

10. Hadley G. R. Transparent boundary condition for beam propagation // Opt. Lett. 1991. Vol. 16. № 9. P. 624.
11. Hadley G. R. Transparent boundary condition for beam propagation method // IEEE J. Quantum Electron. 1992. Vol. 28. № 1. P. 363.
12. Кившарь Ю. С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов: пер. с англ. М., 2005.
13. Garcia A. L. Numerical methods for physics. New Jersey, 1994.
14. Efremidis A. T., Deliolanis N. C., Manolikas C., Vanidhis E. D. Dispersion of electro-optic coefficients in sillenite crystals // Appl. Phys. B. 2009. Vol. 95. P. 467–473.

Поступила в редакцию 05.08.13.

Жанна Владимировна Колядко – аспирант кафедры теоретической физики Мозырского государственного педагогического университета имени И. П. Шамякина. Научный руководитель – В. В. Шепелевич.

Василий Васильевич Шепелевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики Мозырского государственного педагогического университета имени И. П. Шамякина.

УДК 537.311.33

А. А. ХАРЧЕНКО, М. Г. ЛУКАШЕВИЧ

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ОКСИДЕ ЦИНКА, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Монокристаллические пластины оксида цинка имплантированы ионами кобальта с энергией 40 кэВ в интервале доз $(0,5-1,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4,0 \text{ мкА/см}^2$ с целью модификации электронно-транспортных и магнитотранспортных характеристик. При дозе имплантации $1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ обнаружен переход диэлектрик–металл. Продольный и поперечный магниторезистивный эффект при разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала изучены при обоих режимах проводимости, сканировании магнитного поля в двух направлениях до 500 мТл и $T = 2,5 \text{ К}$. Обнаружен переход от положительного к отрицательному магниторезистивному эффекту при увеличении магнитного поля и переориентации направления магнитного поля от параллельной до перпендикулярной относительно плоскости проводящего канала.

Ключевые слова: ионная имплантация; оксид цинка; магнитосопротивление; кобальт; обменное взаимодействие; переход диэлектрик–металл.

Monocrystalline plates of ZnO have been implanted with 40 keV Co^+ ions to high fluences of $(0,5-1,5) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ at ion current density $j = 4,0 \text{ }\mu\text{A/cm}^2$ to modify their electrontransport and magnetotransport properties. Transition from insulating to metallic regime of conductivity was observed at fluence $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Longitudinal and transverse – magnetoresistive effect when magnetic field parallel and perpendicular to the plane of the sample was measured for both regimes at temperature $T = 2,5 \text{ K}$ in sweeping magnetic field up to 500 mT. Transition from positive to negative magnetoresistance was observed in a high magnetic field and when magnetic field perpendicular to the sample plane. It was shown that independently of regime of conductivity strong influence of s - d exchange interaction is primarily responsible for the mechanism of magnetoresistive effect.

Key words: ion implantation; zinc oxide; magnetoresistance; cobalt; exchange interaction; the insulator–metal.

В последние два десятилетия наблюдается устойчивый и возрастающий интерес к синтезу и исследованию материалов, сочетающих в себе свойства полупроводников с магнитным упорядочением. Оксид цинка относится к одному из самых многообещающих материалов такого типа, так как является прозрачным, прозрачным в видимом диапазоне полупроводником, легирование которого переходными металлами позволяет получать материал с температурой Кюри выше комнатной [1, 2]. В связи с этим следует ожидать его широкого применения не только в устройствах спинтроники, основанных на спинзависимых процессах туннелирования или рассеяния электронов, но и в устройствах магнитооптической записи и хранения информации. В зависимости от способа получения и легирования переходными металлами в нем наблюдается многообразие магниторезистивных эффектов [3–11], которые определяются не только механизмом переноса электронов, но и наличием взаимодействия локализованных магнитных моментов атомов переходных металлов как с носителями заряда зон проводимости, так и локализованными носителями на дефектах структуры и примесных центрах. Это делает задачу получения такого материала с заранее заданными гальваномагнитными характеристиками достаточно сложной и неоднозначной. Ранее нами обнаружен переход диэлектрик–металл при имплантации оксида цинка ионами кобальта [12] и показано, что на диэлектрической стороне перехода в области низких температур преобладает прыжковая проводимость, в то время как на металлической стороне перехода – процессы слабой локализации. В данной работе исследован магниторезистивный эффект при низких температурах ($T = 2,5 \text{ К}$) по обе стороны перехода диэлектрик–металл в образцах оксида цинка, имплантированных ионами кобальта.

Методика эксперимента

Объемные кристаллы оксида цинка были выращены гидротермальным методом (фирма CrysTec, Германия), разрезаны на пластины толщиной 1 мм с плоскостью перпендикулярной оси [0001] и имплантированы ионами кобальта Co^+ с энергией 40 кэВ в интервале доз $(0,5-1,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при плотности ионного тока 4 мкА/см². Расчет пробега ионов программой SRIM показал, что толщина модифицированного слоя не превышает 40 нм. Для проведения электрических измерений методом фотолиитографии

на имплантированной стороне изготавливались структуры Ван-дер-Пау [13]. Электрические контакты в виде квадрата со стороной 0,5 мм изготавливались последовательным напылением никеля и золота на имплантированную поверхность с последующей приваркой проволочек из золота. Продольный и поперечный магниторезистивный эффект (МРЭ) при разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала измерены при $T = 2,5$ К и сканировании магнитного поля в двух направлениях до 500 мТл. Измерения проводились на линейном участке вольт-амперной характеристики.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Изучение температурных зависимостей сопротивления имплантированного ионами кобальта оксида цинка [12] показало, что до пороговой дозы имплантации $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻² их сопротивление с понижением температуры увеличивается и при температурах $T < 5$ К достаточно хорошо описывается известной формулой Мотта для прыжкового переноса электронов. При дозе имплантации $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻² температурный коэффициент сопротивления становится положительным, однако при $T < 20$ К сопротивление с понижением температуры вновь начинает увеличиваться, что обусловлено доминированием процессов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в слабо разупорядоченных проводниках с металлическим характером переноса электронов.

На рис. 1 и 2 показаны магнитополевые зависимости продольного (*a*) и поперечного (*б*) магнитосопротивления (МС), измеренного при разных углах φ между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала и $T = 2,5$ К, для доз имплантации $5 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17}$ см⁻², т. е. для образцов на диэлектрической стороне перехода диэлектрик–металл. Видно, что независимо от ориентации направлений «ток–магнитное поле» в области слабых магнитных полей МРЭ положителен. При первой дозе имплантации он достигает максимальной величины в поле $B \approx 280$ мТл, а для второй – более чем в 2 раза больше и в максимальном поле не достигает максимальной величины, а показывает только тенденцию к насыщению. При этом величина продольного и поперечного эффектов, когда магнитное поле параллельно плоскости проводящего канала ($\varphi = 0^\circ$), для обеих доз имплантации практически одинаковы, а увеличение угла между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала приводит к уменьшению величины положительного магнитосопротивления (ПМС). С увеличением φ максимум ПМС смещается в область слабых полей и для дозы $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² даже в слабых полях наблюдается отрицательный МРЭ с немонотонной зависимостью (экстремум при $B \approx 100$ мТл), когда магнитное поле перпендикулярно плоскости канала. При дозе имплантации $1 \cdot 10^{17}$ см⁻² и $\varphi = 80^\circ$ ПМС достигает максимальной величины при $B \approx 100$ мТл и при увеличении поля практически не изменяется, а в то время как при $\varphi = 90^\circ$ наблюдается максимум при $B \approx 100$ мТл, а в поле $B > 200$ мТл МРЭ становится отрицательным.

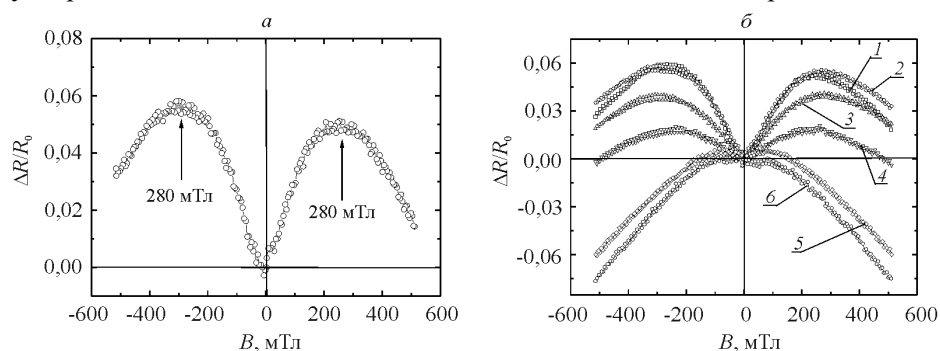


Рис. 1. Магнитополевая зависимость продольного (*a*) и поперечного (*б*) магниторезистивного эффекта оксида цинка, имплантированного ионами кобальта дозой $5 \cdot 10^{16}$ см⁻² при $T = 2,5$ К и разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала φ° : 1 – 0; 2 – 30; 3 – 45; 4 – 60; 5 – 85; 6 – 90

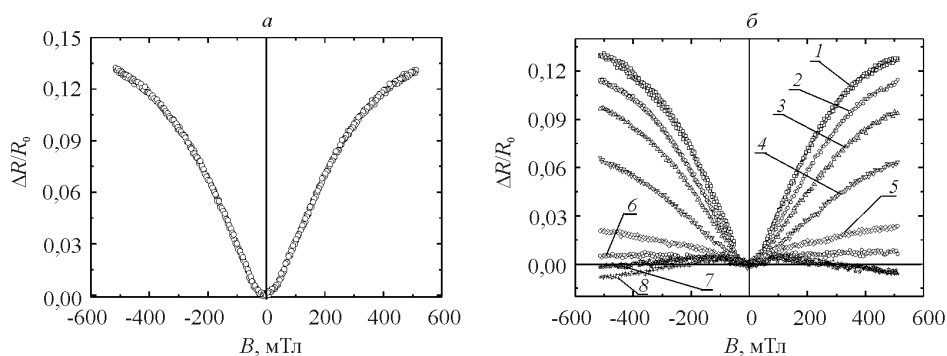


Рис. 2. Магнитополевая зависимость продольного (*a*) и поперечного (*б*) магниторезистивного эффекта оксида цинка, имплантированного ионами кобальта дозой $1 \cdot 10^{17}$ см⁻² при $T = 2,5$ К и разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью проводящего канала φ° : 1 – 0; 2 – 30; 3 – 45; 4 – 60; 5 – 75; 6 – 80; 7 – 85; 8 – 90

Отмеченные особенности магнитолевой зависимости МРЭ свидетельствуют, что измеряемый эффект представляет собой сложение положительной и отрицательной компонент МС с разной зависимостью от магнитного поля. Вообще говоря, положительная компонента МС может вызываться действием силы Лоренца на движущийся носитель заряда [14], сжатием волновых функций электронов на примесных центрах [15,16], анизотропным магниторезистивным эффектом в случае магнитоупорядоченной среды [17] или же проявлением обменного $s-d$ взаимодействия в разбавленных магнитных полупроводниках [18]. Положительное МС в слабом магнитном поле не описывается квадратичной или экспоненциальной зависимостями, характерными для лоренцевского или прыжкового МС, а близость по величине продольного и поперечного эффектов при $\varphi = 0^\circ$, т. е. когда магнитное поле параллельно плоскости проводящего канала, не позволяет связать ПМС с анизотропным магниторезистивным эффектом, хотя имплантированные кобальтом образцы при $T = 2,5$ К могут проявлять ферромагнитные свойства.

ПМС легированного оксида цинка в области низких температур обычно связывается с прыжковым механизмом переноса носителей заряда [11], а отрицательное – с подавлением магнитным полем процессов слабой локализации [19]. Вместе с тем отмеченные выше особенности МРЭ в имплантированном ионами кобальта оксиде цинка свидетельствуют о том, что, несмотря на прыжковый механизм переноса электронов, он обусловлен не сжатием волновых функций прыгающих электронов, как это предполагалось в [15, 16], а расщеплением примесных состояний на две спиновые подзоны вследствие наличия обменного $s-d$ взаимодействия локализованных на мелких донорах электронов со спинами d уровня атомов кобальта. Несмотря на отсутствие аналитического выражения для его магнитолевой зависимости, этот механизм неоднократно использовался для объяснения аномального поведения МРЭ в разбавленных магнитных полупроводниках и представляется наиболее реальным. В этом случае увеличение сопротивления в магнитном поле обуславливается перераспределением электронов между расщепившимися из-за $s-d$ взаимодействия спиновыми подзонами с направлением спина «вверх» и «вниз» и, как следствие, изменением радиуса экранирования Томаса – Ферми. Последнее приводит к увеличению флуктуации потенциального рельефа и, следовательно, большей локализации электронов, т. е. ПМС.

Отметим также, что ПМС в вышеуказанной двухзонной модели может обуславливаться не только изменением радиуса экранирования, но и эффектом магнитного вымораживания, т. е. перераспределением электронов между зоной проводимости и примесной зоной [20] или разной величиной подвижности электронов в подзонах с противоположным направлением спина [21]. Так, положительная компонента МС оксида цинка в [6] объяснена с использованием полуэмпирической двухзонной модели, в которой проводимость определяется подзоной со спином вверх, несмотря на то, что подвижность носителей в ней меньше.

Исходя из вышесказанного, понятно насыщение величины поперечного ПМС и переход в область ОМС, когда магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости проводящего канала, так как вследствие малой толщины проводящего канала и большого размагничивающего фактора в этом направлении спонтанная намагниченность такого образца лежит в плоскости канала.

Отрицательная величина МС с линейной зависимостью от поля при прыжковом переносе электронов предсказывается теорией эффективной среды [21], а также при учете изменения радиуса локализации носителя – магнитным полем [22, 23]. Она также характерна и для туннелирования электронов между магнитными кластерами в диэлектрической матрице [24].

Однако нелинейная зависимость ОМС от поля и отсутствие гистерезиса на магнитолевых зависимостях позволяют исключить вышеуказанные механизмы уменьшения сопротивления в магнитном поле. На наш взгляд, основным механизмом ОМС в нашем случае является образование связанных магнитных поляронов и увеличение вероятности их прыжков во внешнем магнитном поле [25, 26].

Для режима слабой локализации на металлической стороне перехода диэлектрик–металл, так же как для режима сильной локализации, магнитолевая зависимость продольного МС совпадает с поперечным при параллельной ориентации магнитного поля и плоскости проводящего канала. На рис. 3 показаны магнитолевые зависимости: поперечного МРЭ для образца, имплантированного дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ см⁻², измеренные при взаимно параллельной (a) и перпендикулярной (b) ориентациях направления магнитного поля и плоскости проводящего канала при $T = 2,5$ К, т. е. находящегося в режиме слабой локализации. Отрицательный знак МРЭ является типичным для режима слабой локализации [19], так как магнитное поле расстраивает квантовую интерференцию электронных волн на самопересекающихся траекториях, а при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия может наблюдаться и знакопеременный эффект. В этом случае МРЭ изменяет знак с положительного в слабом на отрицательный в сильном магнитном поле [19] и не имеет гистерезисных явлений.

В отличие от режима прыжковой проводимости, когда для магнитолевых зависимостей МС не наблюдается гистерезисных явлений, в режиме слабой локализации они отчетливо проявляются. Направление сканирования магнитного поля на рис. 3 указано стрелками, а величина МС определена по отношению к максимальной величине сопротивления образца, которое характерно для размагничен-

ного состояния. Такой вид магнитополевой зависимости МРЭ характерен для гигантского магниторезистивного эффекта [27], в частности гранулированной пленки металла с кластерами кобальта [28]. В этом случае МС обращается в ноль в магнитном поле, равном коэрцитивной силе. Как видно в случае взаимно перпендикулярной ориентации направления магнитного поля и плоскости проводящего канала, это наблюдается при $B = 100$ мТл и достаточно хорошо коррелирует с величиной, полученной для кластеров кобальта с диаметром около 5 нм в пленке алюминия [28]. Уменьшение величины этого поля до 30 мТл вызывается разной величиной коэрцитивной силы пленочной магнитной структуры, когда магнитное поле параллельно и перпендикулярно ее плоскости.

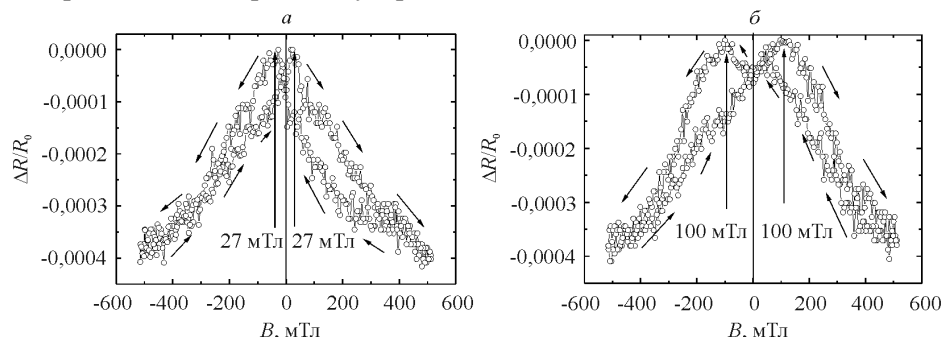


Рис. 3. Магнитополевая зависимость поперечного магниторезистивного эффекта при параллельной (а), перпендикулярной (б) ориентациях магнитного поля и плоскости проводящего канала для образцов оксида цинка, имплантированных дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ см^{-2} при $T = 2,5$ К

В заключение отметим, что в [29] рассмотрен и ряд других механизмов МРЭ в разбавленных магнитных полупроводниках, а именно: формирование магнитного полярона, изменение концентрации моттовского перехода диэлектрик–металл и изменение энергии Ферми с переходом диэлектрик–металл в магнитном поле, комбинирование кулоновского рассеяния с s - d рассеянием, а также модификация теории слабой локализации с учетом спинового расщепления зоны проводимости и др., однако до настоящего времени относительный вклад каждого из них не рассмотрен ни в теоретическом, ни в экспериментальном плане.

Таким образом, МРЭ в оксиде цинка, имплантированном ионами кобальта на диэлектрической стороне перехода диэлектрик–металл, в режиме сильной локализации при прыжковой проводимости положительная компонента обусловлена не сжатием волновых функций электронов на центрах, а обменным s - d взаимодействием, в результате которого происходит спиновое расщепление примесных состояний в магнитном поле и возможно изменение радиуса экранирования или подвижности электронов в подзонах с противоположным направлением спина. ОМС обусловлено наличием связанных магнитных поляронов и увеличением вероятности их прыжков во внешнем магнитном поле. На металлической стороне перехода диэлектрик–металл в режиме слабой локализации МРЭ показывает наличие гистерезисных явлений и не обусловлен подавлением магнитным полем процессов слабой локализации, а вызывается спинзависимым рассеянием свободных электронов на магнитных включениях кобальта. Для детализации конкурирующих механизмов МРЭ планируется проведение измерений намагниченности и нахождение корреляции между электронно-транспортными, магнитотранспортными и магнитными характеристиками оксида цинка, имплантированного ионами переходных металлов.

Работа выполнена в рамках договора о сотрудничестве между Белорусским и Рурским (Германия) университетами. Авторы выражают благодарность Р. И. Хайбуллину, В. В. Нуждину (Казанский физико-технический институт, Россия) за проведенную имплантацию ионов кобальта, а также проф. А. Вику и Д. Шваркову (Рурский университет, Германия) за помощь при изготовлении структур Ван-дер-Пау и проведении измерений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Dietl T., Ohno H., Matsukura F., Cibert J., Ferrand D. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors // Science. 2000. Vol. 287. P. 1019–1022.
2. Ip K., Frazier R. M., Heo Y. W., Norton D. P., Abernathy C. R., Pearton S. J., Kelly J., Rairigh R., Hebard A. F., Zavada J. M., Wilson R. G. Ferromagnetism in Mn- and Co-implanted ZnO nanorods // J. Vac. Sci. Technol. B. 2003. Vol. 21. № 4. P. 1476–1481.
3. Potzger K., Zhou S., Xu Q., Shalimov A., Groetzschel R., Schmidt H., Mücklich A., Helm M., Fassbender J. Ferromagnetic structurally disordered ZnO implanted with Co ions // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 232504.
4. Ji G., Gu Z., Lu M., Wu D., Zhang S., Zhu Y., Zhu S., Chen Y., Pan X. Q. Magnetoresistance of 3d transition metal single-doped and Co-doped epitaxial ZnO thin films // Physica B. 2009. Vol. 404. P. 1112–1115.
5. Zeng Y. J., Pereira L. M. C., Menghini M., Temst K., Vantomme A., Locquet J.-P., Haesendonck C. Van Tuning Quantum Corrections and Magnetoresistance in ZnO Nanowires by Ion Implantation // Nano Lett. 2012. Vol. 12. P. 666–672.
6. Tian Y., Li Y., Wu T. Tuning magnetoresistance and exchange coupling in ZnO by doping transition metals // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 222503.

7. Jina Zheng-Wu, Fukumura T., Hasegawa K., Yoo Y. Z., Ando K., Sekiguchi T., Ahmet P., Chi-kyow T., Hasegawa T., Koinuma H., Kawasaki M. Optical and electrical properties of Co-doped epitaxial ZnO films // Journal of Crystal Growth. 2002. № 237–239. P. 548–552.
8. Tian Y., Lin W., Wu T. Anisotropic magnetoresistance and weak spin-orbital coupling in doped ZnO thin films // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. P. 052408.
9. Jin Z., Hasegawa K., Fukumura T., Yoo Y. Z., Hasegawa T., Koinuma H., Kawasaki M. Magnetoresistance of 3d transition-metal-doped epitaxial ZnO thin films // Physica E. 2001. Vol. 10. P. 256–259.
10. Kim J. H., Kim H., Kim D., Ihm Y. E., Choo W. K. Magnetoresistance in laser-deposited $Zn_{1-x}Co_xO$ thin films // Physica B. 2003. Vol. 327. P. 304–306.
11. Кытин В. Г., Кульбачинский В. А., Глебов Д. С., Бурова Л. И., Кауль А. Р., Реукова О. В. Электропроводность и магнитные свойства тонких пленок оксида цинка, легированного кобальтом // ФТП. 2010. Т. 44. Вып. 2. С. 164–169.
12. Харченко А. А., Шварков С. Д., Гумаров А. И., Валеев В. Ф., Хайбуллин Р. И., Лукашевич М. Г., Wieck A., Оджаев В. Б. Переход диэлектрик–металл при имплантации ZnO ионами кобальта // Материалы и структуры современной электроники: сб. науч. тр. V Междунар. науч. конф., Минск, 10–11 окт. 2012 г. Минск, 2012. С. 172–175.
13. Vander Pauw L. I. A method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape // Philips. Res. Report. 1958. Vol. 13. № 1. P. 1–9.
14. Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975.
15. Mikoshiba N. Strong – Field magnetoresistance of impurity conduction in n-type Germanium // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. № 6. P. 1962–1969.
16. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979.
17. McGuire T. R., Potter R. I. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys // IEEE Trans. on Magnetics. 1975. Vol. 11. № 4. P. 1018–1034.
18. Dietl T., Spalek J. Effect of thermodynamic fluctuations of magnetization on the bound magnetic polaron in dilute magnetic semiconductors // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 28. № 3. P. 1548–1563.
19. Bergman G. Weak localization in thin films // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). 1984. Vol. 107. № 1. P. 1–58.
20. Khosla B. P., Fischer J. R. Magnetoresistance in Degenerate Cds: Localized Magnetic Moments // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. № 10. P. 4084–4097.
21. Peters J. A., Parashar N. D., Rangaraju N., Wessels B. W. Magnetotransport properties of InMnSb magnetic semiconductor thin films // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. P. 205207.
22. Raich M. E., Wessels F. Single – scattering – path approach to the negative magnetoresistance in the variable – range – hopping regime for two – dimensional electron systems // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 43. № 23. P. 15609–15621.
23. Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Шкловский Б. И. Туннельные прыжки в неупорядоченной системе // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 5(11). С. 1770–1783.
24. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // Physics Letters. 1975. Vol. 54 A. № 3. P. 225–226.
25. Иоселевич А. С. Флуктуационный механизм прыжковой проводимости в полумагнитных полупроводниках // Письма в ЖЭТФ. 1986. Vol. 43 (3). С. 148–151.
26. Yufeng Tian, Yongfeng Li, Mi He, Irwan Ade Putra, Haiyang Peng, Bin Yao, Siew Ann Cheong, Tom Wu. Bound magnetic polarons and p-d exchange interaction in ferromagnetic insulating Cu-doped ZnO // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 162503.
27. Battle X., Labarta A. Finite – size effects in fine particles: magnetic and transport properties // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. R15.
28. Rubin S., Holdenried M., Micklitz H. Well – defined Co clusters in an Ag matrix: A model system for the giant magnetoresistance in granular films // Eur. Phys. J. B. 1998. Vol. 5. P. 23–28.
29. Shapira Y., Oliveira N. F., Ridgley D. H., Kershaw R., Dwight K., Wold A. Magnetoresistance and Hall effect near the metal-insulator transition of n-type $Cd_{0.95}Mn_{0.05}Te$ // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 5931–5941.

Поступила в редакцию 28.06.13.

Андрей Андреевич Харченко – аспирант кафедры полупроводников и наноэлектроники. Научный руководитель – М. Г. Лукашевич.

Михаил Григорьевич Лукашевич – доцент кафедры полупроводников и наноэлектроники.

УДК 621.315.592+537.31

О. Н. ПОКЛОНСКАЯ

ИМПЕДАНС ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

Представлены результаты измерений при комнатной температуре на воздухе действительной и мнимой частей импеданса (электрической проводимости и емкости) синтетических кристаллов алмаза: специально нелегированного и содержащих различные концентрации атомов бора ($2 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{18}$, $1 \cdot 10^{20}$ см⁻³). Предложены эквивалентные электрические схемы замещения для кристаллов алмаза с различной степенью легирования. Впервые обнаружено значительное увеличение (до двух тысяч раз) макроскопической диэлектрической проницаемости алмазов на частоте до 3 МГц при увеличении концентрации бора, что обусловлено вкладом в проницаемость как электрически нейтральных атомов бора, так и микронеоднородным распределением атомных дефектов структуры, а также дырок v -зоны в образцах алмаза. В квазиклассическом приближении проведены количественные оценки удельной электрической проводимости исследованных образцов. Результаты работы могут быть использованы для контроля качества легированных бором синтетических монокристаллов алмаза при изготовлении на их основе резисторов и электрических конденсаторов.