

05,03

Спин-волновой резонанс в тонких пленках Ge:Mn с перколяционным магнитным упорядочением

© А.И. Дмитриев¹, М.С. Дмитриева¹, Г.Г. Зиборов²

¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 15 сентября 2017 г.)

Исследованы закономерности возбуждения и распространения спиновых волн в тонких пленках Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца (2, 4, 8 at.% Mn) с перколяционным магнитным упорядочением. Определены концентрационные зависимости температуры Кюри $T_c(n)$ и жесткости спиновых волн $D(n)$, что дало возможность найти индекс радиуса корреляции. Спрямление экспериментальных зависимостей $D(n)$ и $D/T_c(n)$ в координатах, даваемых теорией протекания, подтверждает экзотическое перколяционное магнитное состояние образцов тонких пленок Ge:Mn.

DOI: 10.21883/FTT.2018.05.45787.326

1. Введение

Ранее нами были исследованы тонкие пленки (ТП) Ge:Mn, полученные методом ионной имплантации [1,2]. Интерес к этим образцам обусловлен экзотическим ферромагнитным упорядочением в подсистеме диспергированных ионов марганца, происходящим по перколяционному сценарию при низких температурах ≤ 13 К. В температурном интервале $T = 2-13$ К зависимость магнитного момента образцов $M(T)$ описывалась формулой, полученной в рамках теории протекания [1,2]. В основе перколяционной модели ферромагнитного упорядочения лежит представление об обменном взаимодействии между локализованными дырками с примесными ионами марганца [3-6]. Такое взаимодействие приводит к формированию магнитных поляронов (рис. 1). Магнитный полярон состоит из локализованных дырок и примесных ионов марганца, окружающих ее. 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 (рис. 1). 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 [2]. Из аппроксимации температурной зависимости магнитного момента ТП Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца (2, 4, 8 at.% Mn) были определены значения обменного интеграла и радиуса локализации дырок [1,2].

Позже в работе [7] нами были изучены механизмы переноса носителей заряда в перколяционно намагниченных ТП Ge:Mn. Установлено, что при низких температурах имеет место прыжковая проводимость. Значения радиуса локализации дырок, определенные в работе [7] из данных по электропроводности, и полученные в работах [1,2] из магнитных данных, оказались близки. Что на наш взгляд является подтверждением перколяционного сценария ферромагнитного упорядочения в ТП Ge:Mn. Еще одним подтверждением экзотического магнитного состояния образцов ТП Ge:Mn могли бы стать данные о возбуждении и распространения спиновых волн в них. Экспериментальные данные о спин-волновом резонансе

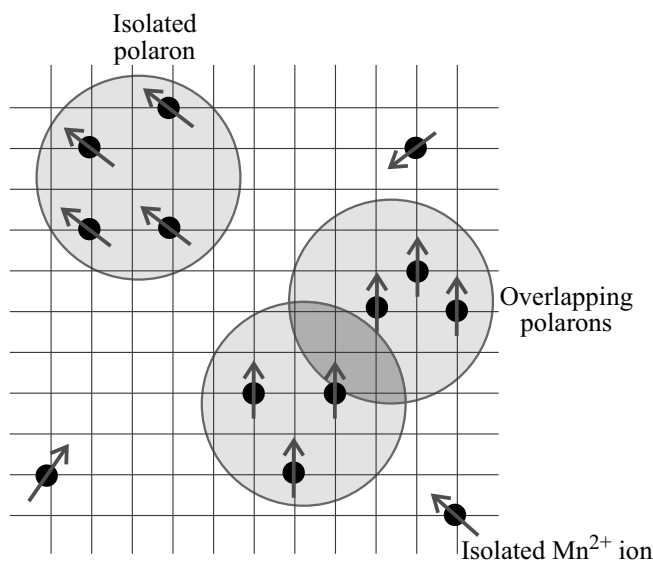


Рис. 1. Схематическое изображение изолированных и перекрывающихся магнитных поляронов.

в ТП Ge:Mn получены и опубликованы нами ранее в работах [1,2]. Однако тогда они не получили должного обсуждения и анализа. Настоящая работа направлена на то, чтобы восполнить этот пробел.

В настоящей работе созданы условия для исследования фундаментальных закономерностей возбуждения и распространения спиновых волн в ТП Ge:Mn. Исследование спин-волновых явлений в неупорядоченных ТП разбавленных магнитных полупроводниках с перколяционным ферромагнетизмом является новой фундаментальной задачей.

Цели работы состояли в создании экспериментальных условий для резонансного возбуждения спиновых волн, а также в установлении закономерностей их распространения в ТП Ge:Mn с перколяционным магнитным упорядочением.

2. Методика

Образцы тонких пленок Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца (2, 4, 8 at.% Mn) толщиной 120 nm были изготовлены методом ионной имплантации ионов марганца в пластины монокристаллического германия. Подробно методика изготовления образцов тонких пленок описана в работах [8–11]. Структура пленок и валентное состояние ионов марганца были исследованы ранее методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [8–11]. Было установлено, что пленки Ge:Mn содержат кластеры Ge₃Mn₅, а также изолированные ионы Mn²⁺ в узлах кристаллической решетки германия (рис. 2).

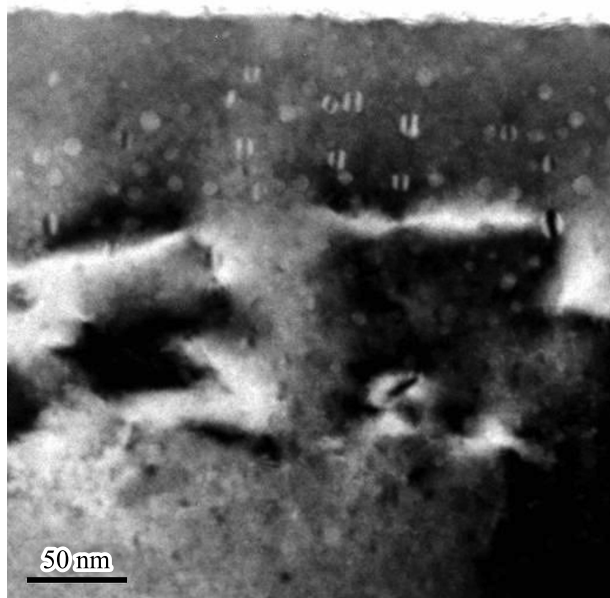


Рис. 2. Изображение поперечного сечения ионно-имплантированной пленки Ge:Mn (4 at.% Mn), полученное на просвечивающем электронном микроскопе.

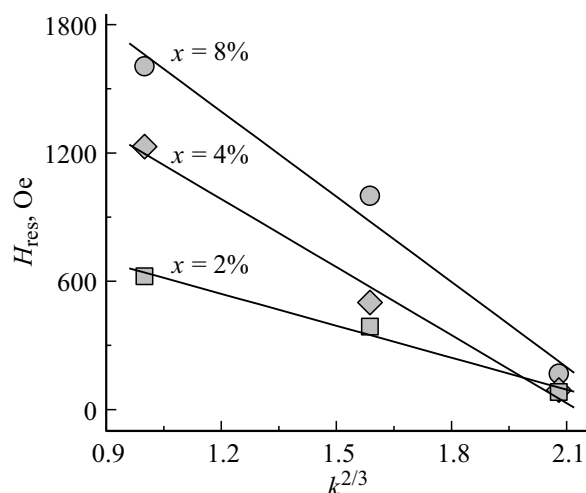


Рис. 3. Зависимости резонансного поля H_{res} линий спектра спин-волнового резонанса в ТП Ge:Mn (2, 4, 8 at.% Mn) от номера спин-волновой моды $k^{2/3}$. Сплошными линиями показаны аппроксимации выражением (1).

Спектры электронного спинового резонанса получены на спектрометре Bruker ESR-500. Спектры были записаны в виде зависимостей первой производной, поглощенной в образце микроволновой мощности dP/dH от магнитного поля H . Эксперименты проводились при частоте микроволнового поля 9.5 GHz и частоте модуляции 100 kHz в температурном диапазоне $T = 4–300$ K. Технические детали эксперимента описаны в работах [1,2].

3. Результаты и обсуждение

Ферромагнитное упорядочение в ТП Ge:Mn при температурах ниже 13 K создает условия для возбуждения в них спин-волнового резонанса, который был обнаружен ранее [1,2]. Здесь кратко воспроизведены лишь те экспериментальные результаты, которые необходимы для обсуждения закономерностей резонансного возбуждения и распространения спиновых волн в ТП Ge:Mn с перколяционным магнитным упорядочением. На рис. 3 показаны зависимости резонансного поля H_{res} линий спектра спин-волнового резонанса в ТП Ge:Mn (2, 4, 8 at.% Mn) от номера спин-волновой моды $k^{2/3}$ и их аппроксимации выражением [12]:

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

где H_0 — резонансное поле нулевой спин-волновой моды, D — константа обменной жесткости, $d = 120$ nm — толщина пленки. Выражение (1) справедливо для случая спин-волнового резонанса в неоднородно намагниченной ферромагнитной пленке в направлении, перпендикулярном ее плоскости. Из аппроксимации были определены значения констант обменной жесткости для ТП Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца: $D = 2.1 \cdot 10^{-8}$ Oe · cm², $3.3 \cdot 10^{-8}$ Oe · cm²

и $3.7 \cdot 10^{-8} \text{ Oe} \cdot \text{cm}^2$ для случаев 2 at.% Mn, 4 at.% Mn и 8 at.% Mn соответственно.

Для определения концентрационной зависимости жесткости D в неупорядоченных ферромагнитных системах можно воспользоваться связью между D и проводимостью σ эквивалентной сетки сопротивлений [13,14]. Как показано в работах [14,15], справедливо соотношение $D \sim \sigma/n$ (здесь σ — прыжковая проводимость дырок в системе хаотически расположенных примесных центров марганца, n — концентрация примесных атомов марганца). Концентрационная зависимость σ хорошо известна, мы здесь ее не приводим, а отсылаем читателей к работам [15–17]. Запишем сразу окончательное выражение для концентрационной зависимости обменной жесткости [14,15]

$$D \sim n^{-(1-\nu)/3} \exp\left(-\frac{0.87}{Rn^{1/3}}\right), \quad (2)$$

ν — критический индекс радиуса корреляции, характеризующего размер конечного кластера при $x < x_c$ или характерный размер неоднородности бесконечного кластера при $x > x_c$ (здесь $x = 2, 4, 8 \text{ at.}\%$ — номинальная концентрация примесных атомов Mn; x_c — номинальная концентрация, соответствующая порогу протекания); R — радиус потенциала косвенного обменного взаимодействия. Определяющим вкладом в концентрационную зависимость обменной жесткости $D(n)$ является экспоненциальный множитель в формуле (2). Это подтверждается спрямлением экспериментальной зависимости $D(n)$ в полулогарифмических координатах, даваемых теорией (рис. 4). Этот факт является подтверждением экзотического перколяционного магнитного состояния образцов ТП Ge:Mn. Экспоненциальный множитель в формуле (2) соответствует энергии косвенного обменного взаимодействия между спинами при-

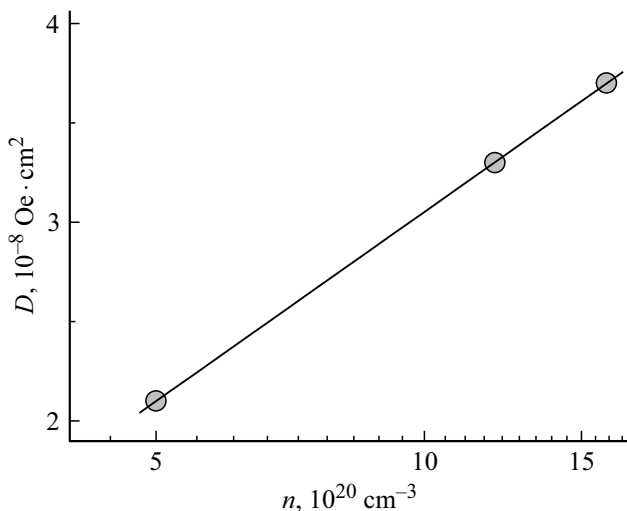


Рис. 4. Концентрационная зависимость обменной жесткости D в полулогарифмических координатах. Сплошная линия проведена для удобства зрительного восприятия экспериментальных точек.

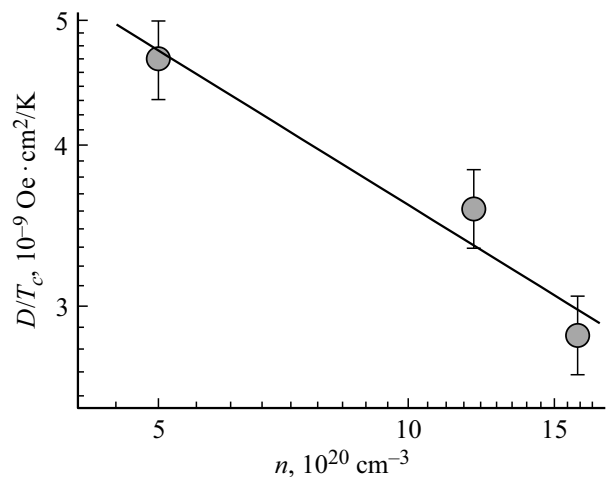


Рис. 5. Концентрационная зависимость отношения D/T_c в двойном логарифмическом масштабе. Сплошной линией показана аппроксимация выражением (4).

месных центров марганца на расстоянии $r_0 \pm R$ (здесь $r_0 = 0.87n^{-1/3}$ — значение среднего расстояния между примесными центрами, при котором возникает бесконечный кластер [15]). Это означает, что в бесконечном кластере, в котором распространяются спиновые волны, в обменную жесткость вносят вклад только те примесные центры марганца, расстояние между которыми не меньше $r_0 - R$ и не больше $r_0 + R$. В первом случае спины колеблются синфазно, во втором — за счет обрыва обменных связей отклонение спина локализуется на примесном атоме, а не распространяется в виде спиновой волны ТП.

В рамках теории ферромагнитного упорядочения, происходящего по перколяционному сценарию, получена замечательная формула, устанавливающая связь между константой обменной жесткости D и температурой Кюри T_c . Концентрационная зависимость температуры Кюри T_c для ТП Ge:Mn подробно обсуждалась в нашей работе [1]. Здесь лишь приведем значения температуры Кюри для ТП Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца: $T_c = 5, 9$ и 13 K для случаев 2 at.% Mn, 4 at.% Mn и 8 at.% Mn соответственно. Концентрационная зависимость температуры Кюри $T_c(n)$ описывалась формулой, полученной в рамках теории протекания [1]:

$$T_c \sim \frac{R}{r_0} \exp\left(-\frac{0.87}{Rn^{1/3}}\right). \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что концентрационная зависимость отношения D/T_c не содержит экспоненты и определяется лишь индексом радиуса корреляции ν [15]:

$$\frac{D}{T_c} \sim n^{-(2-\nu)/3}. \quad (4)$$

Формула (4) позволяет экспериментально определить значение индекса ν . Используя значения константы

обменной жесткости и температуры Кюри, измеренные в работе [1], можно проверить справедливость формулы (3), устанавливающей связь между D и T_c . На рис. 5 приведена концентрационная зависимость отношения D/T_c в двойном логарифмическом масштабе. Сплошной линией показана аппроксимация выражение (4). Угловым коэффициентом аппроксимирующей прямой составляет $-(2-\nu)/3 = -0.39$, отсюда легко находим значение индекса $\nu = 0.83$, которое оказалось близко к соответствующему значению $\nu = 0.85$, определенному с помощью численных расчетов [15].

4. Выводы

Изучены механизмы резонансного возбуждения и распространения элементарных спиновых возбуждений — спиновых волн в тонких пленках Ge:Mn с различной номинальной концентрацией марганца (2, 4, 8 at.% Mn) с перколяционным магнитным упорядочением. Показано, что ферромагнитное упорядочение в неупорядоченной подсистеме диспергированных ионов марганца создает предпосылки для возбуждения спиновых волн, аналогичным спиновым волнам в упорядоченных ферромагнетиках. Магнитные возбуждения в неупорядоченных ферромагнитных тонких пленках Ge:Mn не локализованы подобно дыркам в поле хаотического потенциала, а распространяются в бесконечном кластере. Установлено: концентрационные зависимости жесткости спиновых волн $D(n)$ и отношения $D/T_c(n)$ спрямляются в координатах, даваемых теорией протекания, что является подтверждением перколяционного сценария ферромагнитного упорядочения в тонких пленках Ge:Mn. Аппроксимация зависимости $D/T_c(n)$ выражением, полученным в теории протекания, позволило найти значение индекса радиуса корреляции.

А.И. Дмитриев признателен О.Л. Казаковой за образцы и данные просвечивающей электронной микроскопии, а также Р.Б. Моргунову за помощь в исследованиях на спектрометре электронного парамагнитного резонанса.

Список литературы

- [1] R.B. Morgunov, A.I. Dmitriev, O.L. Kazakova. Phys. Rev. B **80**, 085205 (2009).
- [2] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танimoto. ЖЭТФ **135**, 1134 (2009).
- [3] V.I. Litvinov, V.K. Dugaev. Phys. Rev. Lett. **86**, 5593 (2001).
- [4] A. Kaminski, S. Das Sarma. Phys. Rev. Lett. **88**, 247202 (2002).
- [5] A. Kaminski, S. Das Sarma. Phys. Rev. B **68**, 235210 (2003).
- [6] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев. ФТТ **51**, 1873 (2009).
- [7] А.И. Дмитриев, Л.И. Буравов. ФТТ **59**, 523 (2017).
- [8] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna, R. Gunnella, E. Principi, A. Di Cicco, G. Impellizzeri, F. Priolo. J. Appl. Phys. **100**, 063528 (2006).
- [9] L. Ottaviano, M. Passacantando, S. Picozzi, A. Continenza, R. Gunnella, A. Verna, G. Bihlmayer, G. Impellizzeri, F. Priolo. Appl. Phys. Lett. **88**, 061907 (2006).
- [10] L. Ottaviano, M. Passacantando, A. Verna, F. D'Amico, R. Gunnella. Appl. Phys. Lett. **90**, 242105 (2007).
- [11] M. Passacantando, L. Ottaviano, F. D'Orazio, F. Lucari, M. De Biase, G. Impellizzeri, F. Priolo. Phys. Rev. B **73**, 195207 (2007).
- [12] B. Hoekstra, R.P. Stapele, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **48**, 382 (1977).
- [13] S. Kirkpatrick. Solidi State Commun. **12**, 1279 (1973).
- [14] И.Я. Коренблиг, Е.Ф. Шендер. ЖЭТФ **71**, 1564 (1976).
- [15] И.Я. Коренблиг, Е.Ф. Шендер. УФН **126**, 233 (1978).
- [16] V. Ambegookar, S. Cochran, J. Kurkijarvi. Phys. Rev. B **8**, 3862 (1973).
- [17] А.С. Скал, Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ФТТ **17**, 506 (1975).