

щими локализов. магн. моменты. Если соединения редкоземельных элементов имеют стабильную $4f$ -оболочку с целочисленным заполнением электронами и с локализов. магн. моментом, то f -уровни лежат глубоко под уровнем Ферми ϵ_F . В системах с нестабильной валентностью f -уровень ϵ_f оказывается ближе к ϵ_F . По мере его приближения к ϵ_F система последовательно переходила бы от магн. состояний при $\epsilon_f \ll \epsilon_F$ (целая валентность) к т. н. режиму Кondo при $\epsilon_f \sim \epsilon_F$ (валентность близка к целой; см. *Кондо эффект*). Далее при $\epsilon_f \sim \epsilon_F$ возникает истинная П. в., а при $\epsilon_f > \epsilon_F$ валентность снова становится целой (на 1 больше исходной).

В большинстве редкоземельных элементов с П. в. одно из двух находящихся в резонансе валентных состояний является немагнитным: $\text{Ce}^{4+}(4f^0)$, $\text{Yb}^{2+}(4f^{14})$, $\text{Eu}^{3+}(4f^6)$; для них переход с изменением валентности — одновременно переход из магн. состояния в немагнитное. Фазы с П. в. в них обычно не имеют дальнего магн. порядка. Исключение — некоторые соединения Eu, в которых, по-видимому, П. в. иногда сосуществует с магн. упорядочением, а также соединения Tm, где обе возможные конфигурации (Tm^{2+} и Tm^{3+}) являются магнитными и где в фазе с П. в. есть дальний магн. порядок (напр., TmSe).

Валентность ионов редкоземельных элементов определяют экспериментально разл. способами. Простейший метод основан на том, что ионы с разной валентностью имеют разные ионные радиусы (см. *Атомный радиус*), и соответствующие кристаллы будут иметь разные значения параметра решётки a . Зная a , напр. для соединения RS при двухвалентном и трёхвалентном состояниях иона R, и измеряя параметр a , можно увидеть, ложится ли он на верхнюю или нижнюю части кривой на рис. 6 или лежит между ними; последнее соответствует П. в.

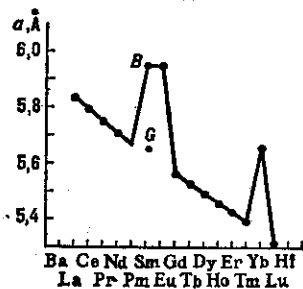


Рис. 6. Изменение параметров решётки в ряду сульфидов редкоземельных элементов: B — параметр решётки SmS -полупроводника («чёрная» фаза); G — параметр решётки в металлическом состоянии («золотая» фаза).

Др. способ основан на зависимости положения мёссбауэровской линии от валентного состояния иона, особенно в соединениях Eu^{2+} , Eu^{3+} (см. *Мёссбауэровская спектроскопия*). Используется также зависимость от валентности расположения линии рентг. спектров, характеристик фотоэлектронной эмиссии и др.

У соединений актиноидов в силу большего радиуса $5f$ -оболочки (сравнительно с $4f$) $5f$ -состояния часто оказываются более делокализованными, и понятие валентности (заполнение $5f$ -оболочки) для них менее определено. Экспериментально определить валентное состояние таких ионов в кристалле затруднительно в силу той же причины, а также потому, что магн. свойства этих ионов в разных валентных состояниях часто близки.

1. Системы с П. в. наряду с примыкающими к ним соединениями с тяжёлыми фермионами и решётками Кondo, представляют интерес как в связи с уникальными свойствами, так и ввиду их пограничного положения между состояниями с локализов. и коллективизиров. электронами, между магн. и немагн. состояниями, иногда между металлами и диэлектриками (SmS , SmB_6) (рис. 2). Широкого применения они пока не нашли, хотя используются для записи и хранения информации, в качестве датчиков и др.; важным может оказаться явление П. в. и в катализе.

Лит.: Хомский Д. И., Проблема промежуточной валентности, «УФН», 1979, т. 129, с. 443; его же, Необычные электроны в кристаллах (промежуточная валентность и тяжёлые фермионы), М., 1987; Lawrence J. M., Riseborough P. S., Parks R. D., Valence fluctuation phenomena, «Repts Progr. Phys.», 1981, т. 44, № 1. Д. И. Хомский.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ — термодинамически устойчивая доменная структура, возникающая при фазовых переходах 1-го рода, индуцированных магн. полем. П. с. появляется в образце конечного размера в веществе, у которого под действием магн. поля возможен фазовый переход 1-го рода из состояния с меньшей намагниченностью (фаза I) в состояние с большей намагниченностью (фаза II). В образце, обладающем размагничивающим фактором N , такой переход не может осуществляться скачком, т. к. если бы весь образец при достижении магн. полем критич. величины H_c перешёл в новую фазу, то из-за увеличения размагничивающего поля внутр. магн. поле стало бы меньше критического. Поэтому образец разбивается на чередующиеся области фаз I и II так, что внутр. поле остаётся постоянным и равным H_c . Образуется П. с. Переход образца в фазу II происходит по мере увеличения магн. поля от H_c до $H_c + \Delta N H_c$ (ΔN — разность магн. восприимчивостей обеих фаз).

П. с. было впервые предсказано и обнаружено у сверхпроводников первого рода при переходе в нормальное состояние под действием магн. поля (см. *Промежуточное состояние сверхпроводников*). Др. пример П. с. — магнитная доменная структура, которая появляется в легкоосных антиферромагнетиках вблизи спин-флор перехода (см. *Антиферромагнетизм*).

Лит.: Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А., Физика магнитных доменов, «УФН», 1988, т. 156, с. 47. А. С. Боровик-Романов.

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ сверхпроводников — возникает в образце из сверхпроводника первого рода под действием внеш. магн. поля или магн. поля тока, протекающего по образцу. П. с. реализуется, когда напряжённость магн. поля H в определ. точках поверхности образца достигает величины критического магнитного поля H_c , однако при полной утрате сверхпроводящих свойств (в тех же внеш. условиях) невозможно выполнить условие $H \geq H_c$ для всего образца. П. с. представляет собой смесь сверхпроводящих и нормальных доменов, характерный размер которых меньше размеров образца. Термин «П. с.» введён Р. Пайерлсом (R. Peierls, 1936), структура П. с. была выяснена Л. Д. Ландау в 1937. В неоднородном внеш. поле в образце могут одновременно существовать большие области сверхпроводящей и нормальной фаз. Они обязательно разделены веществом в П. с. Под действием тока, протекающего по образцу, может осуществляться т. н. динамич. П. с., в котором границы раздела непрерывно движутся через образец (со скоростями $10^{-3} - 10^{-2}$ см/с), зарождаются на одной его поверхности и исчезают на другой.

Образец в сверхпроводящем состоянии, помещённый в однородное постоянное внеш. магн. поле H_e , искажает пространство. однородность H_e . Незатухающие электрич. токи, текущие в слое толщиной $\delta \sim 0,1$ мкм (δ — глубина проникновения) вблизи поверхности образца, полностью экранируют поле H_e , так что внутри образца $H = 0$ (Мейснера эффект). Вне образца неоднородное магн. поле экранирующих токов складывается с H_e , создавая картину силовых линий, огибающих образец. В качестве типичного примера рассмотрим образец в форме шара (рис. 1, а). Две точки, в которых вектор H_e перпендикулярен поверхности шара, наз. «полюсами», а линия, вдоль которой H_e касается поверхности шара, наз. «экватором». На поверхности образца макс. напряжённость поля $H_{\text{макс}}$ достигается на «экваторе», а мин. напряжённость $H_{\text{мин}}$ — на «полюсах». В сверхпроводящем состоянии $H_{\text{мин}} = 0$, $H_{\text{макс}} = 3H_e/2$.

Шар переходит в П. с. для значений H_e , удовлетворяющих условию $2H_e/3 < H_e < H_c$. При этом на «полюсах» $H_{\text{мин}} = 3H_e - 2H_c$, на «экваторе» $H_{\text{макс}} = H_c$ и не за-