

01,09

## Оптическая спектроскопия интерметаллических соединений $\text{ScFe}_2$ и $\text{ErFe}_2$

© 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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$ . 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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$ , оптические свойства, электронная структура.

DOI: 10.21883/FTT.2021.08.51149.072

### 1. Введение

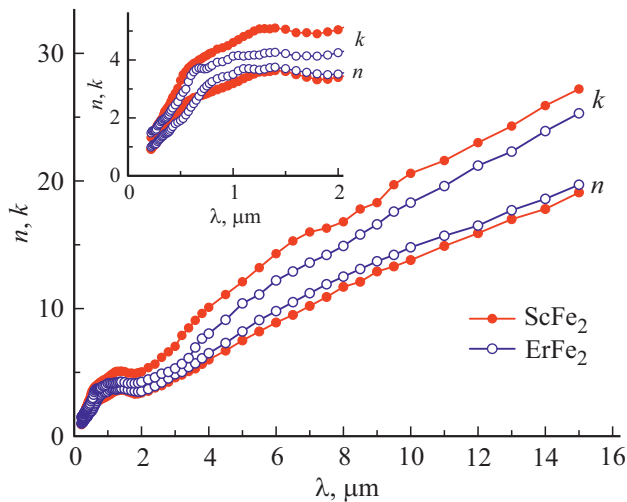
Интерметаллические соединения редкоземельных фаз Лавеса стехиометрического состава  $R\text{Fe}_2$  (где  $R$  — редкоземельный металл, а также Sc или Y) в последние годы интенсивно изучаются благодаря многообразию их физических свойств и большому прикладному потенциалу. Эти сплавы, как правило, синтезируются в одном из трех кристаллических состояний: кубическом  $\text{MgCu}_2$  (C15) и гексагональных  $\text{MnNi}_2$  (C36) и  $\text{MnZn}_2$  (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].

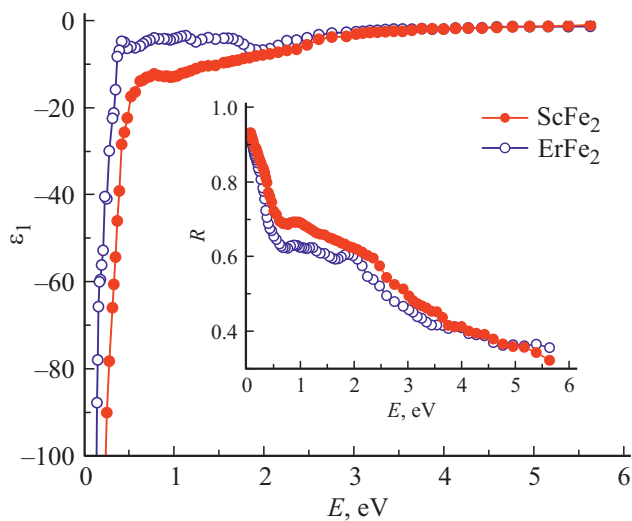
К соединениям данного типа относятся ферромагнитные бинарные интерметаллиды  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$ , характеризующиеся высокими  $T_C$  (соответственно 545 [27] и 587 К [28]), значительными магнитострикционными [29,30] и магнетокалорическими [30,31] эффектами, а также большой способностью 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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  были выплавлены из металлов



**Рис. 1.** Зависимость оптических постоянных соединений  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  от длины волны падающего излучения. На вставке представлен коротковолновый интервал.



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

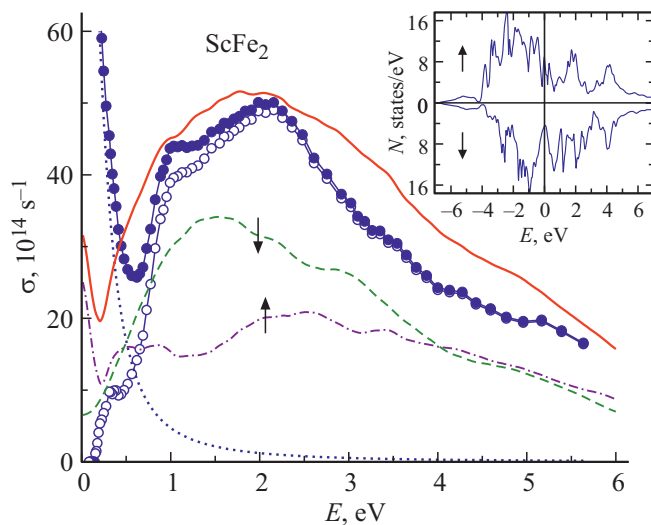
высокой чистоты в дуговой печи в атмосфере высоко-чистого аргона по методике, описанной в [37]. С целью гомогенизации слитки несколько раз переплавлялись и отжигались при температуре  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Рентгенографические исследования порошковых образцов показали, что образцы были однофазными, а параметры кристаллических решеток близки к значениям, полученным ранее в [27,38]. При этом соединение  $\text{ScFe}_2$  имело гексагональную структуру типа  $\text{MnZn}_2$  (С14, пространственная группа  $P6_3/mmc$ ), а  $\text{ErFe}_2$  обладало кубической ГЦК-решеткой типа  $\text{MgCu}_2$  (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  $\omega$  — 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.

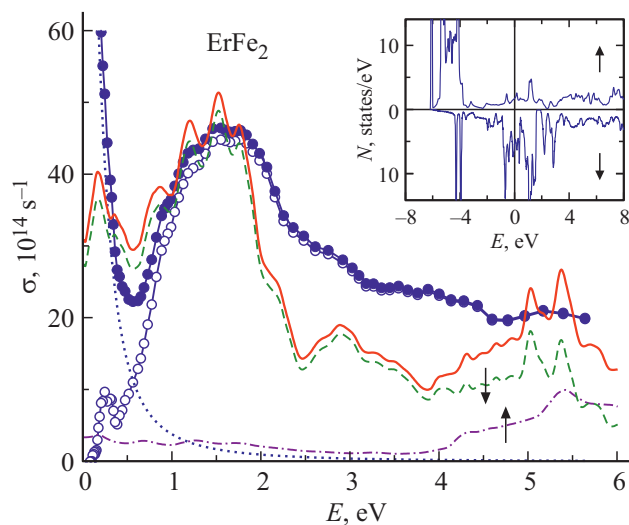
Зависимости  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для соединений  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  представлены на рис. 1 (на вставке выделен коротковолновый интервал). С увеличением  $\lambda$  происходит существенный рост этих параметров, а выполнение соотношения  $k > n$  во всем диапазоне указывает 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 2–15  $\mu\text{m}$  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  $\text{ScFe}_2$ . 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  $\text{ErFe}_2$ . 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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$ . 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  $\gamma$  определяет суммарный вклад всех типов рассеяния электронов, а  $\omega_p$  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  $\gamma = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ,  $\omega_p = 7.1 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  ( $\text{ScFe}_2$ ) и  $\gamma = 5.1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ,  $\omega_p = 8.2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  ( $\text{ErFe}_2$ ). 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:  $N = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  ( $\text{ScFe}_2$ ) и  $N = 1.1 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  ( $\text{ErFe}_2$ ). Кроме того, значения  $\gamma$  и  $\omega_p$ , 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  $\sim 2$  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  $\text{ScFe}_2$  выделяются два максимума (вблизи 1 и 2.1 eV), то соответствующая более узкая полоса в  $\text{ErFe}_2$  ( $\sim 1.6$  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  $\text{ScFe}_2$  [34] и  $\text{ErFe}_2$  [36] приведены на вставках к данным рисункам. Указанные расчеты показали, что в интервале энергий  $-7 < E_F < 7 \text{ eV}$  в структуре электронных состояний  $\text{ScFe}_2$  доминируют  $3d$ -зоны обоих металлов, которые при гибридизации образуют в обоих спиновых направлениях многопиковые структуры, расположенные по обе стороны от уровня Ферми. В случае  $\text{ErFe}_2$  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  $1 \text{ eV}$ , 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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  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  $\text{ErFe}_2$ , 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  $\text{ScFe}_2$  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  $\text{ErFe}_2$  (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  $5 \text{ eV}$ .

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  $\text{Fe}$ . При этом необходимо отметить различие в характере реализации таких переходов в каждом из этих материалов. В  $\text{ScFe}_2$  в процессе межзонного возбуждения принимают участие обе спин-поляризованные электронные системы, вклад которых по величине почти сопоставим. В соединении  $\text{ErFe}_2$  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  $\text{ScFe}_2$  и  $\text{ErFe}_2$  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