

УДК 539.2

В. С. ГЕККЕЛЬ

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению

Научный руководитель – Ю. В. Радюш, канд. физ.-мат. наук, доцент

СИНТЕЗ ПЕРОВСКИТНОЙ КЕРАМИКИ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ ИЗБРАННЫХ СОСТАВОВ

В последнее время многими группами исследователей активно исследуются материалы, обладающие одновременно двумя или более параметрами порядка в одной фазе. Такие материалы привлекают к себе большое внимание из-за перспектив разнообразного практического использования вследствие предполагаемой возможности эффективно перекрестного контроля и управления их магнитными и электрическими свойствами. Процессы, проходящие в таких материалах, также представляют интерес с фундаментальной точки зрения. Механизм взаимосвязи, например сегнетоэлектрического и магнитного параметров порядка, является нетривиальным и мало изучен [1; 2].

В данной работе определены условия синтеза твердых растворов в системе $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ при высоких давлении и температуре и получены образцы керамики для проведения дальнейших исследований.

Процесс получения образцов состоял в следующем. Проводился помол в шаровой мельнице смеси порошков заданного стехиометрического состава исходных оксидов Bi_2O_3 , Nd_2O_3 , Fe_2O_3 , Cr_2O_3 с добавлением In_2O_3 при его отсутствии. При этом для улучшения перемешивания и достижения лучшей гомогенности в смесь добавлялся этанол. После сушки порошки прессовались в таблетки и проводилась их термообработка при 870°C в течение 5–30 мин. при атмосферном давлении для получения шихты. По извлечении из печи и остывании до комнатной температуры таблетки каждого состава измельчались и снова прессовались для синтеза при высоких давлении и температуре. Условия синтеза в зависимости от состава варьировались по давлению в интервале от 4 ГПа до 6 ГПа и температуре – 1500–1700 К. Были синтезированы образцы следующих составов: с $z = 0$ и $x = 0,10, 0,40, 0,60$; с $z = 0,10, 0,20, 0,30$ и $x = 0,05, 0,40$. Для определения фазового состава продуктов после термообработки при атмосферном давлении и образцов, синтезированных при высоком давлении, проводился рентгенофазовый анализ с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-3 с монохроматизированным CuK_α -излучением.

На рисунках 1 и 2 приведены рентгеновские дифракционные спектры порошков соответственно шихты и образцов, синтезированных при высоком давлении, системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ с $z = 0$ и $x = 0,10, 0,40, 0,60$.

Из сопоставления рисунков 1 и 2 видно, что при высоком давлении идет фазовое превращение. Предварительный анализ показал, что образцы разных составов однофазны. Образующиеся фазы являются перовскитными.

Синтез составов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ составов с различным содержанием индия показал, что они имеют свои особенности. Шихта и синтезированные образцы содержат оксид индия. Причем его количество для образцов возрастает пропорционально содержанию In_2O_3 в шихте, из которой проводился синтез, а соотношение интенсивностей дифракционных пиков оксида индия для шихты и соответствующей

ших образцов является практически одинаковым. Этот факт свидетельствует об отсутствии растворимости оксида индия.

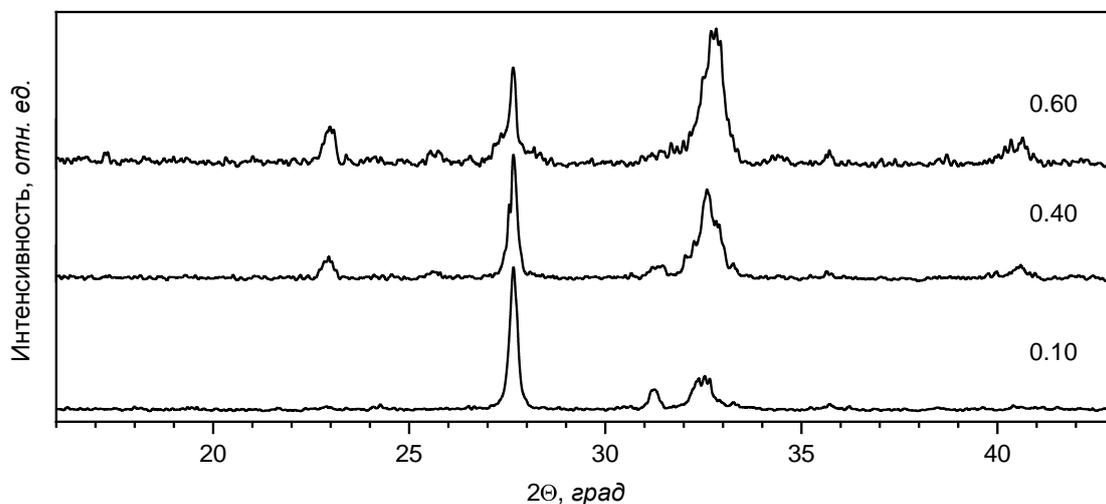


Рисунок 1 – Рентгеновские дифракционные спектры порошков шихты системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ с $z = 0$ и $x = 0,10, 0,40$ и $0,60$ (значения x указаны около соответствующих графиков), полученные после термообработки при атмосферном давлении

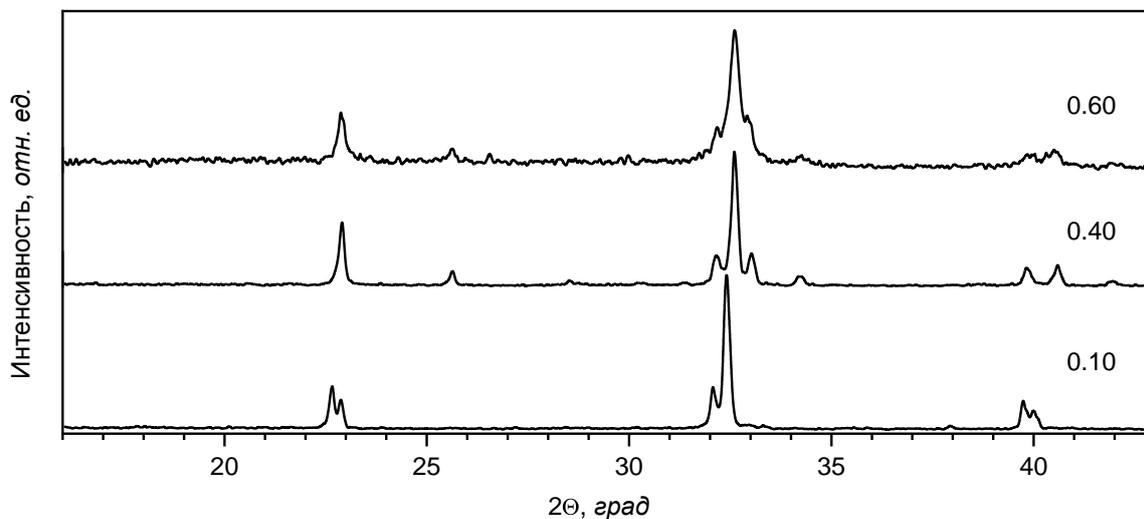


Рисунок 2 – Рентгеновские дифракционные спектры образцов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ с $z = 0$ и $x = 0,10, 0,40$ и $0,60$ (значения x указаны около соответствующих графиков), синтезированные в условиях высоких давлений и температур

Причиной тому может служить образование при получении шихты ряда фаз, которые затрудняют замещение ионов Cr ионами In даже в случае синтеза при высоком давлении при широком варьировании значений давления и температуры. Следует отметить, что подобная картина наблюдалась для всех составов данной системы, содержащих индий (рисунки 3 и 4). Вместе с тем, как для шихты, так и для образцов наблюдается образование перовскитных фаз. При этом на спектрах для образцов исчезают линии посторонних фаз, доля которых была значительна в шихте.

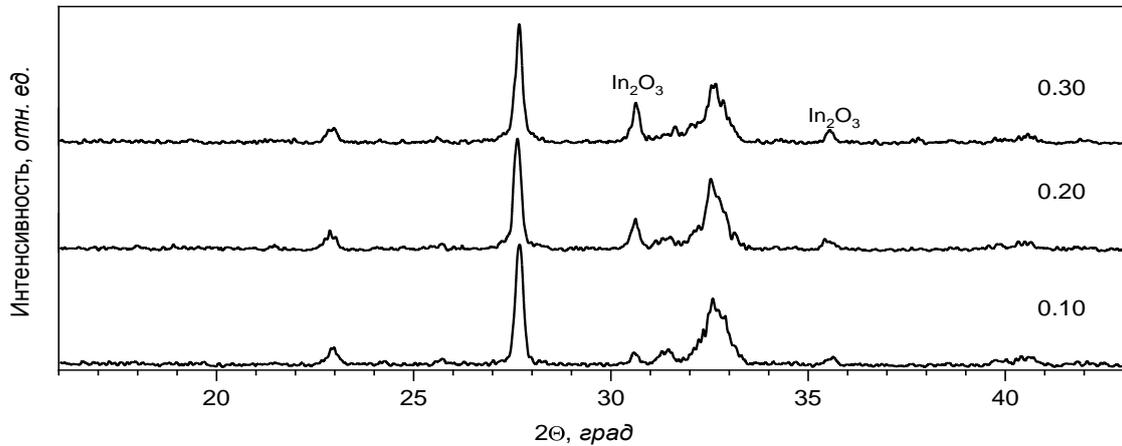


Рисунок 3 – Рентгеновские дифракционные спектры порошков шихты системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ с $x = 0,40$ и $z = 0,10, 0,20, 0,30$ (значения z указаны около соответствующих графиков), полученные после термообработки при атмосферном давлении

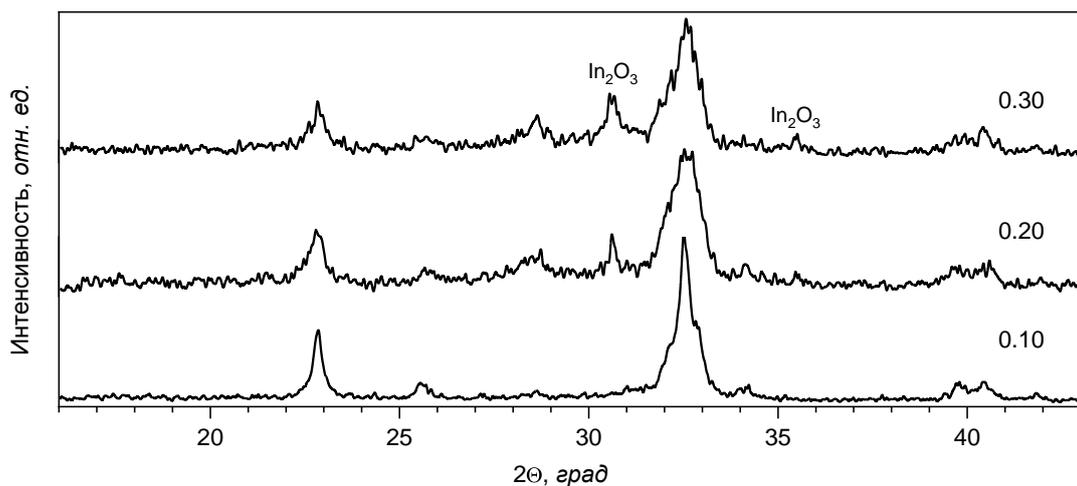


Рисунок 4 – Рентгеновские дифракционные спектры образцов системы $\text{Bi}_{1-x}\text{Nd}_x\text{Fe}_{(1-z)/2}\text{Cr}_{(1-z)/2}\text{In}_z\text{O}_3$ с $x = 0,40$ и $z = 0,10, 0,20, 0,30$ (значения z указаны около соответствующих графиков), полученные при высоком давлении

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ в рамках совместного белорусско-российского (БРФФИ-РНФ) проекта T23РНФ-086 (23-42-10024).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eerenstein, W. Multiferroic and Magnetoelectric Materials / W. Eerenstein, N. D. Mathur, J. F. Scott // Nature. – 2006. – Vol. 442. – P. 759–765.
2. Cheong, S.-W. Multiferroics: A Magnetic Twist for Ferroelectricity / S.-W. Cheong, M. Mostovoy // Nat. Mater. – 2007. – Vol. 6. – P. 13–20.

УДК 621.382.2

Д. Н. ЖДАНОВИЧ

Минск, НПЦ НАН Беларуси по материаловедению
 Научный руководитель – С. Б. Ластовский, канд. физ.-мат. наук

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРЕМНИИ *n*-ТИПА, ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 5 МЭВ ПРИ 400 °С

Методом DLTS спектроскопии определены параметры глубоких уровней радиационно-индуцированных центров (РИЦ), вводимых облучением электронами с энергией 5 МэВ в базовую *n*-область кремниевых диодных $p^+ - n - n^+$ -структур при 400 °С. Показано, что наибольшей эффективностью введения обладают РИЦ типа комплексов вакансия – кислород и междоузельный углерод – междоузельный кислород.

В производстве мощных кремниевых приборов весьма важен вопрос повышения их быстродействия. Одним из эффективных способов регулирования частотных характеристик является облучение приборов электронами или гамма-квантами [1]. Данный метод заключается в использовании радиационно-индуцированных центров (РИЦ) в роли центров рекомбинации неосновных носителей заряда (ННЗ). Тип и скорость введения РИЦ определяется рядом факторов, в том числе и температурой облучения. В работе [2] показано, что облучение быстрыми частицами при повышенных температурах приводит к формированию в кремниевых кристаллах РИЦ, термическая стабильность которых достигает $600 \div 700$ °С. Такие РИЦ могут служить эффективными центрами рекомбинации ННЗ в кремниевых приборах. Представляется перспективной возможность разработки новых радиационных методов с применением таких РИЦ в технологии изготовления кремниевых мощных быстродействующих приборов.

Цель данной работы – исследование характеристик (энергия активации и сечение захвата носителей заряда) глубоких уровней РИЦ в кремнии *n*-типа, вводимых облучением при 400 °С электронами с энергией 5 МэВ.

Исследовались $p^+ - n - n^+$ -диодные структуры, изготовленные на кремнии *n*-типа по эпитаксиальной технологии в филиале «Транзистор» ОАО «Интеграл». Диодные структуры изготавливались на пластинах с эпитаксиальным слоем кремния КЭФ–30 (подложка ЭКЭС-0,01) толщиной 48 мкм. *P-n*-переход создавался имплантацией бора в *n*-базу с последующим отжигом при 1470 К. Глубина залегания *p-n*-перехода составляла порядка $14 \div 15$ мкм. В качестве омических контактов напылялся слой алюминия толщиной $1 \div 2$ мкм, после чего проводилась резка пластин на отдельные диодные структуры. Площадь *p-n*-перехода каждой структуры составляла $4,1 \times 2,1$ мм².

Для определения параметров глубоких уровней (концентрация, энергия активации, сечение захвата носителей заряда) РИЦ в базовых *n*-областях диодных $p^+ - n - n^+$ -структур использовалась нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НЕСГУ). В англоязычной научной литературе эта методика имеет название Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) [3].

На рисунке 1 показаны спектры DLTS $p^+ - n - n^+$ -структур, облученных разными флюенсами электронов при 400 °С. Спектры записаны в режиме перезарядки глубоких уровней ловушек основными носителями заряда. Из результатов рисунка 1 видно, что при электронном облучении в область базы диодных *p-n*-структур наиболее эффективно вводятся дефекты, ответственные за возникновение максимума E_{94K} . Концентрация остальных дефектов существенно меньше. С ростом флюенса электронов спектры изменяются не только количественно, но и качественно.

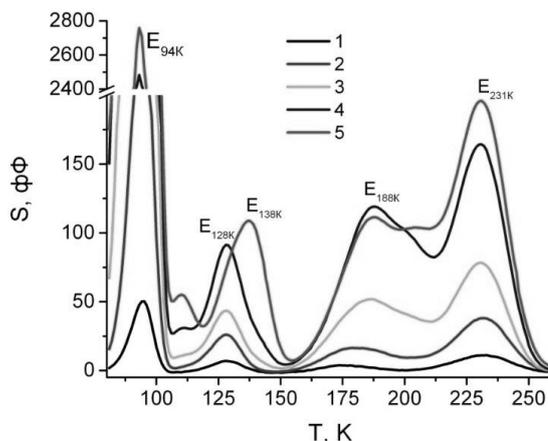


Рисунок 1 – Спектры DLTS p^+-n-n^+ -структур, облученных разными флюенсами электронов при $400\text{ }^\circ\text{C}$: 1 – $\Phi = 1 \times 10^{13}$, 2 – 5×10^{13} , 3 – 2×10^{14} , 4 – 4×10^{14} , 5 – $8 \times 10^{14}\text{ см}^{-2}$. Спектры записаны в режиме перезарядки глубоких уровней ловушек основными носителями заряда

Для всех наблюдаемых на рисунке 1 пиков были получены зависимости Аррениуса и определены энергия активации эмиссии и сечение захвата электронов.

Анализ результатов с учетом известных литературных данных [4; 5] свидетельствует о том, что уровень $E_{94\text{K}}$ принадлежит комплексу вакансия-кислород $V\text{-O}(A\text{-центр})$, а уровни $E_{128\text{K}}$ и $E_{231\text{K}}$ – комплексу дивакансия-кислород $V_2\text{O}$ в двукратно и однократно отрицательно заряженных состояниях соответственно.

Отжиг A -центров происходит в диапазоне температур $350 \div 400\text{ }^\circ\text{C}$. При отжиге данного комплекса в кристаллах $\text{Si}\langle\text{O}\rangle$ подвижные VO , взаимодействуя с атомами кислорода, образуют комплекс вакансия – два атома кислорода (VO_2). Отжиг VO_2 происходит при температуре $450 \div 500\text{ }^\circ\text{C}$.

Комплекс $V_2\text{O}$ образуется в Si с высоким содержанием кислорода при температурах, соответствующих отжигу дивакансий (выше $250\text{ }^\circ\text{C}$). Дивакансии, мигрируя по решетке кристалла, захватываются атомами кислорода, в результате чего и образуется более термостабильный комплекс $V_2\text{O}$ [5].

Отжиг комплексов $V_2\text{O}$ наблюдается при температурах порядка $320\text{--}350\text{ }^\circ\text{C}$ [5]. Считается, что в кристаллах $\text{Si}\langle\text{O}\rangle$ подвижные $V_2\text{O}$, также взаимодействуя с атомами кислорода, образуют комплекс дивакансия – два атома кислорода ($V_2\text{O}_2$). Комплекс $V_2\text{O}_2$ отжигается при $350 \div 425\text{ }^\circ\text{C}$. Вполне возможно, что некоторые из пиков $E_{110\text{K}}$, $E_{138\text{K}}$ и $E_{204\text{K}}$ на спектрах DLTS принадлежат глубоким уровням комплекса $V_2\text{O}_2$.

На рисунке 2 показаны спектры DLTS тех же p^+-n-n^+ -структур, что и на рисунке 1, записанные в режиме перезарядки глубоких уровней ловушек неосновными носителями заряда. В этом случае регистрируются глубокие уровни РИЦ в нижней половине запрещенной зоны кремния [3]. Здесь наиболее эффективно вводятся РИЦ, ответственные за возникновение минимума $H_{201\text{K}}$. Концентрация ловушки $H_{140\text{K}}$ существенно меньше. Ловушке $H_{201\text{K}}$ соответствует глубокий уровень донорного типа $E_v + 0,36\text{ эВ}$ и сечение захвата дырок $\sigma = 2,27 \times 10^{-15}\text{ см}^2$, а $H_{140\text{K}} - E_v + 0,27\text{ эВ}$ и сечением захвата дырок $\sigma = 6,1 \times 10^{-15}\text{ см}^2$. Сравнивая параметры дырочных ловушек $H_{140\text{K}}$ и $H_{201\text{K}}$ с известными литературными данными, можно заключить, что ловушка $H_{201\text{K}}$ является комплексом углерод внедрения – кислород внедрения C_iO_i [4]. Ловушка $H_{140\text{K}}$ не идентифицирована. Предполагается, что это может быть РИЦ междоузельного типа.

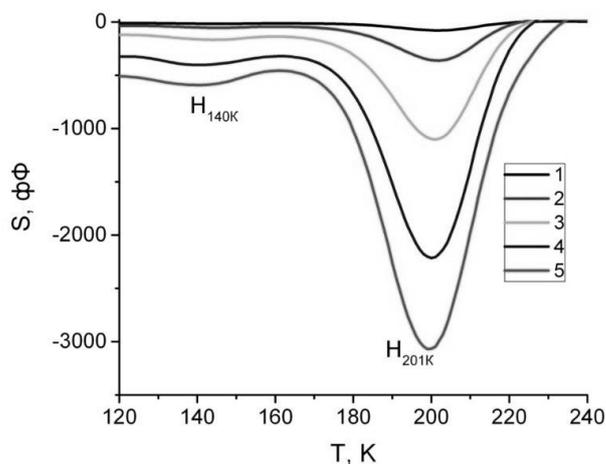


Рисунок 2 – Спектры DLTS $p^+ - n - n^+$ -структур, облученных разными флюенсами электронов при 400 °С: 1 – $\Phi = 1 \times 10^{13}$, 2 – 5×10^{13} , 3 – 2×10^{14} , 4 – 4×10^{14} , 5 – $8 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Спектры измерены в режиме перезарядки глубоких уровней неосновными носителями заряда

Таким образом, методом DLTS спектроскопии определены параметры глубоких уровней радиационно-индуцированных центров, вводимых облучением электронами с энергией 5 МэВ в базовую n-область кремниевых диодных $p^+ - n - n^+$ -структур при 400 °С. Установлено, что:

- при электроном облучении в n-область вводятся комплексы вакансия – кислород VO, дивакансия – кислород V2O, углерод внедрения – кислород внедрения SiO_i , а также ловушки с глубокими уровнями E110K – Ec - 0,20 эВ и сечением захвата дырок $\sigma = 1,1 \times 10^{-15} \text{ см}^2$, E128K – Ec – 0,236 эВ и $\sigma = 3,6 \times 10^{-15} \text{ см}^2$, E188K – Ec – 0,34 эВ и $\sigma = 1,3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$, E204K – Ec – 0,35 эВ и $\sigma = 2,6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$, E231K – Ec – 0,46 эВ и $\sigma = 6,3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ и $\text{Ev} + 0,27 \text{ эВ}$ и $\sigma = 6,1 \times 10^{-15} \text{ см}^2$;

- наибольшей эффективностью введения обладают радиационные центры типа комплексов VO и C_iO_i .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коршунов, Ф. П. Радиационные эффекты в технологии полупроводниковых материалов и приборов / Ф. П. Коршунов // Актуальные проблемы физики твердого тела : сб. ст. к 40-летию ИФТТП НАН Беларуси и 90-летию его основателя акад. Н. Н. Сироты. – Минск : Беларус. навука, 2003. – С. 245–267.
2. VOn ($n \geq 3$) defects in irradiated and heat-treated silicon / L. I. Murin [et al.] // Solid State Phenomena. – 2005. – Vol. 108–109. – P. 267–272.
3. Lang, D. V. Deep level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors / D. V. Lang // J. Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45, No. 7. – P. 3023–3032.
4. Claeys, C. Simoen E. Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices / C. Claeys, E. Simoen. – Berlin, 2002.
5. Defect reactions associated with divacancy elimination in silicon / V. P. Markevich [et al.] // J. Phys.: Condensed Matter. – 2003. – Vol. 15. – P. S2779–S2789.

УДК 620.17:669.76

А. В. ЗАРЕЦКИЙ, О. А. КОТОВИЧ

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

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

**ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ СПЛАВА $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$ ИНДИЕМ
НА УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ**

Сплавы Bi-Sb с содержанием сурьмы 7–22 ат. % являются полупроводниками с максимальной энергетической щелью в районе состава $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$. Сверхбыстрое охлаждение этих сплавов из расплава (скорость застывания жидкой фазы составляет около 10^6 K/c) позволяет получить фольги с нестабильной микрокристаллической структурой и однородным распределением состава, что приводит к улучшению термоэлектрических свойств. Термообработка фольги сохраняет равномерность распределения компонентов, но увеличивает размер частиц и изменяет различные свойства, в том числе электрические. Цель данного исследования – изучить влияние легирования третьим компонентом на удельное сопротивление фольги из сплава $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$. В качестве третьего компонента был выбран индий, элемент III группы. Висмут и сурьма являются элементами V группы.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость для сплава с различной концентрацией индия. Как видно из этого рисунка, с повышением температуры наблюдается монотонное уменьшение удельного сопротивления.

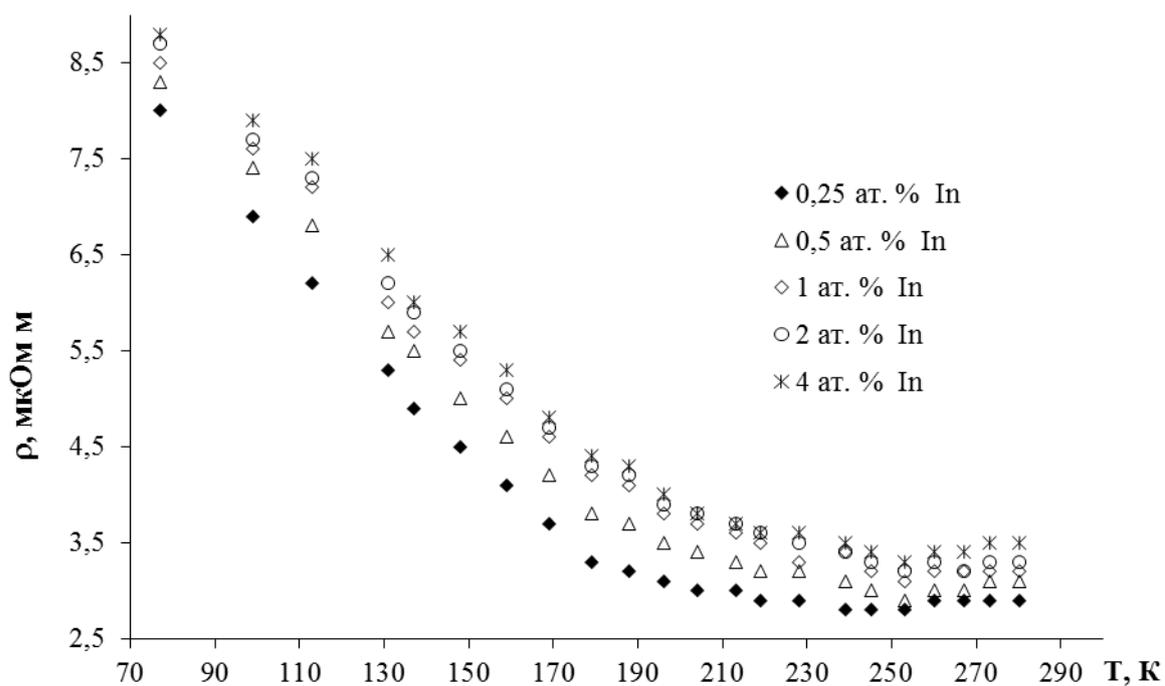


Рисунок 1 – Температурная зависимость удельного сопротивления сплава $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$ с различной концентрацией индия

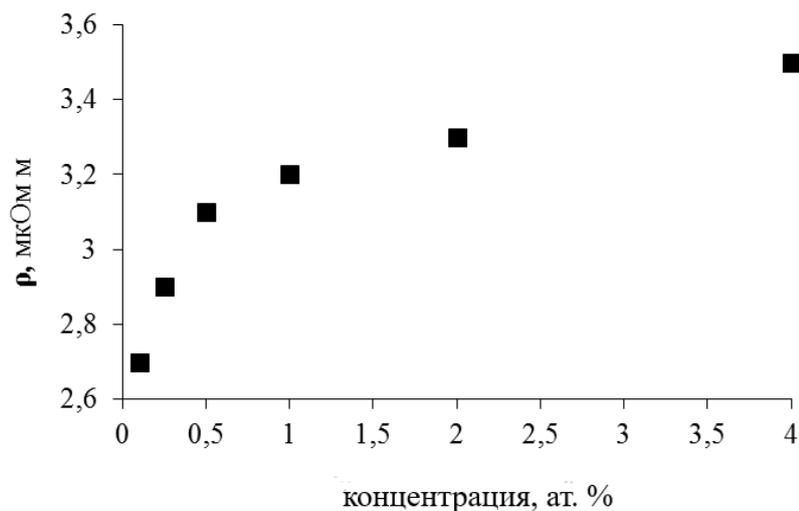


Рисунок 2 – Зависимость удельного сопротивления от концентрации индия при 77 К

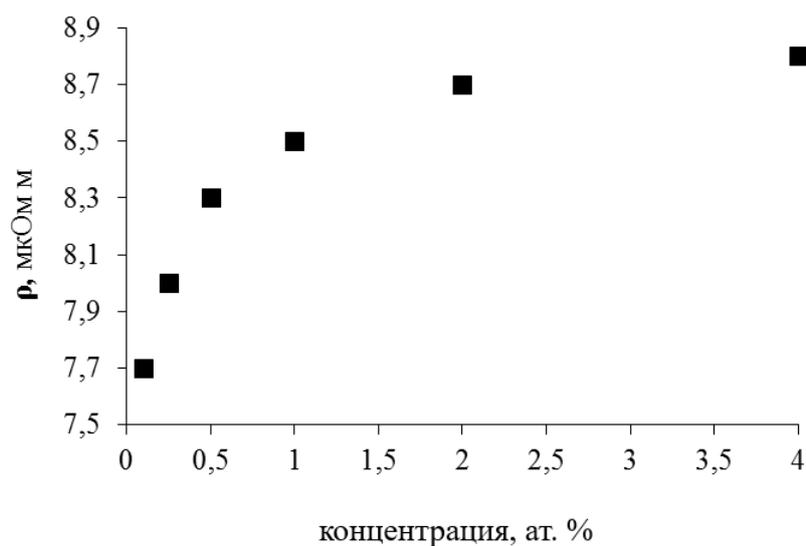


Рисунок 3 – Зависимость удельного сопротивления от концентрации индия при комнатной температуре

Добавление третьего компонента приводит к увеличению удельного сопротивления. При температуре жидкого азота его значение превосходит величину удельного сопротивления бинарных сплавов. В сплавах, легированных индием, увеличение сопротивления происходит при малых концентрациях, концентрации свыше 4 ат. % практически не изменяют удельное сопротивление (рисунки 2 и 3). При температурах, близких к комнатной, удельное сопротивление фольг различается незначительно. Основным механизмом рассеяния в этом температурном диапазоне является рассеяние на акустических колебаниях решетки.

УДК 539.12:530.145

А. М. КУЗЬМИЧ

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

Научный руководитель – В. А. Плетюхов, д-р физ.-мат. наук, профессор

О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДОВ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ В РАЗЛИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Требование релятивистской инвариантности законов природы применительно к теории элементарных частиц неизбежно приводит к выводу о наличии у этих частиц внутренних степеней свободы – спина. Наиболее известным релятивистским квантово-механическим уравнением, описывающим микрочастицу со спином $1/2$, является уравнение Дирака. В дальнейшем уравнение Дирака послужило образцом для построения теорий частиц с другими значениями спина. В результате сложился подход, который получил название теории релятивистских волновых уравнений (РВУ).

Основные положения, на которых базируется метод теории РВУ, таковы: описание элементарных частиц (полей) с ненулевой и нулевой массой всегда может быть сведено к релятивистски-инвариантной системе дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами; система не должна распадаться по полной группе Лоренца, если речь идет о едином физическом микрообъекте; частицы с целым (полуцелым) спином описываются тензорными (спинорными) волновыми функциями.

Развитие физических представлений во второй половине XX – начале XXI в. показало, что подход теории РВУ может быть применен для описания не только спина, но и других внутренних степеней свободы микрообъектов, а также для совместного описания массивных и безмассовых полей [1]. Данное обстоятельство открывает принципиальную возможность построения на основе теории РВУ физических моделей, альтернативных теории электрослабых взаимодействий Вайнберга – Салама – Глэшоу [2] и другим, получившим в настоящее время широкое распространение, единым теориям элементарных частиц и их взаимодействий.

Особенно перспективным в указанном отношении выглядит уравнение Дирака – Кэлера (ДК) и его алгебраические обобщения [3]. Уравнения ДК, с одной стороны, представляет собой максимально общую систему дифференциальных уравнений первого порядка над полем комплексных чисел для полного набора антисимметричных тензорных полей в пространстве Минковского, а с другой – в соответствующем (фермионном) базисе волновая функция уравнения ДК обладает лоренцевскими трансформационными свойствами прямого произведения дираковского биспинора на зарядово-сопряженный биспинор. Кроме того, совпадают свойства внутренней симметрии лагранжевой формулировки уравнения ДК и системы четырех уравнений Дирака с лагранжианом $L = L_1 + L_2 - L_3 - L_4$. Соответствующее переопределение лоренцевских трансформационных свойств волновой функции не затрагивает внутреннюю симметрию теории, что означает динамическую неразличимость поля ДК и системы четырех уравнений Дирака с обычной, т. е. коммутирующей с преобразованиями группы Лоренца, симметрией. Приведенные соображения сохраняют силу для всех взаимодействий, в том числе калибровочных, и означают принципиальную применимость уравнения ДК для описания частиц со спином $S = 1/2$ и внутренними степенями свободы, имеющими, таким образом, геометрическое происхождение.

Методы теории РВУ находят применение не только для описания элементарных частиц, но и в других областях физики, например, в физике конденсированных состояний. Так, в последние годы появилось множество публикаций, посвященных графену, который представляет собой плоскую кристаллическую модификацию графита. Исследования показали, что в отсутствие внешних полей, т. е. при учете только внутренних взаимодействий с решеткой, электроны проводимости и дырки в графене в низкоэнергетическом пределе можно уподобить квазичастицам с нулевой эффективной массой и скоростью распространения $\approx 10^6$ м/с. Поскольку эти квазичастицы обладают спином $S = 1/2$, то для их описания обычно используется система из двух безмассовых уравнений Дирака. Такой подход не позволяет объяснить некоторые экспериментально установленные свойства графена, например, эффект Холла.

Наша идея состоит в том, чтобы для геометризованного описания электронов и дырок в плоской структуре графена использовать безмассовый предел уравнения Дирака – Кэлера, редуцированного на пространство размерности $2 + 1$. Основанием для такого подхода является то обстоятельство, что в пространстве $2 + 1$ уравнению ДК соответствует система не из четырех, а из двух уравнений Дирака, что как раз и требуется при учете всех возможных степеней свободы электронов проводимости и дырок в решеточной структуре графена.

Для реализации этой идеи необходимо в первую очередь провести анализ внутренней симметрии 8-компонентного уравнения ДК в пространстве $2 + 1$, а именно установить, является ли группа внутренней симметрии этого уравнения достаточно широкой для того, чтобы учесть все степени свободы квазифермионов в графене.

Проведенное нами исследование показало, что внутренняя симметрия лагранжиана безмассового уравнения ДК в пространстве $2 + 1$ характеризуется 20-параметрической непрерывной группой, генераторы которой удовлетворяют перестановочным соотношениям $[J_N, J_M] \sim J_K$, $[L_N, L_M] \sim J_K$, $[J_N, L_M] \sim L_K$ ($N, M, K = 1 \div 10$).

Установленная симметрия значительно шире $SU(2) \otimes SU(2)$ -симметрии, которая обычно обсуждается применительно к системе из двух уравнений Дирака.

Таким образом, есть все основания полагать, что, как и в обычном четырехмерном многообразии Минковского, уравнение ДК может выступать в качестве геометрической альтернативы уравнению Дирака в пространстве $2 + 1$, предоставляя при этом более широкие возможности с точки зрения описания решеточной структуры графена.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плетюхов, В. А. Релятивистские волновые уравнения и внутренние степени свободы / В. А. Плетюхов, В. М. Редьков, В. И. Стражев. – Минск : Беларус. навука, 2015. – 326 с.
2. Богуш, А. А. Введение в полевую теорию элементарных частиц / А. А. Богуш. – Минск : Наука и техника, 1981. – 390 с.
3. Плетюхов, В. А. О возможных обобщениях уравнения Дирака – Кэлера / В. А. Плетюхов, В. И. Стражев // Вес. АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. – 1989. – № 5. – С. 87–92.

УДК 537.8:001.8

О. А. СЕМЕНЮК

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

Научный руководитель – В. А. Плетюхов, д-р физ.-мат. наук, профессор

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

Как известно, в теории электромагнитного поля часто используются преобразования потенциалов [1; 2]

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \Lambda(x)$$

($\mu = 1 \div 4$, $A_1 = A_x$, $A_2 = A_y$, $A_3 = A_z$, $A_4 = i\varphi$), называемые градиентными, или калибровочными преобразованиями второго рода. Произвол в выборе калибровочной функции $\Lambda(x)$ позволяет путем наложения так называемых дополнительных условий (калибровок) на ненаблюдаемые компоненты потенциала $A_\mu(x)$ исключить из рассмотрения две из этих компонент, которые связаны с продольной и скалярной поляризациями поля. Соответствующая процедура сводится к исследованию решений уравнения Даламбера, которому подчиняется калибровочная функция. С математической точки зрения это уравнение является более сложным, чем исходные уравнения для напряженностей и потенциала поля. В литературе по электродинамике детали указанной процедуры зачастую просто опускаются.

Мы предлагаем иной подход, который базируется на анализе решений уравнений, описывающих непосредственно электромагнитное поле, и не требует привлечения соображений, связанных с калибровочной инвариантностью теории.

Будем исходить из уравнений первого порядка

$$\partial_\nu F_{\mu\nu} = 0, \quad (1)$$

$$-\partial_\mu A_\nu + \partial_\nu A_\mu + F_{[\mu\nu]} = 0, \quad (2)$$

где $F_{[\mu\nu]}$ – тензор электромагнитного поля:

$$F_{14} = -iE_x, F_{24} = -iE_y, F_{34} = -iE_z, F_{23} = B_x, F_{31} = B_y, F_{12} = B_z. \quad (3)$$

Применяя к уравнению (3) оператор ∂_ν и учитывая (2), получим для потенциала A_μ дифференциальное уравнение второго порядка

$$\square A_\mu - \partial_\mu \partial_\nu A_\nu = 0. \quad (4)$$

Будем искать решения уравнений (2) – (4) в виде плоской волны

$$A_\mu(x) = a_\mu e^{-ik_\nu x_\nu}, \quad F_{\mu\nu}(x) = f_{\mu\nu} e^{-ik_\nu x_\nu}, \quad (5)$$

где $a_\mu, f_{\mu\nu}$ – амплитуды, k_ν – четырехмерный волновой вектор ($k_4 = i\omega$). Подставляя (5) в (4), получим следующую систему алгебраических уравнений для амплитуд потенциала:

$$\begin{aligned}
k_\nu^2 a_1 - k_1 k_\nu a_\nu &= 0, \\
k_\nu^2 a_2 - k_2 k_\nu a_\nu &= 0, \\
k_\nu^2 a_3 - k_3 k_\nu a_\nu &= 0, \\
k_\nu^2 a_4 - k_4 k_\nu a_\nu &= 0.
\end{aligned} \tag{6}$$

В случае, если

$$k_\nu^2 \neq 0, \tag{7}$$

из уравнений (6) вытекают соотношения

$$\frac{a_1}{k_1} = \frac{a_2}{k_2} = \frac{a_3}{k_3} = \frac{a_4}{k_4} = \frac{k_\nu a_\nu}{k_\nu^2}. \tag{8}$$

Но тогда, подставляя (5) в (3), будем иметь:

$$f_{[\mu\nu]} = -i(k_\mu a_\nu - k_\nu a_\mu) = 0, \tag{9}$$

т. е. все наблюдаемые характеристики поля обращаются в нуль. Таким образом, при условии (7) система (6) не имеет физических решений.

При условии

$$k_\nu^2 = 0 \tag{10}$$

система (6) сводится к соотношению

$$k_\nu a_\nu = 0. \tag{11}$$

Выберем направления координатных осей так, чтобы

$$k_1 = k_2 = 0, \quad k_3^2 = \omega^2. \tag{12}$$

Для амплитудных значений векторов \vec{E} и \vec{B} при этом получим выражения:

$$\begin{aligned}
f_{[12]} &= -i(k_1 a_2 - k_2 a_1) = 0 \Rightarrow B_z^0 = 0, \\
f_{[23]} &= -i(k_2 a_3 - k_3 a_2) = ik_3 a_2 \Rightarrow B_x^0 = i\omega a_2, \\
f_{[31]} &= -i(k_3 a_1 - k_1 a_3) = -ik_3 a_1 \Rightarrow B_y^0 = -i\omega a_1, \\
f_{[14]} &= -i(k_1 a_4 - k_4 a_1) = ik_4 a_1 \Rightarrow E_x^0 = -i\omega a_1, \\
f_{[24]} &= -i(k_2 a_4 - k_4 a_2) = ik_4 a_2 \Rightarrow E_y^0 = -i\omega a_2, \\
f_{[34]} &= -i(k_3 a_4 - k_4 a_3) = 0 \Rightarrow E_z^0 = 0.
\end{aligned} \tag{13}$$

Полученные решения показывают, что из четырех компонент потенциала существенными для определения наблюдаемых характеристик электромагнитного поля

(напряженностей) являются только две, свидетельствующие о поперечном характере плоской электромагнитной волны. На квантовом языке это означает, что одночастичные состояния электромагнитного поля обладают двумя степенями свободы, которым соответствуют значения спиральности $S = \pm 1$.

Данный подход нетрудно распространить и на другие безмассовые поля.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм, И. Е. Основы теории электричества / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1989. – 504 с.
2. Левич, В. Г. Курс теоретической физики. Т. 1 / В. Г. Левич. – М. : Наука, 1969. – 912 с.

УДК 539.12

Д. В. СИНЕГРИБОВ, В. Р. КУРИЛЕНКО

Гомель, ГГУ имени Ф. Скорины

Научный руководитель – В. В. Андреев, д-р физ.-мат. наук, профессор

МОДЕЛЬНЫЙ И МОДЕЛЬНО НЕЗАВИСИМЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ ТЯЖЕЛЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Международный линейный коллайдер (англ. International Linear Collider (ILC)) и компактный линейный коллайдер (англ. Compact Linear Collider (CLIC)) – это два будущих электрон-позитронных коллайдера, которые предназначены для исследования элементарных частиц на высоких энергиях с большой точностью.

ILC и CLIC активно обсуждаются как важный компонент будущих экспериментов в физике высоких энергий. Интригующим вопросом современной физики элементарных частиц является наличие новых частиц за пределами Стандартной модели (СМ). Точные измерения на ILC и CLIC позволят оценить различные характеристики новых тяжелых частиц. Энергия столкновений $\sqrt{S_{ILC}} = 0,5, 1$ ТэВ и $\sqrt{S_{CLIC}} = 3$ ТэВ.

Информация о массе и константах связи Z' -бозонов была бы весьма существенной для проверки новых теорий. Наиболее перспективным для этих целей является аннигиляционный канал с рождением пары фермионов:



Косвенное проявление Z' -бозона состояло бы в обнаружении отклонений физических наблюдаемых величин от поведения, предсказываемого СМ. При этом важным является не только определение масштаба эффекта, но также его знак (отклонения) и энергетическая зависимость.

Работа посвящена разработке метода обнаружения интерференционных эффектов новых нейтральных промежуточных бозонов в процессе электрон-позитронной аннигиляции в мюонную пару с помощью асимметрии вперед-назад A_{FB} на будущих электрон-позитронных коллайдерах CLIC и ILC.

Сечение и асимметрия вперед-назад. В приближении Борна, дифференциальное сечение реакции (1) для продольно поляризованных начальных пучков:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = N_C \frac{\pi\alpha_{e.m.}^2}{2S} [(1 + \cos^2\theta)F_1 + 2\cos\theta F_2],$$

где θ – угол рассеяния между направлением движения начального электрона и вылетающего фермиона f , N_C – цветовой фактор (3 или 1 для конечных кварков или лептонов соответственно), $\alpha_{e.m.} = \frac{1}{129}$ – константа электромагнитного взаимодействия.

Функции $F_{1,2}$ могут быть выражены в терминах амплитуд спиральности как:

$$F_{1,2} = \frac{1}{4} [(1 + P_e)(1 - P_{\bar{e}})(|A_{RR}|^2 \pm |A_{RL}|^2) + (1 - P_e)(1 + P_{\bar{e}})(|A_{LL}|^2 \pm |A_{LR}|^2)],$$

где P_e и $P_{\bar{e}}$ – степени продольной электронной и позитронной поляризаций. Амплитуды спиральности $A_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = L, R$) могут быть представлены в виде диаграмм Фейнмана, изображенных на рисунке 1.

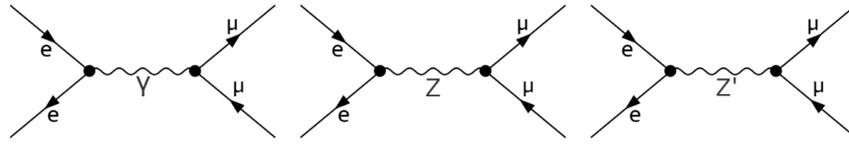


Рисунок 1 – Диаграммы Фейнмана для процесса (1)

Полное сечение рассеяния $\sigma_{\mu\mu}$:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-1}^1 \frac{d\sigma_{\mu\mu}}{d\cos\theta} d\cos\theta = N_C \sigma_{pt} F_1 \\ &= \frac{1}{4} [(1 + P_e)(1 - P_{\bar{e}})(\sigma_{RR} + \sigma_{RL}) + (1 - P_e)(1 + P_{\bar{e}})(\sigma_{LL} + (\sigma_{LR}))]. \end{aligned}$$

Асимметрия вперед-назад, A_{FB} :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_{FB}}{\sigma} = \frac{3F_2}{4F_1}.$$

Для количественного представления интерференционной картины (рисунок 2) рассмотрим три случая, отличающиеся друг от друга разным выбором фермионных констант связи v'_f и a'_f , но с одной и той же массой $M_{Z'}$:

- 1) векторный Z'_V -бозон ($v'_f = 1, a'_f = 0$);
- 2) аксиально-векторный Z'_A -бозон ($v'_f = 0, a'_f = 1$);
- 3) Z'_{AV} -бозон ($v'_f = 1, a'_f = 1$).

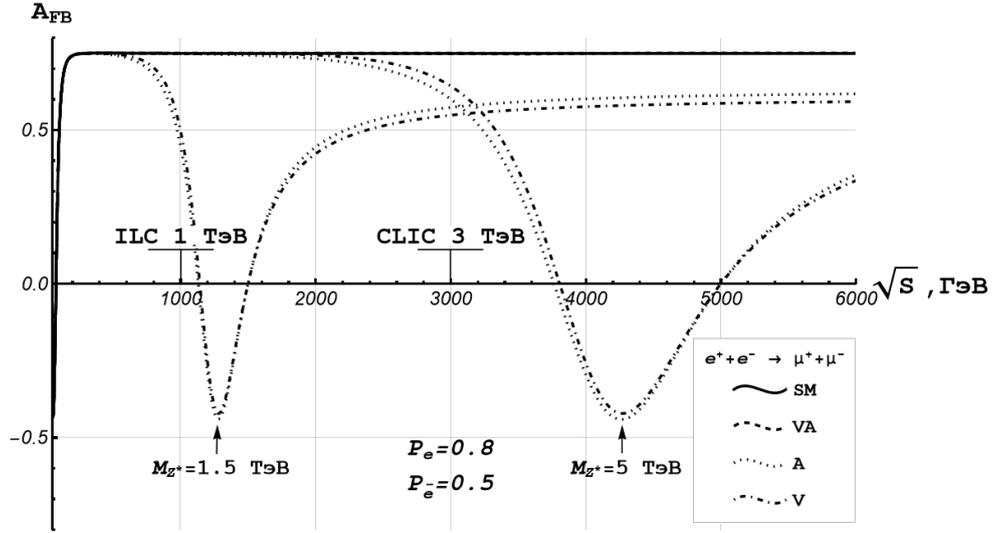


Рисунок 2 – Энергетическая зависимость асимметрии для Стандартной модели и для модели, предсказывающей существование Z' -бозона с продольно поляризованными начальными пучками и массой $M_{Z'} = 1,5$ и 5 ТэВ

Модельно-независимые ограничения. Если не удастся обнаружить отклонений от предсказаний СМ на уровне достигнутой или ожидаемой экспериментальной точности, то в этом случае можно оценить чувствительность наблюдаемых к эффектам Z' -бозона и получить ограничения на параметры Z' .

Для выполнения анализа удобно использовать модельно-независимую параметризацию лептонных констант связи Z' -бозона:

$$V_f = V_{Z'}^f \sqrt{\frac{g_{Z'}^2 M_Z^2}{4\pi M_{Z'}^2 - S}}, A_f = A_{Z'}^f \sqrt{\frac{g_{Z'}^2 M_Z^2}{4\pi M_{Z'}^2 - S}}.$$

Чувствительность наблюдаемых σ можно оценить с помощью функции χ^2 с двумя степенями свободы, определяемой соотношением:

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{FB}}{\delta A_{FB}}\right)^2.$$

Экспериментальная погрешность $\delta\sigma$ учитывает как статистическую, так и систематическую ошибку. Критерием для ограничений модельно-независимых лептонных констант связи v_i^f и a_i^f служит условие, согласно которому $\chi^2 < \chi_{\text{крит}}^2$. Величина $\chi_{\text{крит}}^2$ определяется требуемым уровнем статистической достоверности. Уровень статистической достоверности соответствует двум стандартным отклонениям.

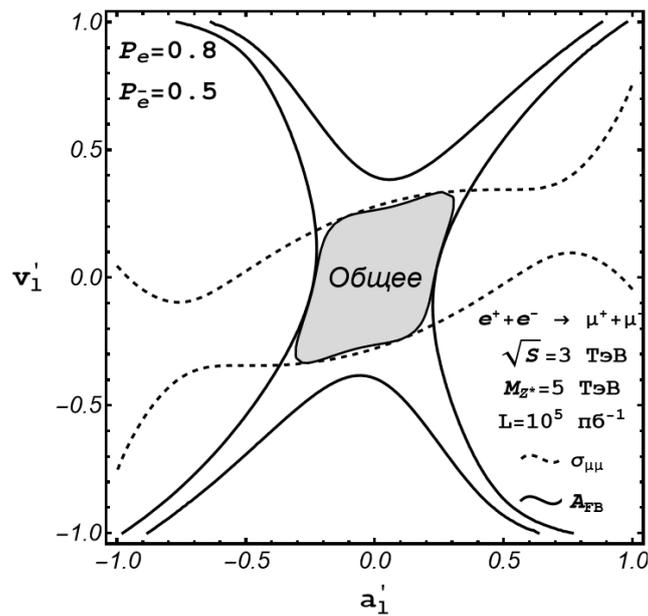


Рисунок 3 – Модельно-независимые ограничения на константы Z' -бозонов (a', v'), полученные из комбинированного анализа полного сечения и асимметрии вперед-назад при энергии $\sqrt{S_{CLIC}} = 3 \text{ ТэВ}$ и массе $M_{Z'} = 5 \text{ ТэВ}$

По полученным результатам можно заключить, что предсказать Z' можно при энергиях $\sqrt{S} < M_{Z'}$ по наличию отклонения от поведения СМ. Энергия, при которой асимметрия становится отрицательной, будет свидетельствовать о приближении к реальной массе Z' . Из сравнения результатов с и без поляризации можно заключить, что обнаружить Z' более вероятно без начальной поляризации пучков и при выборе фермионных констант связи соответствующих векторному Z'_V -бозону ($v'_f=1$, $a'_f=0$). Таким образом, исследование асимметрии является очень важной задачей для дальнейших экспериментов на будущих электрон-позитронных коллайдерах.

Получены модельно-независимые ограничения на константы Z' -бозона для процесса (1) (рисунок 3).

УДК 620.17:669.76

Д. В. ЧЕСТНЫЙ

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

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

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ СПЛАВА $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$ ГЕРМАНИЕМ НА УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Целью данного исследования является изучение влияния легирования на удельное сопротивление фольги из сплава $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$. В качестве третьего компонента был выбран германий, элемент IV группы. Висмут и сурьма являются элементами V группы. Основой состава был выбран $\text{Bi}_{0,89}\text{Sb}_{0,11}$, поскольку такой состав обладает макси-

мальным энергетическим зазором. Фольги были получены методом сверхбыстрой закалкой из расплава (скорость охлаждения – 10^6 K/c). Данный метод позволяет получить фольги с однородным распределением состава, что приводит к улучшению термоэлектрических свойств. Термообработка фольги сохраняет равномерность распределения компонентов, но увеличивает размер частиц и изменяет различные свойства, в том числе электрические.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость для сплава с различной концентрацией германия. Из рисунка следует, что с повышением температуры удельное сопротивление уменьшается монотонно.

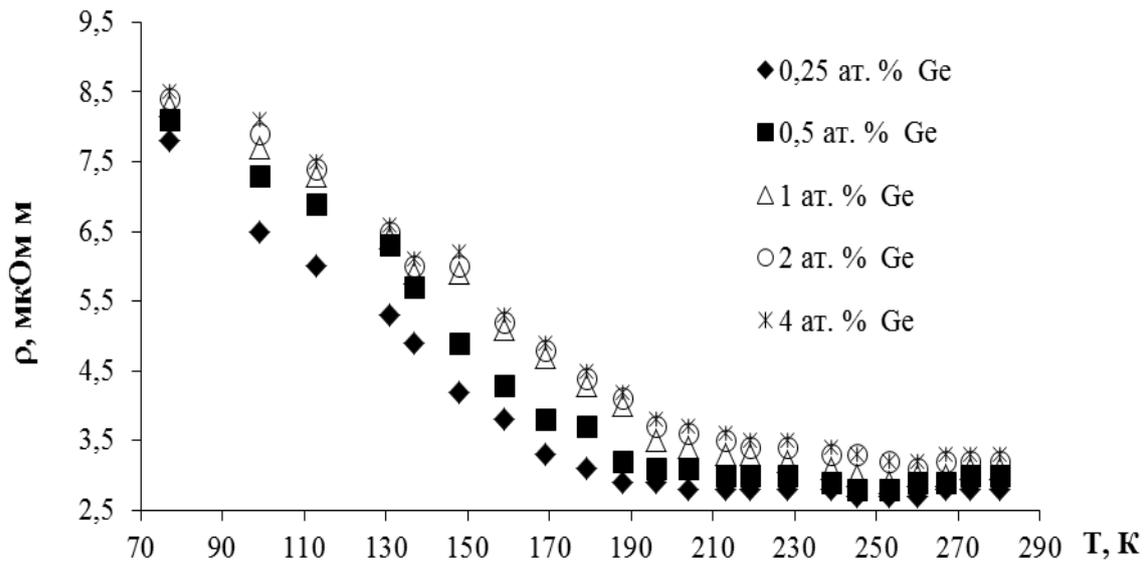


Рисунок 1 – Температурная зависимость удельного сопротивления сплава $Vi_{0.89}Sb_{0.11}$ с различной концентрацией германия

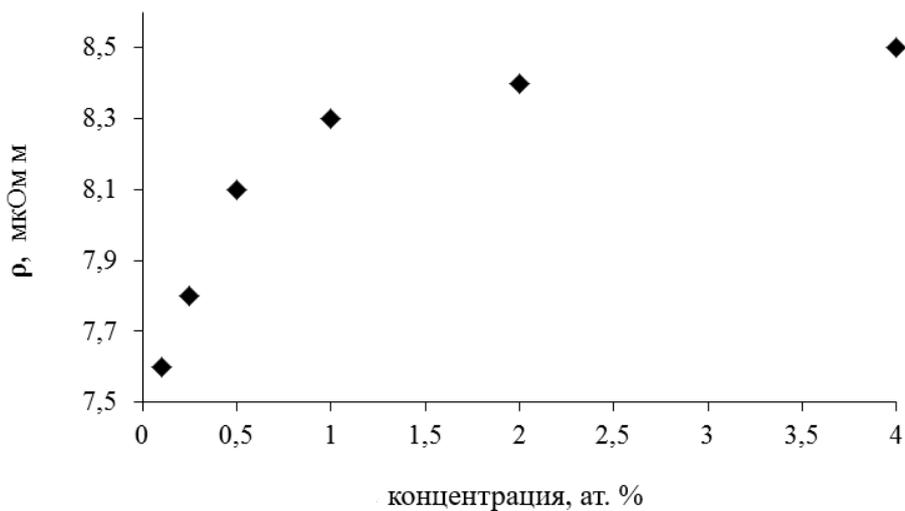


Рисунок 2 – Зависимость удельного сопротивления от концентрации германия при 77 К

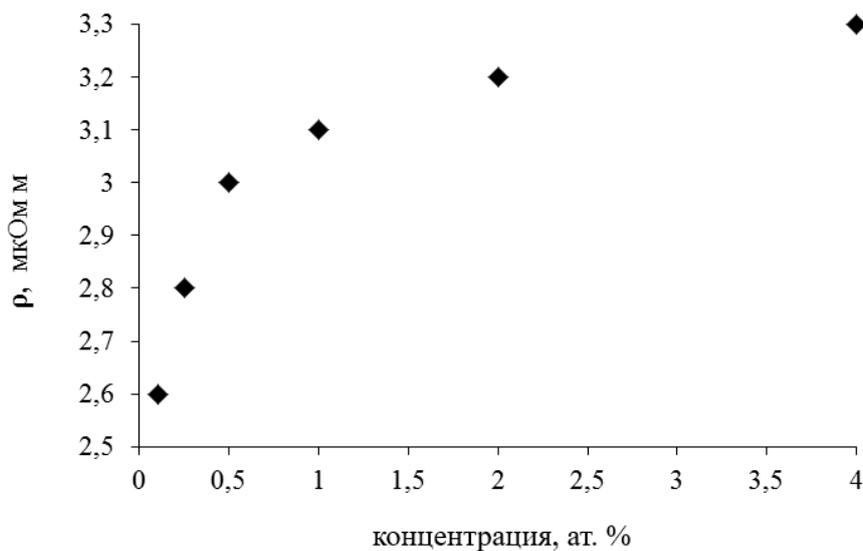


Рисунок 3 – Зависимость удельного сопротивления от концентрации германия при комнатной температуре

Легирование третьим компонентом увеличивает удельное сопротивление. При температуре 77 К его значение превосходит величину удельного сопротивления $\text{Bi}_{0.89}\text{Sb}_{0.11}$. При малых концентрациях германия в сплавах происходит увеличение сопротивления, интерполируя данные графика, увидим, что концентрации свыше 4 ат. % практически не изменяют удельное сопротивление (рисунки 2 и 3). При рассмотрении температур, близких к комнатной, можно заметить небольшие различия в значениях удельного сопротивления. Основным механизмом рассеяния в этом температурном диапазоне является рассеяние на акустических колебаниях решетки.