

Особенности структурных, электрокинетических и магнитных свойств сильно легированного полупроводника $ZrNiSn$. Акцепторная примесь Dy

© В.А. Ромака^{†*}, D. Fruchart^{*}, В.В. Ромака[‡], Е.К. Hill^{*},
Ю.В. Стадник[‡], Ю.К. Гореленко,[‡] Л.Г. Аксельруд[‡]

[†] Институт прикладных проблем механики и математики им. Я. Пидстрыгача Национальной академии наук Украины, 79060 Львов, Украина

^{*} Национальный университет „Львовская политехника“, 79013 Львов, Украина

^{*} Институт Нееля Национального центра научных исследований, 38042 Гренобль, Франция

[‡] Львовский национальный университет им. И. Франко, 79005 Львов, Украина

(Получена 5 декабря 2007 г. Принята к печати 14 марта 2008 г.)

Исследованы структурные, энергетические, электрокинетические и магнитные характеристики интерметаллического полупроводника $ZrNiSn$, сильно легированного акцепторной примесью Dy (уровень легирования $9.5 \cdot 10^{19} - 3.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) в температурном диапазоне $T = 80 - 380 \text{ К}$. Установлена связь между концентрацией примеси, амплитудой крупномасштабной флуктуации, а также степенью заполнения носителями тока потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации (тонкой структурой). Обсуждение результатов ведется в рамках модели сильно легированного и компенсированного полупроводника Шкловского–Эфроса.

PACS: 71.20.Nr, 72.20.Pa

1. Введение

В предыдущей работе [1] при исследовании особенностей структурных, энергетических и электрокинетических свойств интерметаллического полупроводника p - $TiCoSb$, сильно легированного донорной примесью путем замещения атомов Ti ($3d^24s^2$) атомами V ($3d^34s^2$), был экспериментально установлен факт различной степени занятости позиций атомов в кристаллической структуре (дефектность структуры) в зависимости от состава $Ti_{1-x}V_xCoSb$. Авторами также было обнаружено, что кристаллическая структура $TiCoSb$ уже является дефектной — позиции атомов Co и Ti заняты лишь на 95.8 и 93.3% соответственно. Незанятые позиции представляют собой вакансии, что эквивалентно введению в полупроводник акцепторной примеси. Контролируемое введение в p - $TiCoSb$ донорной примеси V сопровождается одновременной генерацией дополнительных дефектов акцепторной природы.

Результаты структурных исследований нашли свое подтверждение в экспериментах по измерению температурных зависимостей удельного сопротивления и коэффициента термоэдс. Легирование p - $TiCoSb$ донорной примесью V приводит к перекомпенсации полупроводника с инверсией типа проводимости от дырочного к электронному и реализации перехода диэлектрик–металл–диэлектрик. Наблюдаемый срыв металлической проводимости в полупроводнике уже электронного типа при введении донорной примеси V объясняется механизмом синхронного появления в кристалле $Ti_{1-x}V_xCoSb$

компенсирующих доноров и акцепторов, что обеспечивает полупроводниковый характер зависимостей $\ln \rho(1/T)$ во всем исследуемом диапазоне концентраций примеси V — до $N_V = 1.9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

В то же время при легировании p - $TiCoSb$ донорными примесями Ni и Cu получен иной результат [2,3]. Если упорядоченное или неупорядоченное расположение атомов в модели кристаллической структуры $Ti_{1-x}V_xCoSb$ является результатом различной степени занятости позиций атомов, то в $TiCo_{1-x}Ni_xSn$ и $TiCo_{1-x}Cu_xSn$ различия в занятости не обнаружено — позиции заняты атомами практически на 100%. Установлено, что легирование p - $TiCoSb$ примесями Ni и Cu сопровождается улучшением структурного качества кристалла с точки зрения занятости позиций атомов. Как результат, введение наименьших концентраций донорной примеси Ni или Cu приводит к перекомпенсации полупроводника и реализации перехода диэлектрик–металл. Срыва металлической проводимости не наблюдалось.

Ответить на вопрос о причинах генерации вакансий в p - $TiCoSb$ при легировании V сегодня не представляется возможным, но проанализировать факторы, которые могут этому способствовать, является одной из задач представленной работы. Можем предположить, что „размерный фактор“ — существенно больший атомный радиус V ($r_V = 1.35 \text{ \AA}$) по сравнению с атомными радиусами Ni ($r_{Ni} = 1.25 \text{ \AA}$) и Cu ($r_{Cu} = 1.28 \text{ \AA}$) — является важным при вхождении атомов в кристаллическую структуру $TiCoSb$.

Поиск ответа на поставленный вопрос актуален и с практической точки зрения, поскольку интерметаллические полупроводники структурного типа $MgAgAs$

[†] E-mail: vromaka@polynet.lviv.ua

являются наиболее исследуемыми термоэлектрическими материалами [4–7]. Установление механизма и условий генерации дефектов в таких полупроводниках позволит глубже понять сформулированные в [8] условия появления максимальных значений коэффициента термоэлектрической мощности Z^* ($Z^* = \alpha^2 \sigma$, где α — коэффициент термоэдс, σ — проводимость полупроводника).

Для решения поставленной задачи нами исследовались температурные зависимости удельного сопротивления (ρ), коэффициента термоэдс (α), магнитной восприимчивости (χ), а также структурные характеристики и осуществлялся расчет распределения плотности электронных состояний (DOS) сильно легированного и компенсированного интерметаллического полупроводника n -ZrNiSn, имеющего ту же, что и p -TiCoSb, кристаллическую структуру. Легирование n -ZrNiSn осуществлялось атомами с незастроенными внутренней $4f$ - и внешней $3d$ -оболочками, обладающими магнитным моментом:

1) введение акцепторов путем замещения атомов Zr ($4d^2 5s^2$, атомный радиус $r_{\text{Zr}} = 1.60 \text{ \AA}$) атомами Dy ($4f^{10} 5d^0 6s^2$, атомный радиус $r_{\text{Dy}} = 1.77 \text{ \AA}$, $\mu_{\text{eff}} = 10.65 \mu_{\text{B}}$);

2) введение акцептора путем замещения атомов Ni ($3d^8 4s^2$) атомами Fe ($3d^6 4s^2$, атомный радиус $r_{\text{Fe}} = 1.27 \text{ \AA}$, $\mu_{\text{eff}} = 5.92 \mu_{\text{B}}$).

Здесь μ_{eff} — эффективный магнитный момент на атом вводимого элемента, μ_{B} — магнетон Бора.

В первом случае соотношение атомных радиусов $r_{\text{Zr}}/r_{\text{Dy}} = 0.904$, во втором — $r_{\text{Ni}}/r_{\text{Fe}} = 0.978$. В данной работе мы представим результаты первой части исследований, касающихся полупроводникового твердого раствора $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$. Концентрация акцепторной примеси Dy изменялась от $N_{\text{Dy}} \approx 9.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0.005$) до $3.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0.20$). Отметим, что в этом диапазоне концентраций примеси наблюдались максимальные значения Z^* [8]. Значительные концентрации примеси позволяют наблюдать особенности кинетических характеристик при высоких температурах [9]. Методики получения образцов, результаты их структурных исследований, измерения удельного сопротивления, коэффициента термоэдс по отношению к меди, магнитной восприимчивости (метод Фарадея) в интервале температур $T = 80\text{--}380 \text{ K}$, расчета DOS в рамках самосогласованного метода Корринги–Кона–Ростоккера в приближении когерентного потенциала (KKR–CRA–LDA) приведены в [2].

2. Структурные исследования $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$

Сутью проводимых структурных исследований было найти вариант расположения атомов (или вакансий) в элементарной решетке $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$, при котором брэгговский фактор соответствия (R_{Br}) между модельным представлением кристаллической структуры образца и

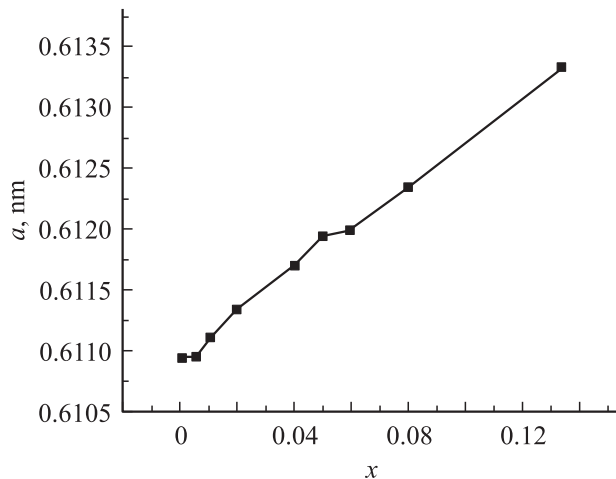


Рис. 1. Изменение периода элементарной решетки (a) $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$ в зависимости от концентрации Dy.

экспериментальными результатами по дифракции рентгеновского излучения был бы наименьшим. Рентгеновские фазовый, структурный и микронзондовый анализы подтвердили, что исследуемые образцы $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$ являются однофазными. При помощи автоматического рентгеновского дифрактометра HZG-4a и программного обеспечения WinCSD [10] методом дифракции комбинированного рентгеновского излучения [11] для каждого образца определялся период решетки (a) (рис. 1), уточнялась кристаллическая структура и рассчитывался брэгговский фактор как в предположении упорядоченности кристаллической структуры — все атомы занимают позиции, определяемые структурным типом MgAgAs (пространственная группа $F\bar{4}3m$: 4Ni в 4(c) ($1/4, 1/4, 1/4$); 4Sn в 4(a) ($0, 0, 0$); 4Zr в 4(b) ($1/2, 1/2, 1/2$)), так и с учетом локальной аморфизации. Обращаем внимание на высокую степень точности определения периода a , сравнимую с результатами, полученными при дифракции нейтронов, а также на малость величин R_{Br} (например, $R_{\text{Br}} = 5.19\%$ для $x = 0$ и $R_{\text{Br}} = 5.59\%$ для $x = 0.134$), что обеспечивается используемым нами методом дифракции комбинированного рентгеновского излучения.

Структурные исследования ZrNiSn показали различную степень занятости позиций атомов Zr и Ni, однако занятость позиций атомов Ni превосходит таковую для атомов Zr — имеет место „излишек“ Ni над Zr, что создает дефекты донорной природы. Полученный результат объясняет природу „априорного легирования“ ZrNiSn донорами — во всех лабораториях полупроводник ZrNiSn всегда имеет электронный тип проводимости в диапазоне $1.7\text{--}800 \text{ K}$.

Легирование n -ZrNiSn примесью Dy является классическим примером образования твердого раствора замещения $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$, что подтверждается выполнением правила Вегарда (рис. 1) — период решетки изменяется практически линейно по мере увеличения

концентрации атомов большего размера (Dy). В результате структурных исследований удалось установить, что занятость позиций всех атомов для упорядоченного варианта структуры $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ равна $\sim 100\%$, а в случае неупорядоченной структуры занятость позиций Zr/Dy незначительно меньше 100%. Таким образом, процесс легирования n -ZrNiSn акцепторной примесью Dy сопровождается „залечиванием“ структурных дефектов, свойственных исходному соединению n -ZrNiSn, и напоминает таковой для случая легирования p -TiCoSb донорными примесями Ni и Co [2,3].

Результаты структурных исследований подтверждаются результатами измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости для $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$. Исследуемые образцы $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ являются парамагнетиками, а зависимости $\chi^{-1}(T)$ описываются законом Кюри–Вейсса. Из зависимостей $\chi^{-1}(T)$ определены величины эффективного магнитного момента на атом редкоземельного металла, которые практически совпали с таковым для Dy^{+3} , что, с одной стороны, свидетельствует о высокой точности определения концентрации вводимой примеси, а с другой — о 100-процентной занятости позиций атомов Dy.

Таким образом, контролируемое введение в n -ZrNiSn акцепторной примеси Dy не сопровождается, как в случае $Ti_{1-x}V_xCoSb$, одновременной генерацией компенсирующих дефектов. На выходе мы получаем сильно легированный и перекомпенсированный кристаллический полупроводник с частичным локальным структурным разупорядочением (локальной аморфизацией), вызванным значительными концентрациями примеси.

3. Расчет электронной структуры $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$

Исходя из результатов структурных исследований $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ расчет распределения электронной плотности для $x > 0$ осуществляли в предположении упорядоченности кристаллической структуры — все атомы занимают позиции, определяемые структурным типом MgAgAs. Результаты расчета DOS показали, что нелегированный образец n -ZrNiSn является полупроводником, в котором энергетическая щель между зоной проводимости и валентной зоной образуется в результате сильной гибридизации d -состояний переходных металлов Zr и Ni. Полученный результат подтверждает ранее полученные для n -ZrNiSn данные [12]. Электронная плотность в зоне проводимости определяется главным образом d -состояниями Zr, а в валентной зоне — d -состояниями Ni, которые перекрываются с d -состояниями Zr и p -состояниями Sn. Уровень Ферми располагается вблизи дна зоны проводимости, что в эксперименте обеспечивает отрицательный знак коэффициента термоэдс.

Расчет DOS $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ отражает появление магнитной составляющей, вносимой $4f$ -электронами атомов редкоземельного металла Dy, а также изменение

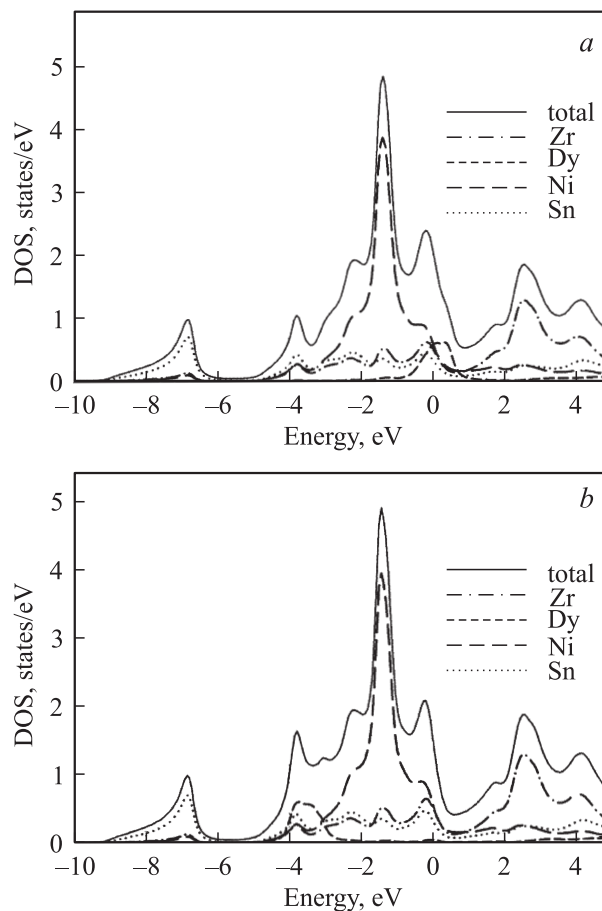


Рис. 2. Распределение электронной плотности для каждого из компонентов и суммарной электронной плотности $Zr_{0.9}Dy_{0.1}NiSn$ с учетом магнитной поляризации для спинов с направлениями „вниз“ (a) и „вверх“ (b). Энергия отсчитывается от уровня Ферми.

электронного состояния кристалла при изменении степени компенсации полупроводника, показывая дрейф уровня Ферми ϵ_F от зоны проводимости в направлении валентной зоны, а при $x \approx 0.10$ уровень Ферми фиксирован порогом подвижности валентной зоны (рис. 2). Таким образом, введение в n -ZrNiSn компенсирующей примеси Dy вначале сопровождается увеличением степени компенсации полупроводника ($x < 0.005$), далее перекомпенсацией ($x > 0.005$) и наконец вхождением в валентную зону и дрейфом по зоне, т.е. реализуется переход диэлектрик–металл (переход Андерсона) [9]. Из-за расположения уровня Ферми вне зон непрерывных энергий для $x < 0.10$ в электропроводности $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ могут реализоваться активационные механизмы — прыжковый и активация носителей тока на уровень протекания [9]. При $x \gtrsim 0.10$, когда уровень Ферми и уровень протекания зоны проводимости пересекутся, активационные участки на температурных зависимостях проводимости $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ должны отсутствовать.

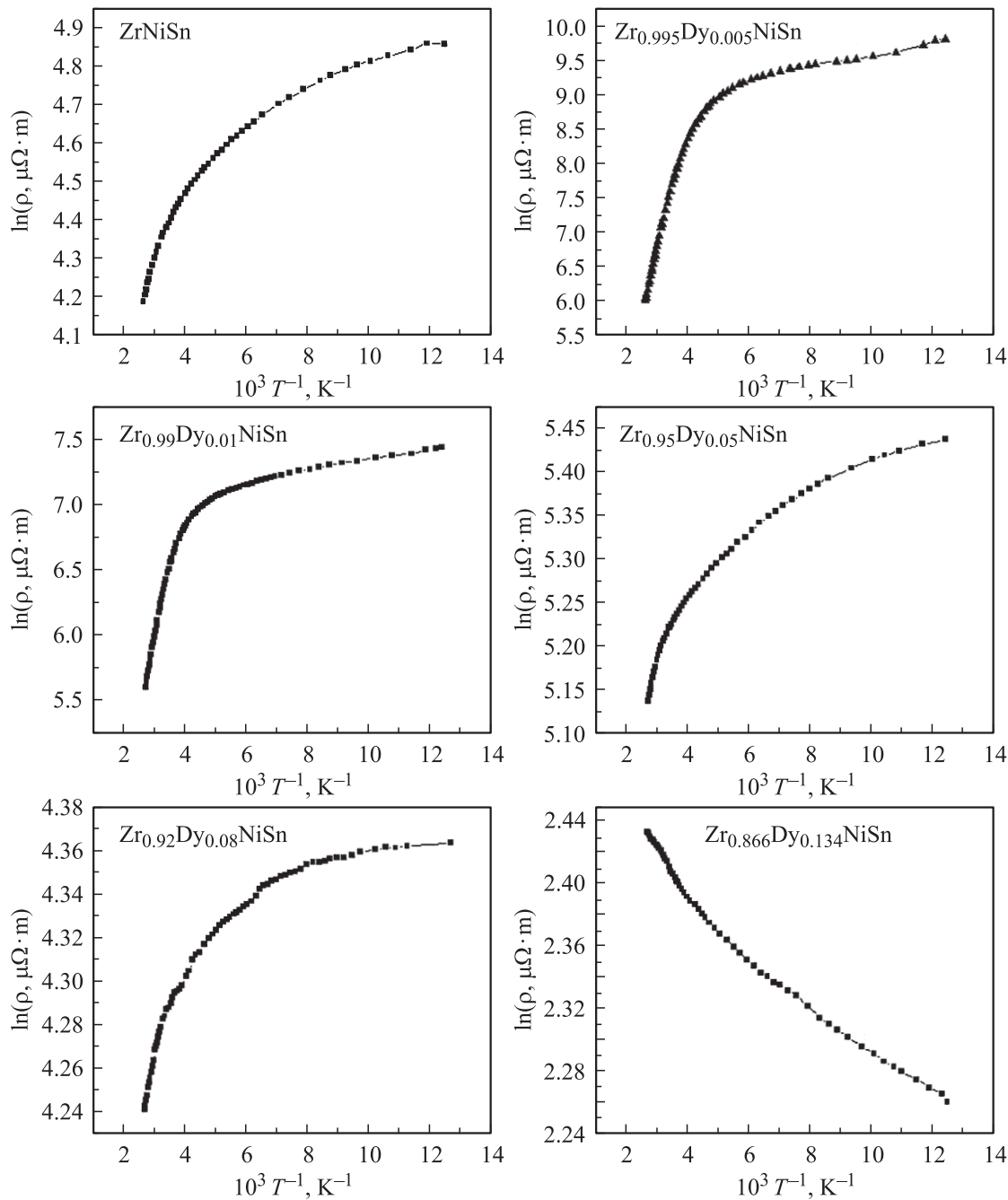


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ с разной концентрацией Dy.

4. Исследование электрокинетических характеристик $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$

Температурные зависимости удельного сопротивления $\ln \rho(1/T)$ и коэффициента термоэдса $\alpha(1/T)$ для некоторых исследуемых образцов $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ приведены на рис. 3 и 4 соответственно. Дадим качественный анализ представленных результатов и вначале рассмотрим нелегированный полупроводник n -ZrNiSn.

Температурные зависимости $\ln \rho(1/T)$ и $\alpha(1/T)$ n -ZrNiSn являются типичными для легированных полу-

проводников, и на них можно выделить высоко- и низкотемпературные активационные участки, свидетельствующие о нескольких типах активационных механизмов. Учитывая отрицательный знак коэффициента термоэдса во всем температурном интервале, можем утверждать, что имеют место активация электронов с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости (энергия активации ϵ_1^{ρ}) [13,14] и прыжки электронов (энергия активации ϵ_3^{ρ}) [15] по состояниям с энергиями, близкими к уровню Ферми (мелкомасштабные флуктуации зоны проводимости являются изолированными).

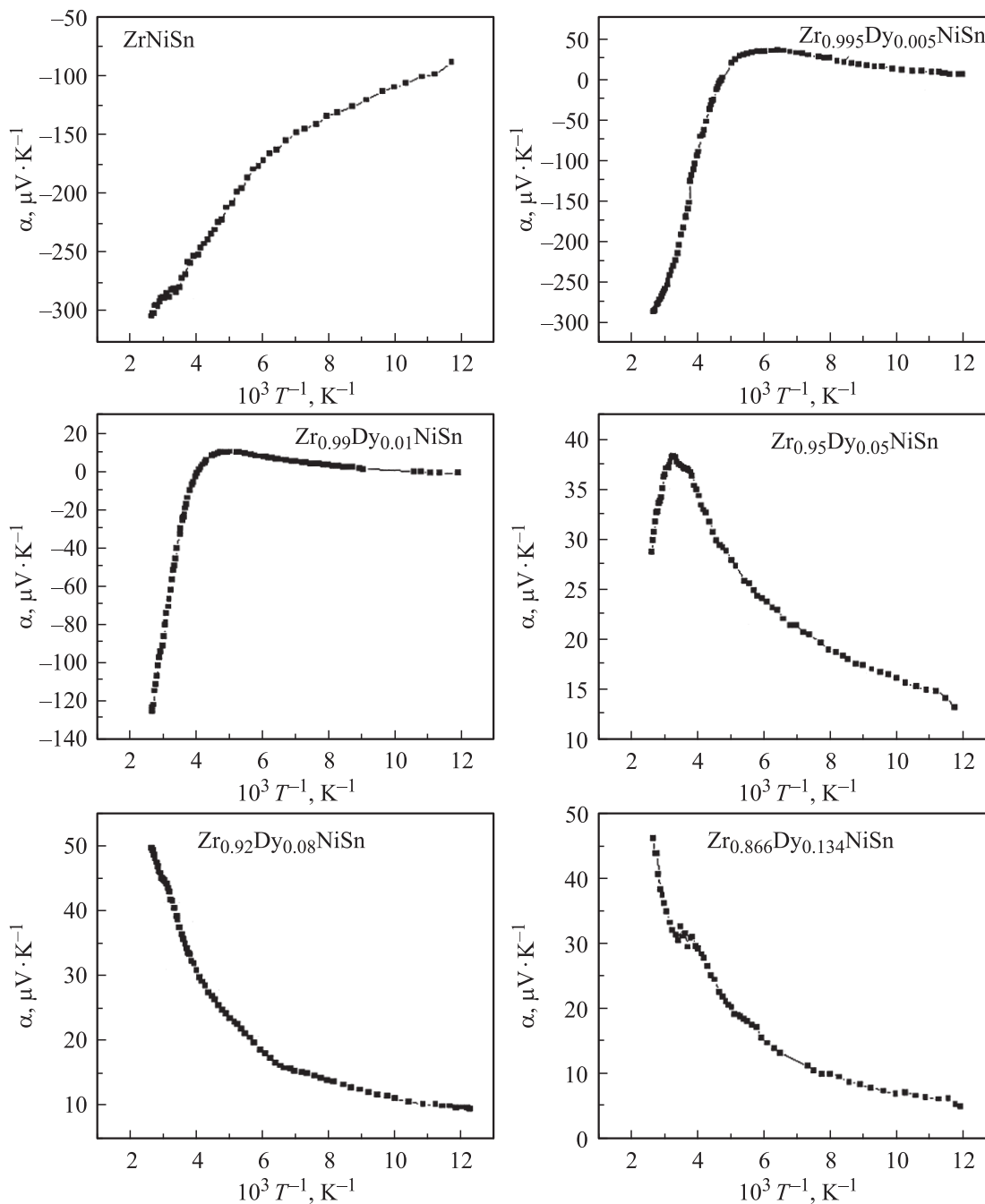


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента термоэдса $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ с разной концентрацией Dy.

Если в n - $ZrNiSn$ уровень Ферми располагается вблизи зоны проводимости, то легирование n - $ZrNiSn$ наименее достижимыми в эксперименте концентрациями компенсирующей примеси Dy, соответствующими $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$ с $x = 0.005$, приводит к сильной компенсации полупроводника, увеличению радиуса экранирования и амплитуды крупномасштабных флуктуаций, погружению уровня Ферми в глубину запрещенной зоны и к участию в проводимости нескольких сортов носителей тока [14]. Как следует из данных по термоэдсу, на зависимости $\alpha(T)$ при $T \approx 213$ К наблюдается смена знака.

При $T < 213$ К $\alpha(T) > 0$, что указывает на близость уровня Ферми и уровня протекания валентной зоны. При $T > 213$ К $\alpha(T) < 0$; очевидно, увеличивается число ионизованных доноров, изменяется степень компенсации полупроводника и уровень Ферми смещается ближе к уровню протекания зоны проводимости: имеет место активация электронов с уровня Ферми на уровень протекания зоны проводимости. Об участии двух типов носителей тока в проводимости $Zr_{1-x}Dy_xNiSn$, $x = 0.005$ свидетельствует наличие характерного экстремума на зависимости $\alpha(1/T)$ (рис. 4). Дальнейшее увеличение

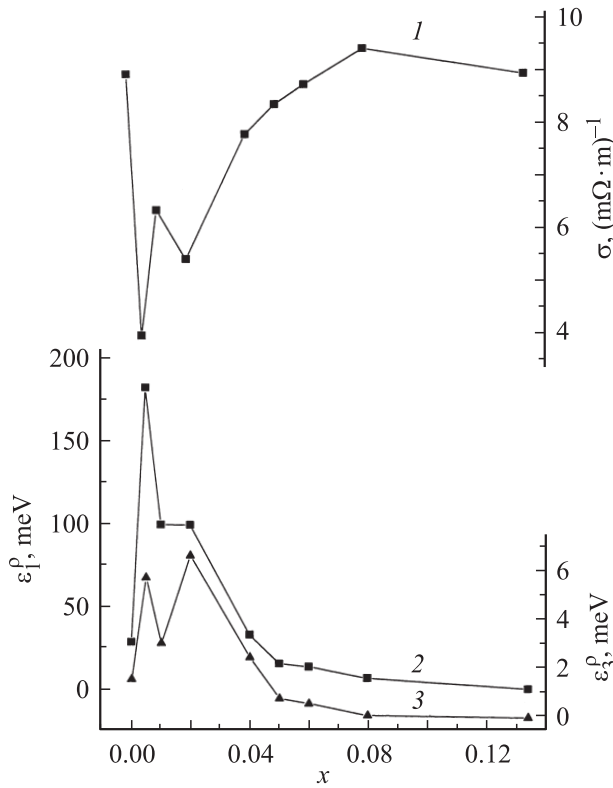


Рис. 5. Зависимости проводимости σ (1) и энергий активации ε_1^o (2), ε_3^o (3) от состава $\text{Zn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$.

концентрации акцепторной примеси Dy, $x = 0.01$ и $x = 0.02$, сопровождается сменой знака коэффициента термоэдс при ~ 248 и ~ 325 К соответственно. При больших концентрациях примеси Dy дырки являются основными носителями тока во всем исследуемом температурном диапазоне. Полученные экспериментальные результаты согласуются с результатами расчета DOS.

Следует обратить внимание на величину энергии активации $\varepsilon_1^o = 182.7$ мэВ, которая практически совпадает с таковой для полностью компенсированного полупроводника $\text{ZrNiSn}_{1-x}\text{In}_x$, $x = 0.02$ ($\varepsilon_1^o = 182.0$ мэВ) [16]. В случае легирования ZrNiSn наименее достижимыми в эксперименте концентрациями примеси In, $x = 0.005$, смены знака коэффициента термоэдс не наблюдалось. Она имела место в образце $\text{ZrNiSn}_{1-x}\text{In}_x$ с $x = 0.02$, который, как показано в [16], был полностью компенсированным полупроводником.

В соответствии с моделью полностью компенсированного полупроводника Шкловского–Эфроса [14] уровень Ферми в таком полупроводнике равноудален от уровней протекания зоны проводимости и валентной зоны, а амплитуда крупномасштабных флуктуаций является наибольшей. Следовательно, наибольшей компенсации полупроводника соответствует наибольший энергетический зазор между уровнями Ферми и протекания.

Тот факт, что в $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$, $x = 0.005$, при $T \approx 213$ К имеет место смена знака на зависимости

$\alpha(1/T)$, а величина энергии активации ε_1^o является наибольшей в ряду исследуемых образцов, косвенно указывает на близость концентраций ионизованных акцепторов и доноров — степень компенсации в образце $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$, $x = 0.005$, является максимальной.

Дальнейшее легирование ZrNiSn акцепторной примесью Dy сопровождается быстрым, но монотонным уменьшением энергии активации ε_1^o (рис. 5), что свидетельствует о дрейфе уровня Ферми в направлении уровня протекания валентной зоны. Раз так, то практически по этому же закону будет увеличиваться концентрация свободных дырок, что приведет к росту проводимости полупроводника. Именно этот результат мы наблюдаем на рис. 5.

Для образцов, на зависимостях $\ln \rho(1/T)$ которых присутствуют низкотемпературные активационные участки, определены величины энергии активации прыжковой проводимости ε_3^o (рис. 5). Результаты укладываются в рамки теории прыжковой проводимости сильно легированных полупроводников Шкловского [15]. Внешнее подобие зависимостей $\varepsilon_1^o(x)$ и $\varepsilon_3^o(x)$, как экспериментально установлено на примере $\text{ZrNiSn}_{1-x}\text{In}_x$ [16], отображает связь между амплитудой крупномасштабной флуктуации и глубиной потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации. Чем меньше степень компенсации полупроводника $\text{Zr}_{1-x}\text{Dy}_x\text{NiSn}$, $x > 0.005$, уже дырочного типа проводимости, тем меньше амплитуда крупномасштабной флуктуации, меньше становится величина энергии активации ε_1^o , дырки постепенно „забивают“ мелкомасштабный рельеф, что следует из уменьшения $\varepsilon_3^o(x)$. При $x \geq 0.134$ проводимость полупроводника носит металлический характер — уровень Ферми и уровень протекания валентной зоны пересекались.

Таким образом, наблюдается зависимость между концентрацией примеси, с одной стороны, и амплитудой крупномасштабной флуктуации, а также степенью заполнения носителями тока потенциальной ямы мелкомасштабной флуктуации (тонкой структурой), с другой стороны, как это имело место в $\text{ZrNiSn}_{1-x}\text{In}_x$ [16].

Работа выполнялась в рамках грантов Национальной академии наук Украины (№ 0106U000594), Министерства образования и науки Украины (№ 0106U001299, 0106U005428).

Список литературы

- [1] В.А. Ромака, Ю.В. Стаднык, Л.Г. Аксельруд, В.В. Ромака, D. Fruchart, P. Rogl, В.Н. Давыдов, Ю.К. Гореленко. ФТП, **42** (7), 769 (2008).
- [2] В.А. Ромака, М.Г. Шеляпина, Ю.В. Стаднык, D. Fruchart, Л.П. Ромака, В.Ф. Чекурин. ФТП, **40** (7), 796 (2006).
- [3] В.А. Ромака, Ю.В. Стаднык, D. Fruchart и др. Укр. физ. журн., **52** (7), 650 (2007).
- [4] S. Bhattacharya, A. Pope, R.T. Littleton, T.M. Tritt, V. Ponnambalam, Y. Xia, S.J. Poon. Appl. Phys. Lett., **77**, 2476 (2000).

- [5] Y. Kawaharada, H. Uneda, H. Muta, K. Kurosaki, S. Yamana. *J. Alloys Comp.*, **364**, 59 (2004).
- [6] K. Kurosaki, H. Muta, S. Yamanaka. *J. Alloys Comp.*, **384**, 51 (2004).
- [7] T.M. Tritt, M.A. Subramanian. *MRS Bulletin*, **31** (3), 188 (2006).
- [8] В.А. Ромака, Д. Фрушарт, Ю.В. Стаднык, Я. Тобола, Ю.К. Гореленко, М.Г. Шеляпина, Л.П. Ромака, В.Ф. Чекурин. *ФТП*, **40** (11), 1309 (2006).
- [9] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [10] L.G. Akselrud, Yu.N. Grin, P.Yu. Zavalii, V.K. Pecharsky, V.S. Fundamenskii. *12th Eur. Crystallographic Meeting. Collected Abstract* (М., Nauka, 1989) p. 155.
- [11] V.K. Pecharsky, P.Y. Zavalij. *Fundamentals of Powder Diffraction and Structural Characterization of Materials* (N.Y., Springer, 2005).
- [12] S. Ögut, K.M. Rabe. *Phys. Rev. B*, **51** (16), 10443 (1995).
- [13] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **61**, 816 (1971).
- [14] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **62**, 1156 (1972).
- [15] Б.И. Шкловский. *ФТП*, **7** (1), 112 (1973).
- [16] В.А. Ромака, Ю.В. Стаднык, В.В. Ромака, D. Fruchart, Ю.К. Гореленко, В.Ф. Чекурин, А.М. Горынь. *ФТП*, **41** (9), 1059 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Features of structure, electrotransport and magnetic characteristics of heavy doped ZrNiSn semiconductor. Dy acceptor impurity

V.A. Romaka^{+,*}, D. Fruchart[•], V.V. Romaka[‡], E.K. Hlil[•], Yu.V. Stadnyk[‡], Yu.K. Gorelenko[‡], L.G. Akselrud[‡]

⁺ Ya. Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, National Academy of Sciences of Ukraine, 79060 Lviv, Ukraine

^{*} National University „Lvivska Politechnika“, 79013 Lviv, Ukraine

[•] Institut Néel, CNRS, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9, France

[‡] I. Franko Lviv National University, 79005 Lviv, Ukraine

Abstract Crystal structure, density of electron states, electrotransport and magnetic characteristics of the Dy impurity heavy doped intermetallic semiconductor ZrNiSn (doping level $9.5 \cdot 10^{19} - 3.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) were investigated in the 80–380 K temperature range. The relationship is established between the impurity concentration and amplitude of the large-scale fluctuation, and also the occupation degree by the charge carriers of the potential well of the low-scale fluctuation (i.e. its fine structure). The data were discussed in the framework of heavy doped and compensated semiconductor model by Shklovskii–Efros.