

СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, ОБЛАДАЮЩИХ ПЕРКОЛЯЦИОННЫМ ФЕРРОМАГНЕТИЗМОМ

А. И. Дмитриев^a, Р. Б. Моргунов^{a*}, О. Л. Казакова^b, Й. Танимото^{c**}

^a Институт проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b National Physical Laboratory, TW110LW, Teddington, United Kingdom

^c Osaka-Ohtani University, 584-8540, Tondabayashi, Japan

Поступила в редакцию 18 ноября 2008 г.

Исследованы магнитные свойства тонких пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$), полученных методом ионной имплантации ионов Mn^{2+} в пластины монокристаллического Ge. Разделены вклады подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} , ферромагнитных кластеров Ge_3Mn_5 и ферромагнитных областей Ge, обогащенных Mn, в магнитный момент пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$. В подсистеме диспергированных ионов Mn^{2+} пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ при температурах ниже 10 К обнаружен спин-волновой резонанс в магнитоупорядоченном состоянии, обусловленном перколяционным ферромагнетизмом. Установлено соответствие обменных интегралов, определенных из статических и динамических измерений в пленках с перколяционным магнетизмом.

PACS: 75.75.+a, 76.50.+g

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой интерес вызывают разбавленные магнитные полупроводники (DMS — Diluted Magnetic Semiconductors). На практике DMS могут быть использованы в спинтронике при условии высоких температур Кюри [1–3]. До недавнего времени большая часть исследований была посвящена DMS III, V групп, низкие температуры Кюри которых затрудняют их практическое использование [4–7]. Поэтому сейчас основное внимание уделяется поиску DMS IV группы. Легирование элементарных полупроводников Ge и Si переходными металлами (преимущественно Mn), приводит к возникновению в них ферромагнитного упорядочения [8–15]. Как правило, в DMS $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ наблюдаются три критические температуры T_C разной природы [12–26]. Ферромагнитное упорядочение в системе диспергированных ионов Mn ($x \leq 0.1$) наблюдается при температурах $T_{C1} \leq 16$ К и объясняется существованием так называемого перко-

ляционного ферромагнетизма, обусловленного перекрытием магнитных поляронов [16]. Перколяционный магнетизм в настоящее время мало изучен. В предыдущих работах о нем судили по суммарному магнитному моменту образца в статических измерениях [16]. Ферромагнитный резонанс, возможные спин-волновые явления и спиновая динамика этого магнитоупорядоченного состояния нового типа ранее не исследовались.

Критическая температура $T_b \approx 300$ К отвечает температуре Кюри ферромагнитных кластеров сплава Ge_3Mn_5 [12–22]. Кроме того, в системе $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ может наблюдаться промежуточная температура $T_{C2} = 50$ –150 К, которая связана с образованием ферромагнитных областей Ge, обогащенных Mn [12–15, 22–26]. Области, обогащенные марганцем, Mn_nGe_m , не являются сплавом типа Ge_3Mn_5 , а представляют собой диспергированные ионы Mn с локально высокой концентрацией. Ферромагнитное упорядочение в них происходит при более высоких температурах, чем в объеме образца, где концентрация Mn ниже. Вероятно присутствием областей, обогащенных ионами Mn, обусловлена высокая температура Кюри $T_C = 320$ К в

*E-mail: morgunov20072007@yandex.ru

**Y. Tanimoto

нанопроволоках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ [8]. Поэтому наноструктурирование $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, приводит к тому, что размер областей, обогащенных ионами Mn^{2+} , становится равным размеру нанопроволок. Это открывает новые возможности для увеличения температур Кюри в наноструктурах DMS. Для DMS с концентрацией переходных металлов до нескольких атомных процентов сложно провести различие между пространственно-однородным сплавом и сильно неоднородным материалом, содержащим интерметаллические соединения или обогащенные металлом кластеры [23]. Однако можно ожидать, что это различие может быть выражено в разных температурах Кюри T_C .

Ранее нами были исследованы основные закономерности поглощения микроволновой мощности в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) [12–15]. Было установлено, что при высоких температурах ($T \geq 220$ К) резонансные пики соответствуют ферромагнитным кластерам Mn_5Ge_3 . Низкотемпературный ферромагнитный резонанс ($T \leq 60$ К) приводит к возбуждению стоячих спиновых волн. Закономерности возникновения ферромагнитного упорядочения в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ не были установлены. Поэтому целью настоящей работы является разделение вкладов подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} , ферромагнитных кластеров Ge_3Mn_5 и ферромагнитных областей Mn_nGe_m , обогащенных ионами Mn^{2+} , в магнитный момент пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$). Кроме того, предпринята попытка установления соответствия параметров перколяционного ферромагнетика, полученных из статических измерений (СКВИД-магнитометром) и определенных из наблюдений динамических коллективных спиновых явлений (ферромагнитного и спин-волнового резонанса).

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) (рис. 1) были изготовлены методом ионной имплантации ионов Mn^{2+} в пластины монокристаллического Ge. Глубина проникновения ионов Mn^{2+} в монокристаллический Ge составляла около 120 нм, а их распределение в этом слое имело профиль, близкий к гауссовому. Подробно методика приготовления пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) описана ранее [27–30]. Структура пленок и степень окисления иона Mn^{2+} была исследована ранее методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгено-

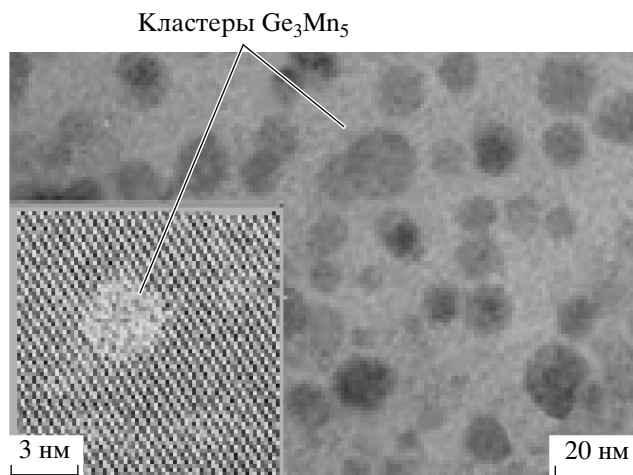


Рис. 1. Изображение поперечного сечения ионно-имплантированной пленки $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$, полученное на просвечивающем электронном микроскопе

ской дифракции, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [27–30]. Было установлено, что пленки $\text{Ge}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}$, $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$, $\text{Ge}_{0.92}\text{Mn}_{0.08}$ содержат кластеры Ge_3Mn_5 диаметрами соответственно 4.3 нм, 9.5 нм, 13.1 нм, а также изолированные ионы Mn^{2+} в узлах кристаллической решетки Ge [27–30] (рис. 1).

Измерения намагниченности пленок проводили с помощью СКВИД-магнитометра MPMX 5XL, Quantum Design при температурах 2–320 К в постоянном магнитном поле 1 кЭ.

Спектры электронного спинового резонанса получены на спектрометре Varian EMX plus, оснащенном гелиевым криостатом Oxford Instruments ESR-900. Спектры электронного спинового резонанса были получены в виде зависимостей первой производной микроволновой мощности dP/dH от магнитного поля H . Эксперименты проводились в основном при частоте микроволнового поля 9.4 ГГц и частоте модуляции 100 кГц в температурном диапазоне $T = 4$ –300 К. Образцы помещались в пучность магнитной составляющей микроволнового поля H_{102} в прямоугольном резонаторе. Микроволновое магнитное поле было всегда перпендикулярно постоянной составляющей магнитного поля спектрометра. Угол между постоянным магнитным полем и плоскостью пленок регулировался с помощью автоматического гониометра с относительной точностью 0.1° .

Таблица

	$x = 0.02$	$x = 0.04$	$x = 0.08$
Доля диспергированных ионов Mn, %	70	60	50
Концентрация диспергированных ионов Mn n_i , 10^{21} см^{-3}	0.6	1.1	1.8
Среднее расстояние между примесными ионами Mn r , Å	11.8	9.8	8.3
Константа обменной жесткости спиновых волн D , $10^{-8} \text{ Э} \cdot \text{см}^2$	4.2 ± 0.3	3.4 ± 0.6	1.9 ± 0.2
Обменный интеграл J , мэВ [К]	5.8 ± 0.4 [66.7 ± 4.5]	6.8 ± 1.2 [79.3 ± 14.4]	5.2 ± 0.6 [59.9 ± 7.2]
Энергия взаимодействия ближайших ионов Mn в решетке Ge W , К	6.7 ± 0.5	20.9 ± 3.9	22.1 ± 3.8
Радиус локализации дырок L , Å	6.1 ± 0.6	16.1 ± 3.1	12.2 ± 0.8
Температура Кюри T_{C1} , К	4.5	10	10
Температура Кюри T_{C2} , К	–	55	–
Средний диаметр кластеров Ge_3Mn_5 d , нм	4.3	9.5	13.1
Температура Кюри кластеров T_b , К	266	281	292

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На изображении пленки $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$, полученном на просвечивающем электронном микроскопе (рис. 1), можно видеть кластеры сплава Ge_3Mn_5 . Методом рентгеновской фотоэлектронной микроскопии обнаружены также диспергированные в кристаллической решетке Ge ионы Mn^{2+} [27–30]. Эти две подсистемы имеют различные температуры Кюри. Самая низкая критическая температура $T_{C1} \leq 10$ К, наблюдающаяся в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ (рис. 2, таблица), может соответствовать точке перколяционного перехода в ферромагнитное состояние диспергированных в кристаллической решетке Ge ионов Mn^{2+} [31–34]. В основе перколяционной модели лежит предположение о том, что косвенный обмен обусловлен локализованными носителями заряда (в случае примеси Mn-дырками) [31–34]. Обменное взаимодействие локализованных дырок с примесными ионами приводит к формированию магнитных поляронов [35, 36]. Магнитный полярон

состоит из одной локализованной дырки и большого числа примесных ионов, окружающих ее. Прямое обменное взаимодействие между локализованными дырками антиферромагнитное, в то время как обменное взаимодействие между магнитными поляронами может быть ферромагнитным при больших концентрациях примесных ионов [37]. При относительно высоких температурах ориентации спинов примесных ионов, принадлежащих разным поляронам, произвольны. При понижении температуры радиус магнитных поляронов растет и при некотором значении температуры волновые функции соседних поляронов начинают перекрываться через примесные ионы, принадлежащие разным поляронам. Это взаимодействие приводит к тому, что спины примесных ионов, принадлежащих разным поляронам, упорядочиваются. В точке перколяционного перехода, когда размер кластера коррелированных поляронов достигнет размеров образца, происходит ферромагнитное упорядочение. Температура Кюри в перколяционной модели

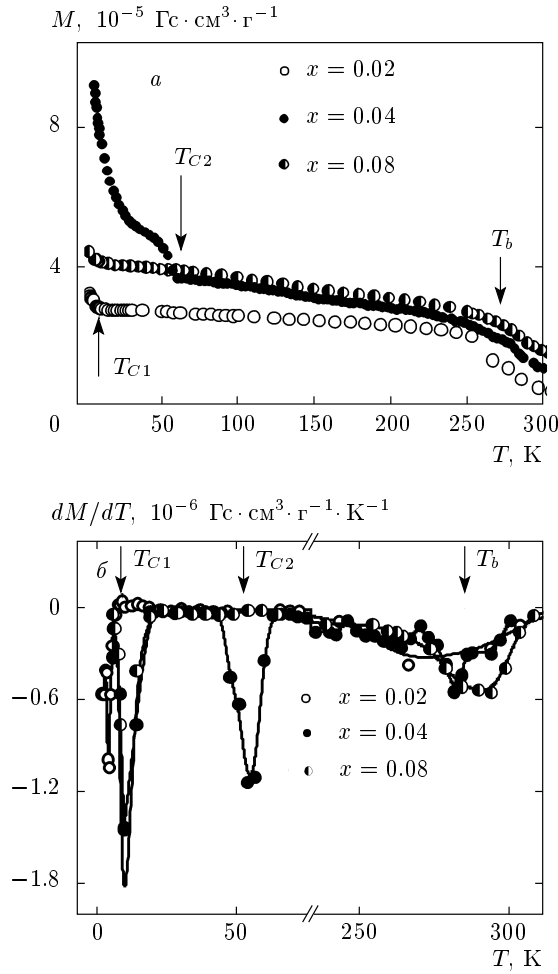


Рис. 2. а) Зависимости магнитного момента M пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ от температуры T при ориентации магнитного поля напряженностью $H = 1 \text{ кЭ}$ перпендикулярно плоскости пленки, б) зависимости производной магнитного момента по температуре dM/dT пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ от температуры T при ориентации магнитного поля напряженностью $H = 1 \text{ кЭ}$ перпендикулярно плоскости пленки (стрелками указаны температуры Кюри T_{C1} , T_{C2} и температура Кюри кластеров T_b)

определяется выражением

$$T_C = sSJ(L^3 n_h)^{1/3} \sqrt{\frac{n_i}{n_h}} \exp\left(-\frac{0.86}{(L^3 n_h)^{1/3}}\right), \quad (1)$$

где $s = 1/2$ — спин локализованной дырки, $S = 5/2$ — спин примесного иона Mn^{2+} , J — обменный интеграл, n_i — концентрация примесных ионов Mn^{2+} , n_h — концентрация локализованных дырок, L — радиус локализации дырок [33]. Вопрос происхождения локализованных состояний дырок выходит за рамки перколяционной модели. Однако известно,

что локализация может происходить из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда с примесным ионом (в этом случае L есть радиус Бора a_B носителей заряда), это может быть локализация Андерсона и др. [38, 39]. Локализация носителей заряда и переходы металл-диэлектрик были обнаружены в Ge ранее [40–42]. Обменный интеграл J (таблица) мы определили по формуле

$$J = \frac{Dg\mu_B}{2Sr^2}, \quad (2)$$

где $g = 2$ — g -фактор примесного иона Mn^{2+} , μ_B — магнетон Бора, $S = 5/2$ — спин примесного иона Mn^{2+} , r — среднее расстояние между примесными ионами Mn^{2+} , D — константа обменной жесткости [43]. Наличие спин-волнового резонанса в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) (рис. 2а), позволяющего определить D , было установлено ранее [12–15]. Для случая спин-волнового резонанса в перпендикулярной ориентации и гауссова распределения намагниченности по сечению неоднородной пленки выполняется следующая зависимость резонансного поля H_{res} n -й линии от номера спин-волновой моды k :

$$H_{res} = H_0 - \frac{D_{ex} [3\pi/2(k + 1/4)]^{2/3}}{d^2}, \quad (3)$$

где d — толщина пленки [44]. На рис. 3б показана аппроксимация экспериментальной зависимости линейной функцией

$$H_{res} \sim z, \quad z = \left[\frac{3\pi}{2} \left(k + \frac{1}{4}\right)\right]^{2/3} d^{-2}.$$

Имеет место хорошее соответствие теоретических представлений с полученными экспериментальными данными для всех типов пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$. Поэтому из аппроксимации было определено значение D для всех них (таблица). Полученные значения для D и J близки к полученным ранее для подобных систем [33, 45]. Для оценки температуры Кюри T_{C1} по формуле (1) необходимо знать концентрацию локализованных дырок n_h и радиус локализации L . Произведение $L^3 n_h$ мы определили из аппроксимации температурной зависимости магнитного момента диспергированных ионов Mn^{2+} пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) (рис. 4) по формуле, полученной в перколяционной модели:

$$M(T) = M(0) \left[1 - \exp\left(-L^3 n_n \ln^3 \frac{SW}{T}\right)\right], \quad (4)$$

где $M(0)$ — магнитный момент при температуре $T \rightarrow 0 \text{ К}$, n_h — концентрация локализованных ды-

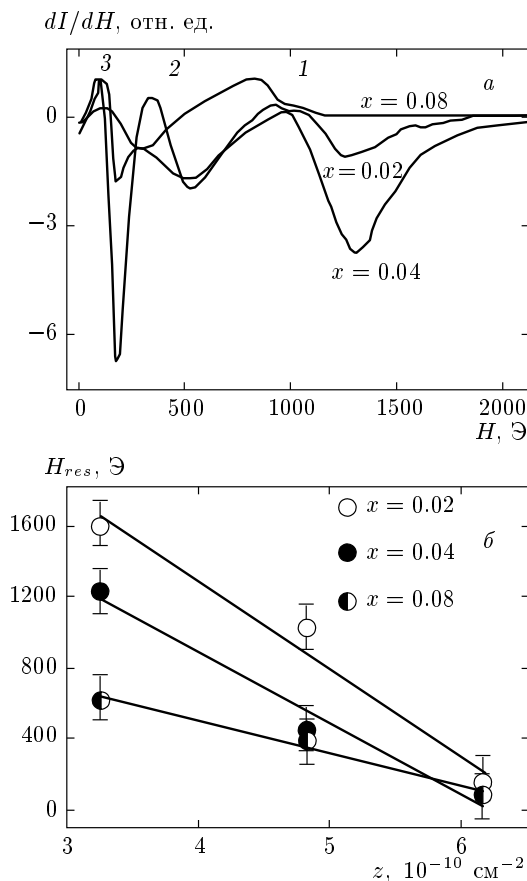


Рис. 3. а) Спектры спин-волнового резонанса пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) при температуре $T = 4$ К (постоянное магнитное поле перпендикулярно пленке), б) зависимости резонансного поля H_{res} от параметра z (см. в тексте) при температуре $T = 4$ К (сплошными линиями показана аппроксимация, описанная в тексте)

рок, L — радиус локализации дырок, T — температура, $S = 3$ — спин примесного иона Mn^{2+} , W — энергия обменного взаимодействия ближайших примесных ионов Mn^{2+} [31]. При низких температурах ($T < 10$ К) в значение магнитного момента пленок дают вклад все подсистемы: диспергированные ионы Mn^{2+} , кластеры сплава Ge_3Mn_5 и ферромагнитные преципитаты Mn_nGe_m . Хорошее совпадение экспериментальной зависимости $M(T)$ и функции (4) (рис. 4), а также значение $L^3 n_h \approx 0.09 < 1$, определенное из аппроксимации, указывают на перколяционное происхождение ферромагнетизма в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$). На рис. 4 представлена температурная зависимость магнитного момента и его аппроксимация выражением (4) только для подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} . Вклад

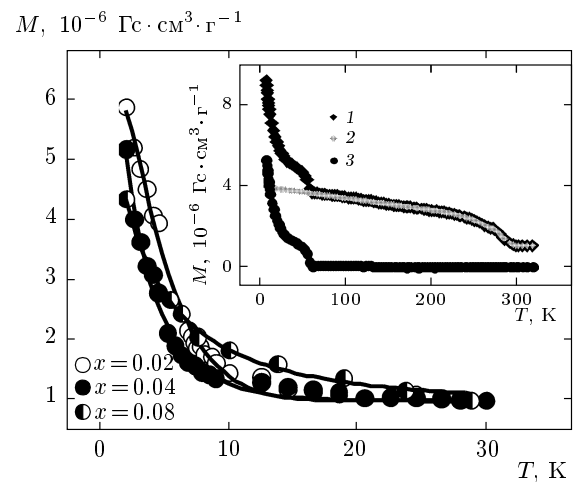


Рис. 4. Зависимости магнитного момента M подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) от температуры T при ориентации магнитного поля напряженностью $H = 1$ кЭ перпендикулярно плоскости пленки. Сплошными линиями показана аппроксимация с помощью перколяционной модели, описанная в тексте. На вставке пояснена процедура выделения вклада подсистемы диспергированных ионов Mn в магнитный момент пленок $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$: 1 — зависимость $M(T)$ пленок $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$, 2 — экстраполяция в область низких температур, 3 — результат после вычитания — зависимость $M(T)$ подсистемы диспергированных ионов Mn

подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} выделили следующим образом. Экстраполировали высокотемпературные части ($T = 30\text{--}250$ К) температурных зависимостей магнитного момента пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) в область низких температур и вычитали из общего момента. При высоких температурах вклада ферромагнитной подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} нет. На вставке рис. 4 пояснена процедура выделения вклада подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в магнитный момент пленок $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$. Для других типов пленок применяли аналогичную процедуру.

Решив систему уравнений (1)–(4), мы определили радиус локализации L (таблица). Полученные значения для L близки к полученным ранее для подобных систем [33]. Отметим, что L заметно меньше, чем боровский радиус дырок $a_B \sim 75$ Å и электронов $a_B \sim 45$ Å в Ge [46]. Это означает, что носители заряда локализованы на дефектах в кристаллической решетке Ge, которые образовались в результате имплантации. Таким образом, мы установили, что измеренные значения температуры Кюри T_{C1} удовле-

творительно описываются перколяционной моделью при разумных параметрах, соответствующих независимым измерениям.

В пленках $\text{Ge}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}$ при понижении температуры наблюдается магнитный переход при «промежуточной» температуре $T_{C2} = 55$ К (рис. 2, таблица), при которой магнитный момент пленки скачкообразно увеличивается. Подобный магнитный переход при близкой по значению «промежуточной» температуре наблюдался ранее в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с близкими значениями концентрации ионов Mn [16, 17, 25, 26]. Авторы этих работ связывают этот переход с ферромагнитным упорядочением в областях Mn_nGe_m , имеющих более высокую концентрацию Mn по сравнению с концентрацией в объеме. Недавно было установлено, что при изготовлении пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ может происходить химическое фазовое разделение сплава на обогащенные и обедненные Mn области [20, 24, 47, 48]. Процесс формирования областей Mn_nGe_m трудно контролируем, случаен и плохо воспроизводим, поэтому «промежуточный» магнитный переход не наблюдается в пленках $\text{Ge}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}$, $\text{Ge}_{0.92}\text{Mn}_{0.08}$. Промежуточный магнитный переход также отсутствовал в структурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с близкими концентрациями ионов Mn, которые были исследованы в работах [19–22].

При высоких температурах ($T > 232$ К) эффективный магнитный момент пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) $\mu_{eff} = \sqrt{8TN_aM/HN} \approx 420\mu_B$ (N_a — число Авогадро, $N \approx 5 \cdot 10^{13}$ — число ионов Mn, заключенных в кластеры Ge_3Mn_5). Это на порядок выше магнитного момента $\mu_{eff} = g\sqrt{S(S+1)} \approx 6\mu_B$ ($g = 2$ — g -фактор ионов Mn^{2+} , $S = 5/2$ — спин ионов Mn^{2+}) ионов Mn^{2+} , подсчитанного в предположении, что они не взаимодействуют друг с другом, т. е. парамагнитны. Это означает, что при $T = 232$ К наблюдается переход кластеров Ge_3Mn_5 в суперпарамагнитное состояние. Температура, при которой этот переход наблюдается, есть температура блокировки T_{block} . Известно, что в кластерах Ge_3Mn_5 имеется одна ось легкого намагничивания, совпадающая с кристаллографической осью c кластеров [49, 50]. Уравнение для одноосной магнитной анизотропии записывается в виде

$$E_A = KV \sin^2 \theta,$$

где K — объемная плотность энергии анизотропии, V — объем кластера, θ — угол между направлением вектора магнитного момента и осью анизотропии [51]. При низких температурах ($T < T_{block}$) энергетический барьер фиксирует вектор магнитного момента кластера в одном направлении (параллельно

либо антипараллельно оси анизотропии). При высоких температурах ($T > T_{block}$) из-за термических флуктуаций вектор магнитного момента кластера может переориентироваться из параллельного оси анизотропии направления в антипараллельное или наоборот. Неелем и Брауном была получена формула для характерного времени термических флуктуаций магнитного момента однодоменной частицы с одноосной магнитной анизотропией [52, 53]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T}\right). \quad (5)$$

Предэкспоненциальный множитель τ_0 зависит от многих параметров — температуры, гиромангнитного отношения, намагниченности насыщения, константы анизотропии, величины энергетического барьера и др. [54, 55], однако для простоты τ_0 считают постоянной величиной, равной примерно 10^9 с [52, 53, 56].

Если время измерения $\tau_{meas} \gg \tau$, то система находится в суперпарамагнитном состоянии и быстро достигает равновесной намагниченности при изменении температуры или внешнего магнитного поля. В противном случае ($\tau_{meas} \ll \tau$) при изменении внешнего магнитного поля система не успевает релаксировать к новому равновесному состоянию за время τ_{meas} и ее намагниченность не изменяется [57]. Случаю $\tau = \tau_{meas}$ в формуле (5) отвечает температура блокировки T_{block} . Для характерного времени статических магнитных измерений $\tau_{meas} \sim 100$ с [57, 58]:

$$T_{block} = \frac{KV}{25k_B}. \quad (6)$$

Определив температуру T_{block} и зная объем кластеров Ge_3Mn_5 , мы вычислили объемную плотность энергии анизотропии $K = 0.9 \cdot 10^6$ эрг/см³, которая оказалась близка к значениям, полученным в работе [21]. Отметим, что формула (6) задает температуру T_{block} для случая нулевого магнитного поля. С увеличением напряженности магнитного поля температура T_{block} уменьшается [57], что наблюдали экспериментально для кластеров Ge_3Mn_5 в работе [22].

4. ВЫВОДЫ

Разделены вклады в магнитный момент пленок $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02, 0.04, 0.08$) от подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} , ферромагнитных кластеров Ge_3Mn_5 и ферромагнитных преципитатов Mn_nGe_m (областей, обогащенных Mn). Установлено, что самая низкая критическая температура T_{C1} , наблюдающаяся в пленках $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ ($x = 0.02$,

0.04, 0.08), соответствует точке перколяционного перехода в ферромагнитное состояние диспергированных в кристаллической решетке Ge ионов Mn^{2+} . В этой низкотемпературной области был обнаружен спин-волновой резонанс и из него определены параметры обменного взаимодействия, согласующиеся с оценками, проведенными из аппроксимации статических измерений.

Промежуточная температура T_{C2} отвечает ферромагнитному упорядочению в областях Mn_nGe_m , имеющих более высокую концентрацию Mn по сравнению с концентрацией диспергированных ионов Mn^{2+} в Ge. Высокотемпературный переход соответствует переходу кластеров Ge_3Mn_5 в ферромагнитное состояние при температуре T_b .

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Dietl, *Nature Mater.* **2**, 646 (2003).
2. S. Picozzi, *Nature Mater.* **3**, 349 (2004).
3. A. H. MacDonald, P. Schiffer, and N. Samarth, *Nature Mater.* **4**, 195 (2005).
4. A. Ney, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 4397 (2006).
5. V. F. Motsnyi, P. Van Dorpe, W. Van Roy et al., *Phys. Rev. B* **68**, 245319 (2003).
6. J. Wang, G. A. Knodaparast, J. Kono et al., *J. Mod. Opt.* **51**, 2771 (2004).
7. B. Sun, D. Jiang, Z. Sun. et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 083104 (2006).
8. O. Kazakova, J. S. Kulkarni, J. D. Holmes et al., *Phys. Rev. B* **72**, 094415 (2005).
9. Р. Б. Моргунов, А. И. Дмитриев, У. Танимото и др., *ФТТ* **49**, 285 (2007).
10. R. B. Morgunov, A. I. Dmitriev, Y. Tanimoto et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 824 (2007).
11. R. B. Morgunov, Y. Tanimoto, I. B. Klenina et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 210 (2007).
12. R. Morgunov, M. Farle, M. Passacantando et al., *Phys. Rev. B* **78**, 045206 (2008).
13. O. Kazakova, R. Morgunov, and J. Kulkarni, *Phys. Rev. B* **77**, 235317 (2008).
14. Р. Б. Моргунов, М. Фарле, О. Л. Казакова, *ЖЭТФ* **134**, 141 (2008).
15. R. Morgunov, Y. Tanimoto, and O. Kazakova, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **9**, 024207 (2008).
16. A. P. Li, J. Shen, J. R. Thompson, and H. H. Weite-ring, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 152507 (2005).
17. Y. D. Park, A. T. Hanbicki, S. C. Erwin et al., *Science* **295**, 651 (2002).
18. S. Cho, S. Choi, S. C. Hong et al., *Phys. Rev. B* **66**, 033303 (2002).
19. Y. D. Park, A. Wilson, A. T. Hanbicki et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2739 (2001).
20. T. Devillers, M. Jamet, A. Barski et al., *Phys. Rev. B* **76**, 205306 (2007).
21. S. Ahlers, D. Bougeard, N. Sircar et al., *Phys. Rev. B* **74**, 214411 (2006).
22. C. Jaeger, C. Bihler, T. Vallaitis et al., *Phys. Rev. B* **74**, 045330 (2006).
23. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 497 (2008).
24. J. S. Kang, G. Kim, S. C. Wi et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 147202 (2005).
25. H. Li, Y. Wu, Z. Guo et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 103908 (2006).
26. C. Bihler, C. Jaeger, T. Vallaitis et al., *J. Appl. Phys.* **88**, 112506 (2006).
27. L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna et al., *J. Appl. Phys.* **100**, 063528 (2006).
28. L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 061907 (2006).
29. L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 1 (2007).
30. M. Passacantando, L. Ottaviano, F. D. Orazio et al., *Phys. Rev. B* **73**, 195207 (2007).
31. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *УФН* **126**, 233 (1978).
32. V. I. Litvinov and V. K. Dugaev, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5593 (2001).
33. A. Kaminski and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 247202 (2002).
34. A. Kaminski and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **68**, 235210 (2003).
35. Э. Л. Нагаев, *ЖЭТФ* **56**, 1013 (1969).
36. T. Dietl and J. Spalek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 355 (1982).

37. P. A. Wolff, R. N. Bhatt, and A. C. Durst, *J. Appl. Phys.* **79**, 5196 (1996).
38. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, *УФН* **178**, 1 (2008).
39. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, Москва (2005), с. 232.
40. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек и др., *ФТП* **42**, 1301 (2008).
41. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек и др., *ФТП* **41**, 812 (2007).
42. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. В. Тиснек, *ФТП* **34**, 45 (2000).
43. C. Kittel, *Introduction to Solid Physics*, Wiley, New York (1971), p. 689.
44. B. Hoekstra, R. P. Stapele, and J. M. Robertson, *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
45. S. T. B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003).
46. Л. Д. Богомолова, В. Н. Лазуркин, И. В. Чепелева, *УФН* **83**, 433 (1964).
47. A. P. Li, C. Zeng, K. van Benthem et al., *Phys. Rev. B* **75**, 201201 (2007).
48. M. Jamet, A. Barski, T. Devillers et al., *Nature Mater.* **5**, 653 (2006).
49. Y. Tawara and K. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **18**, 773 (1963).
50. S. Picozzi, A. Continenza, and A. J. Freeman, *Phys. Rev. B* **70**, 235205 (2004).
51. I. S. Jacobs and C. P. Bean, *Magnetism*, Academic Press, New York (1963), p. 350.
52. W. F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
53. W. F. Brown, *J. Appl. Phys.* **30**, 130 (1959).
54. W. T. Coffey, D. S. Crothers, J. L. Dormann et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **145**, 263 (1995).
55. W. T. Coffey, D. S. Crothers, J. L. Dormann et al., *Phys. Rev. B* **52**, 15951 (1995).
56. D. Leslie-Pelecky and R. D. Rieke, *Chem. Mater.* **8**, 1770 (1996).
57. С. П. Губин, Ю. А. Кокшаров, Г. Б. Хомутов и др., *Успехи химии* **74**, 539 (2005).
58. C. P. Bean and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30**, 120 (1959).