

## КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК И МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК В СИСТЕМЕ $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$

Г. В. Лосева, Л. И. Рябинкина, С. Г. Овчинников

Переход металл—диэлектрик (ПМД) в халькогенидных системах магнитных полупроводников коррелирует с изменением магнитных свойств, что связано с особенностями зонной структуры этого класса магнитоупорядоченных соединений [1]. Так, в системе  $\text{Cr}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ , созданной на основе  $\alpha\text{-MnS}$ , возрастание концентрации хрома приводит для  $x_c \approx 0.67$  к возникновению концентрационного перехода металл—диэлектрик, сопровождающегося сменой типа антиферромагнитного упорядочения от II к I [2].

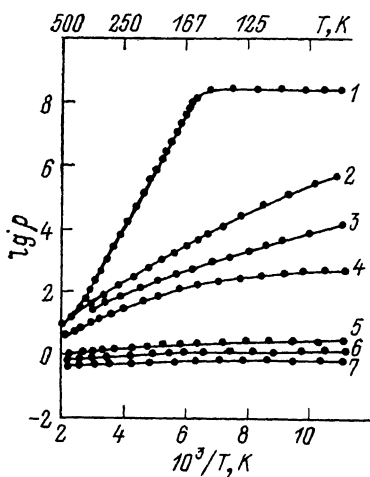


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления системы  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  для  $x=0.00$  (1), 0.3 (2), 0.33 (3), 0.36 (4), 0.4 (5), 0.5 (6), 0.6 (7).

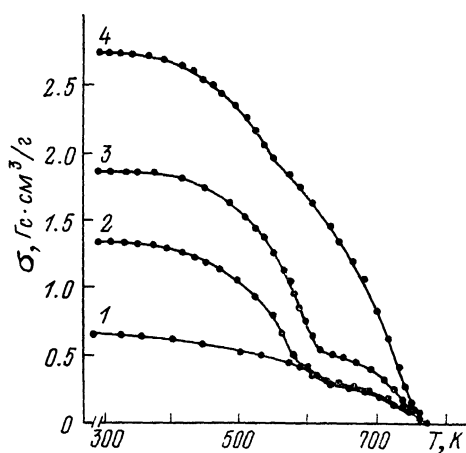


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  в поле  $H=0.7$  кЭ для  $x=0.3$  (1), 0.4 (2), 0.5 (3), 0.6 (4).

В настоящей работе проведены исследования электрических и магнитных свойств, а также проанализировано изменение электронной структуры в рамках модельных представлений в системе  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  ( $0 < x < 0.7$ ).

Образцы  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  были получены методом вакуумированных кварцевых ампул из чистых элементов. Рентгеноструктурные исследования, проведенные при 300 К на установке ДРОН-2.0 в монохроматизированном излучении  $\text{CoK}_\alpha$ , показали, что в системе  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  для  $0 < x < 0.7$  формируются твердые растворы с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой  $\alpha\text{-MnS}$ .

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного электросопротивления  $\rho$  для образцов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ . Температурный ход удельного электросопротивления для составов с  $0 < x < 0.4$  имеет экспоненциальный характер, а для  $0.4 \leq x \leq 0.6$  типичен для полуметаллов с уменьшением  $\rho$  при 77 К примерно на восемь порядков. Концентрация  $x_c=0.4$  для системы является критической, так как при этой концентрации происходит смена типа проводимости от полупроводникового до полуметаллического (ПМД в неупорядоченных системах типа Андерсона [3]).

Измерения магнитных свойств системы  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  включали в себя измерения магнитной восприимчивости, намагниченности, спонтанного

магнитного момента, петель гистерезиса в интервале температур 77—800 К.

Для составов с  $0 < x < 0.3$  величина магнитной восприимчивости в поле  $H=5$  кЭ характерна для антиферромагнетиков и с возрастанием  $x$  увеличивается от  $\sim 70 \cdot 10^{-6}$  СГСМ/г ( $x=0$ ) до  $\sim 182 \cdot 10^{-6}$  СГСМ/г ( $x=0.2$ ), при этом температура Нееля возрастает от 148 до 210 К. Изменение магнитных свойств имеет место для составов с  $x > 0.2$ . В интервале концентраций  $0.3 \leq x \leq 0.6$  установлено возникновение спонтанной намагниченности, которая во внешнем магнитном поле имеет петлю гистерезиса. Величина намагниченности этих составов с возрастанием температуры от 77 до 300 К уменьшается незначительно, а в области 300—800 К в поле  $H=0.7$  кЭ наблюдается резкое уменьшение ее величины с ростом температуры (рис. 2). Температура Кюри для различных  $x$  составляет  $T_k \approx \approx 750 \div 800$  К.

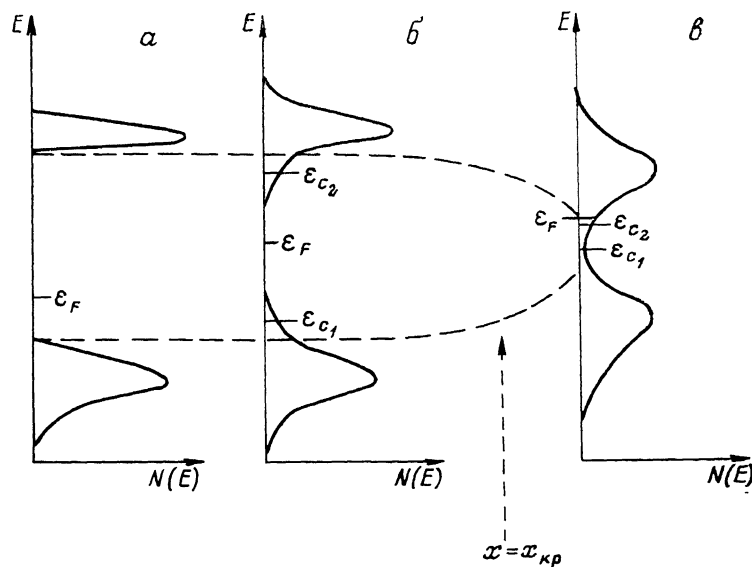


Рис. 3. Схема плотности состояний  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ .  $x=0$  (а),  $x < x_{кр}$  (б),  $x > x_c$  (в). Штрихи — уменьшение щели  $E_g$ , обусловленное изменением магнитного порядка при  $x=x_{кр}$ . Здесь  $e_{c1}$  и  $e_{c2}$  — пороги подвижности в валентной зоне и зоне проводимости.

Возникновение ферромагнетизма в образцах этих составов подтверждают, кроме того, и ЯГР-спектры [4].

Из полученных результатов следует, что в системе магнитных полупроводников  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$  ( $0 < x < 0.7$ ) по мере возрастания  $x$  имеет место концентрационный переход металл—диэлектрик при  $x_c \approx 0.4$ , которому предшествует зарождение магнитного порядка со спонтанным магнитным моментом при  $x_{сп} \approx 0.3$ .

Делокализация носителей и появление спонтанного момента взаимобусловливают друг друга. С одной стороны, появление носителей в антиферромагнитном полупроводнике приводит к появлению дополнительного косвенного обменного взаимодействия и может вызвать переход в ферромагнитную фазу [5]. С другой стороны, переход от антиферромагнитной структуры, где перескок электронов в узких  $d$ -зонах подавлен корреляционными эффектами, к ферромагнитной структуре сопровождается уширением зоны [1]. Подобное уширение происходит, как показано в [2], и при переходах между разными антиферромагнитными фазами, например II тип  $\rightarrow$  I тип, лишь бы перескок между соседями с параллельными спинами преобладал бы над перескоком между соседями с антипараллельными спинами. В фазе со спонтанной намагниченностью это

условие выполняется из-за неэквивалентности подрешеток, так что можно ожидать, что с ростом  $x$  происходит уширение зон из-за изменения магнитного порядка.

Есть еще один источник уширения зон, обычный для неупорядоченных полупроводников, связанный с появлением хвостов плотности состояний  $N(E)$  в запрещенной зоне и постепенным зарастанием псевдощели. Оба этих механизма работают в одну сторону. Модельная схема плотности состояний системы  $Fe_xMn_{1-x}S$  показана на рис. 3. В исходном  $\alpha$ - $MnS$  потолок валентной зоны образован гибридными  $p-d$ -состояниями, а ближайшая пустая зона — это узкая  $d$ -зона. С ростом  $x$  появляется псевдощель локализованных состояний с порогами подвижности  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_{c_2}$ , причем  $\epsilon_{c_2}$  движется вниз как вследствие роста беспорядка, так и в результате уширения  $d$ -зоны при изменении магнитного порядка. Из-за роста концентрации электронов с возрастанием  $x$  уровень Ферми  $\epsilon_F$  движется вверх, пересекая  $\epsilon_{c_2}$  при  $x=x_c$ .

Таким образом, описываемый концентрационный переход является переходом типа Андерсона, модифицированным двумя факторами: ростом энергии Ферми и дополнительным опусканием порога подвижности за счет изменения магнитного порядка.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
- [2] Лосева Г. В., Рябинкина Л. И., Овчинников С. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 45—49.
- [3] Мотт Н. Ф. Переходы металл—изолятор. М., 1979. 344 с.
- [4] Лосева Г. В., Рябинкина Л. И., Овчинников С. Г., Баюков О. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3717—3719.
- [5] Карпенко Б. В., Бердышев А. А. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 10. С. 3026—3028.

Институт физики им. Л. В. Киреевского  
СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
6 июня 1991 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 11, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 11, 1991

## ЭЛЕКТРОПОЛЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИМЕРНЫХ КЛАСТЕРАХ СМЕШАННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ

Б. С. Цукерблат, Б. Д. Гейхман

1. Кластеры смешанной валентности (СВ) содержат ионы металла с незаполненными оболочками в различных степенях окисления. Исследование таких систем началось в связи с проблемой магнетизма некоторых окислов [1, 2]. Квантовомеханическая теория показала [3, 4], что спектр пары ионов  $d^n-d^{n+1}$  может быть представлен в виде серии обменных мультиплетов, расщепленных туннелированием лишнего электрона (рис. 1)

$$\epsilon_{u(g)}(S) = -J(S(S+1) - S_a(S_a+1) - S_b(S_b+1)) \frac{(-1)^{S-1/2}}{(-)} \frac{P(S + \frac{1}{2})}{2S_0 + 1}, \quad (1)$$

где  $J$  — многоэлектронный гайзенберговский обменный параметр;  $S$  — полный спин кластера  $S = S_a + S_b, \dots |S_a - S_b|$ ;  $S_a, S_b$  — спины  $d^n$ - и  $d^{n+1}$ -ионов ( $S_0$  — меньшее значение из  $S_a$  и  $S_b$ );  $P$  — параметр переноса (двойного обмена); индексы  $u$  ( $g$ ) относятся к четности делокализованных состояний. В дальнейшем будет рассматриваться антиферромагнитный