

01,09

Оптическая спектроскопия интерметаллических соединений ScFe_2 и ErFe_2

© Ю.В. Князев, Ю.И. Кузьмин

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: knyazev@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 1 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 3 апреля 2021 г.

Принята к публикации 3 апреля 2021 г.

В широком спектральном интервале $0.22\text{--}15\ \mu\text{m}$ проведены исследования оптических свойств интерметаллических соединений ScFe_2 и ErFe_2 . С использованием эллипсометрического метода определены частотные зависимости оптических постоянных, рассчитан ряд электронных и спектральных характеристик. На основе сравнительного анализа экспериментальных и теоретических спектров межзонной оптической проводимости обсуждается природа квантового поглощения света в этих материалах. Показано, что дисперсионные зависимости данных спектров могут быть качественно интерпретированы на основе ранее рассчитанных плотностей электронных состояний.

Ключевые слова: соединения ScFe_2 и ErFe_2 , оптические свойства, электронная структура.

DOI: 10.21883/FTT.2021.08.51149.072

1. Введение

Интерметаллические соединения редкоземельных фаз Лавеса стехиометрического состава $R\text{Fe}_2$ (где R — редкоземельный металл, а также Sc или Y) в последние годы интенсивно изучаются благодаря многообразию их физических свойств и большому прикладному потенциалу. Эти сплавы, как правило, синтезируются в одном из трех кристаллических состояний: кубическом MgCu_2 (C15) и гексагональных MnNi_2 (C36) и MnZn_2 (C14) [1]. В данных материалах обнаружены уникальные с точки зрения практического использования характеристики: высокие температуры Кюри T_C , гигантские значения магнитострикции при комнатной температуре, большие величины магнетокалорического эффекта и магнитной анизотропии, высокая способность к реверсивному поглощению водорода и азота и т. д. [2–9]. Квазибинарные сплавы на основе $R\text{Fe}_2$ используются для создания постоянных магнитов, криогенных устройств и различных датчиков, функционирующих в различных средах в широком температурном диапазоне [обзоры 10,11]. Легирование этих соединений другими переходными металлами в ряде случаев вызывает существенный сдвиг температур магнитного упорядочения. Особенности магнитных свойств соединений $R\text{Fe}_2$ определяются, главным образом, характером гибридизации и обменных взаимодействий f - и d -электронов R -элемента с $3d$ -электронами атомов железа. В интерметаллидах, где R — редкоземельный металл, эти свойства удовлетворительно объясняются в рамках модели сосуществования и взаимодействия магнитных моментов локализованных $4f$ -электронов РЗМ с магнитными моментами коллективизированных Fe $3d$ -электронов [2,3]. Своеобразие физических свойств соединений $R\text{Fe}_2$ стимулирует интерес к детальному изучению их электронной структуры. Для ряда материалов,

принадлежащих к данной серии, в рамках различных методов и приближений проведены теоретические расчеты зонных спектров, в которых определена природа электронных состояний на расстоянии нескольких электронвольт от уровня Ферми E_F [12–16]. Экспериментально электронная структура некоторых соединений $R\text{Fe}_2$ исследовалась различными спектроскопическими методами, в том числе оптическим [17–20], фотоэмиссионным [20–23] и рентгеновским [24–26].

К соединениям данного типа относятся ферромагнитные бинарные интерметаллиды ScFe_2 и ErFe_2 , характеризующиеся высокими T_C (соответственно 545 [27] и 587 К [28]), значительными магнитострикционными [29,30] и магнетокалорическими [30,31] эффектами, а также большой способностью к абсорбции водорода [32,33]. Электронные свойства данных материалов, в отличие от магнитных характеристик, практически не изучены. Теоретические расчеты их зонных спектров, представленные в работах [34–36], показывают особенности структуры и локализации Sc $3d$ -, Er $5d$ -, $4f$ - и Fe $3d$ -зон вблизи E_F . В настоящей работе для получения информации об электронных свойствах соединений ScFe_2 и ErFe_2 используется метод оптической спектроскопии, охватывающий широкий интервал длин волн, включающий УФ-, видимый и ИК-диапазоны. Экспериментальные спектры оптического поглощения сопоставляются со спектрами, полученными из первопринципных расчетов электронной структуры.

2. Эксперимент

Поликристаллические образцы бинарных сплавов Лавеса ScFe_2 и ErFe_2 были выплавлены из металлов

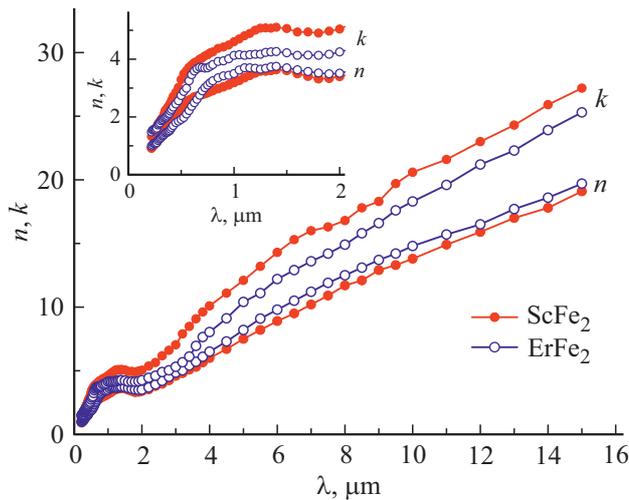


Рис. 1. Зависимость оптических постоянных соединений ScFe_2 и ErFe_2 от длины волны падающего излучения. На вставке представлен коротковолновый интервал.

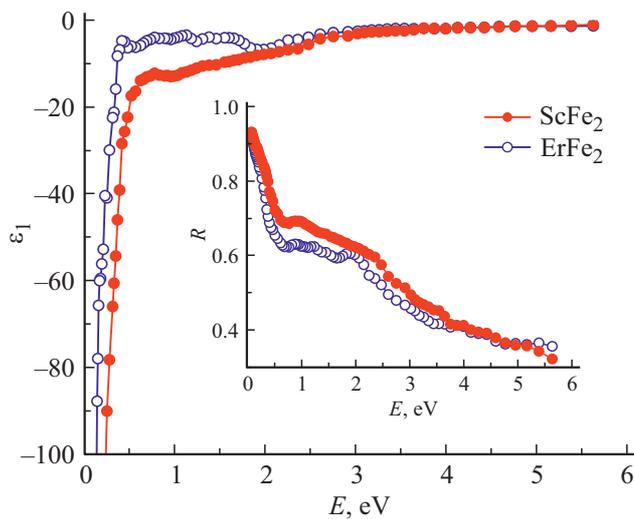


Рис. 2. Энергетические зависимости отражательной способности (вставка) и действительной части диэлектрической проницаемости.

высокой чистоты в дуговой печи в атмосфере высоко-чистого аргона по методике, описанной в [37]. С целью гомогенизации слитки несколько раз переплавлялись и отжигались при температуре $\sim 1000^\circ\text{C}$. Рентгенографические исследования порошковых образцов показали, что образцы были однофазными, а параметры кристаллических решеток близки к значениям, полученным ранее в [27,38]. При этом соединение ScFe_2 имело гексагональную структуру типа MnZn_2 (С14, пространственная группа $P6_3/mmc$), а ErFe_2 обладало кубической ГЦК-решеткой типа MgCu_2 (С15, пространственная группа $Fd\bar{3}m$). Оптические свойства сплавов исследовались при комнатной температуре в интервале длин волн $\lambda = 0.22\text{--}15\ \mu\text{m}$ (энергия фотонов $E = 0.083\text{--}5.64\ \text{eV}$). Для этой цели применялся метод, основанный на анали-

зе эллиптичности отраженного света в условиях, когда на исследуемую зеркальную поверхность образца падает плоскополяризованный свет [39]. С погрешностью 2–3% определялись оптические постоянные соединений: показатели преломления $n(\lambda)$ и коэффициенты поглощения $k(\lambda)$. По значениям данных параметров рассчитывались дисперсионные зависимости функций, характеризующих спектральный отклик отражающей среды: диэлектрическая проницаемость, отражательная способность, оптическая проводимость. Плоские зеркальные поверхности, соответствующие 14-му классу чистоты (высота неровностей $\sim 0.01\ \mu\text{m}$) были приготовлены на алмазных пастах различной дисперсности. В исследуемом интервале длин волн глубина проникновения света $\delta = c/\omega k$ (c и ω — скорость и частота света) возрастает от нескольких десятков (коротковолновый предел) до нескольких сотен атомных слоев (длинно-волновая область). Данное обстоятельство позволяет рассматривать полученные оптические параметры как объемные характеристики изучаемых сплавов.

Зависимости $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ для соединений ScFe_2 и ErFe_2 представлены на рис. 1 (на вставке выделен коротковолновый интервал). С увеличением λ происходит существенный рост этих параметров, а выполнение соотношения $k > n$ во всем диапазоне указывает на металлический характер проводимости изучаемых материалов. При $\lambda \lesssim 2\ \mu\text{m}$ в зависимостях $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ заметен ряд структур в виде размытых максимумов, появление которых, как правило, связано с межзонным поглощением света. В свою очередь, в интервале $2\text{--}15\ \mu\text{m}$ наблюдается монотонное возрастание n и k , обусловленное проявлением механизма внутризонного (друдевского) взаимодействия электронов с электромагнитным полем световой волны. Для обоих соединений по значениям оптических постоянных рассчитаны энергетические зависимости отражательной способности $R(E)$ и действительной части комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon_1(E)$. Рисунок показывает, что особенности поведения этих зависимостей, представленных на рис. 2, характерны для проводящих сред. Это выражается в том, что $\epsilon_1(E)$ при всех энергиях остается отрицательной величиной, а дисперсия $R(E)$ при низких частотах показывает резкий подъем, приближаясь предельному значению.

3. Результаты и обсуждение

С использованием численных значений n и k для исследуемых соединений вычислены энергетические зависимости оптической проводимости $\sigma(E) = \epsilon_2\omega/4\pi$ ($\epsilon_2 = 2nk$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости) — параметра, наиболее выразительно характеризующего интенсивность и локализацию особенностей спектрального отклика отражающей среды. В отличие от статической проводимости, оптическая проводимость зависит не только от плотности состояний на уровне Ферми E_F , но также от характера её распределения

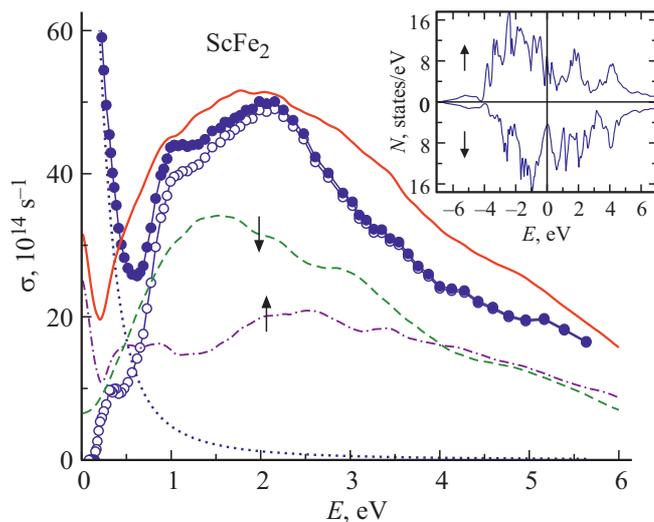


Рис. 3. Спектр оптической проводимости соединения ScFe_2 . Закрашенные кружки — экспериментальные данные, незакрашенные кружки — вклад межзонного поглощения, пунктирная кривая — друдевский вклад. Сплошная линия — расчет из полной плотности электронных состояний [34], представленной на вставке. Штриховая и штрих-пунктирная линии — парциальные вклады от электронных переходов в двух спиновых подсистемах.

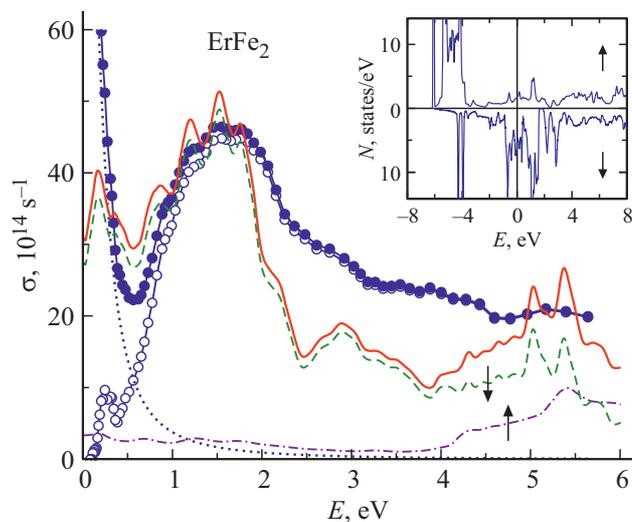


Рис. 4. Спектр оптической проводимости соединения ErFe_2 . Закрашенные кружки — экспериментальные данные, незакрашенные кружки — вклад межзонного поглощения, пунктирная кривая — друдевский вклад. Сплошная линия — расчет из полной плотности электронных состояний [36], представленной на вставке. Штриховая и штрих-пунктирная линии — парциальные вклады от электронных переходов в двух спиновых подсистемах.

во всем исследуемом энергетическом интервале. На рис. 3 и 4 темными кружками представлены экспериментальные зависимости $\sigma(E)$, полученные для ScFe_2 и ErFe_2 . Спектральный профиль этих зависимостей

типичен для металлоподобных материалов, когда в спектрах отчетливо проявляются области, соответствующие внутри- и межзонному поглощению света. Данные кривые обладают во многом схожей структурой, при которой резкий спад в диапазоне до $\lesssim 0.6$ eV с ростом энергии фотона сменяется крутым подъемом с последующим образованием интенсивных максимумов. Дисперсия зависимостей $\sigma(E)$ в ИК-области соответствует друдевскому типу ($\sigma \sim \omega^{-2}$), при котором взаимодействие электрона с полем световой волны происходит в пределах одной энергетической зоны. В этом диапазоне спектра интерпретация оптических свойств, основанная на линейном уравнении движения электрона в переменном электромагнитном поле [40], позволяет рассчитать такие параметры электронов проводимости, как релаксационные $\gamma = 2nk\omega/(k^2 - n^2)$ и плазменные $\omega_p = [\omega^2(n^2 + k^2)/(n^2 - k^2)^2]^{1/2}$ частоты. Величина γ определяет суммарный вклад всех типов рассеяния электронов, а ω_p характеризует частоту коллективных колебаний носителей тока. Эксперимент показал, что в исследуемых соединениях численные величины данных параметров в ИК-диапазоне при $\lambda > 11 \mu\text{m}$ слабо зависят от частоты света и приближаются к значениям $\gamma = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_p = 7.1 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (ScFe_2) и $\gamma = 5.1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\omega_p = 8.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (ErFe_2). Полученные характеристики позволяют в рамках оптического метода на основе выражения $N = \omega_p^2 m / 4\pi e^2$ (m, e — масса и заряд электрона) [40] определить для обоих материалов концентрацию электронов проводимости: $N = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (ScFe_2) и $N = 1.1 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (ErFe_2). Кроме того, значения γ и ω_p , согласно соотношению $\sigma_D(E) = \omega_p^2 \gamma / 4\pi(\omega^2 + \gamma^2)$, дают возможность оценить внутризонный (друдевский) вклад в оптическую проводимость каждого соединения. Поведение зависимостей $\sigma_D(E)$, представленных пунктиром на рис. 3 и 4, свидетельствуют о том, что выше энергии ~ 2 eV вклады данного механизма фотовозбуждения электронов в суммарные значения оптической проводимости становятся очень малыми.

По мере увеличения энергии света (видимая и УФ-области спектра) форма кривых $\sigma(E)$ кардинально трансформируется, что связано с проявлением квантового характера взаимодействия электромагнитных волн с электронами. Наблюдается возникновение интенсивных полос межзонного поглощения света. Форма данных аномалий в исследуемых соединениях существенно различается: если в структуре широкой абсорбционной полосы в ScFe_2 выделяются два максимума (вблизи 1 и 2.1 eV), то соответствующая более узкая полоса в ErFe_2 (~ 1.6 eV) состоит из одного. Вклад межзонного поглощения в оптическую проводимость (светлые кружки на рис. 3 и 4) можно оценить путем вычитания внутризонной составляющей из экспериментальной зависимости $\sigma_{\text{inter}}(E) = \sigma(E) - \sigma_D(E)$. На рисунках хорошо видно, что в низкоэнергетическом интервале спектра внутри- и межзонные вклады сосуществуют. В диапазоне частот, где доминирует квантовый механизм возбуждения электронов, особенности дисперсионных

зависимостей оптической проводимости определяются реальным строением электронных энергетических спектров. Поэтому для понимания природы формирования интенсивного межзонного поглощения в данных материалах представляет интерес сравнить экспериментальные кривые $\sigma_{\text{inter}}(E)$ с теоретическими зависимостями данной функции, полученные из вычисленных плотностей электронных состояний $N(E)$. Такое сопоставление, проведенное с учетом рассчитанных зонных структур данных соединений в ферромагнитной фазе, представлено на рис. 3 и 4. Результаты опубликованных ранее вычислений $N(E)$ для ScFe_2 [34] и ErFe_2 [36] приведены на вставках к данным рисункам. Указанные расчеты показали, что в интервале энергий $-7 < E_F < 7 \text{ eV}$ в структуре электронных состояний ScFe_2 доминируют $3d$ -зоны обоих металлов, которые при гибридизации образуют в обоих спиновых направлениях многопиковые структуры, расположенные по обе стороны от уровня Ферми. В случае ErFe_2 в плотности электронных состояний, кроме протяженных d -зон, выделяются узкие интенсивные $4f$ -зоны редкоземельного металла, локализованные в \uparrow -системе в диапазоне $5-6 \text{ eV}$ ниже E_F , а в \downarrow -системе — при 4 и 1 eV , соответственно ниже и выше E_F . Расчет межзонных оптических проводимостей для исследуемых соединений проведен в соответствии с методом [41] на основе сверток полных $N(E)$, расположенных по обе стороны от уровня Ферми, при учете аддитивности вкладов от каждой из двух спин-поляризованных систем электронов. Вследствие качественного характера расчета, выполненного в предположении постоянства матричных элементов переходов, полученные кривые на рис. 3 и 4 представлены в относительных единицах.

При сопоставлении экспериментальных и теоретических зависимостей оптических проводимостей ScFe_2 и ErFe_2 в области квантового поглощения света обращает внимание качественное сходство их поведения. Рассчитанные спектры $\sigma_{\text{inter}}(E)$, в целом, довольно хорошо воспроизводят главные максимумы на эмпирических зависимостях, их протяженность и локализацию, хотя в более мелких структурных деталях полная корреляция не наблюдается. В частности, в соединении ErFe_2 , где указанные различия более заметны, вычисления предсказывают присутствие на фоне основного максимума оптической проводимости и его высокоэнергетическом склоне ряда локальных пиков. В профиле экспериментальной кривой данные особенности проявляются в виде слабо выраженных размытых структур. Кроме того, в рассчитанных зависимостях $\sigma_{\text{inter}}(E)$ для обоих соединений ниже $\sim 1 \text{ eV}$ прогнозируется существование довольно высокого низкоэнергетического вклада, величина которого остается большой даже при нулевой энергии. Появление такого вклада, в соответствие с зонными вычислениями [34,36], связано с высокой плотностью d -состояний на уровне Ферми. В эксперименте данный вклад проявился существенно слабее — в виде небольших пиков при $0.2-0.3 \text{ eV}$. В связи с этим необходимо отметить, что в расчетах межзонной оптической проводимости, проводимых без учета правил отбора, величина

низкоэнергетического вклада в поглощение света, как правило, существенно завышена. К аномально высоким значениям низкочастотной проводимости, в первую очередь, приводит использование аппроксимации постоянства матричных элементов электронных переходов, при котором переходы в пределах одной энергетической зоны могут иметь большую вероятность.

На рис. 3 и 4 также представлены отдельно рассчитанные вклады в межзонную проводимость от каждой из двух спин-поляризованных систем электронов. В соединении ScFe_2 оптическое поглощение формируется за счет квантовых электронных переходов между гибридизованными $3d$ -состояниями атомов скандия и железа, разделёнными E_F . Рис. 3 показывает, что величины вкладов в $\sigma_{\text{inter}}(E)$ от каждой из двух систем довольно высоки во всем интервале энергий. При этом в диапазоне $0.5-4 \text{ eV}$ доминируют электронные возбуждения в зонах с \downarrow направлением спина. В ErFe_2 (рис. 4) ситуация существенно другая: при энергиях ниже $\sim 4 \text{ eV}$ структура и интенсивность рассчитанного спектра межзонной проводимости определяются почти полностью квантовыми переходами между смешанными $\text{Fe } 3d-\text{Er } 5d$ -состояниями в \downarrow спин-поляризованной зоне. В системе с противоположным направлением спина вследствие очень низких значений $N_{\uparrow}(E)$ в области $E_F \pm 4 \text{ eV}$ межзонные возбуждения формируют полосы поглощения очень малой интенсивности. Теоретическая зависимость $\sigma_{\text{inter}}(E)$ данного соединения в интервале $5-6 \text{ eV}$ показывает наличие выразительных абсорбционных структур, связанных с переходами с заполненных $4f$ -состояний, локализованных при $4-6 \text{ eV}$ ниже E_F , в свободные состояния d -зоны. В экспериментальном спектре оптической проводимости такая особенность проявилась довольно слабо в виде размытого максимума вблизи 5 eV .

Таким образом, основываясь на результатах ранее выполненных расчетов электронной структуры исследуемых ферромагнитных соединений, интенсивное оптическое поглощение в диапазонах видимого и ультрафиолетового излучения логично связать с электронными переходами в системах спин-поляризованных d -зон, образованных атомами R и Fe . При этом необходимо отметить различие в характере реализации таких переходов в каждом из этих материалов. В ScFe_2 в процессе межзонного возбуждения принимают участие обе спин-поляризованные электронные системы, вклад которых по величине почти сопоставим. В соединении ErFe_2 в оптическом поглощении ниже $\sim 4 \text{ eV}$ доминируют переходы в \downarrow -зонах, тогда как вклад переходов в зонах с противоположным направлением спина очень мал. В целом, качественное сходство теоретических и экспериментальных частотных зависимостей межзонных оптических проводимостей исследуемых материалов свидетельствует о том, что представленные в работах [34,36] расчеты электронной структуры дают реальное описание их спектральных свойств в области квантового поглощения света.

4. Заключение

Выполнены исследования спектральных свойств интерметаллических ферромагнитных соединений ScFe_2 и ErFe_2 в интервале длин волн $0.22\text{--}15\ \mu\text{m}$. Методом эллипсометрии измерены оптические постоянные данных материалов. Рассчитаны энергетические зависимости отражательной способности, диэлектрической проницаемости и оптической проводимости. Природа квантового поглощения света и главные структурные особенности спектров межзонной оптической проводимости исследуемых соединений интерпретированы на базе ранее опубликованных первопринципных зонных расчетов. Вычисленные частотные зависимости оптической проводимости в области интенсивных максимумов фундаментального поглощения удовлетворительно воспроизводят форму экспериментальных кривых. Оптические постоянные, измеренные в инфракрасном диапазоне спектра, дают возможность определить плазменные и релаксационные частоты электронов проводимости.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема „Электрон“, № АААА-А18-118020190098-5) при поддержке РФФИ (проект № 19-52-45008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Диаграммы состояний двойных и многокомпонентных систем на основе железа. Справочник. Металлургия, М. (1986). 440 с.
- [2] A.V. Andreev. In: Handbook of Magnetic Materials / Ed. K.H.J. Buschow. Elsevier (1995). V. 8. P. 59.
- [3] G. Engdahl. Handbook of Giant Magnetostrictive Materials. Academic Press, N.Y. (2000). 386 p.
- [4] K.A. Gscheidner, V.K. Pecharsky. Annu. Rev. Mater. Sci. **30**, 387 (2000).
- [5] C.N. Christodoulou, T. Takeshita. J. Alloys Compd. **194**, 1, 31 (1993).
- [6] F. Pourarian. Phys. B: Condens. Matter **321**, 1–4, 18 (2002).
- [7] V. Paul-Boncour. J. Alloys Compd. **367**, 1–2, 185 (2004).
- [8] K. Aoki, H.W. Li, K. Ishikawa. J. Alloys Compd. **404–406**, 559 (2005).
- [9] W.J. Ren, J.L. Yang, B. Li, D. Li, X.G. Zhao, Z.D. Zhang. Phys. B: Condens. Matter **404**, 20, 3410 (2009).
- [10] W.J. Ren, Z.D. Zhang. Chin. Phys. B **22**, 7, 077507 (2013).
- [11] Z. Chu, M.J. Pourhosseiniasl, S. Dong. J. Phys. D **51**, 243001 (2018).
- [12] H. Tanaka, S. Takayama, T. Fujiwara. Phys. Rev. B **46**, 12, 7390 (1992).
- [13] C. Zhang, Z. Zhang, S. Wang, H. Li, J. Dong, N. Xing, Y. Guo, W. Li. Solid State Commun. **142**, 8, 477 (2007).
- [14] R.M. Shabara, S.H. Aly. JMMM **423**, 447 (2017).
- [15] A. Bentouaf, R. Mebsout, H. Rached, S. Amari, A.H. Reshak, B. Aïssa. J. Alloys Compd. **689**, 885 (2016).
- [16] A.H. Reshak. JMMM **442**, 287 (2017).
- [17] S.J. Lee, R.J. Lange, S. Hong, S. Zollner, P.C. Canfield, A.F. Panchula, B.N. Harmon, D.W. Lynch. Thin Solid Films **313–314**, 222 (1998).
- [18] J.Y. Rhee. J. Phys.: Condens. Matter **10**, 19, 4307 (1998).
- [19] S.M. Saini, N. Singh, T. Nautiyal, S. Auluck. J. Phys.: Condens. Matter **19**, 17, 176203 (2007).
- [20] S.L. Lee, R.J. Lange, P.C. Canfield, B.N. Harmon, D.W. Lynch. Phys. Rev. B **61**, 14, 9669 (2000).
- [21] L. Braicovich, F. Ciccacci, E. Puppin, M. Sancrotti, E. Vesco. Solid State Commun. **79**, 4, 379 (1991).
- [22] E. Yáñez-Terrazas, V. Gallegos-Orozco, J.A. Matutes-Aquino, M.T. Ochoa-Lara, F. Espinosa-Magaña. Adv. Mater. Res. **68**, 89 (2009).
- [23] V.V. Nemoshkalenko, V.N. Uvarov, S.V. Borisenko. J. Electr. Spectr. Rel. Phen. **76**, 641 (1995).
- [24] M.A. Laguna-Marco, J. Chaboy, C. Piquer, H. Maruyama, N. Ishimatsu, N. Kawamura, M. Takagaki, M. Suzuki. Phys. Rev. B **72**, 052412 (2005).
- [25] I. Harada, K. Asakura, A. Fujiwara, A. Kotani. J. Electr. Spectr. Rel. Phen. **136**, 1–2, 125 (2004).
- [26] M.A. Laguna-Marco, J. Chaboy, C. Piquer. Phys. Rev. B **77**, 125132 (2008).
- [27] K. Ikeda, T. Nakamichi, T. Yamada, M. Yamamoto. J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 611 (1974).
- [28] J.J. Rhyne. AIP Conf. Proc. **29**, 182 (1976).
- [29] A.B. Андреев, A.B. Дерягин, С.М. Задворкин, В.Н. Москваев. ФММ **51**, 975 (1981).
- [30] Y. Song, Q. Sun, M. Xu, J. Zhang, Y. Hao, Y. Qiao, S. Zhang, Q. Huang, X. Xing, J. Chen. Mater. Horiz. **7**, 1, 275 (2020).
- [31] R. Hesham, M. Abdel Aziz, S. Yehia, A.A. Ghani. Criogenics **115**, 103229 (2021).
- [32] M. Yoshida, E. Akiba. J. Alloys Compd. **226**, 1–2, 75 (1995).
- [33] K. Aoki, H.W. Li, K. Ishikawa. J. Alloys Compd. **404–406**, 559 (2005).
- [34] S. Ishida, S. Asano. J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 12, 4688 (1985).
- [35] K. Terao, H. Yamada, E. Hoffmann, P. Entel. J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 5, 1430 (2000).
- [36] A. Bentouaf, T. Benmedjahed, R. Mebsout, B. Aïssa. Solid State Commun. **296**, 42 (2019).
- [37] S. Barth, E. Albert, G. Heiduk, A. Möslang, A. Weidinger, E. Recknagel, K.H.J. Buschow. Phys. Rev. B **33**, 1, 430 (1986).
- [38] D.M. Gualtieri, K.S.V.L. Narasimhan, W.E. Wallace. AIP Conf. Proc. **34**, 219 (1976).
- [39] H. Fujiwara. Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications. John Wiley Sons, N.Y. (2007). 392 p.
- [40] М.М. Носков. Оптические и магнетооптические свойства металлов. Свердловск. УНЦ АН СССР (1983). 220 с.
- [41] I.I. Mazin, D.J. Singh, C. Ambrosch-Draxl. Phys. Rev. B **59**, 1, 411 (1999).

Редактор К.В. Емцев