

# МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ С НЕМАГНИТНЫМ ОСНОВНЫМ СОСТОЯНИЕМ И ВАЛЕНТНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ

*П. А. Алексеев\*, В. Н. Лазуков, К. С. Немковский, И. П. Садиков*

*Российский научный центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Обсуждаются результаты изучения спектров  $f$ -электронных возбуждений валентно-нестабильных полупроводников типа  $\text{SmB}_6$ ,  $\text{SmS}$  и  $\text{YbB}_{12}$  методом неупругого рассеяния нейтронов. Представлены выводы о связи спектральных характеристик с природой формирующихся в этих системах состояний экситонного типа.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе приводятся и анализируются результаты цикла нейтронных исследований ряда редкоземельных соединений на основе  $\text{SmB}_6$ ,  $\text{SmS}$ ,  $\text{YbB}_{12}$ . Эти системы принято классифицировать как кондо-изоляторы [1] (в случае  $\text{SmS}$  — под давлением более 0.6 ГПа), но с различной степенью валентной нестабильности редкоземельного иона. Она достаточно высока для  $\text{SmB}_6$  и его производных, изменяется в широких пределах для «химически сжатого»  $\text{Sm(Y)S}$  (моделирующего промежуточновалентное состояние  $\text{SmS}$  под давлением) и незначительно отличается от целочисленной, как у тяжелофермионных систем, для  $\text{YbB}_{12}$ . Для всех этих соединений характерны наличие щели (или псевдощели) в плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми и немагнитного основного состояния, формирующихся за счет сильных электронных корреляций при уменьшении температуры ниже некоторой характерной величины порядка нескольких десятков кельвинов.

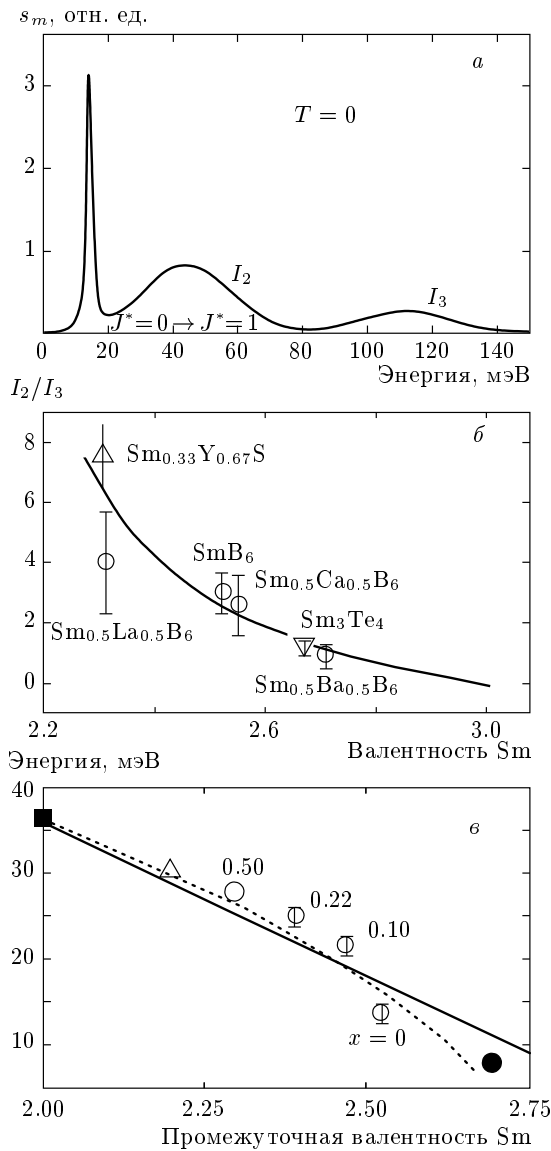
В результате разносторонних нейтронных экспериментов были установлены энергетическая структура спектра магнитных возбуждений, характерные особенности импульсной зависимости (дисперсии) энергии и интенсивности этих возбуждений. Исследованы температурная эволюция спектральной функции, влияние введения дефектов в магнит-

ную подрешетку, т. е. роль кооперативных эффектов в формировании основного состояния. Обнаружены специфические возбуждения в области энергий 10–20 мэВ, которые по своим основным особенностям сходны с так называемой «резонансной» модой (РМ), изучаемой и активно обсуждаемой в работах по ВТСП-купратам (см. работы [2, 3] и ссылки в них).

## 2. ОБЩАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ НЕУПРУГОГО МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ Sm

Общая структура спектра магнитных возбуждений системы с «сильной» промежуточной валентностью наиболее наглядно представлена результатами для  $\text{SmB}_6$  и соединений на его основе, где за счет замещения в самариевой подрешетке обесценивалось варьирование валентного состояния самария в достаточно широких пределах. В спектрах, измеренных на поликристаллических образцах  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$ ,  $\text{Sm}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{B}_6$  и  $\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{B}_6$  [4, 5] при температурах около 10 К, наблюдались два широких ( $FWHM \approx 20$  мэВ, т. е. много больше энергетического разрешения спектрометра) пика с максимумами интенсивности вблизи 35 мэВ и 125 мэВ (см. рис. 1). Эти энергии примерно соответствуют энергиям межмультиплетных переходов  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  для  $\text{Sm}^{2+}$  (36 мэВ) и  ${}^6H_{5/2} \rightarrow {}^6H_{7/2}$  для  $\text{Sm}^{3+}$  (128 мэВ).

\*E-mail: paval@issph.kiae.ru



**Рис. 1.** а) Схематическое представление структуры спектра магнитного неупругого рассеяния нейтронов промежуточновалентного  $\text{SmB}_6$ . Узкий пик вблизи 14 мэВ — «резонансная» мода. Широкие пики  $I_2$  и  $I_3$  — межмультиплетные переходы конкурирующих состояний  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  (соответственно  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  и  ${}^6H_{5/2} \rightarrow {}^6H_{7/2}$ ). б) Зависимость отношения интегральных интенсивностей пиков вблизи энергий 36 и 125 мэВ (соответственно  $I_2$  и  $I_3$ ) от валентности самария в соединениях на основе  $\text{SmB}_6$ . Линия — расчет по средней валентности. Температура образцов 5–15 К. в) Связь энергии резонансной моды и валентности самария для систем  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$  (○), также показаны  $\text{Sm}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{S}$  (△),  $\text{Sm}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{B}_6$  (●) и энергия перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  для  $\text{Sm}^{2+}$  в  $\text{SmS}$  (■). Пунктирная линия проведена «на глаз» через точки, сплошная — расчет по модели [6]

Зависимость отношения интегральных интенсивностей двух экспериментальных пиков магнитного рассеяния нейтронов (приведенных к  $Q = 0$  по магнитодипольным формфакторам,  $\mathbf{Q}$  — полный волновой вектор) от величины валентности Sm показана на рис. 1б, там же приведена расчетная кривая для этого отношения, полученная из известных сечений рассеяния нейтронов с возбуждением межмультиплетных переходов. Наблюдается разумное согласие расчета и эксперимента, особенно если учесть, что значения отношения, сильно отличающиеся от единицы, определяются с большой погрешностью из-за необходимости разделения магнитных и фоновых составляющих (фононный спектр  $\text{SmB}_6$  тянется до 180 мэВ) в измеряемых спектрах. Таким образом, из анализа спектров межмультиплетных возбуждений следует, что обе конфигурации Sm —  $f^5$  и  $f^6$  — действительно сосуществуют при низких температурах. Заметная ширина пиков говорит об ограниченном ( $\sim 10^{-13}$  с) времени их жизни, что в принципе может быть объяснено с позиций общеизвестных представлений о «валентных флуктуациях», в которые вовлечены эти конфигурации.

Однако ситуация не столь банальна в силу наличия дополнительного узкого пика с энергией 14 мэВ (см. рис. 1). Наличие этого пика — принципиальный момент, так как его малая ширина очевидно плохо согласуется с представлениями о быстрых валентных флуктуациях и скорее указывает на то, что электронные конфигурации  $f^5$  и  $f^6$  уже не являются собственными состояниями системы в целом. Последовательное объяснение структуры спектра магнитных возбуждений в  $\text{SmB}_6$  было получено на основе экситонной модели промежуточновалентного состояния [6] (успешно примененной также для описания аномалий в динамике решетки [7]). В рамках этой модели низкоэнергетическое возбуждение соответствует переходу между экситоноподобными состояниями  $J^* = 0 \rightarrow J^* = 1$ , имеющими ту же симметрию, что и «родительские» состояния  ${}^7F_0$  и  ${}^7F_1$ .

Детальные исследования свойств этого низкоэнергетического возбуждения были выполнены в наших экспериментах [8, 9] на монокристаллах  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$  ( $x = 0, 0.10, 0.22$ ), их результаты приведены ниже.

Кратко остановимся на результатах исследования межмультиплетных переходов системы  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  ( $x = 0, \dots, 0.5$ ) на серии из пяти образцов [10]. В целом они качественно аналогичны результатам для систем  $\text{Sm}(\text{La})\text{B}_6$ , так как по значениям валентности Sm они соответствуют области между 2+ и 2.4+. Зависимость интегральной интен-

сивности перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  ( $\text{Sm}^{2+}$ ) от величины валентности для серии  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  ( $x = 0, \dots, 0.5$ ) неплохо согласуется с простым расчетом [10], но с некоторым систематическим отклонением. Причина этого отклонения, так же как и неоднородного уширения межмультиплетного перехода [11] для  $\text{Sm}^{2+}$ -конфигурации, связана с наличием дополнительного пика со стороны меньших энергий, обнаруженного нами впервые в экспериментах на монокристаллах, фактически аналога возбуждения в  $\text{SmB}_6$  при 14 мэВ. Его особенности также будут обсуждены ниже.

### 3. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ: РЕЗОНАНСНАЯ МОДА

Низкоэнергетическая область спектров неупругого магнитного рассеяния нейтронов была наиболее подробно изучена с использованием монокристаллических образцов типа  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$  и  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  прежде всего в отношении распределения интенсивности и дисперсии энергии возбуждений по зоне Бриллюэна. Соединения на основе  $\text{SmB}_6$  с глубоким замещением Sm на трехвалентный La, а также двухвалентные Ca и Ba позволили осуществить вариацию валентности Sm как в сторону 2+ (La), так и в сторону 3+ (Ca, Ba) и получить данные о связи энергии низкоэнергетического возбуждения с валентностью и о температурной зависимости его интенсивности.

#### 3.1. $\text{Sm}_{1-x}\text{M}_x\text{B}_6$ ( $\text{M} = \text{La}, \text{Ca}, \text{Ba}$ )

На рис. 1в приведена зависимость энергии низкоэнергетического возбуждения от валентности Sm, для серии поли- и монокристаллических образцов  $\text{Sm}_{1-x}\text{M}_x\text{B}_6$  ( $\text{M} = \text{La}, \text{Ca}, \text{Ba}$ ). Зависимость достаточно четкая, и ясно, что при экстраполяции валентности к 2+ энергия этого пика стремится к величине 36 мэВ, и пик фактически совмещается с межмультиплетным переходом  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$ . И наоборот, при приближении валентности к 3+ пик смещается в сторону малых энергий и теряет интенсивность. Учитывая все имеющиеся результаты, связывающие структуру полного спектра с валентностью самария, можно предположить, что в предельных случаях валентности самария, приближающейся к целочисленной (2+ или 3+), спектр сводится к единственному пику соответствующего межмультиплетного перехода с основного на первый возбужденный спин-орбитальный уровень:  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  либо  ${}^6H_{5/2} \rightarrow {}^6H_{7/2}$ . Это вполне ожидаемый результат,

и единственное обстоятельство, требующее серьезного анализа, это наличие и свойства узкого низкоэнергетического пика в спектре  $\text{SmB}_6$ , иными словами — резонансной моды.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности низкоэнергетического возбуждения в  $\text{SmB}_6$  от переданного импульса  $Q$  при  $T = 2$  К для трех направлений высокой симметрии в кубической решетке. На вставке показана соответствующая цветовая карта, построенная с учетом всего массива экспериментальных данных для монокристалла  $\text{SmB}_6$ . Видно, что импульсная зависимость сильно анизотропна и существенно более резкая, чем  $f$ -электронный формфактор. Максимум интенсивности приходится на направление [111], соответствующее направлению на центр борного октаэдра. Следует отметить, что имеется некоторая немонотонность в зависимости от  $Q$  как интенсивности, так и энергии, не совпадающая с периодичностью зоны Бриллюэна и носящая кольцевой (радиальный) характер. Особо подчеркнем, что сигнал не наблюдается при дальнейшем увеличении  $Q$  ни в одном из направлений, т. е. полностью сконцентрирован в области  $Q < 2.5 \text{ \AA}^{-1}$ . Кинематические ограничения на связь передачи энергии и импульса при рассеянии нейтронов не позволяют исследовать область пространства  $E, Q$  для этого возбуждения при  $Q < 0.9 \text{ \AA}^{-1}$  в случае  $\text{SmB}_6$  и увеличивают эту «мертвую зону» по мере роста энергии возбуждения (замещение Sm на La).

Аналогичные приведенным на рис. 2 зависимости были получены для монокристаллов  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$  ( $x = 0.10, 0.22$ ). Резонансная мода для этих систем несколько уширена и заметно смещена в область более высоких энергий (рис. 1в). На рис. 3 приведены зависимости интенсивности РМ от волнового вектора для направления [111] для этих двух образцов и  $\text{SmB}_6$ . По мере роста  $x$  зависимость от  $Q$  приближается к стандартной для  $f$ -электронного формфактора.

Температурная зависимость интенсивности резонансной моды, так же как и зависимость от  $Q$ , носит нетривиальный характер. Относительно небольшое повышение  $T$  (до  $\sim 40$  К) приводит к уменьшению интенсивности и росту собственной ширины резонансной моды в  $\text{SmB}_6$ , а при  $T$  более 100 К — к ее полному подавлению. Есть экспериментальные указания на формирование достаточно широкого квазиупругого отклика наряду с подавлением резонансного пика, однако соотношение их интенсивностей пока не установлено.

Замещение Sm на La (смещение валентности в сторону 2+) приводит к ослаблению температур-

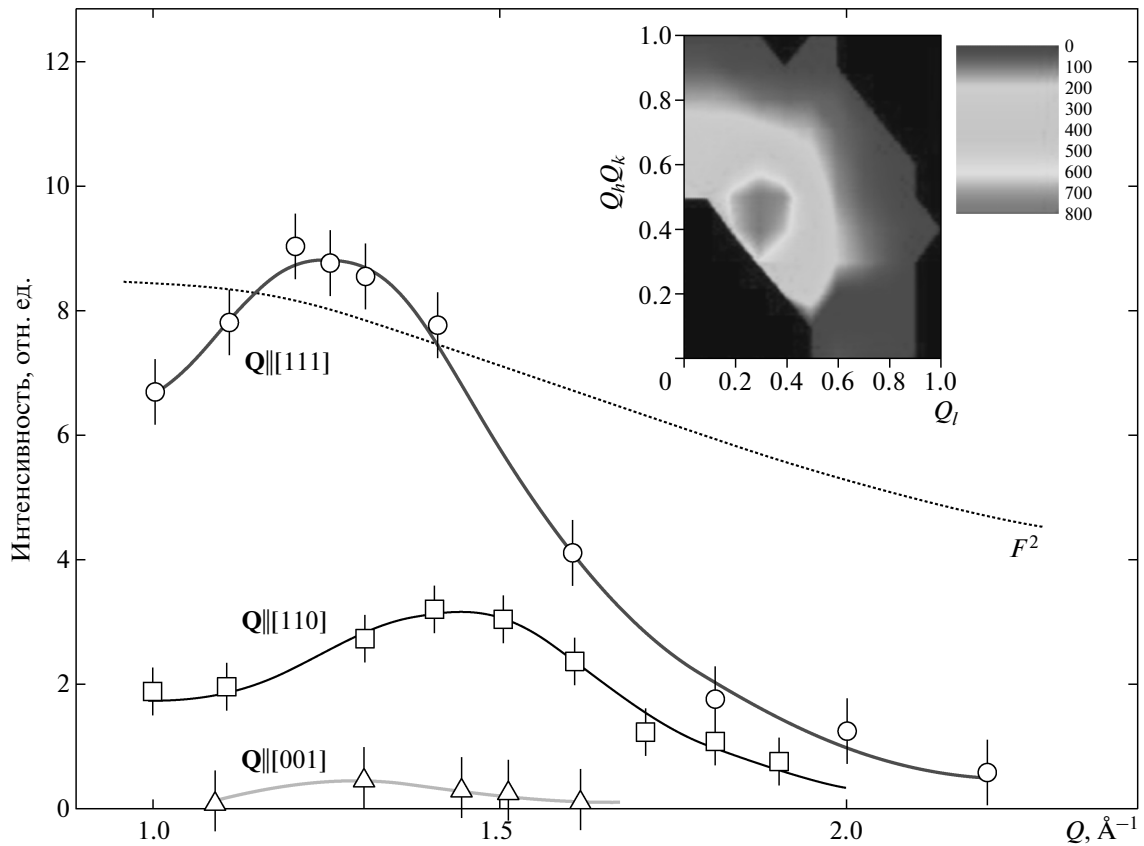


Рис. 2. Зависимости интегральной интенсивности резонансной моды (пик при 14 мэВ) в  $\text{SmB}_6$  от волнового вектора  $Q$  для трех направлений высокой симметрии. Пунктирная линия — квадрат формфактора  $F^2(Q)$  для межмультиплетного перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  (см. рис. 1 для  $\text{Sm}^{2+}$ ). На вставке — распределение интенсивности этой моды в сечении зоны Бриллюэна плоскостью  $(1\bar{1}0)$ , построенное по экспериментальным значениям. Зачернена зона в области малых  $Q$ , недоступная для нейтронных измерений.  $Q_h, Q_k, Q_i$  указаны в единицах приведенного волнового вектора

ной зависимости интегральной интенсивности. Таким образом, наряду с ростом энергии и изменением формфактора зависимость от  $T$  все больше приближается к характерной для синглет-триплетного спин-орбитального локального возбуждения  $f^6$ -конфигурации с соответствующей (примерно 36 мэВ) энергией.

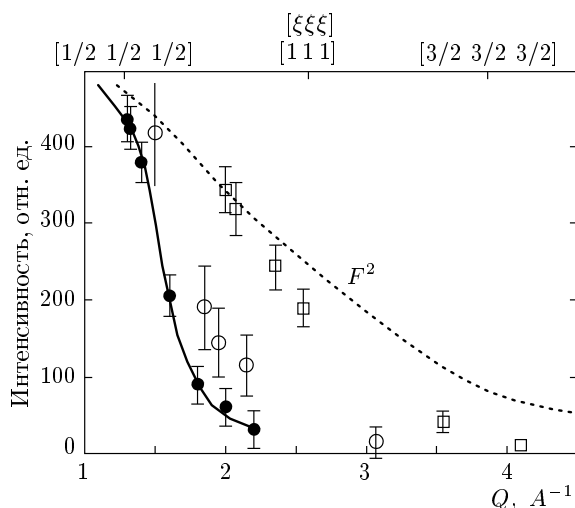
### 3.2. $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$

Чтобы перевести  $\text{Sm}$  в состояние с промежуточной валентностью, в состав монокристаллов  $\text{SmS}$  вводился  $\text{Y}$ , замещающий  $\text{Sm}$ . Были изучены замещенные монокристаллы составов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  ( $x = 0, 0.17, 0.25, 0.33$ ) [10,11], чем обеспечивалось изменение валентности в пределах  $(2 + \dots 2.35+)$  при  $T = 10 \text{ K}$ . Эти значения соответствуют области валентностей, характерных для гипотетических систем на основе  $\text{SmB}_6$  с высокой концентрацией  $\text{La}$ ,

когда резонансная мода должна образовываться при энергиях более 25 мэВ (рис. 1в).

Действительно, для образцов, содержащих  $\text{Y}$  и имеющих нецелочисленную валентность, в спектрах была обнаружена двухпиковая структура, в отличие от недопированного  $\text{SmS}$ , где наблюдалась только одна дисперсионная мода, соответствующая межмультиплетному переходу  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$ , в согласии с данными работы [12]. Второй пик имел энергию ниже энергии спин-орбитального перехода, его наличие существенно влияло на  $q$ -зависимость энергии и особенно интенсивности первого (более высокоэнергетического) возбуждения, где  $q$  — приведенный волновой вектор в первой зоне Бриллюэна.

Подробные исследования дисперсии энергии и интенсивности двух пиков [10] вдоль основных направлений в зоне Бриллюэна позволили установить ряд существенных свойств исследуемых возбужде-



**Рис. 3.** Влияние уменьшения валентности Sm (за счет замещения лантаном) на крутизну зависимости формфактора «резонансной» моды в  $\text{SmB}_6$ . Точки — экспериментальные данные для образцов  $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{B}_6$ ,  $x = 0$  (●), 0.10 (○), 0.22 (□). Пунктирная линия — квадрат формфактора  $F^2(Q)$  перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  для  $\text{Sm}^{2+}$

ний. Оказалось, что более низкая по энергии мода имеет ту же симметрию, что и верхняя мода, являющаяся магнитодипольным спин-орбитальным возбуждением конфигурации  $f^6$  синглет-триплет. Энергия нижней моды зависит от валентности, а ее интенсивность с ростом  $Q$  уменьшается более резко, чем  $f$ -электронный формфактор. Первое обстоятельство подтверждает развитые в работе [6] представления о природе этой моды как о симметричном аналоге перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_1$  конфигурации  $f^6$ , реализующем в спектре возбуждений основного состояния смешанной волновой функции. Вся совокупность фактов позволяет считать, что формирование основного состояния промежуточновалентной фазы для самария как в гексабориде, так и в сульфиде, происходит на основе одних и тех же физических механизмов, проявляющихся в несколько различных условиях, что приводит к наблюдаемым различиям. К этим специфическим условиям относятся более сильное обменное  $f$ - $f$ -взаимодействие в сульфиде и различия в гибридизационном механизме ( $f$ - $d$  в  $\text{SmS}$  вместо  $f$ - $p$  в  $\text{SmB}_6$ ), отвечающем за делокализацию слабосвязанного  $f$ -электрона. К сходным представлениям о физике промежуточновалентного состояния в  $\text{Sm}(Y)\text{S}$  пришли авторы работы [13] в результате исследования спектров  $M$ -края рентгеновского поглощения.

#### 4. $\text{YbB}_{12}$ И $\text{Yb}(\text{Lu})\text{B}_{12}$

$\text{YbB}_{12}$  хорошо известен как классический кондо-изолятор, для которого характерно формирование при  $T \rightarrow 0$  щели в электронном спектре наряду с немагнитным основным состоянием. Спектр магнитных возбуждений демонстрирует спиновую щель, вблизи края которой наблюдается [14] тонкая структура, с повышением температуры до  $T \approx 40$ – $80$  К постепенно исчезающая и замещающаяся сигналом, качественно подобным наблюдаемому в тяжелофермионных системах — спектр представляет собой комбинацию квазиупругой и неупругой составляющих.

В дальнейших экспериментах на монокристалле [15, 16] (см. рис. 4) были исследованы детали зависимости параметров низкотемпературного спектра от волнового вектора и характер перестройки спектра при переходе из низкотемпературного «щелевого» в высокотемпературный тяжелофермионный режим, описываемый как спиновые флуктуации, ( $T_{sf} \approx 80$  К + возбуждения типа кристаллического поля).

В низкотемпературном спектре выделяется пик при энергии вблизи 15 мэВ ( $M1$  на рис. 4а), сильно локализованный в импульсном пространстве (максимум интенсивности и минимум энергии в окрестности  $L$ -точки зоны Бриллюэна, направление [111]) с энергетической шириной, во всех экспериментах определяемой приборным разрешением. Интенсивность и ширина этого пика наиболее подвержены воздействию немагнитных «дефектов» в редкоземельной подрешетке, а с ростом температуры он полностью исчезает (в области  $T = 40$ – $80$  К) без изменения энергии и без существенного уширения. Два других пика низкотемпературного спектра (при энергиях около 20 мэВ и 40 мэВ) отличаются от первого существенно большей собственной шириной и меньшей степенью локализации интенсивности в импульсном пространстве зоны Бриллюэна.

Зависимость интенсивности магнитного рассеяния  $\text{YbB}_{12}$  в целом следует формфактору, соответствующему  $4f$ -электронному, но с учетом модуляции (по-видимому, кооперативной природы) в пределах зоны Бриллюэна. В частности, для низкоэнергетического пика соотношение интенсивностей в эквивалентных точках, различающихся по модулю  $Q$ , (например, вдоль [111] или  $[1/2, 1/2, \xi]$ ) четко следует магнитно-дипольному формфактору (см. рис. 4б).

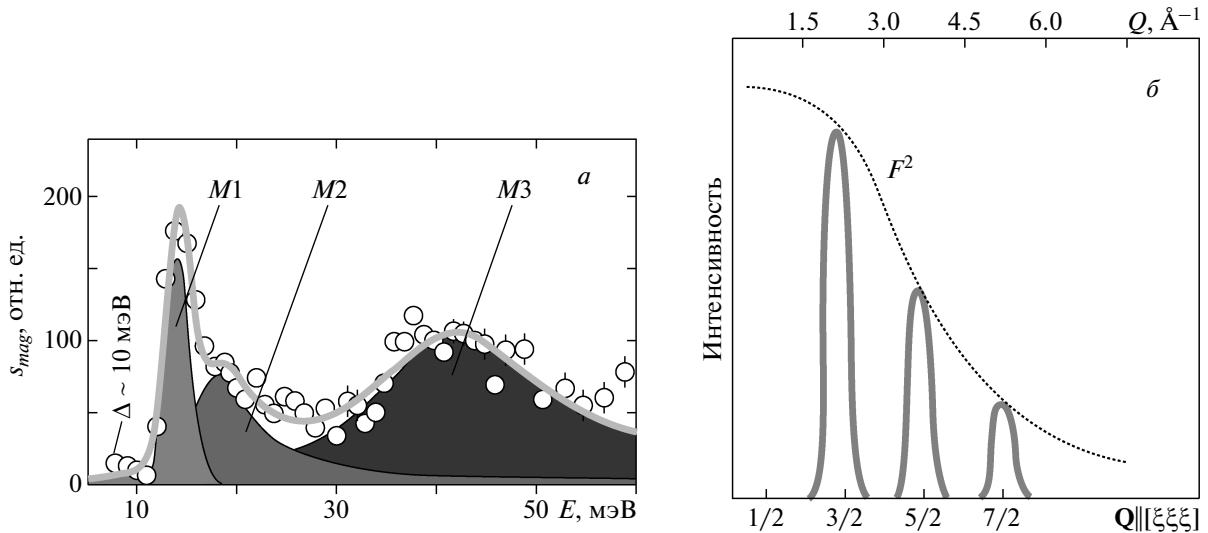


Рис. 4. а) Структура спектра магнитного отклика  $s_{mag}$  вблизи края щели  $\Delta$  для  $YbV_{12}$  в точке  $L (1/2, 1/2, 1/2)$ , полученная из экспериментов на трехосном спектрометре с поляризационным анализом при  $T = 5$  К. б) Зависимость интенсивности возбуждения  $M1$  от волнового вектора  $Q$  (сплошная линия), наблюдается модуляция с периодичностью зоны Бриллюэна. Пунктирная линия — зависимость  $f$ -электронного формфактора  $F^2(Q)$

### 5. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ: ПРИРОДА РЕЗОНАНСНОЙ (НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ) МОДЫ

Что в свойствах РМ указывает на ее конкретную физическую природу? Таких факторов два: энергия возбуждения в связи с валентностью (см. рис. 1в) и зависимость интенсивности от передачи импульса (рис. 3, 4).

В  $SmB_6$  как энергия, так и степень локализации интенсивности в импульсном пространстве систематически изменяются по мере изменения валентности в достаточно широких пределах. Когда валентность около  $2+$  параметры РМ близки к параметрам  $f$ -электронного возбуждения — спин-орбитального атомного перехода. С ростом отклонения от  $2+$  энергия монотонно уменьшается, степень локализации возбуждения в импульсном пространстве растет, интегральная интенсивность убывает. В рамках модели [6] это объясняется формированием экситоноподобного состояния на базе делокализованного слабо связанного  $f$ -электрона и дырки на  $f$ -оболочке. Для этого состояния, в силу симметрии его волновой функции, возможны такие же по природе, только перенормированные, «спин-орбитальные» возбуждения, как и для состояния  $f^6$ . Чем больше эффективный радиус в реальном пространстве для  $f$ -электронной плотности это-

го экситоноподобного состояния, тем более локализован формфактор «спин-орбитального» возбуждения для него (как фурье-образ этой плотности) и тем ниже энергия «спин-орбитального» возбуждения, определяемая вероятностью нахождения электрона внутри атома. Такая последовательность реализуется по мере уменьшения концентрации La в  $Sm(La)B_6$ , вплоть до чистого  $SmB_6$ , и при дальнейшем замещении Sm на Ca или Ba.

Похожая картина наблюдается и для  $Sm(Y)S$ . «Чрезмерная» крутизна формфактора для РМ и зависимость энергии от валентности имеют место, но менее ярко выражены. Это, по-видимому, следствие несколько иного характера гибридизации, а именно между  $f$ - и  $d$ -состояниями Sm, а не между  $f$ - и  $p$ -состояниями Sm и В, как в  $SmB_6$ . В результате уменьшается степень пространственной делокализации слабо связанного  $f$ -электрона. Соответственно, не так резко уменьшается энергия и не так резко изменяется формфактор по отношению к конфигурации  $f^6$ , как при тех же значениях валентности Sm это имеет место в  $SmB_6$ . За усиление обменного взаимодействия, т. е. дисперсию ферромагнитного типа для РМ и спин-орбитального перехода, отвечает, по сути, та же  $f$ - $d$ -гибридизация.

Качественно отличается картина для  $YbV_{12}$ . Нет никаких свидетельств изменения степени локализации  $f$ -электронной плотности, ответственной за РМ.

Весьма маловероятна какая-либо связь РМ с возбуждениями атомного типа (спин-орбитальными, как в случае самариевых систем, только здесь энергия должна быть примерно в 50–100 раз выше) для  $f$ -оболочки. В силу этих данных, а также учитывая малое отклонение валентности Yb от целочисленной, следует признать маловероятной возможность формирования зарядового экситона на основе  $f$ -состояний. Опираясь на поведение формфактора, характер дисперсии энергии и интенсивности, можно предположить, что в YbB<sub>12</sub> формируется так называемый спиновый экситон.

Формирование спинового экситона связано с наличием  $f$ - $f$ -взаимодействия антиферромагнитного типа в периодической решетке  $f$ -центров. Конечная величина такого взаимодействия означает [17], что возбужденное спиновое состояние совокупности  $f$ -электронных центров имеет энергию, меньшую, чем необходима для перевода одного  $f$ -электрона из синглетного многочастичного основного состояния через энергетическую щель в континуум магнитных состояний. В недавних работах [18, 19] обсуждаются конкретные модели, обеспечивающие формирование многокомпонентного спектра возбуждений в YbB<sub>12</sub> на основе сочетания и конкуренции эффектов кристаллического поля, гибридизации, обмена.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, имеются различия в природе резонансной моды для систем с существенно нецелочисленной валентностью, с одной стороны, и системы с валентностью близкой к целочисленной — с другой. Они четко проявляются при детальном исследовании свойств резонансной моды.

1. РМ наблюдается там, где подавлена релаксация, т. е. формируются зарядовая, магнитная (или обе вместе!) щели.

2. РМ — это возбуждение из синглетного основного состояния, РМ может быть дисперсионной вследствие определенной степени кооперативности электронных состояний.

3. Как правило, РМ не разрушается при введении немагнитных дефектов в редкоземельную подрешетку, но может при этом изменять свои параметры, возможно, в силу изменения валентного состояния или степени гибридизации, т. е. в более широком смысле из-за изменения баланса взаимодействий. Разбавление само по себе не фактор действия, так как формирование РМ — результат действия близкодействующих сил и гибридизации.

4. Физическая природа РМ может быть различной. В случае гибридизационной (частичная делокализация) наблюдается связь между валентным состоянием с одной стороны, и формфактором и энергией РМ — с другой. В случае спиновой — возможно, что валентность прямо не связана с параметрами РМ, во всяком случае, для Sm-систем валентность существенно промежуточная, а для Yb ситуация скорее похожа на тяжелофермионный случай. При этом энергии РМ примерно одинаковы (одного порядка) хотя величины спин-орбитального расщепления различаются больше, чем на порядок. Энергия РМ и энергия щели примерно одного масштаба для Sm-систем (валентность существенно промежуточная) и для YbB<sub>12</sub>, где физические характеристики близки к наблюдаемым в тяжелофермионном случае, а спин-орбитальное расщепление на порядок больше. Экситон электрон-дырочного (зарядового) типа придает РМ своеобразный формфактор. Экситон спинового типа имеет «нормальный» формфактор с особенностями из-за магнитных корреляций на масштабе зоны Бриллюэна.

Авторы глубоко признательны Ж.-М. Mignot за неоценимый вклад в проведенные исследования, Ю. М. Кагану, К. А. Кикоину, А. С. Мищенко, Н. М. Плакиде, Р. Fulde, Л. А. Максимову, А. Ф. Барабанову за стимулирующие дискуссии. Работа была бы невозможна без высококлассных и уникальных образцов, изготовленных Ю. Б. Падерно, Н. Ю. Шицеваловой, В. Б. Филипповым, А. В. Голубковым, А. Ochiai, F. Iga, T. Takabatake.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-08-00430), а также Лаборатории Леона Бриллюэна (Сакле, Франция) и Лаборатории Резерфорда–Эпплтона (Дидкот, Великобритания).

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. S. Riseborough, *Adv. Phys.* **49**, 257 (2000).
2. Y. Sidis, S. Pailhès, B. Keimer et al., *Phys. Stat. Sol.* (b) **241**, 1204 (2004).
3. V. Hinkov, P. Bourges, S. Pailhès et al., *Nature Phys.* **3**, 780 (2007).
4. P. A. Alekseev, V. N. Lazukov, R. Osborn et al., *Europhys. Lett.* **23**, 347 (1993).
5. П. А. Алексеев, В. Н. Лазуков, Р. Осборн и др., *ЖЭТФ* **108**, 1064 (1995).

6. K. A. Kikoin and A. S. Mishchenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 307 (1995).
7. К. А. Кикоин, А. С. Мищенко, *ЖЭТФ* **104**, 3810 (1993).
8. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, J. Rossat-Mignot et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 289 (1995).
9. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, V. N. Lazukov et al., *J. Sol. St. Chem.* **133**, 230 (1997).
10. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, E. V. Nefeodova et al., *Phys. Rev. B* **74**, 035114 (2006).
11. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, A. Ochiai et al., *Phys. Rev. B* **65**, 153201 (2002).
12. S. M. Shapiro, R. J. Birgeneau, and E. Bucher, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 470 (1975).
13. А. Е. Совестнов, В. А. Шабуров, Ю. П. Смирнов и др., *ФТТ* **44**, 1498 (2002).
14. E. V. Nefeodova, P. A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., *Phys. Rev. B* **60**, 13507 (1999).
15. J.-M. Mignot, P. A. Alekseev, K. S. Nemkovski et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 247204 (2005).
16. K. S. Nemkovski, J.-M. Mignot, P. A. Alekseev et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 137204 (2007).
17. P. S. Riseborough, *J. Magn. Magn. Mater.* **226-230**, 127 (2001).
18. A. F. Barabanov and L. A. Maksimov, *Phys. Lett. A* **373**, 1787 (2009).
19. A. Akbari, P. Thalmeier, and P. Fulde, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 106402 (2009).