

УДК 621.382. 2

И. В. БОЛТРУШКО

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

Научный руководитель – А. В. Демидчик, канд. физ.-мат. наук, доцент

СНИЖЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В СТРУКТУРЕ ДИОДОВ

Контролируемый отжиг структур полупроводниковых приборов существенно влияет на их электрофизические параметры. Отжиг – техпроцесс плавного (ступенчатого) изменения температуры среды в течение определенного времени в определенной газовой среде.

Проведенными исследованиями установлено, что преимущественными дефектами структуры диодов являются неоднородности легирования и примесные вторичные атомы меди и железа, дислоцированные между узлами кристаллов кремния.

Термический отжиг является одним из способов геттерирования дефектов в структуре полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. С учетом значительного содержания кислорода и азота в высоколегированных структурах диодов стабилизация остаточных неравновесных собственных точечных дефектов (СТД) на финишных этапах изготовления обеспечивается подбором соответствующих режимов отжига и среды его проведения. Формирующиеся при термообработках неравновесные СТД существенно влияют на образование электрически активных центров, ответственных за процессы ионизации и генерации-рекомбинации носителей зарядов в структурах с р-п-переходами.

Зависимость концентрации термодоноров кислорода от температуры отжига (рисунок) имеет две выраженные области: I – температура отжига 450–600 °С, II – температура отжига 700–800 °С. Известно, что при отжиге структур в области I в течение 1 ч наблюдается рост термодоноров, что приводит, вероятно, к образованию устойчивых структур.

Кроме того, растет концентрация межузельных атомов кремния с неопределенным положением в кристаллической решетке. Причиной такого явления могут быть значительные искажения решетки на границе кремния с кислородными преципитатами из-за большой разницы в объемах.

Преципитация кислорода – это сложный процесс, включающий морфологические превращения дефектов, возникших вследствие преципитации.

Данные преципитаты являются эффективными геттерами технологических примесей. Примеси вводятся в кремний при высокотемпературных технологических процессах формирования полупроводниковых приборов (например, окисление и диффузия) и являются одним из компонентов, обуславливающих пробой р-п-переходов. Конденсация технологических примесей на зародышах кислородных преципитатов (вследствие наличия вокруг преципитатов полей упругих напряжений) приводит к стабилизации этих примесей.

Нельзя исключать влияния азотосодержащей атмосферы на процессы дефектно-примесного взаимодействия при отжиге пластин и кристаллов. Установлено, что при температурах термообработки 430–480 °С атомы азота активно взаимодейству-

ют с вакансиями, что приводит к увеличению концентрации неравновесных собственных междоузельных атомов, являющихся одним из составных элементов зародышей кислородных преципитатов.

Не следует также исключать вероятности того, что отжиг в азотсодержащей атмосфере приводит к азотированию пассивирующего оксида, в результате чего происходит насыщение оборванных связей на границе кремний-диоксид, что в конечном итоге обуславливает уменьшение поверхностных токов утечки и стабилизацию электрофизических параметров. Таким образом, термодоноры кремния и примесные атомы способствуют образованию преципитатов, которые локализуются вблизи дислокаций, создавая устойчивые комплексы, стабильные в диапазоне сравнительно невысоких температур эксплуатации диодов.

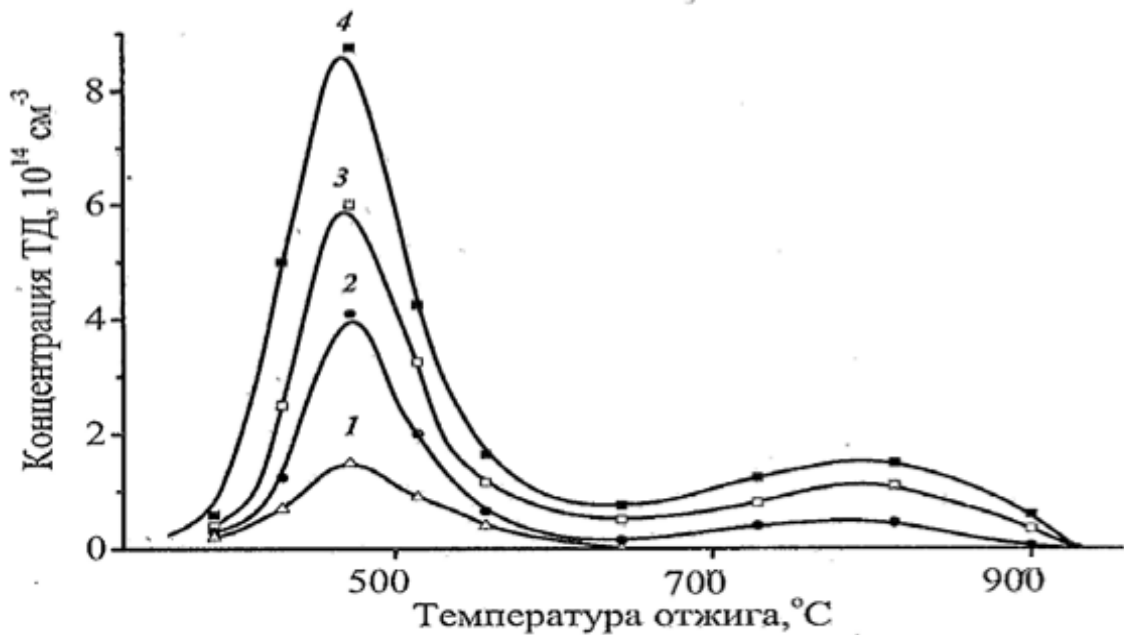


Рисунок – Температурная зависимость концентрации ТД за 1 час отжига при различных концентрациях кислорода (I и II – области температур)

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов : в 2 т. / С. Зи. – М. : Мир, 1984. – Т. 1. – 456 с.
2. Олиховский, С. Й. Кинетика образования и роста микродефектов в кристаллах / С. Й. Олиховский, М. М. Белова, Е. В. Кочелаб // Успехи физ. металлов. – 2006. – Т. 7. – С. 135–171.
3. Челядинский, А. Р. Накопление радиационных дефектов в кремнии при имплантации ионов азота / А. Р. Челядинский, В. Ю. Явид, П. Венгерэк // Взаимодействие излучений с твердым телом : материалы V междунар. науч. конф., Минск, 6–9 окт. 2003 г. – Минск : БГУ, 2003. – С. 206–208.

УДК 621.382.3

Д. Н. ЖДАНОВИЧ

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению

Научный руководитель – С. Б. Ластовский, канд. физ.-мат. наук

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛУЧЕННЫХ
ЭЛЕКТРОНАМИ БИПОЛЯРНЫХ NPN И PNP ТРАНЗИСТОРОВ
ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 120 – 420К**

Цель работы. В настоящее время повысился интерес к использованию кремниевых приборов в широком диапазоне температур эксплуатации и при воздействии на них ионизирующих излучений (ИИ). Создание криоэлектронных устройств крайне важно для космических применений. Это обусловлено тем, что температура вблизи и на поверхности большинства планет Солнечной системы и Луны меньше 213 К, а использование нагревателей на основе радиоактивных материалов существенно увеличивает массу и габариты космических аппаратов из-за необходимости применения экранов, защищающих электронику от воздействия проникающей радиации (ПР). Основной объем существующих в современной научной литературе данных по воздействию температуры и ионизирующих излучений на кремниевые приборы ограничен диапазоном температур $220 \div 425$ К [1–4]. В то же время практически отсутствуют результаты по исследованию параметров облученных высокими дозами электронов кремниевых биполярных транзисторов при температурах ниже 220 К.

Материалы и методы измерения. В работе исследовались изменения основных параметров биполярных транзисторов n-p-n (КТ819) и p-n-p (КТ818) типов, которые могут использоваться в качестве комплементарной пары. Кристаллы исследуемых транзисторов n-p-n типа были изготовлены посредством термической диффузии на эпитаксиальном кремнии 30КЭФ10, выращенном на подложке 460ЭКЭС0,01. Для транзисторов p-n-p типа использовался эпитаксиальный кремний 28КДБ11, выращенный на подложке 460КДБ0,03. Глубина залегания p-n-перехода база-коллектор для КТ819 составляла $8,0 \pm 0,8$ мкм, а для КТ818 – $7,0 \pm 0,8$ мкм. Глубина залегания p-n-перехода эмиттер-база была 3,5 – 5,5 мкм для транзисторов n-p-n типа и 3,0 – 5,0 мкм для p-n-p типа. Кристаллы исследуемых транзисторов имели размер $2,5 \times 2,5$ мм².

Исследуемые образцы транзисторов облучались электронами с энергией 6 МэВ при плотности потока $2 \cdot 10^{12}$ см⁻² с⁻¹ различными флюенсами $\Phi = 1 \cdot 10^{13}$, $1 \cdot 10^{14}$, $5 \cdot 10^{14}$, $1 \cdot 10^{15}$ и $2 \cdot 10^{15}$ см⁻² при комнатной (300 К) температуре.

Электрические характеристики транзисторов до и после облучения различными Φ электронов контролировались с помощью автоматизированного измерителя параметров полупроводниковых приборов. Измерения проводились импульсным методом с длительностью импульсов коллекторного тока 2 мс для токов коллектора до 2 А и 100 мкс для токов выше 2 А. Приведенные в работе графики построены на основании измеренных зависимостей коллекторного тока I_c от напряжения эмиттер-коллектор U_{ec} при разных значениях тока базы I_b .

Изменение температуры исследуемых транзисторов в диапазоне 120 ÷ 420 К достигалось в специальном криостате путем отогрева образцов в парах жидкого азота. Контроль температур осуществлялся посредством термодпары ТХА (тип К) хромель-алюмель, расположенной рядом с образцами. ТермоЭДС фиксировалась вольтметром В7-54/2.

Результаты и их обсуждение. На рисунке 1 представлены зависимости коэффициента усиления транзисторов h_{12} в схеме подключения с общим эмиттером от тока коллектора I_c , измеренные при разных температурах. Зависимости $h_{12}(I_c)$ имеют немонотонный характер во всем диапазоне токов коллектора и для всех температур измерения. При этом значения h_{12} выше у n-p-n транзисторов при всех значениях температур измерения, что обусловлено более высокой подвижностью электронов по сравнению с дырками [5].

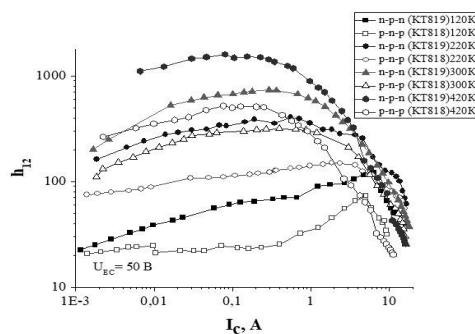


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента усиления h_{12} транзисторов от тока коллектора I_c при температурах измерения 420K, 300K, 220K и 120K.

Максимальное значение h_{12} падает почти на два порядка (что обусловлено уменьшением времени жизни носителей при понижении температуры [6]) и смещается в сторону более высоких токов коллектора по мере снижения температуры от 420 K до 120 K. Также при температурах 420 K и 120 K у p-n-p транзисторов по сравнению с n-p-n транзисторами наблюдается более резкое снижение h_{12} в области больших токов. По мере увеличения коллекторного тока коэффициент усиления достигает максимального значения, а затем уменьшается. Резкое изменение характера зависимости $h_{12}(I_c)$ вызвано следующими факторами: уменьшение удельного сопротивления базы, отеснение тока эмиттера к периферии и увеличение физической толщины базы [5].

На рисунке 2 приведены зависимости коэффициента усиления h_{12} транзисторов от флюенса электронов во всем исследуемом диапазоне температур при токе коллектора 1 А. Следует отметить, что значения h_{12} транзисторов в результате облучения остаются практически неизменными до $\Phi \leq 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и начинают изменяться при $\Phi > 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Это видно из сравнения результатов на рисунке 1 и 2. Поэтому для более наглядного отображения данных на графике (рисунок 2) в качестве начальной точки отсчета по оси абсцисс взято значение $\Phi = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. По мере увеличения Φ имеет место уменьшение значения h_{12} транзисторов вплоть до значений близких к нескольким единицам при $\Phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и температуре измерения 120 K. При увеличении Φ также наблюдается уменьшение разницы между значениями h_{12} у n-p-n и p-n-p транзисторов комплементарной пары. Эти изменения в первую очередь обусловлены снижением времени жизни неосновных носителей заряда в коллекторной области транзисторов [5; 6].

Нормальная температура функционирования биполярного транзистора – 300 K, у необлученных образцов при данной температуре коэффициент усиления $h_{12} = 700$ для КТ819 и 200 для КТ818. В технической спецификации транзисторов указано [7], что рабочая область значений $h_{12} > 20$. На рисунке 2 видно, что необлученные образцы остаются в рабочей области значений h_{12} во всем диапазоне температур, при $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} - 170 \div 420 \text{ K}$; $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} - 370 \div 420 \text{ K}$ и при $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ все образцы показывают значение h_{12} ниже минимального.

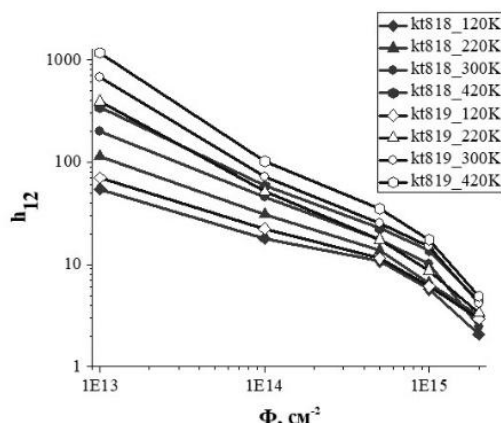


Рисунок 2 – Зависимость коэффициента усиления h_{12} транзисторов от флюенса электронов при температурах измерения 420, 300, 220 и 120 К

Таким образом, исследованы параметры облученных электронами с энергией 6 МэВ кремниевых биполярных транзисторов при температурах 120 ÷ 420 К. Показано, что коэффициент усиления h_{12} у n-p-n и p-n-p транзисторов уменьшается как при воздействии электронного облучения, так и с понижением температуры эксплуатации. Установлено, что при $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ значение $h_{12} > 20$ в диапазоне температур от 170 до 420 К.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Characterization of Widely Used Bipolar Transistors in Wide Temperature Range Before and After Ionizing Radiation Impact / A. S. Bakerenkov [et al.] // Nuclear and Space Radiation Effects Conference NSREC 2018, Kona, Hawaii, July 16th–20th 2018.
2. Ohyama, H. Effects of Lattice Defects in the Collector Region of npn Si Transistors on the Degradation of h_{12} / H. Ohyama, K. Nemoto // Physica status solidi (a). – 1988. – Vol. 107, № 1. – P. 429–440.
3. Degradation of bipolar transistors at high doses obtained at elevated temperature applied during gamma-irradiation / A. S. Petrov [et al.] // Microelectronics Reliability. – 2019. – Vol. 100–101. – P.113–378.
4. Прокопенко, Н. Н. Проектирование низкотемпературных и радиационно-стойких аналоговых микросхем для обработки сигналов датчиков / Н. Н. Прокопенко, О. В. Дворников, А. В. Бугакова. – М. : СОЛОН-Пресс, 2021. – С. 200.
5. Столяров, А. А. Электроника и микроэлектроника : конспект лекций / А. А. Столяров. – (МГТУ им. Н. Э. Баумана) Калужский филиал. – 130 с.
6. Коршунов, Ф. П. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах / Ф. П. Коршунов, Г. В. Гатальский, Г. М. Иванов. – Минск : Наука и техника, 1978. – 232 с.
7. RadioStorage.net – Радиоэлектроника и схемотехника [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://radiostorage.net>. – Дата доступа: 22.04.2022.

УДК 621.318.13

А. О. ЛАРИН

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению
Научный руководитель – К. И. Янушкевич, д-р физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ МАГНИТНО-МЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗНОГО ПОРОШКА С ТОНКОПЛЕНОЧНЫМ ПОКРЫТИЕМ

Магнитно-мягкие композиционные (SMC) материалы на основе железного порошка вызывают все больший исследовательский интерес из-за потенциального использования композиционных материалов во многих областях техники, включая трансформаторы, индукторы, дроссели и различное электрооборудование. По сравнению с традиционной кремнистой сталью, композиционные материалы обладают значительными преимуществами, такими как высокая магнитная индукция, низкие потери на вихревые токи, относительно низкие общие потери, трехмерные изотропные магнитные свойства и низкая стоимость производства [1–5]. Известно, что магнитные свойства и характеристики композиционных материалов определяются их составом и микроструктурой. Железо и его сплавы являются подходящей основой для магнитно-мягких композиционных материалов благодаря их высокой плотности магнитного потока и низкой стоимости [6]. Однако большие потери на вихревые токи в чистом железе и его сплавах нежелательны для практических применений. Возможным способом снижения потерь на вихревые токи является нанесение изолирующего слоя на железный порошок [7; 8]. В настоящее время в качестве коммерческого композиционного магнитно-мягкого материала предлагаются порошки Somaloy (компания Hovanas), полученные с использованием особых железных порошков и изоляции на основе оксида фосфора [9; 10]. Однако, отдельные параметры, в первую очередь это потери на перемагничивание, а также их высокая стоимость не совсем устраивают потребителей. Таким образом, целью работы является исследование свойств магнитно-мягкого материала при оптимальном выборе изоляционного покрытия для изготовления высокоэффективных SMC с улучшенными общими характеристиками.

Методика эксперимента. Технология изготовления изолированных порошков магнитно-мягких материалов и изготовление из них изделий представляет собой многостадийный процесс. Одним из главных достоинств разработанной технологии является возможность равномерного нанесения защитных и изоляционных покрытий различного состава в широком диапазоне от нанометров до микрометров. Кроме того, изделия из композиционного материала по разработанной технологии сохраняют размеры после прессования и последующего отжига.

Для исследования магнитных свойств изготавливались образцы композиционного магнитного материала в виде колец с размерами $24 \times 13 \times 8$ мм методом порошковой металлургии путем прессования приготовленного изолированного порошка и затем подвергались отжигу. Плотность готовых изделий была в пределах от 7,6 до 7,75 г/см³.

Измерения магнитных свойств выполнялись на экспресс-магнетометре, где по кривым перемагничивания образцов определялись потери и остальные магнитные параметры.

Результаты исследований. Для исследования влияния на магнитные свойства композиционных материалов, в первую очередь потерь на перемагничивание, использовались различные растворы, приведенные в таблице.

Таблица – Потери в материале на основе железного порошка марки ABC100.30 при одинаковых по объему добавках на частоте 1 кГц

Тип изоляционного покрытия	Индукция, Т	Потери, Вт/кг
P ₂ O ₅	1,54	110
CrO ₃	1,55	110
BN	1,58	120
B ₂ O ₃	1,54	120
SiO ₂	1,5	120
TiO ₂	1,5	65

Из приведенной таблицы следует, что потери на перемагничивание для всех использованных покрытий, за исключением оксида титана, практически имеют одинаковые величины, вне зависимости от их свойств.

На рисунке показана зависимость потерь на перемагничивание от величины магнитной индукции на частоте 1 кГц в Somaloy (1), композиционном материале на железном порошке ABC100.30 при использовании в качестве изоляционного покрытия оксида титана (2) и электротехнической стали 3412 (3). Из рисунка видно, что потери минимальны в SMC-материале на основе порошка ABC100.30. При этом полевая зависимость потерь близка к линейной.

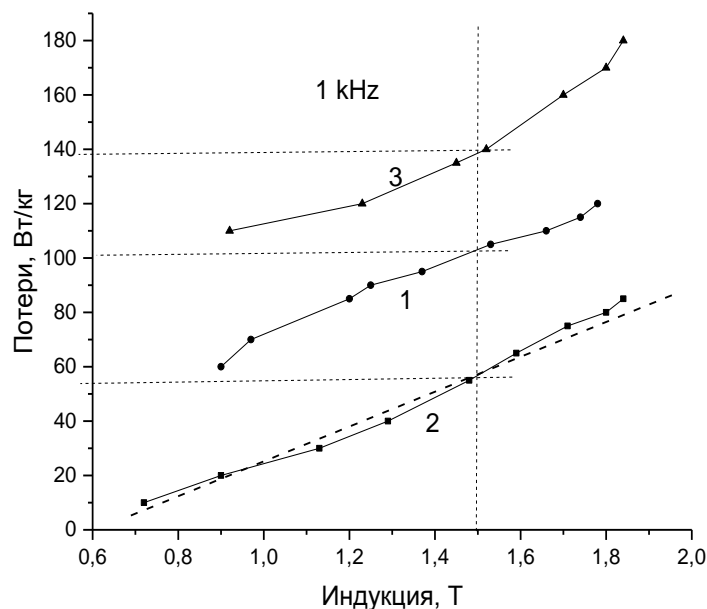


Рисунок – Потери в зависимости от индукции на частоте 1 кГц в Somaloy (1), SMC на основе порошка ABC100.30 с изоляцией TiO₂ (2), листовой электротехнической стали 0,35 мм 3412 (Э320) (3)

Из приведенных результатов зависимостей потерь от величины магнитной индукции видно, что использование оксидтитановых изоляционных покрытий позволяет существенно снизить потери на перемагничивание в сравнении с коммерческими SMC-материалом и электротехническими сталями.

Заключение. Проведенные исследования показали, что дальнейший прогресс в улучшении магнитных свойств композиционных материалов, и в первую очередь, достижение минимальных значений потерь, связан с улучшением свойств непосредственно железного порошка. В результате исследований по оптимизации свойств магнитно-мягкого композиционного материала впервые показано, что минимальные потери в SMC-материале достигаются при использовании в качестве изоляционного покрытия оксида титана.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Soft magnetic materials for a sustainable and electrified world / J. M. Silveira [et al.] // *Science*. – 2018. – P. 195–203.
2. Innovative ferrite nanofibres reinforced soft magnetic composite with enhanced electrical resistivity / J. Füzér [et al.] // *J. Alloys Compd.* – 2018. – P. 219–227.
3. Effects of heat treatment and lubricant on magnetic properties of iron-based soft magnetic composites with Al₂O₃ insulating layer by one-pot synthesis method / J. Lei [et al.] – 2019. – № 472. – P. 7–13.
4. Meng, B. Low-loss and high-induction Fe-based soft magnetic composites coated with agnetic insulating layers / B. Meng // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2019. – № 492. – P. 165651.
5. Annealing effects on magnetic properties of silicone-coated iron-based soft magnetic composites / S. Wu [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – № 324. – P. 818–822.
6. Zhao, G. Enhanced magnetic properties of Fe soft magnetic composites by surface oxidation / G. Zhao, C. Wu, M. Yan // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2016. – № 399. – P. 51–57.
7. Eddy current and total power loss separation in the iron-phosphate-polyepoxy soft magnetic composites / A. H. Taghvaei [et al.] // *Mater. Des.* – 2009. – № 30. – P. 3989–3995.
8. Sun, K. Intergranular insulating reduced iron powder-carbonyl iron powder/SiO₂-Al₂O₃ soft magnetic composites with high saturation magnetic flux density and low core loss / K. Sun // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2020. – № 493. – P. 165705.
9. Skorman, B., E. Chzhou and P. Jansson, , RF Patent 2389099, 2010.
10. Jansson, P. Advance in soft magnetic composites / P. Jansson // *Symp. on Soft Magnetic Materials* 98. – 1998. – № 7.

УДК 539.171.016

К. А. МУШИНСКАЯ

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

Научный руководитель – П. Б. Кац, канд. физ.-мат. наук, доцент

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО СМЕЩЕНИЯ АТОМОВ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ НА ОСНОВЕ ОБЫЧНОГО И ДВАЖДЫ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДОВ LQZ ДЛЯ СВИНЦА И УРАНА

Для изучения повреждающего воздействия электронов высокой энергии на различные материалы используется сечение смещения атомов [1], в частности сечение поглощения первичных смещений (будем его называть сечением первичного смещения атома σ_p):

$$\sigma_p(E, T_d) = \int_{T_d}^{T_m} \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (1)$$

где, T_d и T_m – пороговая и максимальная энергия, которая может быть передана атому.

Т. к. смещение атомов вызывают релятивистские электроны, при расчетах необходимо использовать моттовское дифференциальное сечение рассеяния [2; 3]. Вычисление интеграла, содержащего моттовское сечение рассеяния, сопряжено с большими трудностями. Одним из распространенных методов расчета сечения смещения атомов является использование аналитического приближения для моттовского сечения Маккинли – Фешбаха [4]. Однако, это приближение применимо только для рассеяния на ядрах с небольшими Z .

Другой возможный подход в нахождении сечения смещения атома – использование аналитического приближения LQZ [5]. Нормированным моттовским сечением будем называть отношение

$$R(\theta) = \sigma_M / \tilde{\sigma}_R, \quad \tilde{\sigma}_R = \sigma_R(1 - \beta^2), \quad (2)$$

где, σ_R – резерфордское сечение рассеяния. В [5] предлагается аналитическое приближение нормированного моттовского сечения в виде:

$$R_{LQZ}(\theta; Z, E) = \sum_{j=0}^4 a_j(Z, E)(1 - \cos \theta)^{j/2}, \quad a_j(Z, E) = \sum_{k=1}^6 d_Z(j, k)(\beta - \bar{\beta})^{k-1}, \quad \bar{\beta} = 0,7181287. \quad (3)$$

Коэффициенты d_Z вычисляются для каждого Z с помощью метода наименьших квадратов.

В [6] получено аналитическое выражение для σ_p с использованием метода LQZ:

$$\sigma_{pLQZ} = \frac{\pi Z^2 e^4 (1 - \beta^2)}{m^2 c^4 \beta^4} \frac{1}{y} \left\{ (1 - \sqrt{y})(a_0(Z, \beta) + (a_0(Z, \beta) + 2\sqrt{2}a_1(Z, \beta))\sqrt{y} + \right. \\ \left. + 4(\sqrt{2}a_3(Z, \beta) + a_4(Z, \beta))y + 4a_4(Z, \beta)y^{3/2}) - 2a_2(Z, \beta)y \ln y \right\}, \quad (4)$$

Также в [6] разработан дважды модифицированный метод LQZ, где аналитическое приближение имеет вид:

$$R_{LQZm2}(\theta, Z, E) = 1 + \sum_{j=1}^5 a_j(Z, E)(1 - \cos \theta)^{j/2}. \quad (5)$$

Там же получено аналитическое выражение первичного сечения смещения атома с использованием дважды модифицированного метода:

$$\sigma_{pLQZm2} = \frac{\pi Z^2 e^4}{m^2 c^4 \beta^4} (1 - \beta^2) \left\{ \begin{aligned} & -1 - 2\sqrt{2}a_1(Z, \beta) + 4(\sqrt{2}a_3(Z, \beta) + a_4(Z, \beta)) + \frac{1}{y} + \frac{2\sqrt{2}a_1(Z, \beta)}{\sqrt{y}} - \\ & - 4\sqrt{2}a_3(Z, \beta)\sqrt{y} - 4a_4(Z, \beta)y - 2a_2(Z, \beta)\ln y + \frac{8}{3}\sqrt{2}a_5(Z, \beta)(1 - y^{3/2}) \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Были вычислены сечения смещения атомов для платины и золота.

В данной работе проведено вычисление первичного сечения смещения атома для свинца и урана. Для сравнения приведены результаты из [1] – σ_{p0} , полученные численным интегрированием моттовского сечения рассеяния. В скобках приводится относительное различие с σ_{p0} :

$$\delta = \frac{|\sigma_p(E_i) - \sigma_{p0}(E_i)|}{\sigma_{p0}(E_i)} \cdot 100\%.$$

Для этих методов получаются следующие аналитические выражения для σ_p (таблица 1, 2):

Таблица 1 – Свинец

Z = 82, M = 207,21, T _d = 12 эВ							
E, МэВ	0,686	0,693	0,707	0,727	0,754	0,789	0,829
σ_{pLQZ}	2,93 (3,6)	6,80 (2,2)	15,29 (1,2)	28,90 (0,62)	49,33 (0,18)	78,10 (0,15)	112,54 (0,37)
$\sigma_{pLQZmod2}$	2,96 (2,6)	6,85 (1,4)	15,34 (0,90)	28,86 (0,76)	49,10 (0,65)	77,58 (0,51)	111,73 (0,36)
σ_{pO}	3,04	6,95	15,48	29,08	49,42	77,98	112,13
E, МэВ	0,884	0,952	1,05	1,19	1,36	1,56	1,83
σ_{pLQZ}	160,22 (0,49)	216,81 (0,49)	290,22 (0,38)	375,95 (0,20)	452,65 ($<10^{-2}$)	513,41 (0,15)	561,56 (0,22)
$\sigma_{pLQZmod2}$	159,16 (0,17)	215,72 (0,014)	289,45 (0,12)	375,89 (0,18)	453,29 (0,13)	514,38 (0,04)	562,37 (0,07)
σ_{pO}	0,884	215,75	289,11	375,21	452,69	514,18	562,78
E, МэВ	2,17	2,58	3,06	3,53	4,08	4,76	5,78
$\sigma_{pLQZ}(\delta)$	589,47 (0,18)	598,04 (0,09)	592,33 (0,025)	580,25 (0,10)	563,82 (0,16)	543,90 (0,17)	517,94 (0,08)
$\sigma_{pLQZmod2}$	589,73 (0,14)	597,72 (0,14)	591,66 (0,09)	579,51 (0,026)	563,23 (0,05)	543,65 (0,12)	518,24 (0,14)
σ_{pO}	590,56	598,58	592,18	579,66	562,94	543,00	517,52
E, МэВ	6,8	10,2	13,6	20,4	34	68	136
σ_{pLQZ}	497,06 (0,05)	453,18 (0,56)	430,40 (1,12)	408,60 (1,39)	393,30 (0,96)	384,29 (0,62)	381,08 (0,64)
$\sigma_{pLQZmod2}$	497,87 (0,11)	455,03 (0,16)	432,64 (0,61)	410,89 (0,84)	395,11 (0,51)	385,15 (0,39)	381,16 (0,66)
σ_{pO}	497,32	455,75	435,29	414,38	397,13	386,67	378,67

Таблица 2 – Уран

Z = 92, M = 238,00, T _d = 36 эВ							
E, МэВ	1,56	1,58	1,61	1,65	1,72	1,79	1,89
σ_{pLQZ}	0,359 (7,9)	1,49 (3,9)	3,97 (2,0)	8,49 (0,70)	18,84 (0,16)	31,22 (0,42)	50,60 (0,52)
$\sigma_{pLQZmod2}$	0,374 (4,1)	1,53 (1,3)	4,01 (0,99)	8,49 (0,70)	18,73 (0,48)	30,98 (0,35)	50,23 (0,22)
σ_{pO}	0,39	1,55	4,05	8,55	18,82	31,09	50,35
E, МэВ	2,01	2,17	2,4	2,71	3,1	3,56	4,18
σ_{pLQZ}	74,42 (0,45)	104,52 (0,29)	141,70 (0,056)	179,47 (0,16)	210,32 (0,29)	230,33 (0,30)	240,99 (0,20)
$\sigma_{pLQZmod2}$	73,99 (0,13)	104,15 (0,048)	141,57 (0,028)	179,69 (0,039)	210,79 (0,071)	230,80 (0,10)	241,20 (0,12)
σ_{pO}	74,09	104,22	141,62	179,76	210,94	231,04	241,49
E, МэВ	4,96	5,89	6,97	8,06	9,3	10,8	13,1
$\sigma_{pLQZ}(\delta)$	241,40 (0,012)	234,54 (0,21)	224,02 (0,37)	213,69 (0,45)	203,41 (0,44)	193,21 (0,31)	181,46 ($<10^{-2}$)
$\sigma_{pLQZmod2}$	241,21 (0,091)	234,01 (0,017)	223,31 (0,058)	213,00 (0,13)	202,88 (0,18)	192,96 (0,17)	181,65 (0,10)

Продолжение таблицы 2

σ_{pO}	241,44	234,06	223,19	212,74	202,53	192,63	181,47
E, МэВ	15,5	23,2	31,0	46,5	77,5	155	–
σ_{pLQZ}	172,76 (0,35)	157,52 (1,54)	150,57 (2,21)	144,67 (2,05)	140,99 (1,45)	139,07 (0,64)	–
$\sigma_{pLQZmod2}$	173,35 ($<10^{-2}$)	158,92 (0,66)	152,31 (1,08)	146,50 (0,81)	142,57 (0,34)	140,13 (0,11)	–
σ_{pO}	173,36	159,99	153,98	147,71	143,07	139,98	–

Методы LQZ и LQZ_{m2} дают очень хорошее приближение – погрешность менее 4 %, за исключением энергии 1,56 МэВ для урана. Средняя арифметическая погрешность для рассмотренного набора энергий приведена в таблице 3:

Таблица 3 – Средние относительные погрешности

$\delta_{LQZ}(Pb) = 0,59\%$	$\delta_{LQZm2}(Pb) = 0,42\%$
$\delta_{LQZ}(U) = 1,01\%$	$\delta_{LQZm2}(U) = 0,46\%$

Точность метода LQZ_{m2} выше, чем обычного метода. Погрешность растет с ростом Z.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- Oen, O. S. Cross sections for atomic displacements in solids by fast electrons / O. S. Oen // Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL-4897, 1973.
- Mott, N. F. The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei / N. F. Mott // Proc. Roy. Soc. A. – 1929. – Vol. 124. – P. 425–442.
- Mott, N. F. The Polarisation of Electrons by Double Scattering / N. F. Mott // Proc. Roy. Soc. A. – 1932. – Vol. 135. – P. 429–458.
- McKinley, W. A. The Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Nuclei / W. A. McKinley Jr, H. Feshbach // Phys. Rev. – 1948. – Vol. 74, № 12. – P. 1759–1763.
- Lijian, T. Analitic Fitting to the Mott Cross Section of Electrons / T. Lijian, H. Qing, L. Zhengming // Radiat. Phys. Chem. – 1995. – Vol.45, № 2. – P. 235–245.
- Some approaches to the calculation of the normalized Mott cross section, displacement cross section, and the Mott correction to the Bethe formula / P. B. Kats [et al.] // Radiat. Phys. Chem. – 2022. – Vol. 192. – P. 109919.

УДК 621.359.3

В. В. ПРИГОДИЧ, Д. В. ЯКИМЧУК

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению
Научные руководители – С. Е. Демьянов, д-р. физ.-мат. наук, доцент;
Д. В. Якимчук, канд. физ.-мат. наук

**ПОЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{SiO}_2(\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta})/\text{Si}$ ПОСРЕДСТВОМ
ЭЛЕКТРОФОРЕТИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ПОРОШКА $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$
В ПОРИСТЫЕ ШАБЛОНЫ SiO_2/Si**

В настоящее время активно проводятся исследования в направлении поиска материалов, перспективных для применения в спинтронике. Среди таких материалов большой популярностью обладают двойные перовскиты ферромолибдата стронция $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_{6-\delta}$ (SFMO). Эта популярность обусловлена наличием у соединения колоссального магнитосопротивления и большой спиновой поляризации (что обеспечивает его потенциал применения для проектирования магниторезистивных устройств), наличием достаточно большой, превышающей комнатную более чем на 100°, температуры Кюри, а также полуметаллической структурой [1, с. 448]. Наличие возможности исследования данного материала в наноразмерном масштабе добавляет мотивации к расширению сферы его изучения.

Одним из хорошо зарекомендовавших себя видов получения различных наноструктур и нанообъектов уже долгое время является шаблонный синтез. Это метод получения наноструктур при помощи шаблона (матрицы) с заданными параметрами, которые обычно обуславливают размеры и морфологию конечных структур. Данная методика приобрела свою популярность благодаря простоте использования, многообразию типов шаблонов, широкой вариативности параметров шаблона и их относительно доступной стоимости.

Существует три основные технологии, использующие шаблоны для создания наноструктур: литография, анодирование и ионно-трековая технология (ИТТ). Последняя технология и была нами выбрана для получения шаблонов благодаря ряду преимуществ, среди которых: возможность получения шаблонов с различными геометрическими параметрами пор [2], возможность получения пористых матриц больших площадей, простота адаптации к стандартам производства кремниевых электронных устройств, а также уже имеющийся опыт работы с подобными матрицами на кремниевой основе (SiO_2/Si) применительно к структурам золота [3].

SFMO, осажденный в поры матриц SiO_2/Si , вызывает интерес с точки зрения наличия у такой гетероструктуры уникальных магнитных и электрических свойств, которые могут проявляться на границах фаз SFMO-Si-SiO₂-SFMO. Очевидно, что свойства данного гетероперехода будут зависеть от метода получения гетероструктуры, подбор которого заслуживает особого внимания.

SFMO материал поддается осаждению в виде мелкодисперсного порошка, получаемого с помощью шаровых или ультразвуковых мельниц. Также следует учитывать, что попадание влаги разрушает его кристаллическую решетку, в связи с чем оптимальным методом получения гетероструктур $\text{SiO}_2(\text{SFMO})/\text{Si}$ видится электрофоретическое осаждение в неразрушающей для SFMO среде.

Осаждение порошковых материалов электрофоретическим методом часто обеспечивает высокую скорость осаждения порошка, возможность осаждения не только элек-

топроводных материалов, но и диэлектриков, равномерность толщины наносимого слоя, которая сохраняется так же на острых углах и гранях, высокий коэффициент использования материалов, регулируемость процесса, возможность нанесения смеси материалов, а также доступную стоимость при использовании данного метода.

Электроосаждение проводилось при помощи потенциостата-гальваностата Р-40Х, включенного по двухэлектродной схеме, изображенной на рисунке 1.

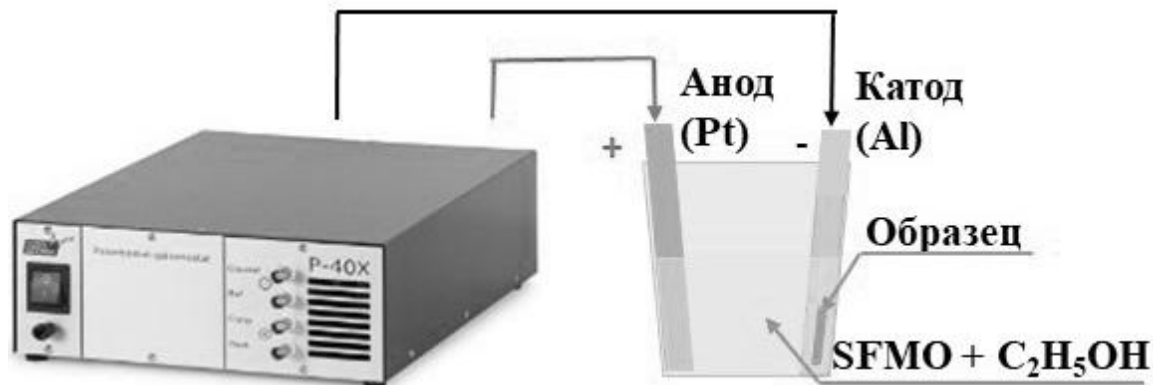


Рисунок 1 – Схема включения потенциостата-гальваностата Р-40Х

Перед началом эксперимента пористая матрица фиксируется на подложке (катоде) из алюминия, (для обеспечения омического контакта образца с электродом потенциостата-гальваностата) изолированной от внешней среды для обеспечения контакта электролита исключительно с пористой матрицей и предотвращения его контакта с другими токопроводящими зонами. Для обеспечения хорошего контакта пор с электролитом и очистки их от окисла, поверхность матрицы в течении двух минут подтравливается однопроцентным раствором плавиковой кислоты (HF), после чего промывается в дистиллированной воде и погружается в электролит. Электролит готовится в количестве, достаточном для полного погружения образца в его объем. В данном случае достаточно 40 мл. Емкостью для электролита является стакан объемом 100 мл из химически пассивного полимерного материала (фторопласт).

Для первых опытов по осаждению использовался электролит, в основе которого был выбран этиловый спирт (C₂H₅OH), поскольку его использование не влияет на состав и качество мелкодисперсного порошка, а весовое соотношение SFMO к спирту 1 : 10000. Время осаждения, 20, 40, и 60 мин., и потенциал в 10 Вольт выбирались исходя из необходимости визуального контроля получения осадка.

Результаты экспериментов по осаждению не дали удовлетворительных результатов. При осаждении в течение 20 и 40 мин. на образцах после экспериментов осадка не сформировалось. При осаждении в течение 60 мин. сформировался компактный осадок, относительно равномерно распределенный по порам матрицы. Однако проведенный энерго-дисперсионный анализ (ЭДА) образца, представленный на рисунке 2, показал отсутствие на нем компонентов SFMO, что свидетельствует о неудаче и этого эксперимента.

Возможных причин неудовлетворительных результатов экспериментов может быть несколько. Среди них может быть: недостаточный потенциал осаждения, поскольку в ходе анализа литературных данных о методиках проведения электрофоретического осаждения встречались работы с применением потенциалов, на порядок превышающих используемый нами [4]; неподходящая дисперсионная среда (нами был использован этиловый спирт, однако существуют и другие вещества, которые можно использовать

в качестве основы, не оказывая влияния на качество SFMO порошка); неудовлетворительное качество исходного порошка SFMO, поскольку данное вещество является новым и еще находится на этапе исследования, технология его получения уникальна и нами еще не была исследована.

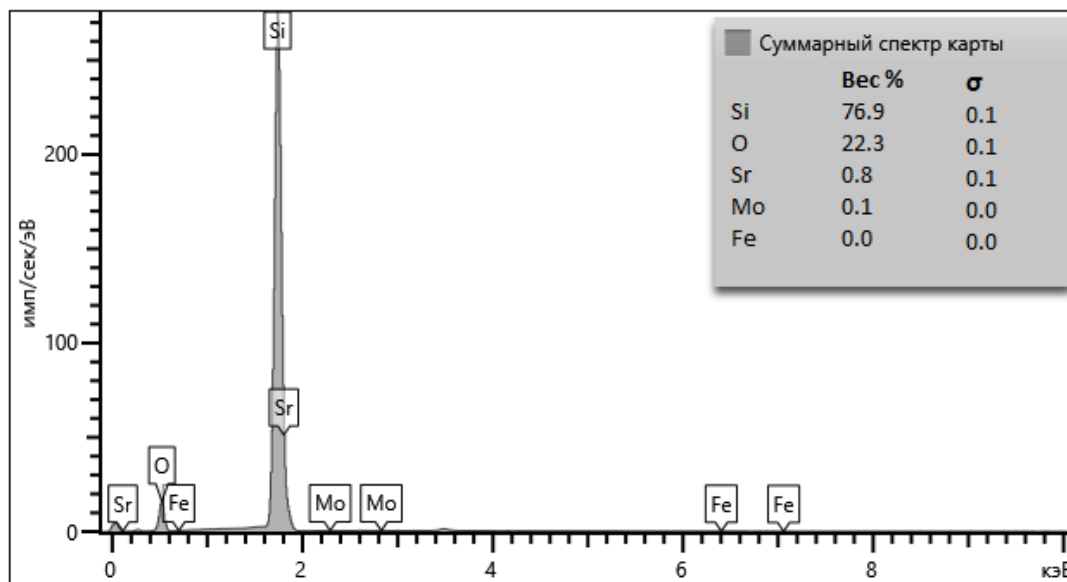


Рисунок 2 – Результаты ЭДА анализа образца, полученного при осаждении в течении 60 мин

Для получения удовлетворительных результатов с целью получения гетероструктуры в дальнейшем планируется реализация нескольких вариантов, из них: повышение потенциала или тока осаждения, смена основы электролита (использование других спиртов), изучение методики изготовления, изготовление нового порошка SFMO и его использование, добавление в электролит поверхностно активных веществ и подбор их оптимальной дозировки.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Characterization methods of epitaxial $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ thin films / M. Besse [et al.] // Journal of Crystal Growth. – 2002. – Vol. 241(4). – P. 448–454.
2. Surfactant-controlled etching of ion track nanopores and its practical applications in membrane technology / P. Yu. Apel [et al.] // Radiation Measurements. – 2008. – Vol. 43. – P. 552–559.
3. Modification of an $\text{SiO}_2(\text{Au}) / \text{Si}$ Surface by Irradiation with Argon Ions / V. D. Bundyukova [et al.] // Moscow University Physics Bulletin. – 2020. – Vol. 75(3). – P. 225–229.
4. Gurrappa, I. Electrodeposition of nanostructured coatings and their characterization – a review / I. Gurrappa, L. Binder // Sci. Technol. Adv. Mater. – 2008. – Vol. 9 (4). – P. 043001-1–043001-11.

УДК 548.73+537.62

Г. С. РИМСКИЙ

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению
 Научный руководитель – К. И. Янушкевич, д-р физ.-мат. наук

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$)

Введение. Одной из наиболее актуальных задач современной физики конденсированного состояния является поиск и изучение свойств новых функциональных материалов, обладающих определенными магнитными и электронными свойствами. Сложные корреляции между особенностями магнитного упорядочения и электронной проводимостью были обнаружены в представителе полугейслеровских интерметаллидов – $NiMnSb$. Замещение магнитными и парамагнитными ионами марганца или никеля, сложные магнитные взаимодействия между магнитными подрешетками системы, нелинейные зависимости магнитных взаимодействий в этой системе определяют научный интерес к подобным тройным интерметаллидам. Нейтронная дифракция – прямой метод исследования магнитной структуры материалов, детальные данные о которой необходимы для понимания природы магнитных свойств в подобных классах интерметаллидов. Цель работы – исследование кристаллической и магнитной структуры твердых растворов $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$) с помощью дифракции нейтронов.

Методы эксперимента. Поликристаллические образцы твердых растворов $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$) синтезированы методом твердофазных реакций. Шихта с необходимым соотношением порошков исходных элементов в вакуумированных кварцевых ампулах разогревалась до температуры 1023 К с последующей закалкой. Кристаллическая и магнитная структура твердых растворов $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ исследована методом дифракции нейтронов в диапазоне температур 13–300 К. Измерения выполнены на дифрактометре ДН-12 (импульсный реактор ИБР-2, ЛНФ ОИЯИ). Время получения дифракционного спектра составляло 60 минут. Углы рассеяния $2\theta = 90^\circ$ и $2\theta = 45,5^\circ$, разрешение по межплоскостному расстоянию $\Delta d/d = 0,022$ и $0,018$ (для $\lambda = 2 \text{ \AA}$) соответственно. Результаты нейтронного эксперимента обрабатывались методом Ритвельда с использованием программы FullProf.

Результаты эксперимента. Нейтронные спектры, полученные для твердых растворов $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$) при температурах 13 К, 50 К, 150 К, 200 К, 300 К, представлены на рисунке 1 и 2.

Рассеяние нейтронов происходит на ядрах атомов и на незаполненных электронных оболочках. Из рассеяния на ядрах определялись параметры a элементарной ячейки и координаты атомов. Эти параметры входят в структурный фактор кристаллической решетки. А он в свою очередь определяет амплитуду рефлексов, т. е. координаты атомов (их взаимное расположение в решетке) контролируют амплитуду каждого рефлекса. В результате из положения пиков определены параметры решетки, а из интенсивности определяем позиции атомов в кристаллической ячейке. Установлено, что твердые растворы $Ni_{1-x}Fe_xMnSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$) обладают кубической структурой (пр.гр $F\bar{4}3m$, тип $MgAgAs$ ($C1_b$)), в решетке которой атомы занимают позиции: Mn 4b ($1/2, 1/2, 1/2$), Ni/Fe 4c ($1/4, 1/4, 1/4$) и Sb 4a ($0, 0, 0$). Установлено, что данный тип кристаллического упорядочения сохраняется во всем исследуемом диапазоне температур (рисунок 3). Новых дифракционных рефлексов или вкладов в интегральную интенсивность структур-

ных пиков не обнаружено. Этот результат нейтронного эксперимента позволяет утверждать, что в интервале температур $13 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ в твердых растворах $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{MnSb}$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$) отсутствует дальний магнитный порядок. Зная координаты атомов, можно рассчитать их взаимные расстояния. Длины межатомных расстояний в NiMnSb : $d_{(\text{Mn}-\text{Ni}; \text{Sb}-\text{Ni})} = 2,5668 \text{ \AA}$, а в $\text{Ni}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{MnSb}$ $d_{(\text{Mn}-\text{Ni}/\text{Fe}; \text{Sb}-\text{Ni}/\text{Fe})} = 2,5655 \text{ \AA}$.

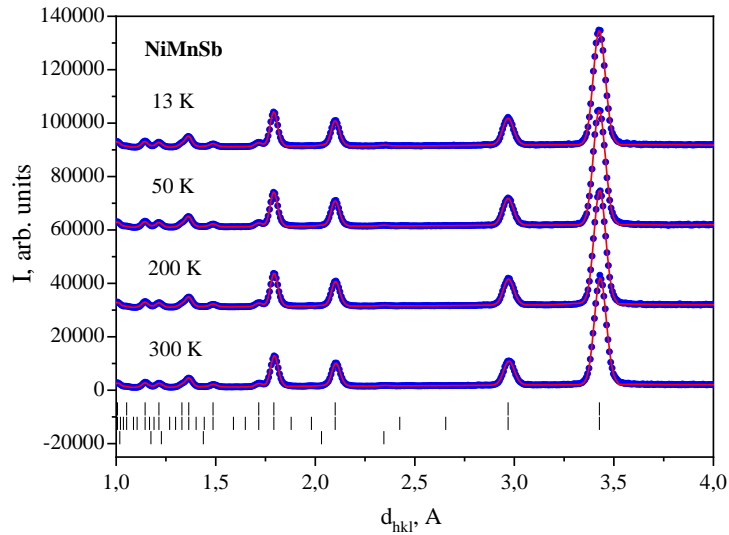


Рисунок 1 – Фрагменты нейтронных спектров MnNiSb , измеренные в диапазоне температур от 13 К до 300 К

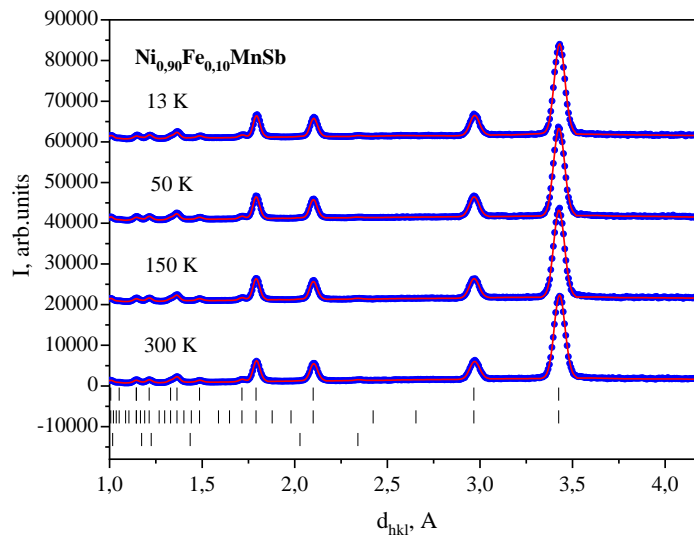


Рисунок 2 – Фрагменты нейтронных спектров $\text{Ni}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{MnSb}$, измеренные в диапазоне температур от 13 К до 300 К

Т. к. у нейтрона есть магнитный момент, он взаимодействует с магнитными моментами незаполненных оболочек. Для магнитного рассеяния есть свой структурный фактор, характеризующий магнитную решетку. Общее рассеяние есть сумма ядерного и магнитного рассеяния. Поэтому часть структурных рефлексов могут иметь магнитный вклад, который увеличивает интенсивность на позициях ядерных рефлексов.

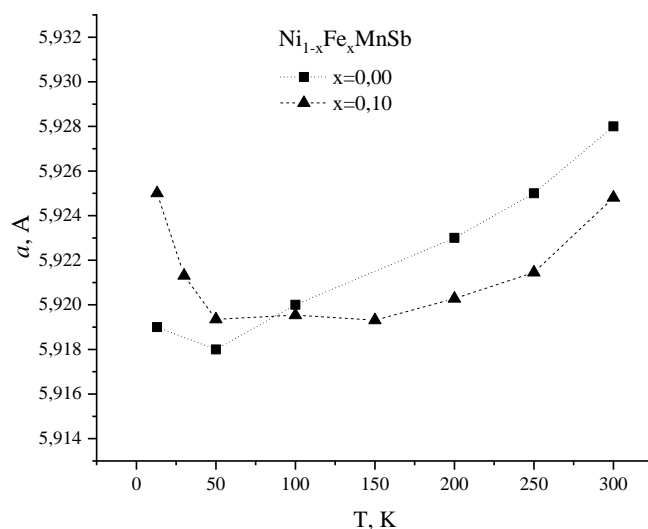


Рисунок 3 – Зависимости параметра a элементарной ячейки NiMnSb и $\text{Ni}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{MnSb}$ от температуры.

Таблица – Численные значения параметров элементарной ячейки a , объема V и магнитных моментов μ ионов Mn в NiMnSb и $\text{Ni}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{MnSb}$ при разных температурах

NiMnSb				Ni _{0,90} Fe _{0,10} MnSb			
T, K	a, Å	V, Å	μ , μ_B	T, K	a, Å	V, Å	μ , μ_B
13	5,919(3)	207,370	4,2(1)	13	5,925(3)	208,001	4,0(1)
–	–	–	–	30	5,921(3)	207,58	4,0(1)
50	5,918(3)	207,265	4,2(1)	50	5,919(3)	207,37	4,0(1)
100	5,920(3)	207,475	4,1(1)	100	5,920(3)	207,475	3,9(1)
–	–	–	–	150	5,919(3)	207,37	3,9(1)
200	5,923(3)	207,790	4,0(1)	200	5,920(3)	207,475	3,8(1)
250	5,925(3)	208,001	3,9(1)	250	5,921(3)	207,580	3,7(1)
300	5,928(3)	208,317	3,8(1)	300	5,925(3)	208,001	3,5(1)

Выводы. Методом синтеза в твердой фазе с последующей закалкой в воду получены образцы $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x\text{MnSb}$ ($0,00 \leq x \leq 0,10$). Фазовый анализ показал, что образцы однофазны во всем диапазоне температур $13 \text{ K} \leq x \leq 300 \text{ K}$. Определены значения параметров кристаллической ячейки и межатомных расстояний. Установлено, что величины параметров a элементарной кристаллической ячейки уменьшаются до 50 К. Увеличение параметра a ниже 50 К может быть следствием эффекта – спиновый кроссовер. Твердые растворы обладают ферромагнитным упорядочением вдоль оси c . Величина магнитного момента ионов Mn в NiMnSb и $\text{Ni}_{0,90}\text{Fe}_{0,10}\text{MnSb}$ при 13 К составляет 4,2 μ_B и 4,0 μ_B соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект № T21PM-029).

УДК 537.622

П. В. ШЕВЧИК¹, Г. А. ХАЛАТЯН²¹Минск, НПЦ НАНБ по материаловедению

Научный руководитель – В. А. Иванов, канд. физ.-мат. наук, доцент

²Армения, Аштарак, ИРФЭ НАН РА

Научный руководитель – С. Г. Петросян, д-р физ.-мат. наук, проф.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК CdTe

Теллурид кадмия (CdTe) – бинарное химическое соединение кадмия и теллура является прямозонным полупроводником группы A^{II}B^{IV} с шириной запрещенной зоны для монокристаллической структуры $\Delta E = 1,49$ эВ при 300 К [1]. Прозрачен для инфракрасного излучения с длинами волн от 0,85 мкм до 20 мкм. Поликристаллические пленки теллурида кадмия используются в микроэлектронике, оптоэлектронике, солнечной энергетике [2]. В последние годы интерес к пленкам CdTe вызван возможностью создания на их основе координатно-чувствительных фотоприемников, использующихся для контроля перемещения, позиционирования и определения линейных и угловых координат [3]. Поликристаллические пленки CdTe получают методами электрохимического осаждения, электровакуумного напыления, молекулярного наслаивания [4; 5]. В настоящей работе представлены результаты исследований оптических свойств тонких пленок теллурида кадмия n-типа проводимости, полученных низкотемпературным методом лазерно-импульсного осаждения на отполированных стеклянных подложках. Тип проводимости исследованных пленок был определен методом термозонда. В качестве источника излучения использовался лазер YAG : ND³⁺ с длиной волны излучения 1064 нм, длительностью импульса 30 нс, энергией около 0,35 Дж. Вблизи мишени из объемного CdTe интенсивность лазерного луча составляла около 10⁸ Вт/см². В процессе роста пленки температура подложки поддерживалась на уровне 300 °С, что позволило, с одной стороны, обеспечить достаточно большую скорость роста, а с другой – исключить взаимную диффузию компонент подложки и растущего слоя. Толщина пленок зависела от числа лазерных импульсов. В результате воздействия одного лазерного импульса в среднем осаждается слой толщиной в 4,7 нм.

В процессе исследования оптических свойств проведена регистрация спектров пропускания и отражения в диапазоне длин волн 500–2000 нм. Спектры отражения регистрировались при угле падения луча на образец 45°.

Спектры пропускания исследовались с целью определения ширины запрещенной зоны ΔE теллурида кадмия, нанесенного на подложки в виде тонких пленок. Для этого рассчитывались зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона. Коэффициент поглощения рассчитывался в соответствии с выражением (1) [6].

$$\alpha = -\frac{1}{t} \ln \left(\frac{\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} - (1-R)^2}{2TR^2} \right) \quad (1)$$

где T – пропускание, R – коэффициент отражения, t – толщина пленки.

Толщина пленки рассчитывалась из измеренных спектров отражения в соответствии с выражением (2) [6].

$$n_{пл} \cdot d = m \cdot \lambda_m / 4 = (m+2) \cdot \lambda_{m+2} / 4, \quad (2)$$

где d – толщина пленки, $n_{пл}$ – показатель преломления пленки, m – порядок интерференции, λ_m – длина волны в экстремуме.

Согласно полученным данным из спектров отражения толщина пленки составляла 1,09 мкм.

На рисунке показана зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона. Согласно приведенной на рисунке зависимости ширина запрещенной зоны пленки теллурида кадмия составляет $\Delta E = 1,51$ эВ.

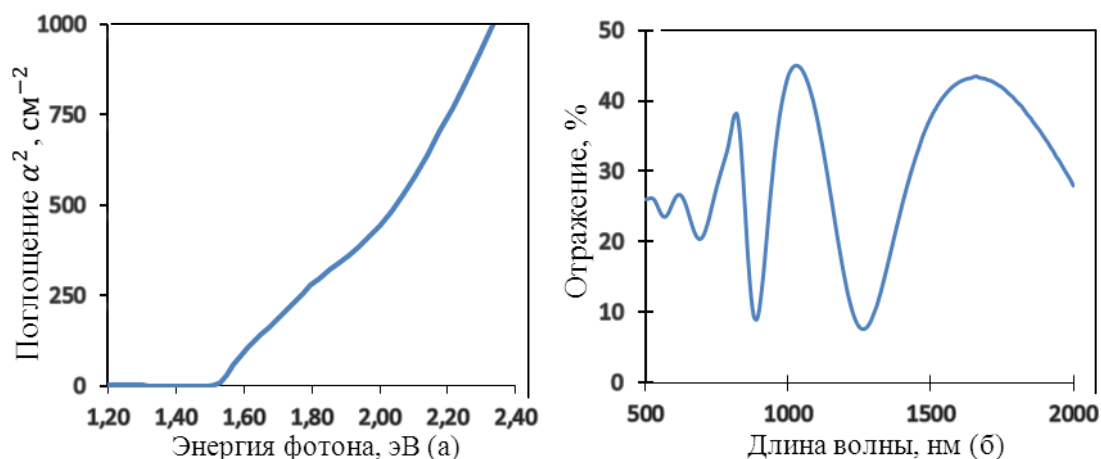


Рисунок – а – Зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона,
б – Зависимость коэффициента отражения от длины волны

В результате проведенных исследований были получены методом лазерно-импульсного осаждения на стеклянных подложках полупроводниковые тонкие пленки CdTe n-типа проводимости и исследованы их оптические свойства. Из оптических спектров определены ширина запрещенной зоны и толщина полученных пленок.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бовина, Л. А. Физика соединений $A^{II}B^{IV}$ / Л. А. Бовина, М. С. Бродин, М. Я. Валах. – М. : Наука, 1986. – 320 с.
2. Воронков Э. Н., Пленочный фотоэлектрический элемент на основе CdTe / Э. Н. Воронков, С. В. Варганов, К. В. Шалимова // Вопр. спец. электроники. Сер. 11. – 1984. – Вып. 2. – С. 50–53.
3. Двухмерные координатно-чувствительные фотоприемники на основе гетероперехода (p)InSb-(n)CdTe / А. В. Маргарян [и др.] // Изв. НАН Армении. Физика. – 2016. – Т. 31, № 2. – С. 272–281.
4. Структура и фотоэлектрические свойства пленок CdTe, полученных методом электрохимического осаждения / А. А. Ронасси [и др.] // Вестн. БГУ. Сер. 1. – 2011. – № 1. – С. 24–27.
5. Синтез поликристаллических пленок теллурида кадмия на монокристаллических подложках / Н. Султонов [и др.] // Вестн. Таджик. нац. ун-та. Сер. естеств. наук. – 2020. – № 3. – С. 113–119.
6. Валеев, А. С. Определение оптических постоянных тонких слабопоглощающих слоев / А. С. Валеев // Оптика и спектроскопия. – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 500–511.