIGH DOSE OF COBALT IONS**

Yu. A. Bumai<sup>1\*</sup>, V. F. Valeev<sup>2</sup>, V. I. Golovchuk<sup>3</sup>, A. I. Gumarov<sup>4</sup>, M. G. Lukashevich<sup>3</sup>, V. I. Nuzhdin<sup>2</sup>, V. B. Odzhaev<sup>3</sup>, A. A. Kharchenko<sup>3</sup>, R. I. Khaibullin<sup>2</sup> (<sup>1</sup> Belarusian National Technical University, 65 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220013, Belarus; e-mail: yuabumai@bntu.by; <sup>2</sup> E. K. Zavoisky Kazan Physical Technical Institute, FIC Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan, 420029, Russia; e-mail: rik@kfti.knc.ru; <sup>3</sup> Belarusian State University, Minsk, 220050, Belarus; e-mail: Lukashevich@bsu.by; <sup>4</sup> Kazan (Volga) Federal University, Kazan, 420008, Russia; e-mail: amir@gumarov.ru)

*cation substitution positions in the ZnO matrix. The reflection coefficient of the implanted side of the ZnO plate increases monotonously with the dose values. In both, the initial and implanted ZnO plates, a characteristic structure at  $\lambda = 375$  nm due to exciton reflection is observed when recording the reflection spectra from the reverse (non-irradiated) side. Modeling of light transmission and reflection in cobalt-implanted ZnO samples was carried out within the framework of a three-layer model, in which the first surface layer contains cobalt nanoclusions, the second, deeper layer is a solid solution of cobalt ion substitution in the ZnO matrix, the third layer is the unirradiated part of the ZnO plate. As a result of modeling, effective refractive indexes of two ZnO layers containing implanted cobalt admixture in different phase states were determined.*

**Keywords:** zinc oxide, ion implantation, cobalt ion, optical properties, refractive index.

**Введение.** Оксид цинка, легированный ионами переходной группы железа, — один из перспективных материалов для получения на его основе магнитного полупроводника с температурой Кюри выше комнатной [1, 2]. Синтез магнитных полупроводников необходим для создания новых приборов и устройств спинтроники, оперирующих не только на основе гигантского магниторезистивного эффекта из-за спинзависимых процессов электронного рассеяния или туннелирования, но и на основе магнитооптических эффектов, поскольку спиновым состоянием таких устройств можно управлять поляризованным электромагнитным излучением. Однако до настоящего времени природа формирования магнитного упорядочения в оксиде цинка при введении в него примеси 3d-металлов разными способами до конца не выяснена. Особый интерес представляет легирование оксида цинка методом ионной имплантации, которая широко используется в современной микроэлектронике. Особенностью данного метода легирования является то, что наряду с принудительным внедрением 3d-примеси в оксидную подложку в ней генерируется значительное количество дефектов структуры, которые также могут влиять на магнитные, гальваномагнитные и оптические свойства модифицированного слоя. Изучение оптических характеристик оксида цинка, модифицированного имплантацией ионов переходных металлов, представляется актуальной задачей, поскольку может дать дополнительную важную информацию о природе магнитного упорядочения в модифицированном имплантацией слое оксида цинка и определить перспективы его использования в спинтронике и магнитной оптоэлектронике.

Ранее в работах [3, 4] нами изучены микроструктура, электрические, магнитные и гальваномагнитные свойства оксида цинка, имплантированного высокими дозами (концентрацией примеси) ионов кобальта с энергией 40 кэВ. Определены дозы имплантации, при которых в модифицированном слое ZnO наблюдаются электрический переход диэлектрик—металл и формирование дальнего магнитного порядка при комнатной температуре. Установлена корреляция между электрическими, магнитными и гальваномагнитными характеристиками имплантированных образцов [3]. В структурных и магнитных исследованиях [4] показано, что высокодозная имплантация ионов кобальта в монокристаллический оксид цинка приводит к формированию в нем двухфазной магнитной системы. Первая фаза — магнитные наночастицы металлического кобальта размером ~10 нм формируются вблизи поверхности облученного ZnO вплоть до глубины 20 нм. Вторая, более заглубленная до 80 нм фаза представляет собой твердый раствор парамагнитных ионов  $\text{Co}^{2+}$  в матрице ZnO.

В настоящей работе исследуются оптические свойства вышеназванных образцов. Представлены спектры оптического пропускания и отражения плоскопараллельных пластинок оксида цинка, имплантированного кобальтом с разными дозами, и их интерпретация с учетом микроструктуры облученного слоя ZnO. Проведено моделирование коэффициентов пропускания и отражения света с целью определения оптического показателя преломления для двух модифицированных слоев ZnO, содержащих имплантированную примесь кобальта в различном фазовом состоянии.

**Методика эксперимента.** Монокристаллы оксида цинка (Crystec, Германия), выращенные гидротермальным методом, разрезаны на пластинки толщиной 1 мм и ориентацией плоскости перпендикулярно главной оси  $c$  [0001] и имплантированы ионами  $\text{Co}^+$  с энергией 40 кэВ в интервале доз  $(0.5\text{—}1.5) \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> при плотности ионного тока 4 мкА/см<sup>2</sup>. Имплантация проведена при комнатной температуре в вакууме не хуже  $10^{-5}$  Торр на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3. Для предотвращения перегрева образца в процессе имплантации площадка, на которой крепился образец, охлаждалась проточной водой. Расчет проецированного пробега ионов  $\text{Co}^+$  в матрице ZnO, выполненный с помощью TRIM-алгоритма с учетом распыления пластинки при облучении [5], дает  $R_p \cong 20$  нм. Спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения измерены на спектрометре PROSCAN MC-122 в диапазоне 200—1000 нм при комнатной температуре и угле падения света

$\varphi = 16^\circ$  на имплантированную и обратную (не имплантированную) стороны пластинки ZnO. Спектральное разрешение не хуже 1 нм.

**Результаты и их обсуждение.** На рис. 1 показаны спектральные зависимости коэффициента пропускания исходной и имплантированных разными дозами ионов кобальта пластинок оксида цинка. Величина и край оптического пропускания не зависят от стороны пластинки, на которую падает свет, т. е. имплантированную или не имплантированную. Видно, что с увеличением дозы имплантации существенно уменьшается пропускание, а край оптического поглощения смещается в длинноволновую область. Отметим, что изменение ширины оптической щели оксида цинка при легировании кобальтом наблюдалось в нанопроволоках и наночастицах, которое в [6, 7] интерпретировано в рамках увеличения параметра решетки ZnO из-за введения кобальта. В [8] показано, что оптическая щель уменьшается с увеличением параметра решетки. На спектральных зависимостях пропускания имплантированных образцов имеются также три полосы поглощения, которые при минимальной дозе  $D = 0.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  соответствуют  $\lambda_1 = 567 \text{ нм}$ ,  $\lambda_2 = 610 \text{ нм}$  и  $\lambda_3 = 660 \text{ нм}$ . Положение этих полос смещается в длинноволновую область спектра с увеличением дозы имплантации.

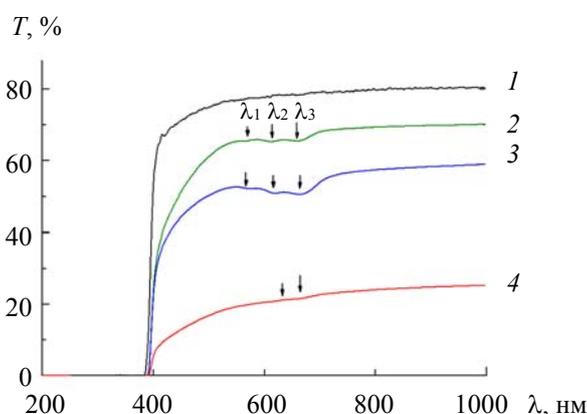


Рис. 1. Спектры пропускания исходной (1) и имплантированных ионами кобальта пластинок ZnO дозами  $0.5 \cdot 10^{17}$  (2),  $1.0 \cdot 10^{17}$  (3) и  $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (4)

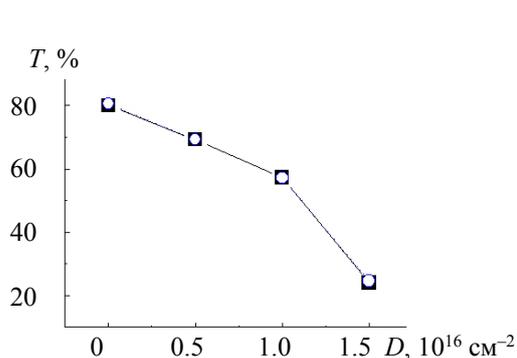


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания пластинки ZnO, имплантированной ионами кобальта, на  $\lambda = 800 \text{ нм}$  от дозы имплантации; экспериментальные данные (■), результаты моделирования в рамках трехслойной модели (○)

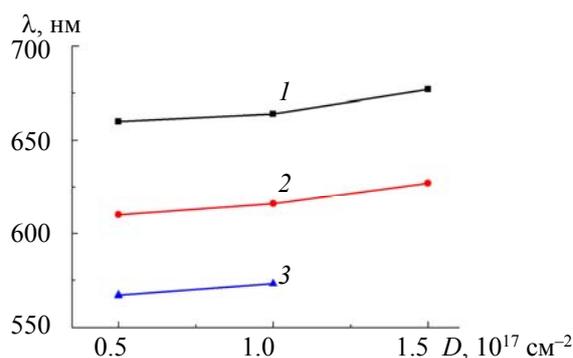


Рис. 3. Дозовые зависимости положения полос поглощения  $\lambda_1$  (1),  $\lambda_2$  (2) и  $\lambda_3$  (3), относящиеся к ионам  $\text{Co}^{2+}$  в кристаллической структуре ZnO

Зависимость коэффициента пропускания в области прозрачности оксида цинка на  $\lambda = 800 \text{ нм}$  от дозы имплантации показана на рис. 2; на рис. 3 представлена дозовая зависимость положения полос поглощения при  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ . Уменьшение пропускания в ионно-имплантированных образцах (рис. 2)

в первую очередь обусловлено появлением разупорядоченного имплантацией приповерхностного дефектного слоя ZnO толщиной порядка проецированного пробега ионов, а также зарождением и формированием в нем наноразмерных включений кобальта. Формирование в модифицированном приповерхностном слое сферических по форме наночастиц металлического кобальта с размерами 6—10 нм при максимальной дозе имплантации зарегистрировано методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [4].

Полосы поглощения при  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  наблюдались ранее в спектре оксида цинка, легированного кобальтом различными методами [9, 10]. Эти полосы связаны с внутрицентровыми  $d-d$ -электронными переходами в двухвалентных ионах  $\text{Co}^{2+}$  (конфигурация  $3d^7$ ), находящимися в тетраэдрическом кристаллическом поле в высокоспиновом состоянии ( $S = 3/2$ ), т. е. когда они замещают катионы  $\text{Zn}^{2+}$  в матрице ZnO и обусловлены переходами  ${}^4A_2(A) \rightarrow {}^2A_1(G)$ ,  ${}^4A_2(A) \rightarrow {}^2T_1(P)$ ,  ${}^4A_2(A) \rightarrow {}^2E(G)$  [11]. Сдвиг положения полос  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  в длинноволновую область (рис. 3) с увеличением дозы имплантации может отражать изменение дефектности кристаллической структуры модифицированного слоя и/или появление обменного взаимодействия в подсистеме ионов  $\text{Co}^{2+}$ .

Как и ожидалось, из-за малой толщины модифицированного слоя по сравнению с толщиной исходной пластинки спектральные зависимости коэффициента отражения существенно различаются при падении света на имплантированную и неимплантированную поверхности. Основной причиной такого различия может быть неоднородное распределение диаметра формирующихся при имплантации металлических наночастиц по толщине пластинки, которое может привести к плавному изменению показателя преломления модифицированного слоя и наблюдается при формировании металлических наночастиц методом ионной имплантации в прозрачных диэлектриках [12, 13]. На рис. 4 показаны спектры отражения, регистрируемые при падении света на имплантированную и неимплантированную стороны пластинки ZnO. Для исходной пластинки ZnO (кривые 1) при уменьшении длины волны в области  $\lambda \approx 400$  нм, т. е. на крае оптического пропускания, происходит скачкообразное падение коэффициента отражения, что объясняется уменьшением вклада в отражение обратной стороны пластинки. Этот скачок слабо проявляется при первой и второй дозах имплантации и практически не заметен в образце, имплантированном максимальной дозой (рис. 4, а, кривая 4). Последнее указывает на сильную дефектность имплантированного слоя, что подтверждается появлением перколяционного механизма металлической проводимости в образцах, имплантированных максимальной дозой, в то время как при первых двух дозах имплантации образцы находятся на диэлектрической стороне перехода диэлектрик—металл [3].

Отражение, регистрируемое в области прозрачности ZnO, монотонно увеличивается с длиной волны, что особенно ярко проявляется с имплантированной стороны. При  $\lambda = 800$  нм и максимальной дозе  $D = 1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> оно более чем в два раза превосходит отражение от исходной пластинки ZnO. Это связано с дополнительным вкладом отражения от сформировавшихся в результате имплантации в приповерхностном слое наночастиц металлического кобальта, коэффициент отражения которого в исследуемом оптическом диапазоне увеличивается в два раза, а при  $\lambda = 800$  нм более чем в три раза превышает отражение оксида цинка [14].

Другой достаточно резкий и интенсивный пик отражения с последующим провалом, наблюдаемый в более коротковолновой области при  $\lambda = 375$  нм для исходного и имплантированного образцов при падении света на неимплантированную обратную сторону, обусловлен экситонами и их резонансным отражением. Действительно, оксид цинка имеет достаточно высокую энергию связи экситонов ~60 мэВ и малый боровский радиус ~1.8 нм [1, 2]. По положению структуры “пик—провал” можно точно определить ширину запрещенной зоны  $E_g = 3.37$  эВ исследуемых пластинок оксида цинка, что хорошо согласуется с данными [1, 2]. Отметим, что из-за дефектов кристаллической структуры в достаточно толстой (1 мм) пластинке оксида цинка и наличия хвостов плотности разрешенных электронных состояний в запрещенной зоне (хвостов Урбаха) наблюдаемый в наших экспериментах край фундаментального поглощения несколько сдвинут в длинноволновую сторону ( $E_g = 3.13$  эВ).

При комнатной температуре экситонное отражение при  $\lambda = 375$  нм наблюдается в ZnO в случае поляризации света перпендикулярно гексагональной оси кристалла [15]. Разупорядочение имплантацией кристаллической структуры приповерхностного слоя оксида цинка приводит к отсутствию экситонной структуры в спектрах, зарегистрированных при падении света на имплантированную поверхность пластинки (рис. 4).

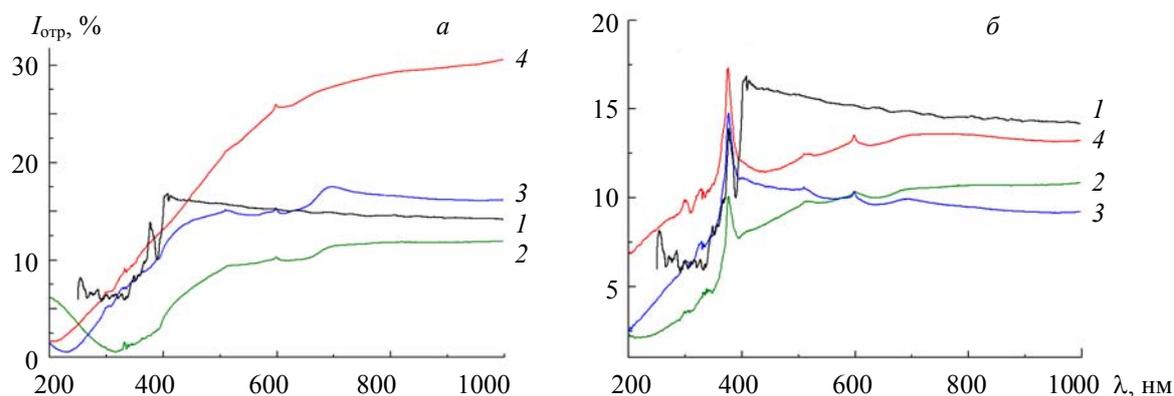


Рис. 4. Спектры отражения исходной (1) и имплантированной ионами кобальта пластинки ZnO при падении света на имплантированную (а) и неимплантированную (б) стороны при дозах имплантации:  $0.5 \cdot 10^{17}$  (2),  $1.0 \cdot 10^{17}$  (3) и  $1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup> (4)

Отметим также другие особенности в спектральных зависимостях коэффициента отражения, которые наиболее отчетливо проявляются при падении света на имплантированную сторону (рис. 4, а). Например, увеличение отражения при  $\lambda \sim 700$  нм. Эта полоса отражения, наиболее отчетливо проявляющаяся при падении света на имплантированную поверхность пластинки при первых двух дозах имплантации, обусловлена существенным ростом коэффициента отражения кобальта в этом спектральном диапазоне и наличием полосы поглощения ионов кобальта в диапазоне  $\lambda \sim 550\text{--}660$  нм, что приводит к росту коэффициента отражения от имплантированной и неимплантированной сторон пластинки. Косвенным подтверждением этого может служить ее отсутствие при максимальной дозе (кривая 4), когда основной вклад в отражение дают кластеры кобальта.

Дозовые зависимости коэффициента отражения в области прозрачности оксида цинка при  $\lambda = 800$  нм в случаях падения света как на имплантированную, так и на неимплантированную стороны пластинки показаны на рис. 5. Видно, что наибольший рост коэффициента отражения, также указывающий на формирование нановключений кобальта, имеет место при максимальной дозе имплантации и падении света на имплантированную поверхность пластинки, что коррелирует со спектральной зависимостью отражения кобальта [14]. В то же время при падении света на неимплантированную сторону пластинки коэффициент отражения даже ниже, чем у исходного образца. Это позволяет сделать вывод, что между поверхностным слоем, содержащим нанокластеры кобальта, и оставшейся необлученной частью пластинки находится еще один модифицированный имплантацией поглощающий слой.

В рамках предложенной ранее [16] методики вычисления эффективного показателя преломления модифицированного имплантацией слоя диэлектрика в приближении двухслойной модели (модифицированный слой толщиной 20 нм и оставшаяся часть неповрежденной пластинки) проведено моделирование прохождения света при его падении на имплантированную и неимплантированную стороны [17]. При моделировании проводилось сравнение рассчитанных коэффициентов отражения с экспериментальными при падении света на обе стороны пластинки. При этом экспериментальные коэффициенты пропускания и отражения при падении света на имплантированную поверхность пластинки достаточно хорошо согласуются с результатами моделирования. В то же время при падении света на неимплантированную сторону результаты расчетов и измерений заметно различаются. Это, вероятнее всего, обусловлено сильно упрощенной двухслойной моделью для модифицированной имплантацией пластинки, которая может содержать как сильно отражающий, содержащий большие кластеры кобальта, модифицированный слой вблизи имплантированной поверхности, так и расположенный за ним другой сильно поглощающий модифицированный слой, граничащий с неповрежденной частью оксида цинка. Действительно, согласно [4], ионы  $\text{Co}^{2+}$ , замещающие катионы  $\text{Zn}^{2+}$ , располагаются за областью формирования нанокластеров кобальта вплоть до глубин  $\sim 80$  нм. Кроме того, типичным при имплантации ионов металлов в диэлектрики (например, стекло или полимеры) является неоднородное распределение размеров формирующихся наночастиц по глубине, при котором наибольшие кластеры располагаются вблизи поверхности, а более мелкие простираются вглубь об-

разца [18, 19]. Все это может приводить к неодинаковому поглощению и отражению света для слоев образца, содержащих различные по размеру нанокластеры, и проявляться в разнице спектральных зависимостей отражения при падении света на имплантированную и неимплантированную поверхности и может даже характеризоваться двумя максимумами [12].

Проведенное моделирование в рамках трехслойной модели: приповерхностный слой толщиной 20 нм, содержащий крупные нанокластеры кобальта <10 нм, второй заглубленный слой твердого раствора замещения, простирающийся до глубины 100 нм с мелкими кластерами; оставшаяся часть неповрежденной пластинки, показывает лучшее согласие с результатами измерений (рис. 5). Моделирование проводилось в предположении, что слои однородные с резкими границами. Варьирование параметрами слоев для каждой дозы проводилось до наилучшего совпадения с экспериментальными коэффициентами отражения и пропускания при падении света как на имплантированную, так и на неимплантированную сторону образцов при одних и тех же параметрах. Некоторое отклонение от результатов измерений может быть связано с непланарностью границ и неоднородностью модифицированных слоев по толщине и площади. Результаты моделирования коэффициента пропускания имплантированных пластинок в рамках трехслойной модели отражены на рис. 2. Можно отметить лучшее совпадение результатов моделирования с измерениями по сравнению с двухслойной моделью имплантированной пластинки.

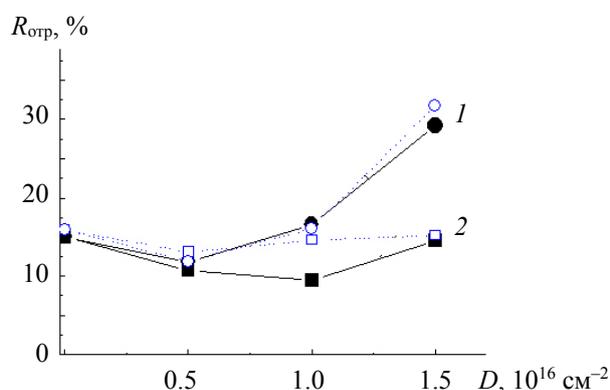


Рис. 5. Зависимости коэффициента отражения пластинки ZnO на  $\lambda = 800$  нм от дозы имплантации ионов кобальта при падении света на имплантированную (1) и неимплантированную стороны (2); экспериментальные данные (●, ■), результаты моделирования (○, □)

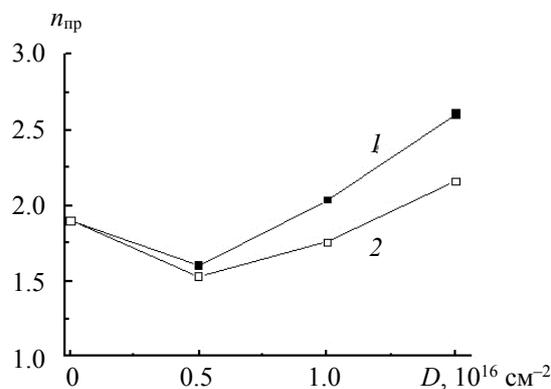


Рис. 6. Дозовые зависимости эффективных показателей преломления на  $\lambda = 800$  нм для модифицированных имплантацией ионами кобальта слоев ZnO: 1 — поверхностный слой с наноразмерными кластерами кобальта, 2 — заглубленный слой, содержащий твердый раствор замещения примеси в форме ионов  $\text{Co}^{2+}$  в кристаллической структуре ZnO

Зависимость определенных при моделировании эффективных показателей преломления двух модифицированных имплантацией ионов кобальта слоев оксида цинка на  $\lambda = 800$  нм от дозы имплантации приведена на рис. 6. Незначительное уменьшение эффективного показателя преломления обоих модифицированных слоев при первой дозе имплантации, которое может вызываться уменьшением его плотности, сменяется его увеличением при дальнейшем повышении дозы. Так, при максимальной дозе имплантации эффективный показатель преломления близок к показателю преломления объемного кобальта, что подтверждается как металлическим характером переноса носителей заряда в модифицированном слое, так и открытой петлей гистерезиса намагниченности [3]. Таким образом, моделирование, проведенное как при меньших, так и при больших длинах волн в области прозрачности оксида цинка, дает показатели преломления обоих слоев, незначительно отличающиеся от полученных при  $\lambda = 800$  нм.

**Заключение.** Высокодозная имплантация ионов кобальта в монокристаллические пластинки ZnO приводит к уменьшению оптического пропускания и модификации отражательной способности пластинок как с имплантированной, так и с обратной (неимплантированной) стороны. В спектрах

пропускания наблюдаются заметное смещение края оптического пропускания оксида цинка в длинноволновую область и три полосы поглощения ( $\lambda_1 = 567$ ,  $\lambda_2 = 610$  и  $\lambda_3 = 660$  нм), которые сдвигаются в длинноволновую область с увеличением дозы имплантации кобальта. Уменьшение пропускания с увеличением дозы, а также динамика изменения величины отражения при регистрации спектров с имплантированной стороны обусловлены процессами разупорядочения кристаллической решетки ZnO в облученном слое и формированием в нем наноразмерных включений металлического кобальта. Напротив, длинноволновое смещение края пропускания (изменение постоянной решетки) и три полосы поглощения связаны с формированием в имплантированных образцах ZnO более заглубленного слоя, содержащего фазу твердого раствора оптически активных ионов  $\text{Co}^{2+}$  в матрице ZnO. Узкая и ярко выраженная структура типа “пик–провал” в области  $\lambda = 375$  нм в спектрах отражения исходной и имплантированной пластин ZnO при регистрации спектра с обратной стороны связана с наличием экситонов в кристаллической структуре ZnO. Моделирование оптических свойств пластинок ZnO, имплантированных кобальтом с различными дозами, в рамках трехслойной модели показывает хорошее согласие рассчитанных величин пропускания и отражения света с экспериментальными. Это указывает на обоснованность использования выбранной модели и позволяет определить эффективные показатели преломления для обоих модифицированных имплантацией слоев оксида цинка, содержащих примесь кобальта в различных фазовых состояниях.

А. И. Гумаров благодарит за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант №18-32-01039 мол\_а). Эксперименты по ионной имплантации проведены в рамках государственного задания КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН №АААА-А18-118041760011.

- [1] U. Ozgur. *J. Appl. Phys.*, **98** (2005) 041301
- [2] C. Klingshirn. *Phys. Status Solidi B*, **247**, N 6 (2010) 1424—1447
- [3] А. А. Харченко, Ю. А. Бумай, А. И. Гумаров, М. Г. Лукашевич, В. И. Нуждин, Р. И. Хайбуллин, В. Б. Оджаев. *Вестн. Бел. гос. ун-та, Сер. 1. Физ. Мат. Информ.*, № 1 (2014) 20—25
- [4] А. И. Гумаров, В. Ф. Валеев, В. И. Головчук, Н. М. Лядов, М. Г. Лукашевич, В. И. Нуждин, Л. Р. Тагиров, А. И. Файзрахманов, Р. И. Хайбуллин. *Материалы 12-й междунар. конф. ВИТТ-2017*, 19—22 сентября 2017 г., Минск, Беларусь (2017) 231—233
- [5] A. A. Achkeev, R. I. Khaibullin, L. R. Tagirov. *Phys. Sol. State*, **53**, N 3 (2011) 543—553
- [6] J. J. Wu, W. S. C. Liu, M. H. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (2004) 1027
- [7] M. Naeem, S. K. Hasanain, A. Mumtaz. *J. Phys: Cond. Matter*, 20025210 (2008) 97
- [8] G. P. Joshi, N. S. Sahena, R. Mandal, A. Mishra, T. P. Sharma. *Dull. Nat. Sci. Ind. Acad. Sci.*, **26**, N 9 (2003) 378
- [9] A. E. Manouni, M. Tortosa, F. J. Manjon. *Microelectron. J.*, **40** (2009) 268—271
- [10] C. J. Cong, J. H. Hong, K. J. Zhang. *Mater. Chem. Phys.*, 113 (2009) 435—440
- [11] P. Koidl. *Phys. Rev. B*, **15** (1977) 2493—2499
- [12] А. Л. Степанов. *Опт. и спектр.*, **89**, № 3 (2000) 444—449
- [13] А. Л. Степанов, Д. Холле, В. Н. Попок. *Письма в ЖЭТФ*, **27**, № 13 (2001) 57—63
- [14] A. Y.-C. Yu, N. M. Donovan, W. E. Spicer. *Phys. Rev.*, **167**, N 3 (1968) 670—673
- [15] D. J. Thomas. *J. Phys. Chem. Sol.*, **15** (1960) 86—96
- [16] Ю. А. Бумай, В. С. Волобуев, В. Ф. Валеев, Н. И. Долгих, М. Г. Лукашевич, Р. И. Хайбуллин, В. И. Нуждин, В. Б. Оджаев. *Журн. прикл. спектр.*, **79**, № 5 (2012) 781—787 [U. A. Boomy, V. S. Volobuev, V. F. Valeev, N. I. Dolgikh, M. G. Lukashevich, R. I. Khaibullin, V. I. Nuzhdin, V. B. Odzhaev. *J. Appl. Spectr.*, **79** (2012) 773—779]
- [17] В. И. Головчук, А. И. Гумаров, Ю. А. Бумай, В. Ф. Валеев, М. Г. Лукашевич, В. И. Нуждин, В. Б. Оджаев, А. А. Харченко, Р. И. Хайбуллин. *Сб. докл. VIII Междунар. науч. конф., “Взаимодействие излучений с твердым телом”*, Минск, 24—28 сентября 2018 г., в 3-х т., Т. 1. ГНПО “ГНПЦ НАН Беларуси по материаловедению”, Минск, Ковчег (2018) 192—194
- [18] U. Kreibig, M. Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*, Berlin, Springer, Verlag (1995) 275—436
- [19] N. Kishimoto, Y. Takeda, N. Umeda, V. T. Crityna, Lee Saito. *Nucl. Instr. Meth.*, **166B** (2000) 840—844