

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ ДОДЕКАБОРИДА ИТТЕРБИЯ YbB_{12} МЕТОДОМ ЭПР

*Т. С. Альтишулер**, *А. Е. Альтишулер*

*Физико-технический институт Российской академии наук
420029, Казань, Россия*

М. С. Бреслер

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 14 ноября 2000 г.

Методом ЭПР исследован кондо-изолятор YbB_{12} . Установлено существование электронной щели шириной $2\Delta = 12$ мэВ в энергетическом спектре YbB_{12} . Интерпретация экспериментальных данных в рамках модели экситонного диэлектрика позволила определить температурную зависимость энергетической щели: $\Delta(T) = 72$ К при абсолютном нуле температур и $\Delta(T) = 0$ при температуре примерно 115 К. Особенность на температурной зависимости ширины линии ЭПР, наблюдающаяся при 13–15 К, указывает на существование конечной плотности состояний внутри щели, что может быть связано с наличием примесных состояний или связанных поляронных возбуждений электронного спектра.

PACS: 71.28.+d, 75.30.Mb, 76.30.Kg

1. ВВЕДЕНИЕ

Кондо-изоляторы с узкой щелью в энергетическом спектре (кондо-полупроводники) уже несколько десятилетий привлекают внимание исследователей особенностями своего основного состояния и необычными свойствами при низких температурах. Классическим объектом исследований в этой области является гексаборид самария SmB_6 со средней валентностью самария 2.6. В последние годы возник интерес к другому соединению с переменной валентностью — додекабориду иттербия YbB_{12} . Валентность иона иттербия заметно ближе к целочисленной и составляет 2.9. Однако, несмотря на широкое использование экспериментальных методов, YbB_{12} изучен заметно слабее, чем SmB_6 . Исследованы электрические свойства [1, 2], магнитная восприимчивость [1, 2], теплоемкость [3], оптическая проводимость в дальней инфракрасной области спектра [4], проведены также исследования с помощью

методов неупругого рассеяния нейтронов [5, 6], фотоэмиссионной [7] и ЯМР [8] спектроскопии.

В цитированных выше работах экспериментальные результаты интерпретировались на основе представления о переменной валентности ионов иттербия и существовании в спектре электронных состояний YbB_{12} энергетической щели шириной 10–25 мэВ, которая открывается при температуре ниже 70 К.

Необычные низкотемпературные свойства кондо-изолятора длительное время описывались в рамках модели с $f-d$ -гибридизационной щелью, частично перенормированной корреляционными эффектами [9], которая, однако, не могла объяснить тонких деталей поведения этого материала при низких температурах. Более изощренные теории основного состояния кондо-изолятора развивались в работах Кикоина и Мищенко [10] и Керноу и Кикоина [11] (экситонно-поляронная модель) и Касуя [12] (модель вигнеровской кристаллизации или вигнеровской жидкости).

В настоящее время природу основного состояния

*E-mail: tatiana@dionis.kfti.kcn.ru

кондо-диэлектрика еще нельзя считать окончательно выясненной, и для того чтобы сделать выбор между существующими моделями, необходимо применение всего многообразия известных экспериментальных методов. Среди этих методов полезным может оказаться и электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), исследования которого позволяют установить наличие щели в спектре электронных возбуждений и ее температурную зависимость (т. е. сделать выводы о природе основного состояния кондо-изолятора). Такая программа была выполнена в работе [13] для классического объекта физики кондо-полупроводников, SmB_6 . Изучение ЭПР в гексабориде самария привело также к обнаружению в этом материале динамического и статического эффектов Яна–Теллера [14, 15], что свидетельствует в пользу экситон-поляронной модели основного состояния SmB_6 .

В настоящей работе исследование ЭПР выполнено в додекабориде иттербия YbV_{12} . На основе модели экситонного диэлектрика была определена температурная зависимость ширины корреляционной щели YbV_{12} . Была также обнаружена конечная плотность электронных состояний, лежащих внутри щели, которая, возможно, связана с дополнительными возбуждениями электронного спектра, имеющими также коллективную природу.

Предварительные результаты настоящей работы были частично опубликованы в [16] и доложены на Всероссийской конференции НТ-32 [17].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения ЭПР были выполнены на порошкообразных образцах додекаборида иттербия — чистом, YbV_{12} , и легированных (в качестве маркера) ионами Gd^{3+} с концентрацией $c = 0.1$ ат.% для $\text{Yb}_{0.999}\text{Gd}_{0.001}\text{V}_{12}$, 0.5 ат.% для $\text{Yb}_{0.995}\text{Gd}_{0.005}\text{V}_{12}$, и 1 ат.% для $\text{Yb}_{0.99}\text{Gd}_{0.01}\text{V}_{12}$, а также на образце додекаборида лютеция $\text{Lu}_{0.99}\text{Gd}_{0.01}\text{V}_{12}$, легированного Gd^{3+} с концентрацией 1 ат.%. Соединение YbV_{12} синтезировалось в индукционной печи в вакууме при 1700 К путем барометрического восстановления оксида Yb_2O_3 . Затем оно расплавлялось в дуговой печи и растворялось в азотной кислоте для удаления остатков примеси YbV_6 . Однофазный образец в виде черного порошка проверялся с помощью рентгеновского дифракционного анализа. Аналогичным образом приготавливался образец додекаборида лютеция. Размер отдельных зерен в порошке составлял 10–20 мкм и был меньше толщины скин-слоя полу-

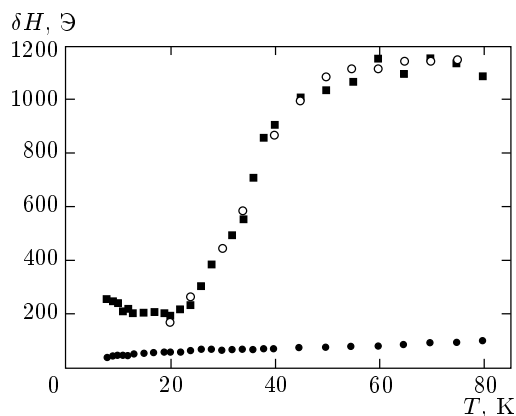


Рис. 1. Температурная зависимость ширины линии ЭПР на ионах Gd^{3+} в додекаборидах иттербия YbV_{12} (■) и лютеция LuV_{12} (●). Расчет (○). Концентрация Gd^{3+} 1 ат.%.

проводника YbV_{12} и металла LuV_{12} . Для лучшего проникновения электромагнитного поля в образец, порошки растворялись в расплавленном парафине. Измерения были выполнены на частоте $\nu = 9.4$ ГГц и в температурном диапазоне 1.7–80 К.

Додекабориды редкоземельных металлов RB_{12} имеют простую кубическую решетку типа NaCl, причем металл занимает положение натрия, а в положении хлора находится кубический октаэдрон из 12 атомов бора [18]. Все додекабориды, кроме YbV_{12} , имеют металлическую проводимость. Редкоземельные ионы в соединениях RB_{12} обычно трехвалентны. Мультиплет Yb^{3+} ($4f^{13}, {}^8F_{7/2}$) расщепляется кристаллическим полем кубической симметрии на дублет Γ_6 , квартет Γ_8 и дублет Γ_7 . Тогда основным состоянием в додекабориде может быть крамерсовский дублет Γ_6 или Γ_7 , и сигнал ЭПР может наблюдаться на любом из них. Однако мы не видели сигнала ЭПР в чистом YbV_{12} . Его отсутствие можно объяснить флуктуациями валентности между состояниями ионов Yb^{3+} и Yb^{2+} с частотой, превышающей частоту ЭПР-спектрометра, $\nu_{\text{Yb}} > 10^{10}$ Гц, т. е. данное состояние действительно является состоянием с переменной валентностью.

Во всех порошкообразных образцах материалов, легированных гадолинием, наблюдался интенсивный сигнал ЭПР. На рисунке 1 приведена температурная зависимость ширины линии $\delta H(T)$ для $\text{Yb}_{0.99}\text{Gd}_{0.01}\text{V}_{12}$ и $\text{Lu}_{0.99}\text{Gd}_{0.01}\text{V}_{12}$. Как уже отмечалось выше, $\text{Lu}_{0.99}\text{Gd}_{0.01}\text{V}_{12}$ является соединением с металлической проводимостью. В нем наблюдался сигнал ЭПР от ионов Gd^{3+} с типичной для металлов линейной зависимостью ширины линии от тем-

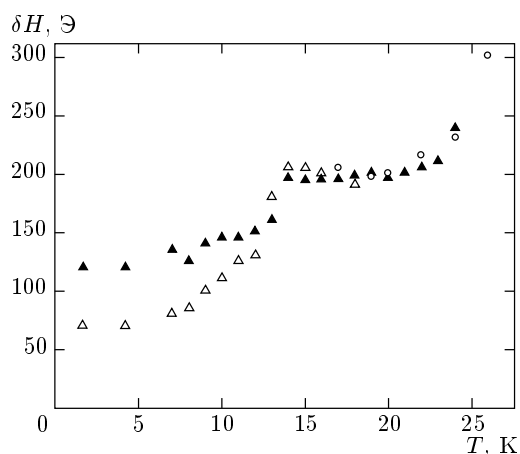


Рис. 2. Температурная зависимость ширины линии ЭПР на ионах Gd^{3+} в додекабориде иттербия YbB_{12} при низких температурах. Концентрация Gd^{3+} 0.1 ат.% (Δ), 0.5 ат.% (\blacktriangle) и 1 ат.% (\circ)

пературы, $\delta H = a + bT$. Температурный наклон $b = \delta H/\delta T = 1.25$ Э/К. В $Yb_{0.99}Gd_{0.01}B_{12}$ зависимость более сложная: ниже 10 К наблюдается небольшое уширение линии, тогда как выше 20 К ширина линии ЭПР увеличивается почти экспоненциально, при 50 К стремится к насыщению, потом интенсивность сигнала ЭПР уменьшается и после 80 К ширину линии практически невозможно определить. Если при 15 К ошибка в определении ширины линии составляла ± 10 Э, то при 70 К она составляет ± 150 Э. На образцах с меньшей концентрацией Gd (рис. 2) сигнал ЭПР наблюдался до 17 К ($c = 0.1$ ат.%) и до 25 К ($c = 0.5$ ат.%). Остаточная ширина линии (δH при $T = 0$) увеличивается с концентрацией Gd, однако с повышением температуры до 13–14 К эта концентрационная зависимость пропадает.

Значения δH для всех трех концентраций Gd ложатся на одну кривую. Такое поведение означает, что при $T > 14$ –15 К ширина линии определяется чисто релаксационными процессами. При 13–14 К в образцах наблюдается ярко выраженная особенность ширины линии δH (выступ, или kink).

На рисунке 3 представлена температурная зависимость g -фактора ионов Gd^{3+} в LuB_{12} и в YbB_{12} . Гадолиний Gd^{3+} обладает чисто спиновым парамагнетизмом (основное состояние $4f^7, {}^8S_{7/2}$), и поэтому его g -фактор близок к 2.00. В «корринговском», металлическом, LuB_{12} действительно наблюдается близкий к 2.00 и не зависящий от температуры g -фактор: $g_{Lu} = 1.990 \pm 0.005$.

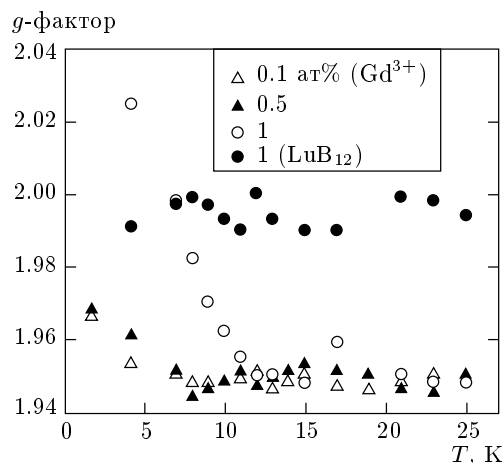


Рис. 3. Температурная зависимость g -фактора ионов Gd^{3+} в додекаборидах иттербия YbB_{12} и лютеция LuB_{12}

В YbB_{12} поведение g -фактора гадолиния при низких температурах (< 12 К) обнаруживает полную корреляцию с поведением ширины линии: с понижением концентрации Gd ослабляется температурная зависимость g -фактора и ширины линии. Такая корреляция объясняется ферромагнитным упорядочением ионов Gd при $c = 1$ ат.%.

При $T > 12$ К g -фактор не зависит ни от температуры, ни от концентрации Gd и равен 1.945 ± 0.015 . Видно, что в YbB_{12} наблюдается довольно сильный сдвиг g -фактора ($\delta g_{Yb} = -0.045$) по сравнению с δg в обычных металлах ($\delta g_{Lu} = -0.01$ для $Lu_{0.99}Gd_{0.01}B_{12}$). Хорошо известно, что в кондо-изоляторах плотность состояний на уровне Ферми $N(\epsilon_F)$ из-за s - f -гибридизации значительно выше, чем в обычных металлах. Так как $\delta g \sim N(\epsilon_F)$, такой сдвиг является указанием на существование переменной валентности в YbB_{12} .

Действительно, наблюдается тесная корреляция между средней валентностью редкоземельного иона и сдвигом g -фактора в кондо-диэлектриках: средняя валентность Yb в YbB_{12} равна 2.90, а сдвиг g -фактора $\delta g = -0.045$, тогда как средняя валентность Sm в SmB_6 равна 2.65 при сдвиге g -фактора $\delta g = -0.080$ [19]. Кроме этого факта о существовании переменной валентности в додекабориде иттербия свидетельствует «полупроводниковый» характер температурной зависимости $\delta H(T)$. Она подобна той, что наблюдается в SmB_6 — классическом объекте кондо-изолятора [19], и резко отличается от линейной, характерной для металлов зависимости $\delta H(T)$ в додекаборидах других редкоземельных

элементов. И наконец, как упоминалось выше, отсутствие сигнала ЭПР на ионах Yb^{3+} является дополнительным признаком кондо-изолятора.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Додекаборид иттербия YbV_{12} , в отличие от изоструктурного ему додекаборида лютеция LuV_{12} с металлической проводимостью, является кубическим кондо-изолятором с узкой щелью (кондо-полупроводником). Температурные зависимости ширины линий ЭПР ионов Gd^{3+} в этих двух соединениях резко различаются (рис. 1). Если в LuV_{12} мы видим линейную зависимость $\delta H(T)$ с относительно малой корринговской релаксацией, характерную для металлов, то экспоненциальное уширение линии в диапазоне температур 14–80 К в YbV_{12} обязано наличию щели в спектре электронных возбуждений этого полупроводника. Эта щель может возникнуть, например, из-за гибридизации s -электронов проводимости с f -электронами валентной зоны Yb . Взаимодействие спина Gd^{3+} со спинами электронов и дырок вызывает уширение линии ЭПР. Поскольку количество s - f -возбуждений растет экспоненциально с температурой, зависимость $\delta H(T)$ также носит экспоненциальный характер.

Существуют, однако, различные точки зрения на происхождение щели. Щель связывалась с s - f -гибридизацией [9], с вигнеровской кристаллизацией [12] и экситонным спариванием d -электронов с f -дырками [13]. Есть существенное расхождение в результатах теории при конечных температурах. Так, гибридизационная щель не меняется с температурой, а экситонная возникает как коллективный эффект и исчезает при температурах порядка самой щели. Расчеты в модели s - f -гибридизации с постоянной щелью не привели к хорошему описанию наших экспериментальных данных.

Теория основного состояния и необычных свойств YbV_{12} не разработана с такой степенью детальности, как для SmV_6 , поэтому будем опираться на теоретические работы, относящиеся к гексабориду самария.

По-видимому, лучше всего необычные свойства SmV_6 , включая аномалии фононного спектра [20], дисперсию магнитных возбуждений, исследованную методом неупругого рассеяния нейтронов [21], а также оптическое поглощение и дисперсию в субмиллиметровом диапазоне [22] (см. также исследования транспортных свойств [23, 24]), описываются экситон-поляронной моделью Кикоина и Мищенко

[10, 11]. Модель заключается в том, что основное состояние системы представляет собой суперпозицию состояния f^6 , отвечающего иону Sm^{2+} , с состоянием f^5p , отвечающим экситону промежуточной связи, в котором дырка находится в f -оболочке иона самария (Sm^{3+}), а электрон находится на орбите, представляющей собой линейную комбинацию p -состояний окружающих самарий атомов бора (в первой координационной сфере). В целом эта комбинация имеет ту же симметрию, что и состояние дырки. Экситон находится в синглетном (т.е. немагнитном) состоянии. Флуктуации валентности являются квантовыми биениями между двумя описанными состояниями системы. Корреляция в состоянии экситонов на различных узлах устанавливается, по-видимому, за счет взаимодействия экситонов, не возникающего в приближении среднего поля. Так образуется макроскопически когерентное состояние. Образование экситонов приводит к появлению щели в электронном спектре. Так как флуктуации валентности происходят с «фононными» частотами 10^{12} – 10^{13} Гц, неудивительно, что они оказываются сцепленными с колебаниями решетки. При этом происходит смягчение фононных мод и перенормировка электронных (экситонных) состояний: возникает смешанное экситон-поляронное состояние. С фононными модами смешиваются как зарядовые возбуждения (поляроны), так и спиновые возбуждения (спин-поляроны). Источником последних и является наблюдавшийся в SmV_6 эффект Яна–Теллера [14, 15] (см. также [25]).

К сожалению, в модели Кикоина–Мищенко не рассчитывалась скорость спиновой релаксации в кондо-изоляторе. Поэтому мы были вынуждены интерпретировать свои результаты в рамках расчета, выполненного в работе [13] Халиуллиным и Хомским, которые построили модель экситонного диэлектрика с экситонами большого радиуса (Мотта–Ваннье), состоящими из d -электрона и f -дырки. Расчеты Халиуллина–Хомского следовали в общих чертах модели парных корреляций электронов в сверхпроводниках. Естественно, как и в теории сверхпроводимости, возникает зависящая от температуры щель в спектре экситонного диэлектрика; сравнение с экспериментом позволяет определить эту зависимость. Для скорости спиновой релаксации в работе [13] была получена формула

$$T_2^{-1} = 2\pi T f(\Delta)(b_d^2 + b_f^2) \times \left\{ 1 + \alpha [1 - f(\Delta)] \frac{\Delta}{2T} \ln 2\Delta\tau \right\},$$

$$f(\Delta) = \left(1 + \exp \frac{\Delta}{T}\right)^{-1}, \quad b_i = J_i N_i,$$

$$\alpha = \frac{(b_d + b_f)^2}{b_d^2 + b_f^2},$$

$\Delta = \Delta(T)$ — экситонная щель, J_d, J_f — интегралы обменного взаимодействия Gd с d -электроном и f -дыркой, N_d, N_f — плотности состояний соответствующих зон на уровне Ферми в YbV_{12} , τ — время релаксации импульса (потери корреляций).

Мы получили удовлетворительное описание экспериментальных значений T_2^{-1} (см. расчетную кривую на рис. 1) при следующих значениях параметров:

$$b_d = -0.701 \cdot 10^{-2}, \quad b_f = -1.902 \cdot 10^{-2},$$

$$\alpha = 1.65, \quad \tau = 1.00 \text{ K}^{-1}.$$

Хотя b_d, b_f и τ являются независимыми параметрами при подгонке, они должны удовлетворять и остальным экспериментальным результатам. Известно, что величина πb_d^2 порядка температурного наклона ширины линии Gd в LuV_{12} : $\pi b_d^2 = 1.54 \text{ Э/К}$, $\delta H/\delta T(\text{экс.}) = 1.25 \text{ Э/К}$. Сдвиг g -фактора в кондо-диэлектриках пропорционален сумме b_d и b_f :

$$\delta g = b_d + \gamma b_f, \quad \gamma = \left[\frac{4}{3}J(J+1)\right]^{1/2},$$

$$\delta g = -0.09, \quad \delta g_{exp} = -0.045.$$

Как видно из сравнения, получено неплохое согласие с экспериментом. Возможно, что разница между влиянием на скорость релаксации T_2^{-1} спинов Gd^{3+} экситонов промежуточной связи и экситонов Мотта-Ванье не вносит кардинальных изменений при сравнении эксперимента с теорией.

На рисунке 4 представлена полученная нами температурная зависимость щели. Видно, что щель $\Delta(T)$ при самых низких температурах равна 72 К, почти не меняется до 40 К, а затем уменьшается и возможно исчезает при 115 К. Так как щель равна $2\Delta = 140 \text{ К}$, ее величина близка к $T_{cr} \approx 115 \text{ К}$ в согласии с ожиданиями теории. Наши результаты ($2\Delta = 12 \text{ мэВ}$) следует сравнить с экспериментальными данными по исследованию фотоэлектронной эмиссии [7] и оптической проводимости [4] в YbV_{12} . В первой из этих работ была обнаружена щель в спектре с энергией 10 мэВ, которая возникала (при подходе со стороны высоких температур) при температуре ниже 75 К. Во второй работе щель шириной 25 мэВ возникала также при температуре ниже

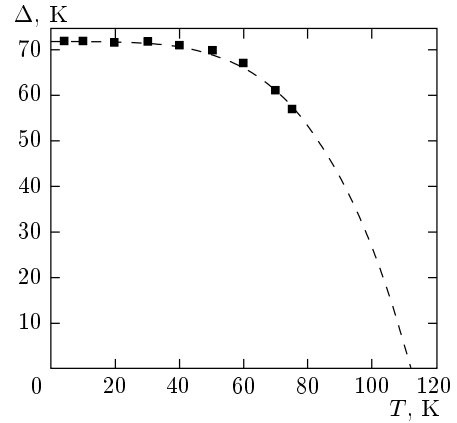


Рис. 4. Температурная зависимость энергетической щели $\Delta(T)$ в додекабориде иттербия YbV_{12}

70 К (оптическая щель может быть больше транспортной, так как в оптическом поглощении главный вклад дают прямые переходы, тогда как минимальная щель может быть непрямой (в пространстве импульсов)). Таким образом, наши результаты вполне удовлетворительно согласуются с данными, полученными другими методами.

Обращает на себя внимание выступ (kink) на температурной зависимости ширины линии ЭПР при низких температурах (рис. 2). Этот выступ наблюдается для двух уровней легирования гадолинием образцов YbV_{12} . Он не виден при концентрации 1% Gd из-за (как упоминалось выше) ферромагнитного упорядочения. Интересно отметить, что такой же выступ наблюдался нами и в SmV_6 при тех же температурах и также не зависел от концентрации примеси. По-видимому, возрастание ширины линии при температуре 13–14 К связано с наличием плотности электронных состояний внутри корреляционной щели, что представляет значительный интерес. Наиболее простое объяснение — это наличие примесных состояний внутри щели, что однако плохо согласуется с независимостью наших результатов от концентрации легирующей примеси — гадолиния. Более интересным является предположение о связи этой плотности состояний с особенностями основного состояния системы, например, с образованием связанного полярона, существование которого рассматривается в работе Керноу и Кикоина [11]. Состояния внутри энергетической щели в SmV_6 наблюдались в работе [24]. Их происхождение связывается в этой работе с корреляцией, устанавливающейся между экситон-поляронными комплексами, возникшими на различных узлах решетки. В работе [25] в SmV_6 были

обнаружены также магнитные возбуждения с энергиями, лежащими внутри энергетической щели этого кондо-диэлектрика, которые приписывались взаимодействию основного состояния иона Sm^{3+} со смешанными модами фононов и флуктуаций валентности (эффект Яна–Теллера). Во всяком случае, имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы делать какие-то окончательные выводы, и вопрос о природе наблюдавшихся дополнительных возбуждений подлежит более подробному исследованию.

Кроме модели экситонного диэлектрика, основное состояние кондо-изолятора рассматривалось в модели вигнеровской кристаллизации, которая также приводит к образованию корреляционной щели в спектре электронных возбуждений [12]. Критика этой модели применительно к свойствам SmB_6 содержится в работе Керноу и Кикоина, цитированной выше; одно из возражений против работы Касуя заключается в том, что введенное в ней состояние не является полностью симметричным и должно приводить при достаточно низких температурах к сегнетоэлектрическому упорядочению, не наблюдающемуся экспериментально; кроме того, в модели Касуя основное состояние не является однородным, а образуется зарядовое упорядочение ионов, более близких к Sm^{2+} и Sm^{3+} , что до сих пор не имеет экспериментального подтверждения.

Исследование, проведенное нами методом ЭПР, показало, что энергетическая щель в кондо-диэлектриках YbV_{12} и в SmB_6 [13] не является одночастичной, т.е. вызванной простой s - f -гибридизацией, а имеет коллективную природу. К сожалению, по результатам ЭПР-измерений невозможно сделать выбор между моделями экситонного диэлектрика и вигнеровской кристаллизации. Можно, однако, утверждать, что щель удовлетворительным образом описывается с помощью модели экситонного диэлектрика, и если принять во внимание отсутствие экспериментальных данных, характерных для вигнеровской кристаллизации, то модель экситонного диэлектрика кажется нам более предпочтительной.

4. ВЫВОДЫ

1. Проведены измерения температурных зависимостей ширины линии ЭПР и g -фактора в кондо-диэлектрике YbV_{12} , легированном ионами Gd^{3+} .

2. В рамках модели экситонного диэлектрика определены температурная зависимость щели в

электронном спектре YbV_{12} и постоянные Кондо для электронов и дырок (произведения обменных интегралов на плотности состояний в соответствующих зонах).

3. Результаты согласуются с данными о величине энергетической щели и температуре ее исчезновения, полученными методами фотоэмиссионной спектроскопии, неупругого рассеяния нейтронов и оптической проводимости в дальней ИК-области.

4. Обнаружено дополнительное уширение линии ЭПР при температуре 13–14 К, указывающее на наличие конечной плотности электронных состояний внутри корреляционной щели. Оно может вызываться примесными уровнями, возникающими при легировании или связанными поляронными возбуждениями, характерными для основного состояния системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 00-02-16080).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Takabatake, F. Iga, T. Yoshino et al., *J. Magn. Mater.* **177–181**, 277 (1998).
2. F. Iga, N. Shimizu, and T. Takabatake, *J. Magn. Mater.* **177–181**, 337 (1998).
3. F. Iga, S. Hiura, J. Klijn et al., *Physica B* **259–261**, 312 (1999).
4. H. Okamura, S. Kimura, H. Shinozaki et al., *Phys. Rev. B* **58**, R7496 (1998); H. Okamura, S. Kimura, H. Shinozaki et al., *Physica B* **259–261**, 317 (1999).
5. A. Bouvet, T. Kasuya, M. Bonnet et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 5667 (1998); F. Iga, A. Bouvet, L. P. Regnault et al., *J. Phys. Chem. Sol.* **60**, 1193 (1999).
6. E. V. Nefedova, P. A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., *Phys. Rev. B* **60**, 13507 (1999); E. V. Nefedova, P. A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., *Physica B* **276–278**, 770 (2000).
7. T. Suzaki, Y. Takeda, M. Arita et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 992 (1999).
8. K. Ikushima, Y. Kato, M. Takigawa et al., *Physica B* **281–282**, 274 (2000).
9. G. Aeppli and Z. Fisk, *Comments Condens. Matter Phys.* **16**, 155 (1992).

10. К. А. Кикоин, А. С. Мищенко, ЖЭТФ **104**, 3810 (1993); К. А. Kikoin and A. S. Mishchenko, J. Phys.: Condens. Matter **7**, 307 (1995).
11. S. Curnoe and K. A. Kikoin, Phys. Rev. B **61**, 15714 (2000).
12. Т. Касуя, J. Phys. Soc. Jap. **65**, 2548 (1996).
13. Т. С. Альтшулер, Г. Г. Халиуллин, Д. И. Хомский, ЖЭТФ **90**, 2104 (1986).
14. H. Sturm, B. Elschner, and K. H. Hoeck, Phys. Rev. Lett. **54**, 1291 (1985); C. Weber, E. Sigmund, and M. Wagner, Phys. Rev. Lett. **55**, 1645 (1985).
15. Т. С. Альтшулер, М. С. Бреслер, ЖЭТФ **115**, 1860 (1999).
16. A. E. Altshuler and T. S. Altshuler, Physica B **281–282**, 276 (2000).
17. А. Е. Альтшулер, Т. С. Альтшулер, М. С. Бреслер, *Тезисы докладов Всероссийского совещания НТ-32*, Казань (2000).
18. F. Bertaut and P. Blum, CR Acad. Sci. **34**, 666 (1949).
19. Т. С. Альтшулер, В. Н. Миронов, Г. Г. Халиуллин, Д. И. Хомский, Письма в ЖЭТФ **40**, 28 (1984).
20. P. A. Alekseev, A. S. Ivanov, B. Dorner et al., Europhys. Lett. **10**, 457 (1989).
21. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, J. Rossat-Mignot et al., J. Phys. Condens. Matter **7**, 289 (1995).
22. B. Gorshunov, N. Sluchanko, A. Volkov et al., Phys. Rev. B **59**, 1808 (1999).
23. Н. Е. Случанко, А. А. Волков, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **115**, 970 (1999).
24. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, B. P. Gorshunov et al., Phys. Rev. B **61**, 9906 (2000).
25. T. P. Nyhus, S. L. Cooper, Z. Fisk, and J. Sarrao, Phys. Rev. B **55**, 12488 (1997).