

Псевдощелевое состояние и сильное рассеяние носителей тока на локальных спиновых моментах как механизмы появления полупроводниковых свойств почти стехиометрических сплавов железо–ванадий–алюминий

А.Т. Лончаков, В.В. Марченков, В.И. Окулов, К.А. Окулова

Институт физики металлов Уро РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия
E-mail: okulov@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 6 ноября 2012 г.

Получены новые экспериментальные свидетельства для обоснования физической природы полупроводниковых свойств сплавов $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составами вблизи стехиометрического ($x = 0$). Исследована низкотемпературная термоэдс двух сплавов характерных составов, в одном из которых, обогащенном ванадием, проявляется существование псевдощели в плотности состояний электронов с энергией Ферми, а в другом, обедненном ванадием, обнаруживается более сильное влияние рассеяния электронов на локализованных спинах. Полученные в экспериментах температурные зависимости термоэдс при низких температурах имеют впервые обнаруженные характерные аномалии, которые, согласно проведенному анализу, отвечают проявлениям упомянутых эффектов. На основе имеющихся теорий выполнена интерпретация аномальных вкладов обоих эффектов (типов), определены характеризующие их параметры и установлены условия их проявления в сплавах, обедненных и обогащенных ванадием. Получены данные по термоэдс в магнитном поле и обнаружено значительное уменьшение термоэдс с ростом напряженности поля, которое подтверждает основную роль механизма рассеяния носителей тока на локализованных моментах.

Отримано нові експериментальні свідчення для обґрунтування фізичної природи напівпровідникових властивостей сплавів $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ із складами поблизу стехіометричного ($x = 0$). Досліджено низькотемпературну термоерс двох сплавів характерних складів, в одному з них, який збагачено ванадієм, проявляється існування псевдощілини в щільності станів електронів з енергією Фермі, а в іншому, який збіднено ванадієм, виявляється сильніший вплив розсіяння електронів на локалізованих спінах. Температурні залежності термоерс при низьких температурах, які отримано в експериментах, мають уперше виявлені характерні аномалії, які, згідно з проведенням аналізом, відповідають проявам згаданих ефектів. На підставі наявних теорій виконано інтерпретацію аномальних вкладів обох ефектів (типів), визначено параметри, що характеризують їх, та встановлено умови їх прояву в сплавах, збіднених та збагачених по складу ванадієм. Отримано дані по термоерс в магнітному полі і виявлено значний ефект зменшення термоерс із зростанням напруженості поля, який підтверджує основну роль механізму розсіяння носіїв струму на локалізованих моментах.

PACS: 73.20.Be Переходные металлы и сплавы;
72.15.Ev Электропроводность и теплопроводность в кристаллических металлах и сплавах;
75.20.Ep Металлы и сплавы.

Ключевые слова: низкотемпературная термоэдс, сплавы железо–ванадий–алюминий, плотность состояний электронов.

1. Введение

В настоящее время в физике полупроводников большое внимание привлекают системы, в которых полупроводниковые свойства сочетаются с проявлениями локализованных спинов примесных атомов. В связи с этим особый интерес представляют сплавы металлов, содержащие переходные элементы и имеющие полупроводниковый характер электросопротивления и других параметров. Именно такими являются сплавы железо–ванадий–алюминий с составами вблизи стехиометрического, исследованию которых посвящена настоящая работа.

Стехиометрические сплавы железо–ванадий–алюминий принадлежат к известному семейству полных сплавов Гейслера, определяемых формулой X_2YZ (где X и Y — переходные элементы, Z — непереходный элемент). Если в кубической решетке ферромагнетика $(Fe_{II})_2Fe_IAl$ заменить все атомы железа в октаэдрической координации (положение Fe_I) на атомы ванадия, то получится стехиометрический сплав Fe_2VAl со структурой $L2_1$, в которой атомы железа находятся только в тетраэдрическом окружении (положение Fe_{II}). Наличие атомов железа в разных симметричных положениях во многом предопределяет специфику свойств сплава Fe_2VAl . Важная отличительная особенность этого сплава — совпадение числа валентных электронов с магическим числом 24 для сплавов Гейслера X_2YZ . Тогда магнитный момент, приходящийся на элементарную ячейку, равен нулю и следует ожидать отсутствия спонтанной намагниченности. Установлено [1], что сплавы $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$ с почти стехиометрическим составом ($-0,001 \leq x \leq 0,08$) являются парамагнетиками при температурах выше 2 К. Полученные в работе [1] температурные зависимости намагниченности однозначно указывают на существование локальных магнитных моментов в отмеченном диапазоне составов. Для сплавов с $x < 0$ происхождение локального момента естественно связать с атомами железа в положениях Fe_I , величина магнитного момента которых оценивается в $2,2 \mu_B$ [2]. В случае $x \geq 0$ атомы железа в тетраэдрическом окружении не являются магнитоактивными, и основным источником локальных магнитных моментов служат дефекты — атомы железа, которые занимают положения атомов ванадия.

В работе [3] установлено, что сплавы $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$ с составами, близкими к стехиометрическому, обладают полупроводниковым поведением электросопротивления с убыванием при повышении температуры вплоть до тысячи градусов. В ряде работ такой эффект объяснялся существованием широкой энергетической щели или псевдощели в электронной плотности состояний. Однако в работе [4] показано, что у сплава с $x = 0,1$ температурная зависимость электросопротивления в определенном низкотемпературном интервале изменяется значительно меньше, чем в последующем высокотемпера-

турном интервале. Оказалось, что подобное же низкотемпературное изменение наблюдается и для других величин — коэффициента Холла и магнитной восприимчивости. Такие закономерности были объяснены существованием узкой псевдощели — провала в плотности состояний около энергии Ферми. Параметры псевдощели шириной около 4 мэВ определены согласованной подгонкой соответствующих теоретических зависимостей к экспериментальным данным по совокупности измеренных величин. Высокотемпературные «полупроводниковые» зависимости в работе [4] предложено объяснять проявлением рассеяния носителей тока на локализованных спиновых моментах. Эффективность такого механизма подтверждена исследованием гальваномагнитных явлений [5]. Дальнейший анализ имеющихся данных для исследуемых сплавов привел к простой гипотезе о физической природе их полупроводникового поведения, согласно которой такое поведение обеспечивает существование псевдощелевого состояния и достаточно сильное рассеяние носителей тока на локализованных моментах. В сплавах, обогащенных ванадием, из-за определенного смещения энергетических полос электронного спектра возникает узкая псевдощель, а при высоких температурах действует механизм рассеяния, тогда как в сплавах, обедненных ванадием, основную роль играет механизм рассеяния, который из-за своей высокой эффективности не подавляется вкладом других механизмов. Для полного обоснования такой гипотезы необходимо провести широкий круг исследований этих явлений и разработать соответствующее теоретическое описание. Весьма перспективным в этом отношении является не выполнявшееся до сих пор изучение низкотемпературной термоэдс, которое, как известно, может дать уникальную информацию об электронной плотности состояний и о механизмах рассеяния электронов. В дополнение к этому можно отметить, что в последние годы сплавы Гейслера $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$, с составами вблизи стехиометрического, привлекли внимание из-за возможности разработки на их основе эффективных термоэлектрических преобразователей [6–8], которые в будущем могут составить конкуренцию наиболее известному термоэлектрику Bi_2Te_3 . Одно из важных направлений на пути увеличения термоэлектрической добротности устройств — создание условий для повышения термоэдс применяемых материалов. Однако до настоящего времени в имеющихся работах по термоэдс исследуемых нами сплавов механизмы этого явления изучены недостаточно. В связи с этим и возникла задача изучения при низких температурах термоэдс сплавов $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$ с составами вблизи стехиометрического. Целью настоящей работы является получение новых экспериментальных данных о температурных и магнитопольных зависимостях термоэдс, установление физических механизмов возникновения аномальных особен-

ностей этих зависимостей и определение параметров, характеризующих данные механизмы.

2. Образцы и методика эксперимента

Измерения термоэдс α_{exp} проводили на двух образцах сплава $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$. Поликристаллические образцы сплава $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ были приготовлены методом дуговой плавки на водоохлаждаемом медном поду. Для обеспечения равномерного распределения компонентов по объему слитка применялся многократный переплав. Рентгеноструктурный анализ показал образование однородной $L2_1$ фазы в образцах. Один из них (образец 1) был обогащен ванадием и имел состав $x = 0,1$, а другой (образец 2) — обеднен ванадием ($x = -0,04$). Состав задавался по весу исходных компонентов с их контрольным взвешиванием до плавки и контрольным взвешиванием конечного слитка после плавки. Данная процедура обеспечивала требуемую точность указанных значений x . Вырезанные из слитков образцы имели форму пластин с размерами $1 \times 3 \times 10$ мм. Для обоих образцов было выявлено убывание удельного сопротивления $\rho(T)$ при увеличении температуры.

Температурная зависимость термоэдс была исследована в интервале температур 2–200 К и в магнитных полях до 40 кЭс с помощью стандартного метода стационарного теплового потока. Для измерения разности температур в диапазоне от 2 до 6 К использовали бескорпусные германиевые термометры, а при температурах выше 6 К — две термопары (Au + 0,015% Fe) – Cu. Погрешность измерения термоэдс в исследованном интервале температур не превышала 5%. Контакты для измерения напряжения Зеебека располагали на одинаковом расстоянии (≈ 4 мм) друг от друга на широкой и узкой гранях образцов. Различие в величине термоэдс, измеренной на разных парах контактов, не превышало 10–15%, что свидетельствует о достаточно высокой степени однородности исследуемых образцов. Аналогичные результаты были получены и для удельного сопротивления. При измерениях эффекта в магнитном поле учитывалась зависимость эдс термопар от магнитного поля. Во всех экспериментах напряженность магнитного поля была направлена перпендикулярно градиенту температуры.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Температурная зависимость термоэдс

Температурная зависимость измеренной термоэдс $\alpha_{\text{exp}}(T)$ для образцов 1 и 2 представлена на рис. 1 и 2. Для образца 1, как показал эксперимент, положительная термоэдс с ростом температуры достигает максимума при $T \approx 100$ К, затем уменьшается и при $T \approx 200$ К изменяет знак на отрицательный (на рис. 1 не показано). Для образца 2 термоэдс монотонно возрастает с ростом T ,

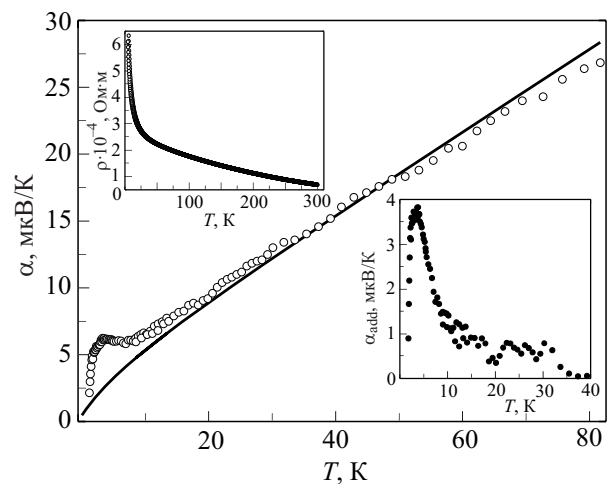


Рис. 1. Температурная зависимость измеренной термоэдс α_{exp} (символы) и рассчитанной термоэдс $\alpha_p + \alpha_{\text{ex}}$ (сплошная линия) для образца 1. На вставках: в верхнем углу — зависимость удельного сопротивления ρ от температуры; в нижнем углу — температурная зависимость разности $\alpha_{\text{exp}} - (\alpha_p + \alpha_{\text{ex}})$.

оставаясь положительной во всем интервале измерений. Обнаруженное различие в знаке термоэдс для образцов 1 и 2 согласуется с данными работ [5,9], в которых установлено, что электронный тип проводимости при $T = 200\text{--}300$ К в сплавах $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}\text{Al}$ с составом вблизи стехиометрического характерен для обогащенных ванадием сплавов ($x > 0$), а дырочный тип — для обедненных ($x < 0$). Смена знака термоэдс при повышении температуры для образца 1 указывает на участие в проводимости двух типов носителей заряда — дырок и электронов. Анализ термоэдс в такой ситуации не является предметом настоящей работы. Поэтому на рис. 1 мы ограничились представлением термоэдс в актуальном для нас интервале температур ниже максимума α_{exp} , где вкладом в проводимость электронов можно пренебречь. Согласно имеющимся данным [9], при низких температурах дырочный газ в данных сплавах является вырожденным с энергией Ферми, близкой к 70 мэВ. В соответствии с этим сравнение кривых $\alpha_{\text{exp}}(T)$ на рис. 1 и 2 показывает, что для обоих образцов в определенном интервале температур зависимость $\alpha_{\text{exp}}(T)$ близка к линейной, характерной для термоэдс вырожденного дырочного газа $\alpha_p = \gamma_0 T$. Однако при экстраполяции к $T = 0$ термоэдс $\alpha_{\text{exp}}(T)$ не стремится к нулю, что однозначно указывает на существование положительного постоянного вклада в термоэдс. Эту составляющую можно связать с проявлением обменного вклада α_{ex} в термоэдс, теория которого развита Кондо [10,11]. Этот вклад является следствием обменного взаимодействия носителей тока с неупорядоченными магнитными моментами, которые в соответствии с изложенным выше создают атомы железа в положениях Fe_i. Интерполяционная формула Кондо имеет вид

$$\alpha_{\text{ex}} = \alpha_{\text{ex}}^0 T / (T + T_0), \quad (1)$$

где температура $T_0 = 2\mu_B H_0 / k_B$ определяется через усредненное локальное магнитное поле H_0 , обусловленное магнитными моментами ближайшего окружения магнитного иона; α_{ex}^0 — не зависящая от температуры термоэдс, пропорциональная интегралу обменного взаимодействия носителей тока с магнитными центрами. С помощью формулы (1) удалось вполне удовлетворительно описать экспериментальные температурные зависимости термоэдс в разбавленных магнитных сплавах Au-Fe [11]. Количественный анализ термоэдс с учетом обменного взаимодействия проводился также в узкощелевом полупроводнике $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, легированном марганцем [12], и в эпитаксиальных пленках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [13].

Из выражения (1) следует, что при $T \ll T_0$ термоэдс α_{ex} линейна по T , а при $T \gg T_0$ вклад Кондо α_{ex} близок к α_{ex}^0 и в соответствии с экспериментом не зависит от температуры. Суммируя вклады α_p и α_{ex} , мы получаем зависимости, которые показаны на рис. 1 и 2 сплошными линиями. В расчете использованы следующие подгоночные параметры для образцов 1 и 2: $\gamma_0 = 0,31$ и $0,27$ мкВ/К²; $\alpha_{\text{ex}}^0 = 3,5$ и 17 мкВ/К; $T_0 = 7$ и 60 К. Положительная величина α_{ex}^0 согласно (2) указывает на положительный для дырок знак обменной константы.

На рис. 1 видно, что для обогащенного ванадием образца в области температур выше 20–30 К достигнуто достаточно хорошее согласие теоретических и экспериментальных зависимостей. Однако при более низких температурах теоретические (полученные по формуле (1)) и экспериментальные значения термоэдс отличаются. Наблюдается наличие дополнительного немонотонного по температуре вклада в термоэдс

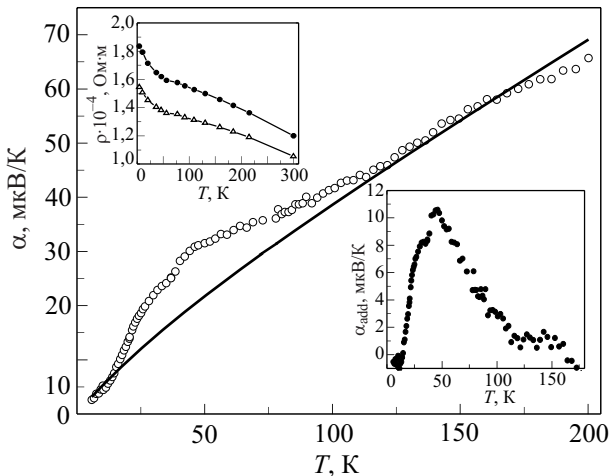


Рис. 2. Температурная зависимость измеренной термоэдс α_{ex} (символы) и рассчитанной термоэдс $\alpha_p + \alpha_{\text{ex}}$ (сплошная линия) для образца 2. На вставках: в верхнем углу — зависимость удельного сопротивления ρ от температуры для двух пар контактов; в нижнем углу — температурная зависимость разности $\alpha_{\text{ex}} - (\alpha_p + \alpha_{\text{ex}})$.

$\alpha_{\text{add}} = \alpha_{\text{exp}} - (\alpha_p + \alpha_{\text{ex}})$, показанного на нижней вставке рис. 1. Дополнительный вклад наблюдается также и для обедненного ванадием сплава (рис. 2), однако он имеет значительно меньшую относительную величину и качественно иной, более плавный характер. При обсуждении этого вклада следует принять во внимание то, что он наблюдается в окрестности температуры T_0 , введенной формулой (1), и обусловлен подгонкой по этой формуле. Однако согласно результатам Кондо [11] для температур вблизи T_0 формула (1) имеет лишь сугубо интерполяционный характер и не может претендовать на точное описание термоэдс в интервале перехода между низкотемпературной и высокотемпературной асимптотиками. Наблюдаемая зависимость достаточно наглядно демонстрирует просто другую форму такого перехода. Таким образом, в сплаве, обедненном ванадием, всю характерную температурную зависимость вместе с переходной частью, не полностью описываемой формулой (1), естественно считать связанной с рассеянием электронов на локализованных спинах. Влияние этого механизма рассеяния отражается и на температурной зависимости электросопротивления (см. верхнюю вставку на рис. 2), которая имеет слабую особенность вблизи T_0 в виде перегиба, что можно связать с переходом к слабой логарифмической зависимости сопротивления от температуры, полученной Кондо [11] для систем с положительной обменной константой I . Совсем иную природу имеет немонотонная низкотемпературная часть температурной зависимости термоэдс сплава, обогащенного ванадием. Она наблюдается в интервале температур, в котором электросопротивление изменяется значительно сильнее, чем при более высоких температурах. Существование в данном сплаве двух температурных областей, сильно различающихся масштабом температурной зависимости электросопротивления, было установлено в работе [4]. Переход от сравнительно резкого к более плавному изменению $\rho(T)$ вблизи 20 К хорошо виден на кривой, приведенной на верхней вставке рис. 1. Аналогичный эффект, что также показано в работе [4], наблюдается для температурных зависимостей холловской концентрации носителей тока и магнитной восприимчивости. Таким образом, происхождение эффекта следует связывать не с рассеянием, а с особенностью плотности состояний электронов в окрестности энергии Ферми. Такой же эффект обнаружен нами и в термоэдс в виде характерного максимума температурной зависимости.

3.2. Теоретическое описание псевдощелевого вклада в термоэдс сплава, обогащенного ванадием

Анализ характера наблюдаемых температурных зависимостей приводит к выводу о том, что они обусловлены узким глубоким провалом — псевдощелью в плотности состояний электронов вблизи энергии Ферми, которая возникает в обогащенном ванадием сплаве

при отклонении от стехиометрического состава. Тем самым такой сплав по своей электронной структуре (псевдощелевой полупроводник) занимает промежуточное положение между узкощелевым полупроводником и бесщелевым полупроводником. Нужно отметить, что представление о псевдощели уже использовалось ранее применительно к описанию температурной зависимости электросопротивления в широкой области температур порядка тысяч кельвин. Мы обосновываем существование псевдощели с шириной порядка десятков кельвин и полагаем, что объяснение температурной зависимости электросопротивления в широкой области температур следует, скорее всего, искать в особенностях рассеяния носителей тока. Относящаяся к этому аргументация изложена в работе [4].

Простое теоретическое описание вклада псевдощели в температурные зависимости можно выполнить, не учитывая конкретные детали ее формы, в предположении о том, что температура превышает связанные с такими деталями масштабы. Не учитывая, кроме того, роль анизотропии электронной энергии, запишем проводимость в виде интеграла по ϵ от функции $\sigma(\epsilon)$ с производной по ϵ функции Ферми, где $\sigma(\epsilon)$ — проводимость электронной системы с энергией Ферми, равной ϵ . Тогда вклад псевдощели описывается соответствующей частью интеграла. В указанных предположениях этот вклад определяется двумя параметрами — шириной Δ и разностью проводимостей на краю и на дне. Применим такой подход к вычислению псевдощелевой части кинетического коэффициента β , равной $\beta_{\text{add}} = (\alpha\rho^{-1})_{\text{add}}$. При этом получается следующая формула:

$$\beta_{\text{add}} = bT \int_0^{\Delta/2T} \frac{x^2 dx}{\text{ch}^2(x/2)}, \quad (2)$$

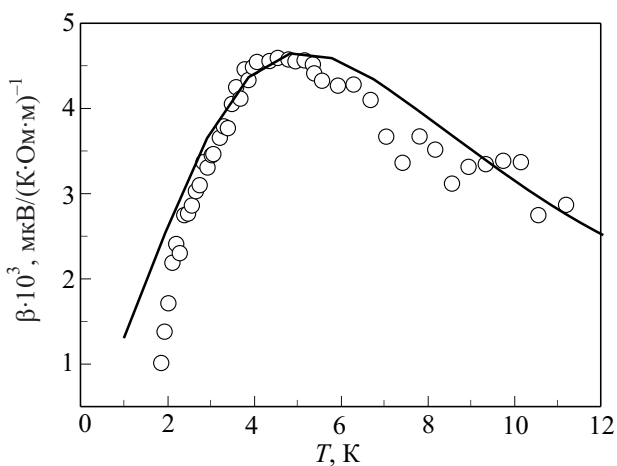


Рис. 3. Температурная зависимость кинетического коэффициента β для образца 1: символы — эксперимент, линия — расчет с учетом вклада псевдощели.

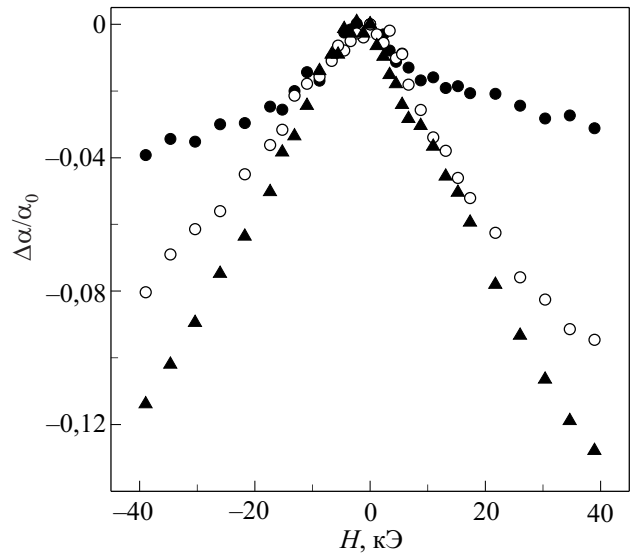


Рис. 4. Зависимость относительного изменения термоэдса $\Delta\alpha/\alpha_0 = [\alpha_{\text{exp}}(H) - \alpha_{\text{exp}}(0)]/\alpha_{\text{exp}}(0)$ от напряженности магнитного поля H при разных температурах T , К для образца 1: 10,3 (●); 20,6 (○); 37,2 (▲).

в которой b — параметр, характеризующий скачок производной функции $\sigma(\epsilon)$ между краем и дном псевдощели. На рис. 3 приведена подгоночная кривая, построенная по формуле (2), и экспериментальные значения β_{add} , полученные по данным измерений термоэдса и электросопротивления. Очевидно, что кривая хорошо описывает экспериментальные данные. Полученное подгонкой значение ширины щели Δ , близкое к 40 К или 4 мэВ, вполне согласуется с величиной, определенной в рабо-

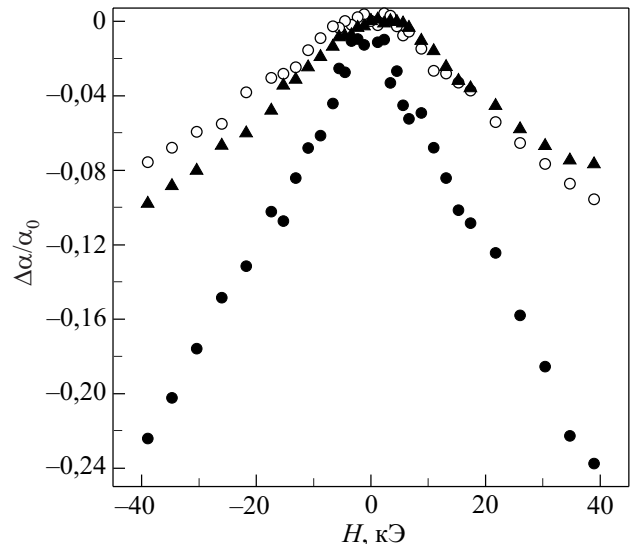


Рис. 5. Зависимость относительного изменения термоэдса $\Delta\alpha/\alpha_0 = [\alpha_{\text{exp}}(H) - \alpha_{\text{exp}}(0)]/\alpha_{\text{exp}}(0)$ от напряженности магнитного поля H при разных температурах T , К для образца 2: 10,3 (●); 20,6 (○); 37,2 (▲).

те [4] по трем экспериментам. Параметр b оказался близким к 2 в единицах измерения величины β/T . Таким образом, можно сказать, что получено важное и надежное подтверждение существования псевдощели и значения ее основного параметра.

3.3. Влияние магнитного поля на термоэдс

Одним из предсказаний теории [10] является уменьшение обменного вклада α_{ex} с ростом магнитного поля, связанное с подавлением в рассеянии носителей тока процессов с переворотом спина при увеличении зеемановского расщепления основного состояния магнитного иона. Обнаружение этого эффекта в исследуемых сплавах важно для подтверждения существенного влияния на их свойства рассеяния на локализованных спинах. В связи с этим на тех же сплавах были проведены измерения термоэдс в магнитном поле. Магнитопольевые зависимости относительного изменения термоэдс для образцов 1 и 2 представлены на рис. 4, 5. В соответствии с теоретическим предсказанием, с ростом магнитного поля наблюдается уменьшение термоэдс, которое для образца 2 при $T \approx 10$ К в поле 40 кЭ достигает значительной величины, близкой к 25%. Наблюдаемые зависимости характеризуются тем, что с ростом поля становятся близкими к линейным.

Теоретическое описание магнитопольевых зависимостей термоэдс, связанных с влиянием рассеяния на локализованных спинах, в интервале слабых полей может быть выполнено феноменологическим путем, как это было сделано в работе [5] при исследовании гальваномагнитных эффектов в тех же сплавах. Однако на этом пути можно получить объяснение лишь квадратичных зависимостей от напряженности поля при самых слабых полях. Для объяснения линейных зависимостей можно привлечь подход Кондо, использовавшийся при написании интерполяционной формулы (1). Эта формула для α_{ex} допускает простое обобщение при наличии внешнего магнитного поля H . Для этого в знаменателе температуру T_0 следует заменить на $(T_0 + T_H)$, где T_H по аналогии с T_0 можно определить соотношением $k_B T_H = 2\mu_B H$. Предположим, что другие вклады в α_{ex} не зависят от магнитного поля. Тогда для разности $\Delta\alpha(H) = \alpha_{\text{ex}}(H) - \alpha_{\text{ex}}(0)$ при условии $T_H \ll T - T_0$ можно получить выражение

$$\Delta\alpha(H) = -\alpha_{\text{ex}}^0 T T_H / (T + T_0)^2, \quad (3)$$

которое предсказывает линейное по магнитному полю уменьшение термоэдс, не объясняя наблюдаемой температурной зависимости $\Delta\alpha(H)$. Это предсказание и последующее объяснение экспериментальных данных нельзя, конечно, считать достаточно обоснованным, в силу довольно произвольных допущений, сделанных при выводе выражения (3). Но остается обоснованным главное — наблюдаемая сильная зависимость термоэдс

от напряженности поля, которая в силу своего характера может быть связана только с рассеянием электронов на локализованных спинах.

4. Заключение

В работе получены и изучены в температурном интервале дырочной проводимости температурные и магнитопольевые зависимости термоэдс сплавов железо–ванадий–алюминий, составы которых близки к стехиометрическому Fe_2VAl и отличаются слабым обеднением и обогащением ванадием при сохранении структуры. Показано, что в обоих сплавах проявляется значительный вклад, обусловленный рассеянием носителей тока на хаотически распределенных локализованных спинах, которое играет роль в широкой области температур и является сравнительно большим в сплаве, обедненном ванадием. Выполнено количественное описание этого вклада на основе теории Кондо. В сплаве, обогащенном ванадием, при температурах ниже 20 К обнаружена аномалия — значительный немонотонный вклад в термоэдс, обусловленный ранее обнаруженным существованием псевдощели в электронной плотности состояний. Количественная интерпретация этого вклада показала хорошее согласие с экспериментальными данными. Обнаружено сильное влияние магнитного поля на термоэдс обоих сплавов, подтверждающее значительное влияние фактора рассеяния электронов на локализованных спинах на свойства данных сплавов. Экспериментальное исследование низкотемпературной термоэдс сплавов железо–ванадий–алюминий с составами вблизи стехиометрического служит серьезным обоснованием того, что в данных сплавах действует аномально сильный механизм рассеяния носителей тока на локализованных спинах, а при обогащении ванадием возникает псевдощель в электронной плотности состояний. Тем самым получены новые аргументы для того, чтобы считать упомянутые факторы основными в объяснении физической природы полупроводниковых свойств данных сплавов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00271) и программы фундаментальных научных исследований Отделения физических наук РАН (проекты № 12-Т-2-1011 и № 12-Т-2-1016).

1. Y. Nishino, H. Sumi, and U. Mizutani, *Phys. Rev. B* **71**, 094425 (2005).
2. D.J. Singh and I.I. Mazin, *Phys. Rev. B* **57**, 14352 (1998).
3. Y. Nishino, M. Kato, S. Asano, K. Soda, M. Hayasaki, and U. Mizutani, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1909 (1997).
4. В.И. Окулов, В.Е. Архипов, Т.Е. Говоркова, А.В. Королев, В.В. Марченков, К.А. Окулова, Е.И. Шредер, Х.В. Вебер, *ФНТ* **33**, 907 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 692 (2007)].

5. V.V. Marchenkov, V.I. Okulov, K.A. Okulova, and H.W. Weber, *J. Low Temp. Phys.* **159**, 208 (2010).
6. C.S. Lue and Y.-K. Kuo, *Phys. Rev. B* **66**, 085121 (2002).
7. Y. Nishino, S. Deguchi, and U. Mizutani, *Phys. Rev. B* **74**, 115115 (2006).
8. Y. Sandaiyi, N. Ide, Y. Nishino, T. Ohwada, S. Harada, and K. Soda, *J. Jpn. Soc. Powder Powder Metal.* **57**, 207 (2010).
9. R. Weth and W.E. Pickett, *Phys. Rev. B* **658**, 6855 (1998).
10. J. Kondo, *Solid State Phys.* **23**, 183 (1969).
11. J. Kondo, *Progr. Theor. Phys.* **34**, 44 (1965).
12. Г.В. Лашкарев, Р.О. Кикодзе, М.В. Радченко, Е.И. Слынько, И.З. Марчук, *ФТП* **13**, 1548 (1979).
13. M.V. Radchenko, G.V. Lashkarev, V.I. Sichkovskyy, V. Osinny, T. Story, and J. Sadowski, *Ukr. J. Phys.* **50**, 1351 (2005).

Pseudogap state and strong scattering of current carriers by local spin moments as the mechanisms of appearance of semiconductor properties of almost stoichiometrical iron–vanadium–aluminium alloys

A.T. Lonchakov, V.V. Marchenkov, V.I. Okulov,
and K.A. Okulova

New experimental data are obtained which substantiate the physical nature of semiconductor properties of $\text{Fe}_{2-x}\text{V}_{1+x}$ Al alloys with almost stoichiometrical composition ($x = 0$). We investigated low temperature thermoelectric power of two alloys of characteristic

compositions: one alloy, enriched with vanadium, exhibited a pseudogap in the density of states of electrons with Fermi energy and the other one vanadium depleted, more strong influence of the scattering of electrons by localized spins is revealed. The experimental temperature dependences of thermoelectric power at low temperatures displayed characteristic anomalies that were observed for the first time and which in line with our analysis conform to the manifestations the effects above. Using the existing theories, the anomalous contributions of the both effects (types) were interpreted, the parameters, characterizing them have determined and the specific features of their presence in V-depleted and V-enriched alloys have also established. The data for thermoelectric power in magnetic field were obtained. It is found that thermoelectric power decreases considerably with increasing field intensity, confirming the key role of the mechanism of current carrier scattering by localized moments.

PACS: 71.20.Be Transition metals and alloys;
72.15.Eb Electrical and thermal conduction
in crystalline metals and alloys;
75.20.En Metals and alloys.

Keywords: low temperature thermoelectric power, iron–vanadium–aluminium alloys, density of states of electrons.