

© 1992

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА В CdS, ЛЕГИРОВАННОМ Fe

*Р. П. Варданян, В. Д. Кузнецов, В. А. Кульбачинский,
С. И. Рейман, И. В. Свистунов, С. М. Чудинов*

Исследованы температурные зависимости магнитной восприимчивости χ и мессбауэровские спектры у полупроводника CdS с примесью Fe с концентрацией от 0 до 0.5 ат.%. При понижении температуры в область $T \sim (150-90)$ К наблюдались уменьшение наклона зависимости χ^{-1} от T и обогащение мессбауэровских спектров новыми линиями. Получена совокупность данных, указывающих на магнитное упорядочение атомов Fe в кластерах, а также на возникновение динамического эффекта Яна—Теллера в системе CdS(Fe) при низких температурах.

В настоящее время большой интерес вызывают исследования магнитных свойств полумагнитных полупроводников, а также полупроводников, легированных примесями переходных металлов. Все указанные вещества являются разбавленными твердыми растворами, в которых изовалентная или легирующая магнитная примесь имеет весьма малую концентрацию. Такие системы позволяют изучать поведение магнитных атомов в диамагнитной или слабо парамагнитной матрице. Наиболее актуальные проблемы при изучении указанных систем связаны с выяснением характера и механизмов обменного взаимодействия между атомами магнитной подсистемы, а также характера их взаимодействия с электронами проводимости, характера межкластерного взаимодействия, магнитного упорядочения в системе примесей, магнитной вязкости и температурного гистерезиса магнитного момента с исследованием состояния спинового стекла. Одним из интересных представителей разбавленных твердых растворов магнитных атомов в полупроводниковой матрице является полупроводниковое соединение CdS, легированное переходными металлами Fe, Mn, Cr и т. д. Интерес к этому твердому раствору связан с необычностью целого ряда его свойств. Так, полупроводниковая матрица CdS относится к соединениям типа $A^{II}B^{VI}$, которые способны кристаллизоваться в двух различных полиморфных модификациях — кубической структуре цинковой обманки (сфалерита) и гексагональной структуре (вюрцита). CdS имеет ширину запрещенной зоны $\epsilon_g = 2.4$ эВ, величина которой является промежуточной между величинами ϵ_g для изоляторов и классических элементарных полупроводников Ge и Si. CdS характеризуется смешанными (ионной и ковалентной) связями между атомами, причем спины электронов, осуществляющих связь, спарены, так что суммарный спин равен нулю. Вследствие этого CdS без примесей является слабым диамагнетиком. При наличии дефектов возникают нерегулярности, приводящие к изменению спаривания и появлению парамагнетизма в окрестности дефекта. Из всех соединений группы $A^{II}B^{VI}$ CdS обладает наибольшей величиной фотопроводимости, люминесценции и других характеристик, важных для решения прикладных задач.

Указанные выше особенности CdS делают весьма интересным исследование поведения введенных в него в виде примесей ионов различных переходных элементов. Этот интерес усиливается еще и тем, что в CdS удается вводить весьма большие количества магнитных примесей замещения (до единиц атомных

процентов), что позволяет существенно модифицировать исходные свойства полупроводника.

Эффективную информацию о поведении переходных элементов в CdS может дать изучение на одних и тех же образцах как магнитных свойств этой системы, так и ее мессбауэровских спектров. Настоящая работа посвящена такому исследованию матрицы CdS с примесью атомов Fe. Выбор примесного элемента связан с тем, что ядро атома Fe является одним из хорошо изученных мессбауэровских ядер.

1. Методика измерений и экспериментальные результаты

В работе проанализированы температурные зависимости магнитной восприимчивости χ монокристаллов CdS с концентрацией примеси Fe $x = 0, 0.1, 0.2, 0.23, 0.3$ и 0.5 ат.%. На этих же образцах получены мессбауэровские спектры при различных температурах и магнитных полях.

Для измерения магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях использовался высокочувствительный SQUID—магнитометр [1, 2].

Мессбауэровские спектры измерялись в режиме постоянного ускорения. Скорость движения ядер Fe⁵⁷ в возбужденном состоянии, являющихся источниками γ -квантов, использовался Co⁵⁷, который с помощью диффузионного отжига вводился в кристалл Pd. В результате радиоактивного распада Co⁵⁷ возникают ядра Fe⁵⁷ в возбужденном состоянии с энергией 136 кэВ, которые после испускания γ -кванта с энергией 121.6 кэВ переходят в первое возбужденное состояние с энергией $E = 14.4$ кэВ и с временем жизни $\tau = 1.0 \cdot 10^{-7}$ с. В качестве детектора γ -квантов применялся газоразрядный счетчик. Для измерения мессбауэровских спектров при низких температурах использовался проточный гелиевый криостат, температура образца в котором могла поддерживаться с точностью до 0.1 К.

Измерения χ проведены в полях $H = 100$ и 215 Э, ориентированных вдоль оси C . Измерения показывают, что CdS без примеси Fe в слабых полях является диамагнетиком. При $x = 0.1$ ат.% восприимчивость имеет диамагнитный характер только при $T > 50$ К. При $T \sim 50$ К восприимчивость проходит через нуль и становится парамагнитной при $T < 50$ К. Для образцов с концентрацией Fe 0.2 ат.% магнитная восприимчивость парамагнитна во всей области исследованных температур 2—300 К.

Измерения показывают, что в парамагнитном состоянии зависимости χ^{-1} от T при низких и высоких температурах могут быть аппроксимированы линейными функциями. Таким образом, в области линейного участка зависимости χ^{-1} от T магнитная восприимчивость может быть описана с помощью закона Кюри—Вейсса

$$\chi = \frac{N_m S(S+1)(g_m \mu_B)^2}{3k(T - \Theta)}, \quad (1)$$

где S , g_m , N_m — величина спина, гиромангнитный фактор и концентрация элементарных магнитных моментов (которые не обязательно совпадают с отдельными магнитными ионами); $\mu_B = e\hbar/2m_0c$ — магнетон Бора. Параметр Θ описывает величину и характер обменного взаимодействия между элементарными магнитными моментами.

На рис. 1 приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости χ и обратной величины $1/\chi$ для монокристаллов CdS с концентрацией x примеси Fe 0.2 и 0.5 ат.%. Следует обратить внимание, что наклон высокотемпературных линейных участков на кривых χ^{-1} от T превосходит наклон соответствующих низкотемпературных участков.

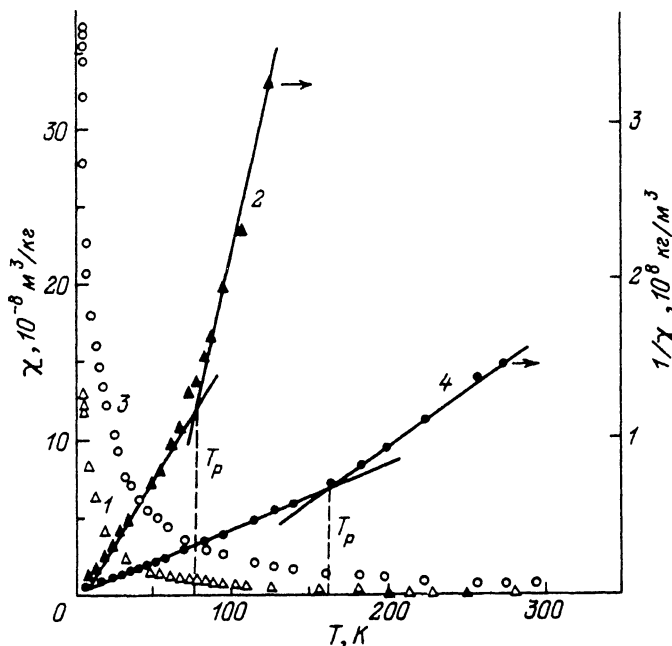


Рис. 1. Температурная зависимость прямой χ (1, 3) и обратной χ^{-1} (3, 4) магнитной восприимчивости CdS с примесью Fe в магнитном поле $H = 100$ Э.

Содержание железа x (ат. %): 1, 2 — 0.2; 3, 4 — 0.5.

Изменение наклона линейного участка на кривой χ^{-1} от T происходит в достаточно узком интервале температур вблизи некоторой характерной для каждого состава температуры T_p . Зависимость величины T_p от концентрации Fe показана в таблице. Измерение наклона кривой $\chi^{-1}(T)$ при $T \sim T_p$ указывает уменьшение концентрации (или величины) магнитных моментов при понижении температуры.

Зависимость T_p от концентрации x железа

x , ат. %	T_p , К	Θ , К
0.1	35	29
0.2	88	64
0.23	102	60
0.3	137	48
0.5	135	50

Следует отметить также, что высокотемпературные линейные участки на зависимости χ^{-1} от T при $\chi^{-1} \rightarrow 0$ экстраполируются в область положительных температур (параметр $\Theta > 0$), при этом величина Θ составляет десятки Кельвинов (см. таблицу). Положительное значение Θ указывает на ферромагнитный характер обменного взаимодействия элементарных магнитных моментов. Низкотемпературный линейный участок на зависимости χ^{-1} от T экстраполируется в область малых положительных $\Theta > 0$ или отрицательных температур ($\Theta < 0$), причем абсолютное значение $|\Theta|$ в этой области температур оказывается существенно меньше, чем для высокотемпературного участка.

В настоящей работе исследована также эволюция мессбауэровских спектров при изменении концентрации Fe и температуры. На рис. 2 в качестве примера приведены мессбауэровские спектры для образцов CdS с содержанием Fe 0.1 и 0.3 ат. % при комнатной и более низких температурах. Установлено, что при комнатной температуре спектры у всех образцов представляют собой одиночные линии, при этом изомерный сдвиг спектра (относительно нитропрусида натрия) не зависит от концентрации Fe и составляет $\delta = 0.92$ мм/с. Ширина линии монотонно увеличивается с ростом концентрации Fe; например, при концентрациях 0.1 и 0.3 ат. % ширины линий составляют соответственно $\Gamma = 0.24$ и $\Gamma = 0.43$ мм/с.

При понижении температуры линии в спектрах уширяются и сам спектр обогащается дополнительными линиями.

Так, для образца с концентрацией Fe 0.1 ат. % вначале наблюдается монотонное уширение линии, а при низких температурах в спектре появляются две симметрично расположенные линии (дублет), расщепленные на величину $\Delta E = 0.37$ мм/с; изомерный сдвиг спектра и полуширина линий составляют $\delta = 1.07$ мм/с и $\Gamma = 0.6$ мм/с. На рис. 3 приведены величины расщепления ΔE , изомерного сдвига δ и сверхтонкого поля H в зависимости от температуры для образца с 0.3 ат. % Fe.

Для образца с большей концентрацией Fe изменения спектра носят более существенный характер. Так, для образца с 0.3 ат. % Fe спектр имеет вид дублета только до температуры ~ 90 К. При более низких температурах спектр имеет более сложную форму, которую можно качественно интерпретировать как суперпозицию дублета и секстета. По мере понижения температуры происходит перекачка интенсивности от дублета к секстету.

2. Обсуждение результатов

В свободном состоянии атомы группы железа, как правило, обладают электронной конфигурацией внешних электронных оболочек вида $3d^n 4s^2$, где n — число электронов в $3d$ -оболочке. В полупроводниковых кристаллах групп $A^{III}V$ и $A^{II}V^{VI}$ примесные атомы группы железа должны занимать узлы в металлической подрешетке. При этом они оказываются в тетраэдрическом окружении матричных атомов из металлоидной подрешетки. В этом случае кристаллическое поле имеет тетраэдрическую симметрию (T_d -симметрию), именно оно возмущает уровни свободного атома примеси и приводит к их расщеплению, величина которого для кристаллов с чисто ионной связью определяется параметром

$$D_q \sim \frac{Ze^2}{R^5} \langle r^4 \rangle. \quad (2)$$

Здесь Z — заряд ионов, окружающих данный ион переходного металла; R — расстояние до этих ионов; $\langle r^4 \rangle = \int r^4 R(r) r^2 dr$, где $R(r)$ — радиальная часть волновой функции электрона d -оболочки. Для ионных кристаллов кристаллическое окружение может рассматриваться как совокупность точечных зарядов. Ковалентная же составляющая связей обуславливает гибридизационное взаимодействие, приводящее к вытеснению затравочных уровней примесных атомов в запрещенную зону. Потенциал этого взаимодействия создается тем же внутрикристаллическим окружением и естественно обладает той же тетраэдрической симметрией [3]. В общем случае при наличии ионной и ковалентной связи кристаллическое поле расщепляет вырожденное орбитальное состояние свободного иона переходного металла на несколько орбитальных состояний. Далее состояния кристаллического поля дополнительно расщепляются под действием спин-орбитального взаимодействия, что приводит к появлению системы энергетических

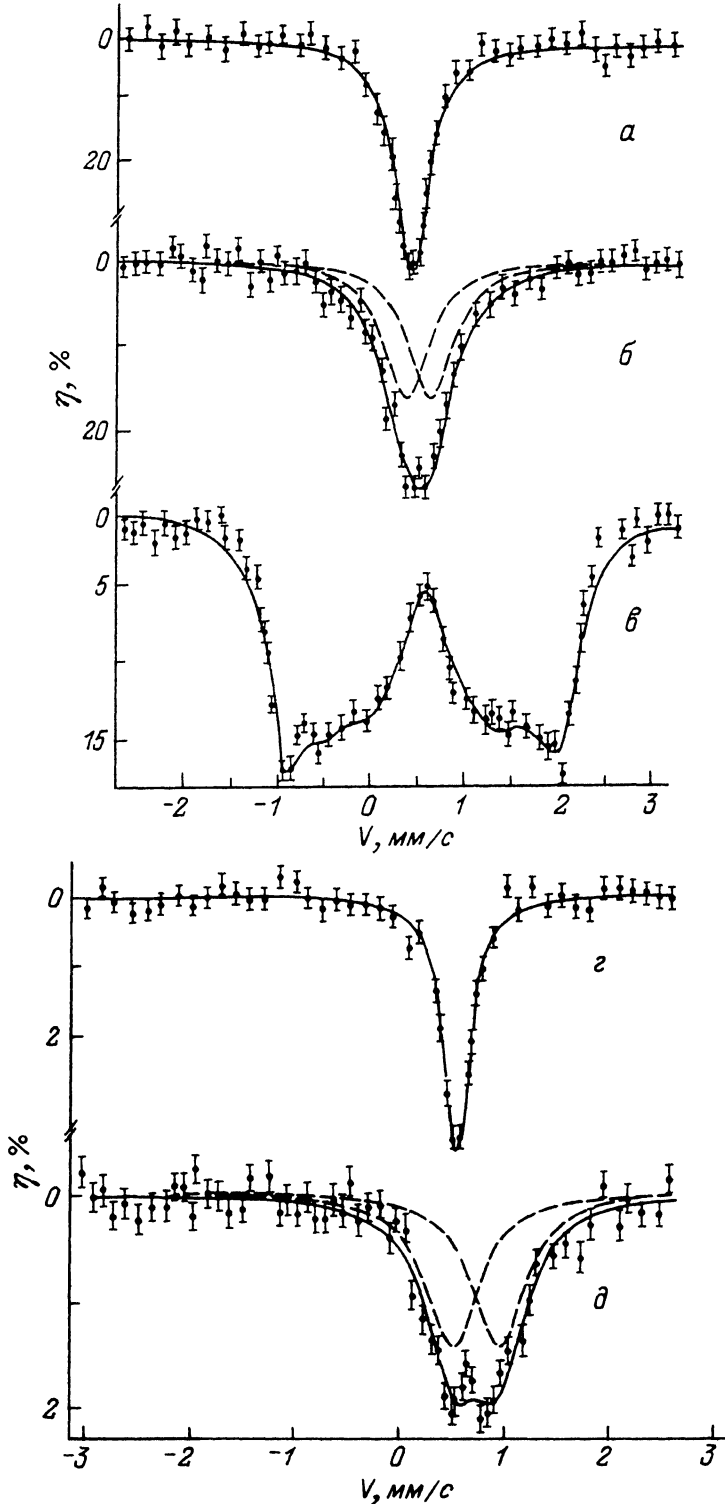
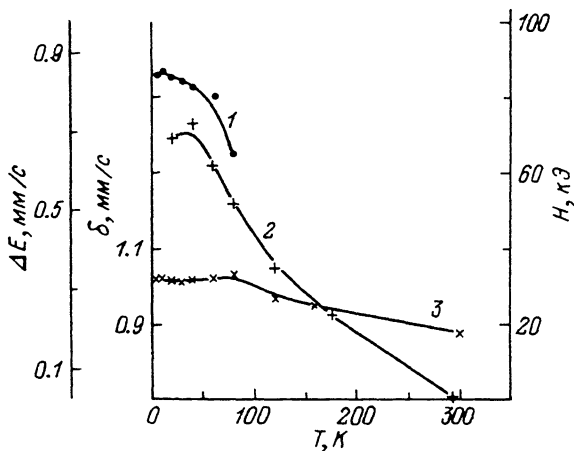


Рис. 2. Мессбауэровские спектры поглощения η CdS с Fe (0.3 ат.%) при $T = 293$ (а), 160 (б), 5 К (в) и 0.1 ат.% при $T = 293$ (г), 5 К (д).

Рис. 3. Температурная зависимость параметров мессбауэровских спектров CdS с Fe (0.3 ат. %): сверхтонкого поля H (1), квадрупольного расщепления ΔE (2), изомерного сдвига δ (относительно нитропрусида натрия) (3).



уровней. Такие уровни в оптических спектрах примесных ионов переходных элементов проявляются в виде полос тонкой структуры и, в частности, для ионов Fe^{2+} ($3d^6$) в соединениях $A^{II}B^VI$ наблюдались в работах [4-6]. Теоретическим исследованиям поведения примесных атомов переходных металлов в полупроводниковых матрицах посвящены работы [7-9].

Энергетические состояния примесного атома в кристаллическом поле проявляются также в температурной зависимости магнитной восприимчивости, так как, с одной стороны, каждому из них соответствует своя вполне определенная величина магнитного момента примесного иона, с другой стороны, расстояния между ними соизмеримы с энергией тепловых колебаний при низких температурах. Это может приводить к более сложной, чем закон Кюри, температурной зависимости магнитной восприимчивости.

Подобные зависимости для полупроводников групп $A^{II}B^VI$ и в частности для CdS с примесями атомов группы железа, были исследованы в работе [10], в которой наблюдалось уменьшение наклона кривых χ^{-1} от T при температурах $T < 20$ K.

Одно из возможных объяснений уменьшения наклона зависимости χ^{-1} от T при низких температурах дано в [4]. Дело в том, что ионы группы железа с электронной конфигурацией $3d^6$ расщепляются кристаллическим полем тетраэдрической симметрии на два подуровня 5T_2 и 5E . Для волновых функций нижнего уровня 5E дублета Z -компонента орбитального момента количества движения равна нулю и, следовательно, все матричные элементы оператора спин-орбитального взаимодействия также равны нулю. Поэтому в первом порядке теории возмущений спин-орбитальное взаимодействие не расщепляет это состояние. Однако во втором порядке 5E -уровень расщепляется на пять эквидистантных подуровней $\Gamma_1, \Gamma_4, \Gamma_3, \Gamma_5, \Gamma_2$, расстояния между которыми равны $3\lambda^2/5D_q$, где λ — параметр спин-орбитального взаимодействия. Основное состояние Γ_1 — синглет, и для него собственный магнитный момент равен нулю. Поэтому если ионы находятся в основном состоянии, то они не имеют ориентационного магнитного момента и их парамагнитный вклад в восприимчивость сводится лишь к парамагнетизму Ван Флека. Последнее приводит к тому, что в области низких температур, когда практически все ионы находятся в основном состоянии, их магнитная восприимчивость перестает зависеть от температуры.

Выполненный в [4] в более высоком порядке теории возмущений расчет уровней, порожденных расщеплением 5E -состояния, показывает, что эквидистантность между уровнями Γ_1 нарушается, а интервал между основным уровнем Γ_1 и первым возбужденным Γ_4 оказывается меньше $3\lambda^2/5D_q$. Это должно привести к несколько более резкой температурной зависимости магнитной восприимчивости χ при низких температурах и к увеличению парамагнетизма Ван Флека для основного состояния. По существу это означает, что излом кривой χ^{-1} от T при $T \sim T_p$ оказывается не столь ярко выраженным.

Следует учесть также влияние доли ковалентности связей атомов Fe в решетке CdS.

Как известно, ковалентность сказывается на величине параметра спин-орбитальной связи и приводит к уменьшению λ по сравнению с его значением для свободного иона. Такой эффект наблюдается при изучении магнитных свойств иона Fe^{2+} в соединениях $A^{II}B^{VI}$ [10].

Наряду с конфигурацией $3d^6$ для ионов группы железа в матрице $A^{II}B^{VI}$ возможна конфигурация $3d^4$. Согласно правилам Хунда, основным состоянием свободного иона с электронной конфигурацией $3d^4$ является 5D . Как и в случае ионов с конфигурацией $3d^6$, кристаллическое поле T_d -симметрии расщепляет это состояние на орбитальный дублет E и орбитальный триплет T_2 , но в отличие от ионов с конфигурацией $3d^6$ для ионов с конфигурацией $3d^4$ основным орбитальным состоянием оказывается триплет T_2 [11]. Однако, как показано в работах [12, 13], оптические спектры, соответствующие внутрицентровым переходам электронов, и особенности спектра ЭПР-поглощения ионов Cr в матрице некоторых соединений $A^{II}B^{VI}$, имеющих в данной ситуации конфигурацию $3d^4$, не согласуются с картиной энергетических уровней для кристаллического поля T_d -симметрии. Эти экспериментальные данные в указанных работах были объяснены как результат влияния на основное орбитальное состояние ионов Cr ($3d^4$) статических деформаций решетки, понижающих симметрию кристаллического поля. Эти деформации вызваны эффектом Яна—Теллера [14], заключающимся в нестабильности симметричной конфигурации вокруг атомного ядра для электронных состояний, которые имеют орбитальное вырождение. Эффект Яна—Теллера связан со взаимодействием между движением электронов примесного атома и колебательным движением кристаллической решетки, приводящим к смещению атомного ядра. В результате такого смещения полная энергия системы, состоящей из электронных состояний и кристаллической решетки, понижается.

Сопоставление с данными работ [12, 13] о поведении ионов Cr в полупроводниковых матрицах $A^{II}B^{VI}$ в совокупности с полученными данными по магнитной восприимчивости и мессбауэровскими спектрами для CdS с примесью Fe позволяет на качественном уровне понять поведение примесного иона Fe^{2+} в матрице CdS при изменении температуры и концентрации.

Появление дублета в мессбауэровских спектрах при понижении температуры (рис. 2) наиболее естественно связать с квадрупольным расщеплением, которое в свою очередь является следствием понижения симметрии окружения ионов Fe^{2+} ниже кубической. Поскольку кубическая кристаллическая структура CdS сохраняется при понижении температуры, понижение симметрии окружения ионов Fe^{2+} можно объяснить только возникновением динамического эффекта Яна—Теллера, при котором локальная симметрия иона Fe^{2+} в тетраэдрических позициях меняется во времени от кубической к тетрагональной.

Эффект Яна—Теллера, приводящий к перезарядке примесного иона при понижении температуры, достаточно хорошо изучен в полупроводниковых матрицах группы $A^{III}B^{V}$ в работе [15]. В частности, подобное явление перезарядки наблюдалось в InAs, легированном Mn, в котором ян-теллеровские деформации приводили к перезарядке типа Mn^{2+} ($3d^5$) \rightarrow Mn^{3+} ($3d^4$).

Таким образом, как данные магнитных измерений, так и данные об изменении характера мессбауэровских спектров при понижении температуры в CdS с примесью Fe могут быть объяснены, если предположить, что в этом соединении имеет место изменение симметрии окружения ионов, т. е. динамический эффект Яна—Теллера.

Этот вывод подтверждается теоретическими расчетами эффекта Яна—Теллера в CdS: Fe^{2+} [16] и измерениями инфракрасных спектров поглощения [17].

Измерения показывают, что в образцах с достаточно высокой концентрацией Fe ($x > 0.23$ ат.%) при температурах ниже 80—120 К мессбауэровский спектр

становится более сложным по сравнению с обычным квадрупольным дублетом (рис. 2). Такой спектр на качественном уровне можно интерпретировать как суперпозицию квадрупольного дублета и секстета, причем последний наиболее вероятно имеет зеемановскую природу. При гелиевых температурах $T \leq 5$ К мессбауэровский спектр у образцов с высокой концентрацией Fe ($x \geq 0.3$) еще более усложняется и становится неадекватным простой суперпозиции дублета и секстета. Это, по-видимому, говорит о значительном разбросе величин сверхтонких полей H на ядре и квадрупольных расщеплений ΔE . Последнее наблюдается также и в образцах с относительно малой концентрацией Fe $x \sim 0.1$ ат.%, так как величина Γ -компонентов дублета при $T \sim 5$ К существенно больше, чем Γ при комнатной температуре. Поэтому можно говорить лишь о средних значениях H и ΔE . Температурные зависимости полученных из мессбауэровских спектров величин H и ΔE показаны на рис. 3.

Наиболее вероятной причиной зеемановского расщепления ядерных уровней Fe при низких температурах является магнитное упорядочение в магнитной подсистеме в образцах с высокой концентрацией Fe. Вместе с тем парамагнитный характер зависимости χ^{-1} от T при $T < T_p$ не позволяет сделать вывод об упорядочении во всей системе магнитных примесей. Таким образом, магнитное упорядочение, по-видимому, имеет место только в пределах кластеров из близкорасположенных друг к другу атомов Fe. Температуру T_p при этом можно отнести к энергии связи W_{cl} атомов Fe в кластерах доминирующего размера: $W_{cl} \sim kT_p$. Обменное взаимодействие атомов Fe в кластерах может иметь косвенный характер и реализоваться по цепочке Fe—S—Fe. Предположение о таком типе обменного взаимодействия в кластере согласуется с результатами измерения магнитной восприимчивости.

Предположение о магнитном упорядочении Fe в кластерах согласуется также с уменьшением наклона низкотемпературных участков кривой χ^{-1} от T при $T < T_p$, грубая аппроксимация которых прямой линией приводит к закону Кюри—Вейсса (1) с величиной Θ , существенно меньшей соответствующего параметра при $T > T_p$. Уменьшение Θ отражает тот факт, что энергия обменного взаимодействия кластеров существенно меньше, чем энергия взаимодействия отдельных атомов Fe на средних расстояниях между ними.

Подобное явление (уменьшение параметра Θ в законе Кюри—Вейсса при понижении температуры) хорошо известно в полумагнитных полупроводниках и полупроводниках, легированных магнитными примесями, и достаточно хорошо изучено в системах с примесным атомом Mn [18, 19]. В этих системах благодаря антиферромагнитному упорядочению атомов Mn в кластерах при $T < T_p$ происходит значительное уменьшение концентрации элементарных магнитных моментов. Следствием этого является резкое увеличение наклона низкотемпературного линейного участка кривой χ^{-1} от T при понижении температуры ниже T_p .

В исследованном в настоящей работе случае взаимодействие между атомами Fe в CdS имеет ферромагнитный характер. При этом при переходе в область температур $T < T_p$ концентрация элементарных моментов (которые теперь определяются кластерами атомов Fe) также уменьшается, однако величина каждого момента возрастает. Поскольку последняя входит в закон Кюри—Вейсса квадратично, числитель в формуле (1) возрастает при переходе от $T > T_p$ к $T < T_p$. Это служит одной из причин, вызывающих уменьшение наклона зависимости χ^{-1} от T при $T \sim T_p$.

В действительности же уменьшение наклона зависимости χ^{-1} от T при $T < T_p$ является следствием двух эффектов: упорядочения атомов Fe в кластерах и изменения концентрации и величины элементарных магнитных моментов, а также следствием рассмотренного выше эффекта перезарядки ионов Fe^{2+} и динамического эффекта Яна—Теллера. Последняя причина приводит не только

к уменьшению эффективного наклона зависимости χ^{-1} от T при низких температурах, но и к существенному отклонению этой кривой от простой линейной зависимости.

Список литературы

- [1] Кузнецов В. Д. // ПТЭ. 1985. № 4. С. 196—201.
- [2] Кузнецов В. Д. // Изв. вузов. Приборостроение. 1985. Т. 28. № 3. С. 17—29.
- [3] Kikoin K. A., Fleurov V. N. // J. Phys. C. 1977. V. 10. N 21. P. 4295—4308.
- [4] Slack G. A., Roberts S., Vallin J. T. // Phys. Rev. 1969. V. 187. N 2. P. 511—524.
- [5] Slack G. A., Roberts S., Ham F. S. // Phys. Rev. 1967. V. 155. N 2. P. 170—177.
- [6] Slack G. A., Ham F. S., Chrenko R. M. // Phys. Rev. 1966. V. 152. N 1. P. 376—402.
- [7] Абрикосов А. А. // УФН. 1969. Т. 97. № 3. С. 403—427.
- [8] Haldane F. D., Anderson P. W. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 2553—2559.
- [9] Fleurov V. N., Kikoin K. A. // J. Phys. C. 1976. V. 9. N 9. P. 1673—1683.
- [10] Mahoney I. P., Lin C. C., Brumage W. H., Dorman F. // J. Chem. Phys. 1970. V. 53. N 11. P. 4286—4290.
- [11] Бальхаузен К. Введение в теорию поля лигандов. М.: Мир, 1964. 150 с.
- [12] Vallin J. T., Slack G. A., Roberts S. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 11. P. 4313—4333.
- [13] Vallin J. T., Watkins G. D. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 5. P. 2051—2072.
- [14] Jahn H. A., Teller E. // Proc. Roy. Soc. A. 1937. V. 161. N 905. P. 220—235.
- [15] Андрианов Д. Г. // Автореф. докт. дис. М., 1983.
- [16] Vogel E. E., DeOrue M. A., Rivera Iratchet A., Morales J. E. // J. Crystal Growth. 1990. V. 101. P. 470—474.
- [17] Schulz H. J., Roussos G., Thiede M. // Verhandl. Deut. Physik. Ges. 1988. V. 1. N 23. HL-25.8.
- [18] Rajaczkowska A., Pauthe R. // J. Magn. Mat. 1979. V. 10. N 1. P. 84—86.
- [19] Брандт Н. Б., Исмаилов Ж. Т., Кульбачинский В. А., Лапин С. А., Чудинов С. М. // Изв. вузов. Физика. 1989. № 11. С. 29—39.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
29 октября 1991 г.