

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОРАЗМЕРНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

*М. А. Кожушнер**, *Б. В. Лидский*, *В. С. Посвянский*, *Л. И. Трахтенберг***

*Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 мая 2016 г.

Развита теория влияния электрического поля на намагниченность тонкой пластины ферромагнитного полупроводника. Показано, что в таких условиях плотность магнитного момента неоднородна и полный магнитный момент и его плотность зависят от величины электрического поля и температуры. Отмечено, что электрическое поле увеличивает температуру Кюри, а также обнаружен скачок в температурной зависимости производной полного момента по температуре.

DOI: 10.7868/S0044451016120178

1. ВВЕДЕНИЕ

Зависимость намагниченности ферромагнитного полупроводника (ФП) от приложенного электрического поля была впервые обнаружена в пионерской работе [1]. Тонкая пленка ФП (5 нм) ($\text{In}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$) была помещена на подложку из других полупроводников. Электрическое поле, перпендикулярное пленке, изменяло ее магнитные характеристики, такие как намагниченность, и при этом менялось холловское сопротивление для тока, параллельного поверхности пленки. Предполагалось, что ферромагнетизм полупроводника определяется обменным взаимодействием между спинами акцепторов – ионов марганца, которое осуществляется по механизму Зинера [2], благодаря обменному взаимодействию ионов марганца со свободными дырками. В зависимости от направления поля концентрация дырок в ферромагнитной пленке уменьшается или увеличивается, так как дырки либо уходят в подложку, либо приходят из нее, а это, в свою очередь, уменьшает или увеличивает магнитный момент пленки и критическую температуру.

Затем была продемонстрирована зависимость от электрического поля коэрцитивных характеристик [3], а в работе [4] — направления магнитного мо-

мента ферромагнитного полупроводника. Влияние электрического поля на ферромагнитные характеристики было обнаружено в ферромагнетике с T_C , большей комнатной [5]. Сильное электрическое поле влияло также на температуру Кюри в сверхтонких (несколько атомных слоев) пленках кобальта [6]. Это связано с тем, что плотность d -электронов, обуславливающих ферромагнетизм в металле, очень велика, и даже сильное электрическое поле может ее изменить лишь в очень тонкой пленке. Квантово-химический расчет изменения поверхностной намагниченности в ферромагнитном металле, вызванного спин-зависимым экранированием электрического поля, был проведен в работе [7].

Обратимое изменение магнито-кристаллической анизотропии в металлах под действием электрического поля было продемонстрировано в работе [8]. Приложение напряжения равного 0.6 В к двухнанометровым пластинам упорядоченных сплавов FePt и FePd изменяло коэрцитивную силу соответственно на -4.5% и $+1\%$. Подробный обзор по теме влияния электрического поля на магнитные свойства ферромагнетиков и антиферромагнетиков, полупроводников, металлов и мультиферроиков дан в работе [9]. Однако количественной статистической теории этого явления до сих пор не было.

В данной работе развита квантово-статистическая теория влияния электрического поля на распределение намагниченности в токово-изолированном ФП. Предполагается, что от металлических электродов тонкая пластина ферромагнетика отделена

* E-mail: kozhushner@gmail.com

** E-mail: litrakh@gmail.com

достаточно толстыми слоями изолятора, так что электрическое поле не вызывает ток. Получена зависимость неоднородной плотности магнитного момента и полного момента M от величины поля и температуры. Найдена зависимость температуры Кюри от поля $T_C(E)$ и обнаружен скачок dM/dT при температуре вблизи $T_C(0)$, т.е. при конечной намагниченности образца.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ФП типа $(Ga_{1-x}Mn_x)As$ или $(In_{1-x}Mn_x)As$, где атом марганца является акцептором электрона, в результате появляются ион $Mn_{-}^{5/2}$ и дырка $h_{+}^{1/2}$. Нижний индекс обозначает заряд, а верхний – спин соответствующей частицы. В такой системе низшим энергетическим состоянием является не ион и свободная дырка, а связанное состояние иона и дырки [10–12], так что концентрация дырок не зависит от температуры и равна концентрации атомов Mn. Между ионом $Mn_{-}^{5/2}$ и дыркой $h_{+}^{1/2}$ существует еще и обменное взаимодействие ферромагнитного типа. При достаточно большой концентрации Mn (порядка нескольких процентов) волновые функции дырок, связанных с соседними ионами, начинают перекрываться, и возникает дырочная примесная зона.

Как уже говорилось выше, ферромагнетизм обеспечивается обменным взаимодействием дырок с ионами марганца по механизму Зинера [2], т.е. косвенное ферромагнитное взаимодействие между ионами $Mn_{-}^{5/2}$ обеспечивается благодаря sd -обмену Вонсовского–Зинера между дырками и ионами [10, 11]. В расчете используются обмен по механизму Зинера и приближение среднего поля, которые, как показано в работе [11], довольно точно дают температуру Кюри. Зависимость плотности состояний дырочного газа от энергии в примесной зоне, которая заметно перекрывается с валентной зоной, достаточно сложная. Для простоты в модельном расчете мы предполагаем эту зависимость такой же, как в газе с некоторой эффективной массой.

Пусть на пластину ФП толщиной L действует перпендикулярное пластине электрическое поле E . Ферромагнитные характеристики рассчитываются при минимизации полной свободной энергии неоднородной системы. Предполагается, что продольные размеры пластины много больше толщины, однако меньше размера ферромагнитного домена. Поэтому здесь не учитываются магнитные взаимодействия, которые существенно меньше обменных. Задача ста-

новится одномерной, т.е. рассматривается свободная энергия F , приходящаяся на единицу площади поверхности пластины (ниже используется атомная система единиц):

$$F = E_{\varepsilon x} + F_1 + F_2 + F_3. \quad (1)$$

Здесь $E_{\varepsilon x}$ — полная энергия обменного взаимодействия дырок и ионов марганца,

$$E_{\varepsilon x} = \int_0^L [-\varepsilon_{ex} [n_{+}^{1/2}(x) - n_{+}^{-1/2}(x)] \times (n_{-}^{5/2}(x) - n_{-}^{-5/2}(x))] dx, \quad (2)$$

где ε_{ex} — элементарная энергия обменного взаимодействия дырки с ионом марганца, отнесенная к плотности частиц; $n_{+}^{1/2}$, $n_{+}^{-1/2}$ — плотности дырок с разными проекциями спинов на ось легкого намагничивания, $n_{-}^{5/2}$, $n_{-}^{-5/2}$ — плотности ионов марганца с разными проекциями моментов. При этом ясно, что

$$n_{-}^{5/2}(x) + n_{-}^{-5/2}(x) = n_{-}. \quad (3)$$

Здесь n_{-} — плотность атомов марганца. Для подвижных дырок из условия нейтральности следует интегральное соотношение

$$\int_0^L [n_{+}^{1/2}(x) + n_{+}^{-1/2}(x)] dx = n_{-}L. \quad (4)$$

Свободная энергия, связанная с энтропией распределения спинов $5/2$ и $-5/2$ по ионам марганца, имеет вид

$$F_1 = -kT \int_0^L \left[n_{-}^{5/2}(x) \ln \left(\frac{n_{-}}{n_{-}^{5/2}(x)} \right) + n_{-}^{-5/2}(x) \ln \left(\frac{n_{-}}{n_{-}^{-5/2}(x)} \right) \right] dx. \quad (5)$$

Для свободной энергии, соответствующей кинетической энергии дырок, справедливо следующее выражение:

$$F_2 = \int_0^L [F_{kin}(n_{+}^{1/2}(x)) + F_{kin}(n_{+}^{-1/2}(x))] dx, \quad (6)$$

где

$$F_{kin}(n_{+}^{1/2}(x)) = \omega(n_{+}^{1/2}(x), kT) + \mu^{+}(x)n_{+}^{1/2}(x). \quad (7)$$

Плотность термодинамического потенциала $\omega(x)$ выражается через $n_{+}^{1/2}(x)$ и T :

$$\begin{aligned} \omega(n_+^{1/2}(x), kT) = \\ = -\frac{\sqrt{2}}{3} \frac{m^{3/2}}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}}{e^{(\varepsilon - \mu^+(x))/kT} + 1} d\varepsilon, \end{aligned} \quad (8)$$

а химический потенциал $\mu^+(x)$ определяется из неявного уравнения

$$n_+^{1/2}(x) = \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2}}{e^{(\varepsilon - \mu^+(x))/kT} + 1} d\varepsilon. \quad (9)$$

Здесь m — эффективная масса дырки. Аналогично формулам (7)–(9) определяется плотность свободной энергии $F_{kin}(n_+^{-1/2}(x))$.

Энергия электростатического поля

$$F_3 = \frac{\chi}{8\pi} \int_0^L dx \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \quad (10)$$

выражается через потенциал φ , который подчиняется уравнению Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\chi^{-1} [n_+^{1/2}(x) + n_+^{-1/2}(x) - n_-] \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\frac{d\varphi}{dx}(x=0) = \frac{d\varphi}{dx}(x=L) = -\frac{E}{\chi}, \quad (12)$$

где E — внешнее электрическое поле, а χ — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

В результате минимизации полной свободной энергии (1) по неизвестным функциям $n_-^{5/2}(x; T, E)$, $n_+^{1/2}(x; T, E)$, $n_+^{-1/2}(x; T, E)$ получаем уравнения для этих равновесных функций. Численное решение этих уравнений позволяет найти плотности ионов марганца и дырок с различными проекциями спинов, через которые выражается плотность магнитного момента

$$\begin{aligned} M(x; T, E) = g \left[\frac{5}{2} (n_-^{5/2}(x; T, E) - n_-^{-5/2}(x; T, E)) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (n_+^{1/2}(x; T, E) - n_+^{-1/2}(x; T, E)) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь предполагается, что гиромангнитное отношение g одинаково для дырки и иона марганца. Полный момент системы равен

$$M(T, E) = \int_0^L M(x; T, E) dx. \quad (14)$$

Кроме того, решение уравнений даст возможность найти зависимость температуры Кюри $T_C(E)$

от электрического поля. Обменная энергия (2) соответствует гамильтониану Изинга, а не истинному обменному гамильтониану. В используемом нами приближении среднего поля это заметно упрощает вычисления, не меняя качественных характеристик зависимости намагниченности от электрического поля.

3. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Стандартными методами вариационного исчисления [13], можно получить для экстремалей функционала F следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \mu^+(x) = -\varphi(x) + \\ + \varepsilon_{ex} n_- \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon_{ex} (n_+^{1/2}(x) - n_+^{-1/2}(x))}{kT} \right) + C, \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \mu^-(x) = -\varphi(x) - \\ - \varepsilon_{ex} n_- \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon_{ex} (n_+^{1/2}(x) - n_+^{-1/2}(x))}{kT} \right) + C. \end{aligned} \quad (15b)$$

Здесь C — неизвестная константа. Кроме того, следует учесть дифференциальное уравнение (11) с граничными условиями (12), равенство (4) и определения $n_+^{1/2}(\mu^+(x))$ и $n_+^{-1/2}(\mu^-(x))$ (формула (8)).

Для решения краевой задачи (11) необходимо правую часть этого уравнения выразить как функцию φ . После этого численное решение краевой задачи можно найти методом установления, аналогично тому, как это сделано в работе [14]. При определении правой части уравнения (11) как функции φ возможны два варианта. Определим величину

$$\Delta(x) = n_+^{1/2}(x) - n_+^{-1/2}(x).$$

Первый случай: $\Delta(x) \equiv 0$. При этом $\mu^+(x) \equiv \mu^-(x) \equiv -\varphi(x) + C$. При заданной константе C , с учетом формулы (8), правая часть уравнения (11) является известной функцией φ . Константа C выбирается так, чтобы выполнялось соотношение (4).

Второй случай: $\Delta(x) \neq 0$. При этом правая часть равенства (11) задана неявно, поэтому нужно при каждом x решить систему из трех уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta(x) = n_+^{1/2}(x) - n_+^{-1/2}(x), \\ \mu^+(x) = C - \varphi(x) + \varepsilon_{ex} n_- \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon_{ex} \Delta(x)}{kT} \right), \\ \mu^-(x) = C - \varphi(x) - \varepsilon_{ex} n_- \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon_{ex} \Delta(x)}{kT} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

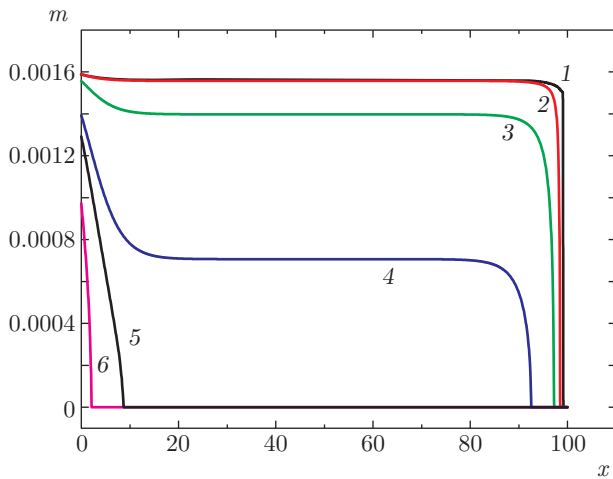


Рис. 1. Зависимость плотности момента пленки $L = 100$ от координаты в поле $E = 0.02$ при разных температурах: 1 — $T = 0$ К, 2 — $T = 30$ К, 3 — $T = 60$ К, 4 — $T = 90$ К, 5 — $T = 100$ К, 6 — $T = 120$ К

При $x=0$ и заданном $\Delta(0)$ находим C , $\mu^+(0)$, $\mu^-(0)$. Если же $x \neq 0$, то функции $\Delta(x)$, $\mu^+(x)$, $\mu^-(x)$ определяются из уравнений (16). При этом $\Delta(0)$ выбирается так, чтобы выполнялось соотношение (4).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет магнитного момента и его плотности проводился при двух значениях параметров: $n_- = 3 \times 10^{-4} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $n_- = 4 \cdot 10^{-4} \approx 2.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (концентрация Mn составляла соответственно $x \approx 0.05$ и $x \approx 0.07$, а $\varepsilon_{ex} = 5$). Это значение ε_{ex} соответствует коэффициенту $\beta \approx 1$ эВ в обменном взаимодействии $\hat{H}_{ex} = \beta \mathbf{s}_h \mathbf{S}_{Mn}$ [10]. Предполагается, что масса дырки $m = 2$, гиромагнитное отношение $g = 2$ и диэлектрическая проницаемость $\chi = 5$. В отсутствие электрического поля ($E = 0$) при $n_- = 3 \cdot 10^{-4}$ имеем $T_C(0) = 97.23$ К, а при $n_- = 4 \cdot 10^{-4}$ имеем $T_C(0) = 143.79$ К. Поскольку рассматривается однородная пленка, все последующие величины относятся к единице площади пленки.

В электрическом поле плотность дырок по толщине пленки, естественно, неоднородна. Расчет зависимости плотности дырок от координаты необходимо проводить с учетом не только электростатического, но и ферромагнитного взаимодействия. Отличие определяется отношением обменного и электростатического вкладов в полную свободную энергию. Вследствие неоднородной плотности дырок возникает неоднородная плотность магнитного момента

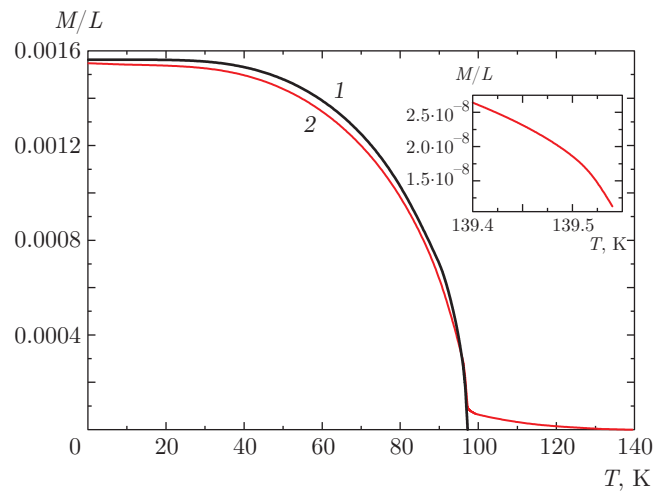


Рис. 2. Зависимость средней плотности момента от температуры для пленки толщиной $L = 100$ в разных электрических полях: 1 — $E = 0$, 2 — $E = 0.02$. На вставке — кривая 2 при температурах, близких к T_C

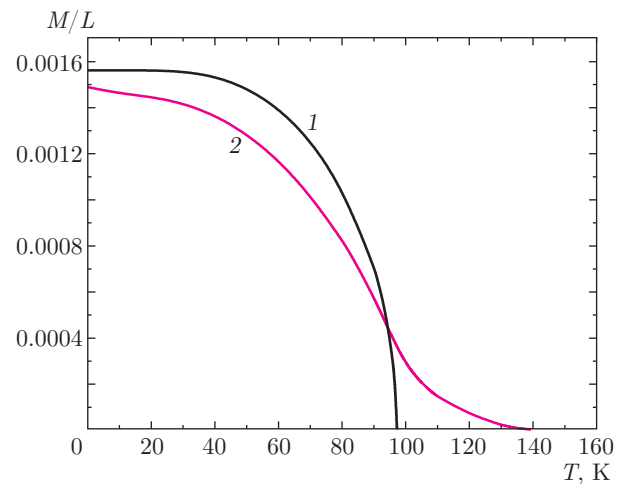


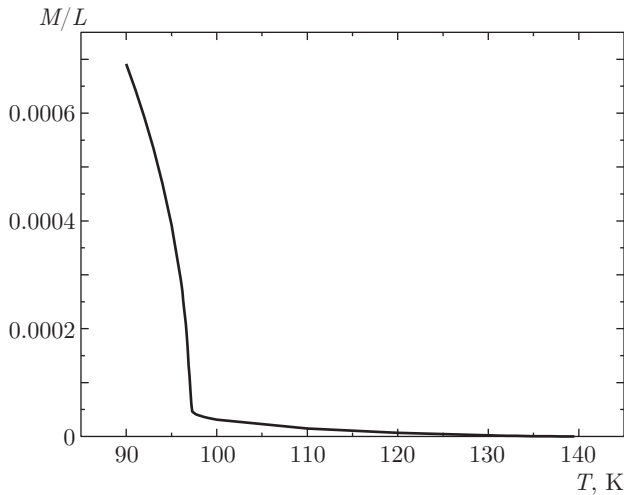
Рис. 3. Зависимость средней плотности момента пленки толщиной $L = 20$ от температуры в разных электрических полях: 1 — $E = 0$, 2 — $E = 0.02$

(см. рис. 1). В области максимального электростатического потенциала у правой границы пленки плотность дырок мала, так что и локальная температура Кюри $T_C(x)$ при x в области вблизи L существенно меньше, чем при x близком к нулю. Поэтому с ростом температуры область с $m(x) = 0$ расширяется.

Зависимость полного момента от температуры заметно изменяется под действием электрического поля. Чтобы можно было сравнивать эффект действия поля при различных толщинах пленки L , рассматривается средняя плотность момента $\bar{m} = M/L$. На рис. 2, 3 представлены зависимости $\bar{m}(T)$ при

Таблица. Зависимость температуры Кюри от электрического поля при разных концентрациях Mn

n_- , а.с.	$3 \cdot 10^{-4}$			$4 \cdot 10^{-4}$		
E , а.с.	0	0.01	0.02	0	0.01	0.02
T_C , К	97.2	120.2	139.5	143.8	193.7	247.1

**Рис. 4.** Излом на кривой зависимости средней плотности момента от температуры для пленки толщиной $L = 200$ в электрическом поле $E = 0.02$

$n_- = 3 \cdot 10^{-4}$ в полях $E = 0$ и $E = 2 \cdot 10^{-2}$ для $L = 100$ и $L = 20$. Как следует из рисунков, в электрическом поле заметно возрастает температура, при которой исчезает намагниченность всего образца (температура Кюри). Несмотря на различный вид кривых $\bar{m}(T)$ для разных значений L , значения температуры Кюри, рассчитанные при разной толщине пленки, совпадают с точностью до 0.1 К. Величина T_C существенно зависит от концентрации примеси Mn(n_-) и поля E (см. таблицу).

На вставке к рис. 2 видно, что зависимость $\bar{m}(T)$ вблизи $T_C(E)$ соответствует приближению среднего поля $\bar{m}(T) \sim \sqrt{T_C(E) - T}$.

При достаточно большой толщине L на кривой $\bar{m}(T)$ при $E \neq 0$ наблюдается излом — скачок производной средней плотности момента $d\bar{m}(T)/dT$ при некоторой температуре T_t , близкой к $T_C(0)$ (см. рис. 2). При небольшой толщине пленки этот излом исчезает (рис. 3). Излом на кривой четко прослеживается на рис. 4, где приведена зависимость $\bar{m}(T)$ для длины $L = 200$ в поле $E = 2 \cdot 10^{-2}$. При температуре $T_t \approx T_C(0) = 97.23$ К величина $(d\bar{m}(T)/dT)/\bar{m}(T) \approx 6 \text{ K}^{-1}$ при стремлении к T_t сни-

зу, эта же величина равна примерно 0.3 K^{-1} при стремлении к T_t сверху.

Причина такого «скачка» производной момента следующая. При больших толщинах L на некотором расстоянии от краев плотность дырок, а следовательно, и плотность момента $m(x)$, почти постоянна (см. рис. 1) и близка к плотности момента в отсутствие поля. Это значит, что при приближении температуры к $T_C(0)$ вклад в полный момент из области плато резко убывает, почти как $\sqrt{T_C(0) - T}$. При дальнейшем увеличении температуры при $T > T_C(0)$ уменьшение момента происходит за счет уменьшения области пика плотности момента вблизи $x = 0$, а также самого пика. При этих температурах величина $d\bar{m}(T)/dT$ существенно меньше. Лишь вблизи $T_C(E)$ вновь возникает корневая зависимость. Чем больше L , тем уже температурный интервал, в котором происходит «скачок», — при $L = 200$ этот интервал порядка 10^{-2} К. Чем меньше L , тем уже область плато, и плотность момента в этой области начинает зависеть от координаты. Скачок температурной производной полного момента размазывается. При $L = 20$ (см. рис. 3) никакого скачка производной не наблюдается.

Электрические поля у краев пластины в наших расчетах достаточно велики ($E = 10^{-2} \approx 5 \times 10^7$ В/см), однако, толщина дебаевского слоя у краев пластины, где поле отлично от нуля, равна примерно 0.5 нм. Таким образом, разность потенциалов на краях пластины $\Delta\varphi \leq 0.3$ В. Необходимо также принять во внимание, что между металлическими обкладками, на которые подается напряжение, и ферромагнитной пластиной должен быть слой диэлектрика, чтобы исключить ток в системе. Тогда для создания указанного поля на границах полупроводника надо подать на обкладки напряжение всего несколько вольт, т. е. экспериментальные условия вполне достижимы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача о влиянии внешнего электрического поля на ферромагнитные характеристики тонкой однодоменной пластины ФП, где обменное взаимодействие между примесными ионами осуществляется при участии дырок. В электрическом поле возникает неоднородное распределение магнитного момента, значительно увеличивается температура Кюри, $T_C(E) > T_C(0)$, и в достаточно «толстых» пластинах ($L \geq 100 \approx 5$ нм) при $T_t \approx T_C(0)$ на кривой, соответствующей производной полного момента по температуре, появляется излом, т. е. скачок dM/dT .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-19-00781). Авторы признательны М. И. Иким за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura et al., *Nature* **408**, 944 (2000).
2. C. Zener, *Phys. Rev.* **82**, 403 (1951).
3. D. Chiba, F. Yamanouchi, F. Matsukura et al., *Science* **301**, 943 (2003).
4. D. Chiba, M. Savicki, Y. Nishitani et al., *Nature* **455**, 515 (2008).
5. Y. Yamada, K. Ueno, T. Fukumura et al., *Science* **332**, 1065 (2011).
6. D. Chiba, S. Fukami, K. Shimamura et al., *Nature Mater.* **10**, 853 (2011).
7. C. G. Duan, J. P. Velev, R. F. Sabirianov et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 137201 (2008).
8. M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty et al., *Science* **315**, 349 (2007).
9. F. Matsukura, Y. Tokura, and H. Ohno, *Nature Nanotech.* **10**, 210 (2015).
10. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
11. T. Jungwirth, J. Konig, J. Sinova et al., *Phys. Rev. B* **66**, 012402 (2002).
12. P. M. Krstajic, F. M. Peeters, V. A. Ivanov et al., *Phys. Rev. B* **70**, 195215 (2004).
13. Г. Е. Шилов, *Математический анализ. Специальный курс*, ГИФМЛ, Москва (1960).
14. М. А. Кожушнер, Б. В. Лидский, И. И. Олейник et al., *J. Phys. Chem. C* **119**, 16286 (2015).