

# Обменное усиление магнитокалорического эффекта в ферромагнитных наноструктурах (Миниобзор)

А. А. Фраерман<sup>1)</sup>

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 января 2021 г.

После переработки 29 января 2021 г.

Принята к публикации 29 января 2021 г.

Предложен новый подход к проблеме магнитного охлаждения, основанный на эффекте близости ферромагнетиков с различными температурами Кюри. Проводится аналогия между транспортным и магнитокалорическим эффектами обменной природы в магнитных многослойных структурах. Теоретически показано, что эффективность магнитного охлаждения в этих системах может существенно превосходить значения, характерные для однородных магнетиков. Обсуждаются результаты экспериментального изучения магнитокалорического эффекта в наноструктурах и перспективы их использования для магнитного охлаждения.

DOI: 10.31857/S1234567821050104

**I. Введение.** Магнитокалорический эффект был открыт П. Вейссом и А. Пиккардом (P. Weiss & A. Piccard) в 1917 г. и, по предложению У. Джиока и П. Дебая (W. F. Giaque & P. Debye), использовался для получения сверхнизких температур при размагничивании парамагнитных солей (см., например, обзор [1]). В основе эффекта лежит изменение степени беспорядка (энтропии  $S$ ) магнетика под действием магнитного поля ( $H$ ). Если намагничивание (размагничивание) происходит в адиабатических условиях, т.е. без изменения суммарной энтропии, то эти процессы сопровождаются изменением температуры образца ( $T$ ). Действительно, из равенства нулю полного изменения энтропии имеем [2]

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_H dt + \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T dH = 0,$$

$$\frac{dT}{dH} = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T}{\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_H} = -\frac{T}{C} \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T, \quad (1)$$

где  $C$  – теплоемкость. При этом предполагается, что время взаимодействия магнитной подсистемы с кристаллической решеткой и электронами проводимости меньше времени перемагничивания. Существует прямая связь между изотермическим изменением энтропии магнетика под действием магнитного поля и

изменением его намагниченности ( $M$ ) с изменением температуры (соотношение Максвелла)

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = -\frac{\partial^2 F}{\partial H \partial T} = -\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial H} = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H. \quad (2)$$

Это соотношение позволяет изучать магнитокалорический эффект по температурной зависимости кривой намагничивания [3]. Рассмотрим изменение энтропии при намагничивании парамагнетика. Вдали от насыщения намагничивание происходит по закону Кюри  $M = \chi H$ , где  $\chi = c_K/T$  – восприимчивость парамагнетика,  $c_K$  – константа Кюри. Пользуясь соотношением Максвелла, получаем изменение энтропии при увеличении поля от нуля до  $H$

$$\Delta S = -\frac{c_K H^2}{2T^2} = -M^2/2c_K. \quad (3)$$

Максимальное изменение энтропии достигается при намагничивании парамагнетика до насыщения  $M = m_s$ , что возможно в магнитном поле  $\mu H \geq kT$ ,  $\mu$  – магнитный момент на атом,  $k$  – постоянная Больцмана. Если для низких температур ( $T \sim 1$  К) поле насыщения порядка 1 Тл, то насыщение парамагнетика при комнатной температуре требует приложения гигантского поля  $\sim 300$  Тл. Ситуация несколько меняется при переходе от парамагнетика к ферромагнетика. При этом восприимчивость вблизи температуры Кюри ( $T_c$ ) возрастает, подчиняясь закону Кюри–Вейсса  $\chi = c_K(T - T_c)$ . Это приводит к уменьшению поля насыщения, которое, тем не менее,

<sup>1)</sup>e-mail: andr@ipmras.ru

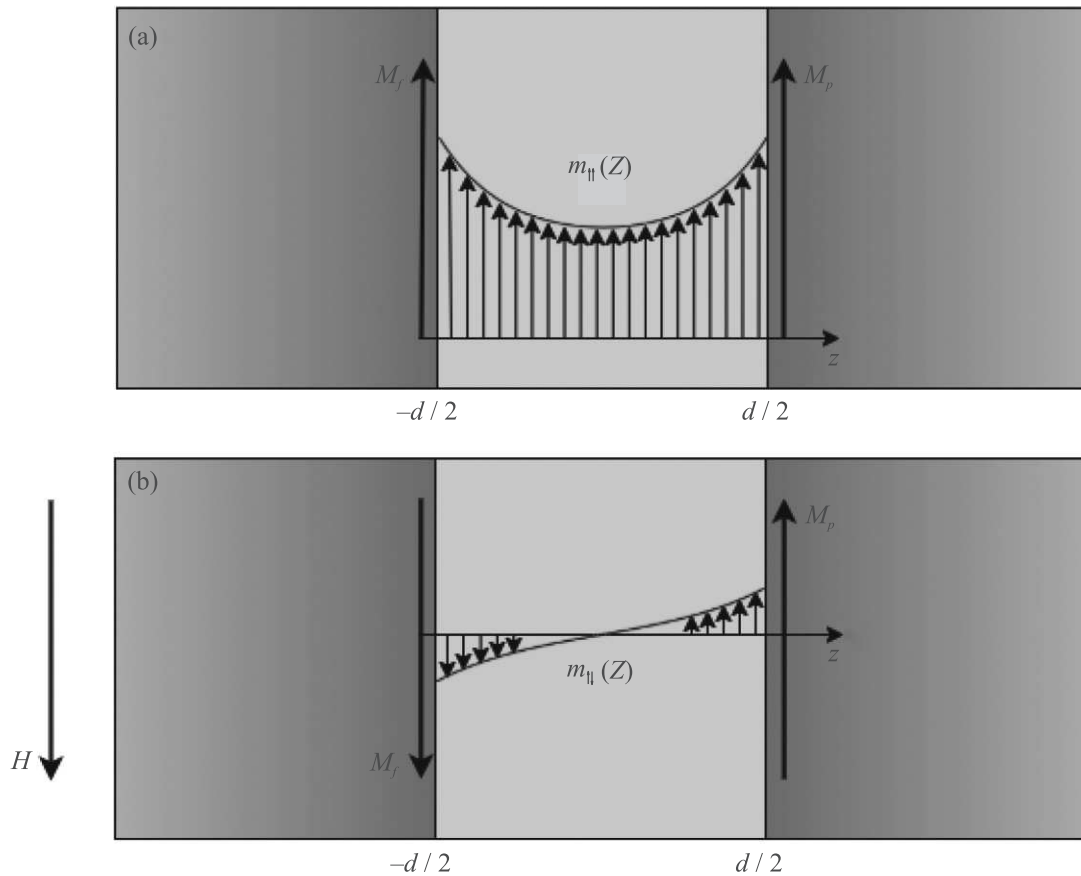


Рис. 1. Схематическое изображение распределения намагниченности в парамагнитной прослойке, расположенной между двумя ферромагнетиками при параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентации магнитных моментов ферромагнетиков

остается очень большим ( $\sim 10$  Тл). Последнее обстоятельство связано с необходимостью намагничивания образца до насыщения в парапроцессе. Максимальное значение изменения энтропии достигается при  $T = T_c$  и также описывается формулой вида (3) с заменой  $M \rightarrow M(T = T_c, H)$  [4, 5]. Из этого следует, что большим магнитокалорическим эффектом обладают материалы с высоким значением магнитного момента на атом, к которым относится гадолиний и сплавы на его основе [6]. Но и для этих материалов рекордные значения эффективности охлаждения  $\frac{dT}{dH}$  не превышают 10 К/Тл. Таким образом, необходимость использования больших магнитных полей (см., например, [7, 8]) и относительно низкая эффективность охлаждения сдерживает разработку и применение магнитных холодильников, работа которых основана на магнитокалорическом эффекте [9].

В работе [10] был предложен новый подход к проблеме повышения эффективности магнитного охлаждения. В качестве охладителя (“refrigerant”) пред-

лагается использовать многослойные структуры, состоящие из пленок с различными температурами Кюри. Тогда “сильный” ферромагнетик, имеющий большую температуру Кюри  $\theta$  за счет эффекта магнитной близости [11], будет подмагничивать “слабый” ферромагнетик ( $T_c, T_c < \theta$ ) даже в том случае, если последний находится в парамагнитной фазе, т.е.  $T_c < T$ . Более того, для многослойной структуры, в которой “слабый” ферромагнетик находится между слоями “сильного” ферромагнетика, размагничивание (намагничивание) этой прослойки зависит от взаимной ориентации магнитных моментов в берегах (рис. 1). Эффективность такого способа изменения энтропии “слабого” ферромагнетика возрастает с уменьшением его толщины и может достигать гигантских значений. Эффект носит “обменный” характер и увеличение эффективности охлаждения достигается за счет реконфигурации обменных полей на границах пленок. Имеется определенная аналогия между предлагаемым эффектом и транспорт-

ными эффектами обменной природы. Действительно, если для широко известного эффекта гигантского магнитосопротивления взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных берегов определяет электросопротивление образца, то в рассматриваемом случае взаимной ориентацией намагниченностей определяется его энтропия. В последние годы проведены теоретические [12] и экспериментальные [13–17] исследования обменного усиления магнитокалорического эффекта в многослойных структурах “сильный”/“слабый” ферромагнетик. Данный обзор посвящен анализу результатов этих исследований.

**II. Теория.** В рамках теории фазовых переходов Ландау, свободную энергию  $F$ , приходящуюся на единицу площади многослойной структуры, можно записать в виде

$$F[m] = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \left( \frac{l_0^2}{2} \left( \frac{dm}{dz} \right)^2 + \frac{\alpha\tau}{2} m^2 + \frac{\beta}{4m_s^2} m^4 \right) dz + \frac{l_J}{2} (m - \sigma m_s)^2 \Big|_{z=-\frac{d}{2}} + \frac{l_J}{2} (m - m_s)^2 \Big|_{z=\frac{d}{2}}, \quad (4)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $l_0$  и  $l_J$  – феноменологические коэффициенты,  $d$  – толщина парамагнитной прослойки. Первое слагаемое в (4) описывает свободную энергию “слабого” ферромагнетика, находящегося в парамагнитной фазе  $\tau = T - T_c > 0$ . Последние два слагаемых описывают обменное взаимодействие парамагнитной прослойки с ферромагнитными берегами (рис. 1). Параметр  $\sigma$  определяется взаимной ориентацией ферромагнетиков и равен  $\sigma = +1, -1$  для параллельной ( $\uparrow\uparrow$ ) и антипараллельной ( $\uparrow\downarrow$ ) конфигурации соответственно. Полагая, что внешнее поле мало и не способно существенно изменить намагниченность парамагнетика, мы пренебрегаем членом  $-\mathbf{Hm}$  под знаком интеграла в формуле (4). Тогда роль внешнего поля сводится к изменению взаимной ориентации ферромагнитных берегов. Уравнение, отвечающее экстремуму функционала (4), и граничные условия имеют вид

$$\frac{d^2 m}{dz^2} - \frac{1}{l^2} m - \frac{\beta}{l_0^2 m_s^2} m^3 = 0, \quad (5)$$

$$\frac{dm}{dz} \Big|_{z=\frac{d}{2}} = -\frac{l_J}{l_0^2} (m - m_s) \Big|_{z=\frac{d}{2}}, \quad (6)$$

$$\frac{dm}{dz} \Big|_{z=-\frac{d}{2}} = \frac{l_J}{l_0^2} (m - \sigma m_s) \Big|_{z=-\frac{d}{2}}, \quad (7)$$

где введено обозначение  $l = l_0/\sqrt{\alpha\tau}$ . Решение этой задачи может быть представлено в виде эллиптических функций Якоби, что сделано в работе [12]. Здесь мы обсудим качественную сторону дела, опираясь на

результаты, полученные в этой работе. Для энтропии системы  $S = -\partial F/\partial T$ , при выполнении условий (5)–(7), справедлива формула

$$S = -\frac{\alpha}{2T_c} \cdot \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} m^2 dz = -\frac{\overline{\alpha m^2}}{2T_c}, \quad (8)$$

которая с точностью до обозначений ( $\frac{T_c}{\alpha} = c_K$ ) и замены  $M \rightarrow \overline{m^2}$  совпадает с формулой (3). Здесь  $\overline{m^2}$  – средний квадрат намагниченности парамагнитной прослойки. Если магнитные моменты ферромагнитных берегов параллельны и толщина прослойки мала по сравнению с магнитным корреляционным радиусом, то из-за эффекта близости прослойка намагничивается почти до насыщения ( $S_{\uparrow\uparrow} \approx -\frac{\alpha m_s^2}{2T_c}$ ). При антипараллельной ориентации среднее по толщине прослойки поле, создаваемое ферромагнетиками, близко к нулю и парамагнетик размагничен ( $S_{\uparrow\downarrow} \approx 0$ ) (рис. 1). Полученные формулы характеризуют максимально возможный магнитокалорический потенциал, который для гадолиния равен  $\Delta S_{\max} = S_{\uparrow\downarrow} - S_{\uparrow\uparrow} \sim 3 \cdot 10^6$  эрг  $\text{K}^{-1} \text{см}^{-3}$ . Зная величину магнитокалорического потенциала, можно оценить адиабатическое изменение температуры  $\Delta T$  всей структуры при смене взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев

$$\Delta T = T_f - T = -\frac{Td}{(d + 2d_F)C} \Delta S. \quad (9)$$

Здесь  $T_f$  – конечная температура,  $d_F$  – толщины ферромагнетиков, которые предполагаются одинаковыми,  $C$  – удельная теплоемкость, которая, вообще говоря, включает в себя вклады от решеточной и магнитной подсистем. Можно показать, что вкладом магнитной подсистемы в теплоемкость можно пренебречь и для оценки теплоемкости использовать закон Дюлонга–Пти  $C \approx 1.2 \cdot 10^7$  эрг  $\text{K}^{-1} \text{см}^{-3}$ . Полагая, что  $d \sim d_F$ , а температура Кюри тонких пленок гадолиния  $\sim 200$  К (см. ссылки в [12]), получаем  $\Delta T \sim 10$  К. Принимая во внимание, что смена ориентации намагниченностей ферромагнитных берегов происходит в полях  $\sim 100$ – $1000$  Э, эффективность охлаждения, согласно этим оценкам, достигает гигантской величины  $\sim 10^2$ – $10^3$  К/Гл.

Однако проведенные нами расчеты указывают на то, что эта оценка завышена. Для реальных материалов при параллельной ориентации магнитных моментов ферромагнитных берегов парамагнитная прослойка не намагничивается до насыщения, а при антипараллельной ориентации не размагничивается до нуля. Основываясь на решении систе-

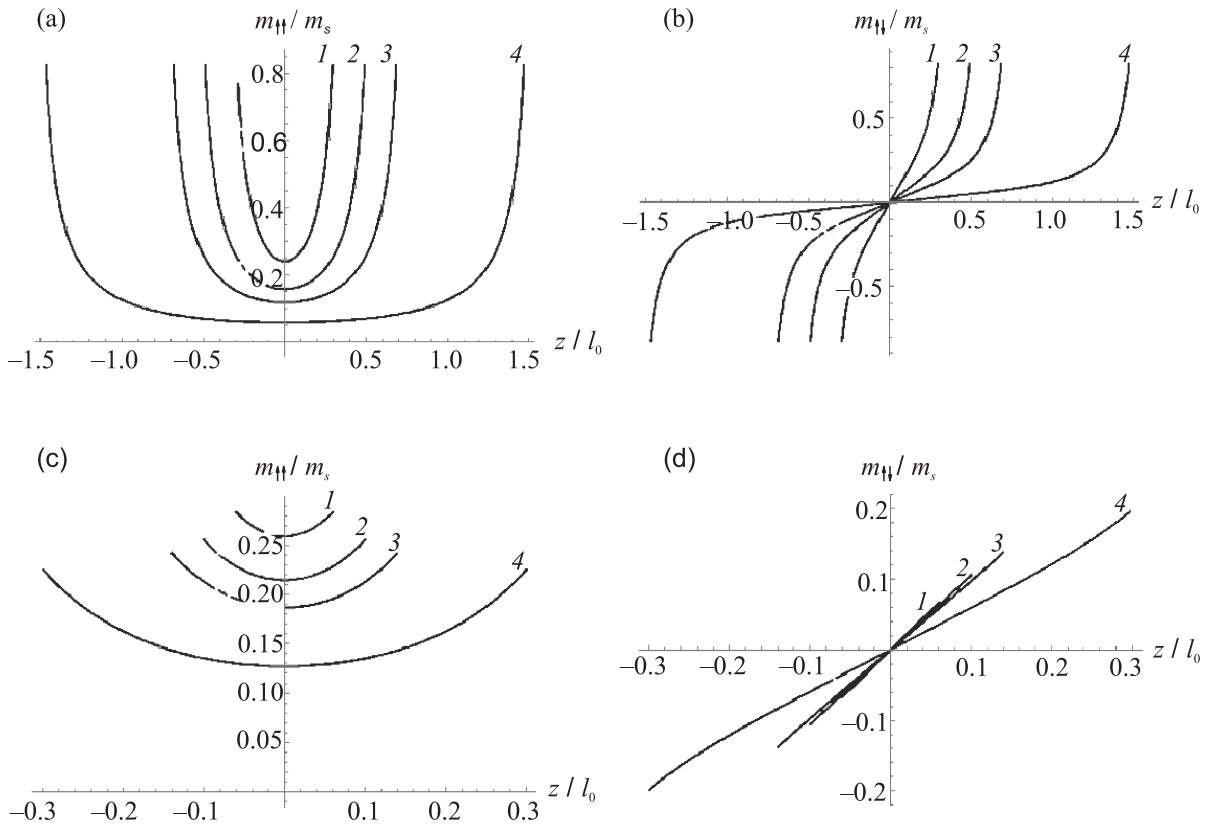


Рис. 2. Результаты расчета распределения намагниченности в пленке гадолиния, “зажатой” пленками железа (Fe/Gd/Fe) при параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентации магнитных моментов пленок железа и различных толщинах прослойки гадолиния. На рисунке (с), (d) приведены аналогичные результаты для многослойной структуры  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{70}\text{Cu}_{30}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ . Здесь 1 –  $d = 3$  нм; 2 –  $d = 5$  нм; 3 –  $d = 7$  нм; 4 –  $d = 15$  нм

мы (5)–(7), мы рассчитали магнитокалорический потенциал для многослойных структур Fe/Gd/Fe и  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{70}\text{Cu}_{30}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ . Свойства парамагнитной прослойки для этих структур существенно различны (использованы данные, приведенные в [12]). В случае гадолиния, обменное взаимодействие на границе с ферромагнетиком велико ( $l_J \approx 280$  нм), что приводит к намагничиванию прилегающего к границе слоя. Однако эта намагниченность быстро спадает вглубь пленки гадолиния, так как корреляционная длина мала ( $l_0 \approx 5$  нм). На рисунке 2а, б представлены зависимости распределения магнитного момента по толщине пленки гадолиния при параллельной и антипараллельной ориентации магнитных моментов пленок железа, а на рис. 2в за зависимость магнитокалорического потенциала от температуры для различных толщин пленок гадолиния. Видно, что эта величина более чем на порядок меньше приведенного выше максимального значения. Несмотря на это, эффективность охлаждения для этой системы может достигать рекордного значения  $\sim 10$  К/Тл и даже превосходить его. Про-

тивоположная ситуация реализуется в структурах с прослойкой  $\text{Ni}_{0.7}\text{Cu}_{0.3}$ . В этой системе масштаб спада намагниченности существенно (в пять раз) больше, чем в гадолинии ( $l_0 = 25$  нм), но энергия обменного взаимодействия на границе с  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  ( $l_J = 30$  нм) более, чем в девять раз меньше, чем для границы Fe/Gd. Таким образом, и для системы  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{70}\text{Cu}_{30}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  распределение намагниченности в прослойке существенно отличается от идеального (рис. 2с, d). Кроме того, для сплавов  $\text{Ni}_{0.7}\text{Cu}_{0.3}$  магнитный момент насыщения относительно мал, что также сказывается на величине эффекта (рис. 3б).

Итак, согласно нашим расчетам, для наблюдения эффекта необходимо выполнение двух условий:

- существование сильной обменной связи на границе ферромагнетика и парамагнитной прослойки;
- наличие достаточно большой корреляционной длины в парамагнетике (по сравнению с толщиной пленки), что позволяет ферромагнитным берегам “чувствовать” друг друга.

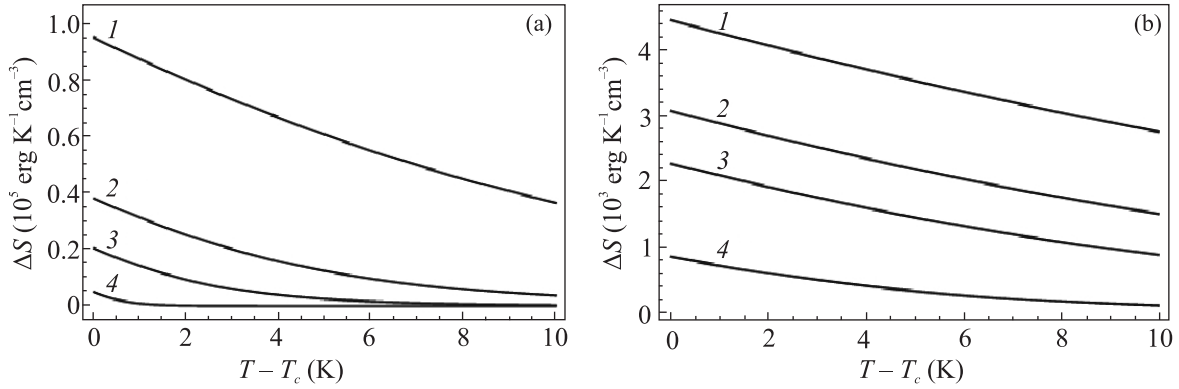


Рис. 3. Зависимость магнитокалорического потенциала от температуры для структур (а) Fe/Gd/Fe и (б) Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Ni<sub>70</sub>Cu<sub>30</sub>/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> при различных толщинах парамагнитной прослойки. Здесь 1 –  $d = 3$  нм; 2 –  $d = 5$  нм; 3 –  $d = 7$  нм; 4 –  $d = 15$  нм

Вопрос о справедливости соотношения Максвелла для рассматриваемой неоднородной системы является важным и нетривиальным. Действительно, выполнение соотношения Максвелла для однородных материалов очевидно. В неоднородных системах, к которым принадлежит рассмотренная трехслойная структура, намагниченность парамагнетика является функцией координат и не может непосредственно входить в соотношение Максвелла. В рамках теории среднего поля мы рассчитали  $M(T, H)$  и  $S(T, H)$  и показали, что соотношение  $(dS/dH)_T = (dM/dT)_H$  выполняется с высокой точностью (рис. 4) в том случае, когда намагниченность и энтропия относятся ко всей системе

$$S = \frac{1}{d + 2d_F} \int_{-d/2}^{d/2} s dz,$$

$$M = \frac{d_{Fe}(M_1 + M_2) + \int_{-d/2}^{d/2} m dz}{d + 2d_{Fe}}, \quad (10)$$

где  $M_{1,2}$  – магнитные моменты ферромагнитных берегов. Доказательство справедливости соотношения Максвелла дает основание для использования косвенного магнитометрического метода изучения магнитокалорического эффекта. Учитывая обменную симметрию функционала (4), можно записать свободную энергию исследуемой системы в виде

$$F = F_0\{M_1, \partial M_1; M_2, \partial M_2; \mathbf{H} \dots\} + J(T, d, l_0, l_J \dots)(M_1 \cdot M_2) + \dots, \quad (11)$$

$\partial M$  – обозначение пространственных производных намагниченности. В этом выражении отброшены слагаемые, пропорциональные  $(M_1 \cdot M_2)^n$  ( $n \geq 2$ ), вообще говоря, не запрещенные с симметричной точки

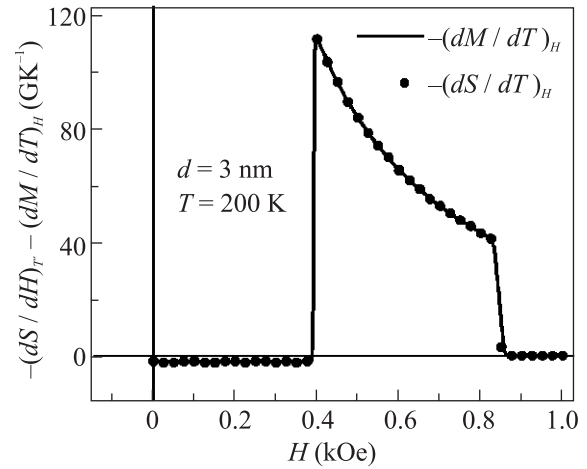


Рис. 4. Результаты проверки соотношения Максвелла для структуры Fe/Gd/Fe, выполненные в рамках приближения среднего поля [10]

зрения. Первое слагаемое описывает распределение намагниченности в ферромагнитных берегах и не зависит от температуры при условии, что температура Кюри ферромагнетиков много больше температуры образца. Второе слагаемое отвечает за обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через прослойку парамагнетика и существенно зависит от температуры при приближении последней к температуре Кюри материала прослойки. Отметим, что исследованию температурной зависимости межслойного взаимодействия в структурах ферромагнетик/парамагнетик посвящены работы [18–21]. Однако магнитокалорический эффект в этих работах не изучался. Энтропия системы прямо связана с производной межслойного обменного взаимодействия

$$S = -(M_1 \cdot M_2)dJ/dT, \quad (12)$$

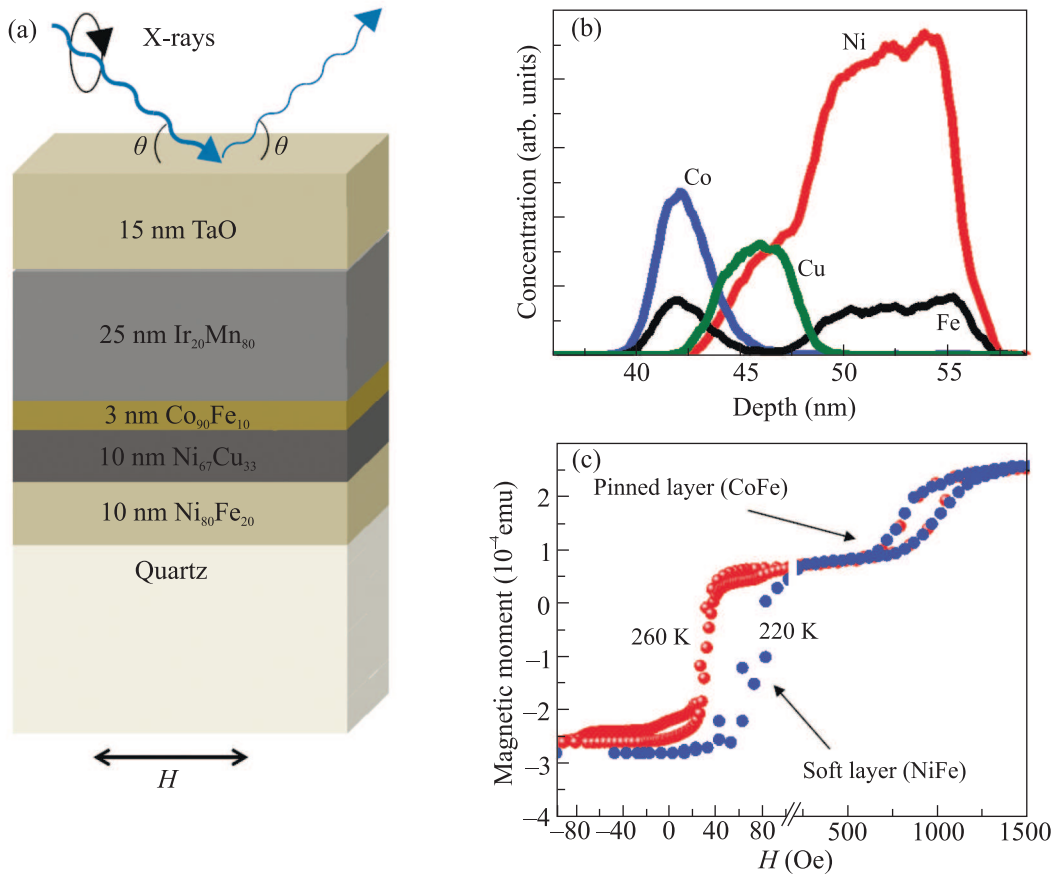


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Схема исследуемой многослойной структуры. (б) – Распределение элементов по глубине структуры, полученное методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). (с) – Кривые намагничивания, снятые при различных температурах методом СКВИД-магнитометрии

что позволяет анализировать экспериментальные данные и определять магнитокалорический потенциал по измерениям намагниченности.

**III. Эксперимент.** Многослойные структуры ферромагнетик/парамагнетик были созданы методом магнетронного напыления с использованием многокамерной установки AJA 2200. Магнитный момент одного из ферромагнитных слоев был закреплен за счет контакта с антиферромагнетиком ( $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ ), а другой слой оставался “свободным”, подобно тому, как это делается в структурах “спиновый клапан”. Между “закрепленным” и “свободным” ферромагнитными слоями помещалась парамагнитная прослойка твердого раствора  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}$  или Gd. Пленка  $\text{Ni}_x\text{Cu}_{1-x}$  изготавливалась путем одновременного распыления мишеней никеля и меди. Детали получения структур описаны в работе [13]. На рисунке 5b в качестве примера представлено пространственное распределение компонент в многослойной структуре  $\text{TaO}(15\text{нм})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(25\text{нм})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(3\text{нм})/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$

$(10\text{нм})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(10\text{нм})/\text{подложка (кварц)}$ , полученное методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Магнитные свойства образцов измерялись методами вибро- и СКВИД-магнитометрии (Lake Shore 7400, MPMS-XL5 Quantum Design SQUID) в широком диапазоне температур. На рисунке 5c приведена зависимость полного магнитного момента указанной системы от внешнего магнитного поля. В области малых полей ( $< 100$  Э) происходит перемагничивание “свободного” слоя (стрелка и надпись “soft layer” указывают на область полей, в которой перемагничивается NiFe). В области больших ( $\sim 1000$  Э) полей происходит перемагничивание “закрепленного” слоя (“pinned layer”, CoFe). Важно, что поле, при котором происходит перемагничивание пермаллоя, существенно зависит от температуры и изменяется от 70 Э при 220 К до 30 Э при 260 К. Это изменение связано с уменьшением величины эффективного межслойного взаимодействия (11) с ростом температуры. Детальное исследование температурного поведения системы и использо-

вание соотношения Максвелла позволило найти зависимость магнитокалорического потенциала от температуры при различных значениях толщины прослойки NiCu (рис. 6). Эти измерения показали,

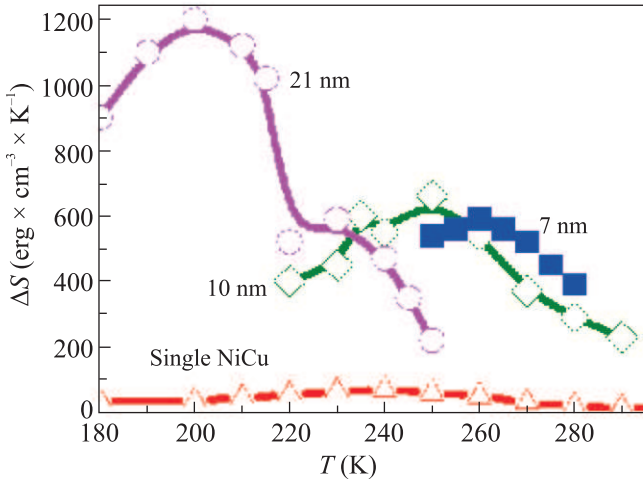


Рис. 6. (Цветной онлайн) Магнитокалорический потенциал исследуемой системы при различных толщинах парамагнитной прослойки, определенный из данных СКВИД-магнитометрии

что величина магнитокалорического потенциала (величина изменения энтропии при приложении магнитного поля) многослойной структуры почти на два порядка превышает потенциал изолированной пленки твердого раствора  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$  [22], что подтверждает гипотезу об усилении магнитокалорического эффекта в многослойных системах. С другой стороны, величина потенциала и возможное изменение температуры при адиабатическом размагничивании малы ( $\Delta T \sim 0.01 \text{ K}$ ). Экспериментальные данные хорошо совпадают с теоретическими расчетами [16]. Это означает, что для дальнейшего усиления эффекта необходимо переходить к другим материалам в многослойных структурах “сильный”/“слабый” ферромагнетик. Например, большего эффекта следует ожидать от систем с прослойкой гадолиния. Первые эксперименты показали [15], что для усиления эффекта толщина пленки гадолиния, в соответствии с нашим расчетом, должна быть меньше 5 нм.

Информативным методом изучения магнитного состояния парамагнитной прослойки и магнитокалорического эффекта в исследуемой системе является метод рентгеновского магнитного кругового дихроизма (ХМCD), позволяющий по отдельности измерять магнитные моменты элементов, составляющих гетероструктуру. В основе метода лежит зависимость поглощения рентгеновского излу-

чения от скалярного произведения магнитного момента данного элемента и направления циркулярной поляризации излучения. Мы провели подобные элементно-селективные измерения, используя метод рентгеновской магнитной рефлектометрии (RXMR) [23–25]. Эти эксперименты были проведены на синхротроне BESSYII и заключались в измерении разности коэффициентов отражения лево- и правополяризованного излучения с длинами волн, соответствующими  $L_3$ -линиям поглощения железа ( $E = 708 \text{ эВ}$ ) и никеля ( $E = 852.8 \text{ эВ}$ ) [17]. Измерения этой разности для различных температур и магнитных полей позволили определить кривые намагничивания для слоев, содержащих атомы железа и никеля по отдельности. Геометрия эксперимента схематически представлена на рис. 5 а. На рисунке 7 приводятся кривые намагничивания подсистем Fe (а) и Ni (b) в исследуемой многослойной структуре (рис. 5а). Как и для “интегрального” измерения кривой намагничивания (рис. 5b), для каждого из элементов наблюдаются две области, которые естественно связать с перемагничиванием “свободного” и “закрепленного” слоев. Для железа такое поведение очевидно в силу наличия атомов этого элемента как в “свободном” ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ), так и в “закрепленном” ( $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ) слое. Существование особенности в перемагничивании никеля при больших полях прямо свидетельствует об обменной связи прослойки  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$  с пленкой  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , так как нет иной возможности для воздействия закрепления на границе с антиферромагнетиком на слои, содержащие никель. Обращает на себя внимание также факт увеличения амплитуды петли гистерезиса (*switching amplitude*) подсистемы Ni с увеличением температуры от 220 до 260 К в результате увеличения магнитного контраста на границе  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ . Такое поведение подсистемы Ni указывает на близость температуры измерений (220–260 К) к температуре Кюри прослойки  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ .

**IV. Заключение.** Итак, проведенные расчеты указывают на возможность существенного увеличения эффективности магнитного охлаждения в гетеросистемах “сильный”/“слабый” ферромагнетик. Эксперименты по изучению магнитокалорического эффекта в многослойных структурах  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  подтверждают эти выводы. Однако тех значений эффективности охлаждения, которые позволяют говорить о возможности использования подобных структур, пока достичь не удалось. Для решения проблемы требуется продолжить поиск оптимальных материалов многослойной структуры. При этом наиболее очевидным решением представляется использование в качестве прослойки



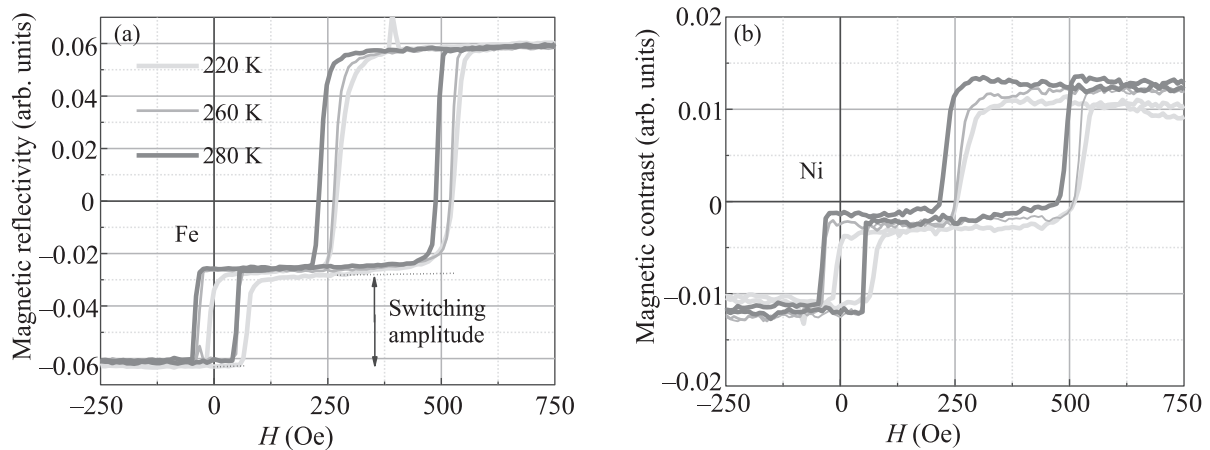


Рис. 7. Кривые намагничивания при различных температурах для (а) железа и (б) никеля, полученные методом рентгеновской магнитной рефлектометрии (RXMR)

“слабого” ферромагнетика пленок гадолиния. Представляет интерес переход на антиферромагнитные прослойки, что существенно расширяет возможный круг материалов [26, 27]. Обсуждая возможность использования тонкопленочных холодильников на основе многослойных структур, следует отметить возможность организации цикла охлаждения. Для реализации такого цикла требуется разработка термических ключей, которые позволят устанавливать (прерывать) тепловой контакт между тепловыми резервуарами и рабочим телом (магнитной многослойной структурой). В качестве таких ключей могут использоваться магнитные структуры, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления [28, 29]. Создание подобных устройств представляет отдельную проблему и ее обсуждение выходит далеко за рамки этого обзора [30].

Идея обменного усиления магнитокалорического эффекта допускает возможность перехода к трехмерным наноструктурированным материалам. Эти системы могут представлять собой наночастицы “сильного” ферромагнетика, внедренные в матрицу “слабого” ферромагнетика или парамагнетика. Высокая магнитная восприимчивость такой наносистемы будет достигаться за счет наночастиц “сильного” ферромагнетика, а роль рефрижеранта принадлежит матрице, которая связана с частицами за счет эффекта магнитной близости. Следует отметить, что магнитокалорический эффект в подобных системах, получивших название аморфных сплавов, изучался ранее [31–33]. Были получены сравнительно большие значения магнитокалорического потенциала, но еще уступающие рекордным значениям. Возможно, что состав и геометриче-

ские характеристики распределения частиц в этих работах не были оптимальными и исследования магнитокалорического эффекта в гранулированных сплавах следует продолжить.

Представленные в этом обзоре результаты получены в ходе выполнения проектов Российского фонда фундаментальных исследований (# 17-02-00620; # 20-02-00356) большим коллективом авторов из Института физики микроструктур РАН (С. Н. Вдовичев, М. Н. Дроздов, М. А. Кузнецов, И. Ю. Пашенькин, Н. И. Полушкин, М. В. Сапожников, Д. А. Татарский), МГУ им. М. В. Ломоносова (И. Д. Родионов, В. Н. Прудников), Института физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН (Е. А. Кравцов), Института физических проблем им. П. Л. Капицы (А. Б. Дровосеков), Корейского института науки и технологий (KIST, J. Chang), Лаппеенрантского технологического университета (LUT, E. Fadeev, E. Lahderanta), Берлинского центра материалов и энергии им. Гельмгольца (E. Weschke).

1. A. Smith, *Eur. Phys. J. H* **38**, 507 (2013).
2. A. M. Tishin and Y. I. Spichkin, *The Magnetocaloric Effect and Its Application*, IOP Publishing Ltd., Bristol, Philadelphia (2003).
3. V. K. Pecharsky and A. Gschneidner, *J. Appl. Phys.* **86**, 565 (1999).
4. К. П. Белов, *УФН* **65**, 207 (1958).
5. H. Oestereicher and F. T. Parker, *J. Appl. Phys.* **55**, 4334 (1984).
6. A. Gschneidner, Jr., V. K. Pecharsky, and A. O. Tsokol, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 1479 (2005).



7. И. Д. Родионов, Ю. С. Кошкидько, Я. Цвик, А. Кюйтц, С. Пандей, А. Арял, И. С. Дубенко, Ш. Стадлер, Н. Али, И. С. Титов, М. Блинов, М. В. Прудникова, В. Н. Прудников, Э. Ладеранта, А. Б. Грановский, Письма в ЖЭТФ **101**, 419 (2015).
8. K. P. Belov, E. V. Talalaeva, L. A. Chernikova, V. I. Ivanovskii, and T. V. Kudryavtseva, JETP Lett. **9**, 416 (1969).
9. A. Kitanovski, Adv. Energy Mater. **10**(10), 1903741 (2020).
10. А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, Письма в ЖЭТФ **101**, 693 (2015).
11. D. Schwenk, F. Fishman, and F. Schwabl, Phys. Rev. B **38**, 11618 (1988).
12. М. А. Кузнецов, А. Дровосеков, А. А. Фраерман, ЖЭТФ **159**, 95 (2021).
13. S. N. Vdovichev, N. I. Polushkin, I. D. Rodionov, V. N. Prudnikov, J. Chang, and A. A. Fraerman, Phys. Rev. B **98**, 014428 (2018).
14. D. M. Polischuk, Yu. O. Tykhonenko-Polischuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, Phys. Rev. Materials **2**, 114402 (2018).
15. N. I. Polushkin, I. Y. Pashenkin, E. Fadeev, E. Lahderanta, and A. A. Fraerman, J. Magn. Magn. Mater. **491**, 165601 (2019).
16. M. A. Kuznetsov, I. Y. Pashenkin, N. I. Polushkin, M. V. Sapozhnikov, and A. A. Fraerman, J. Appl. Phys. **127**, 183904 (2020).
17. N. I. Polushkin, E. A. Kravtsov, S. N. Vdovichev, D. A. Tatarskiy, M. N. Drozdov, E. Weschke, and A. A. Fraerman, J. Magn. Magn. Mater. **497**, 165930 (2020).
18. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, M. A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **86**, 214413 (2012).
19. A. F. Kravets, Y. I. Dzhezheriya, A. I. Tovstolytkin, I. M. Kozak, A. Gryschuk, Y. O. Savina, V. A. Paschenko, S. L. Gnatchenko, B. Koop, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **90**, 104427 (2014).
20. A. F. Kravets, D. M. Polischuk, Y. I. Dzhezheriya, A. I. Tovstolytkin, V. O. Golub, and V. Korenivski, Phys. Rev. B **94**, 064429 (2016).
21. A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, Y. I. Dzhezheriya, D. M. Polischuk, I. M. Kozak, and V. Korenivski, J. Phys. Condens. Matter **27**, 446003 (2015).
22. S. Michalski, R. Skomski, X.-Z. Li, D. Le Roy, T. Mukherjee, Ch. Binek, and D. J. Sellmyer, J. Appl. Phys. **111**, 07A930 (2012).
23. J. P. Hannon, G. T. Trammell, M. Blume, and D. Gibbs, Phys. Rev. Lett. **61**, 1245 (1988).
24. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang, J. Pollmann, C. S. Nelson, J. S. Jiang, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **87**, 207201 (2001).
25. Y. Choi, D. Haskel, R. E. Camley, D. R. Lee, J. C. Lang, G. Srajer, J. S. Jiang, and S. D. Bader, Phys. Rev. B **70**, 134420 (2004).
26. D. M. Polischuk, Yu. O. Tykhonenko-Polischuk, O. V. Gomonay, and V. Korenivski, arXiv:2010.11134v1.
27. R. Cheng, D. Xiao, and J.-G. Zhu, Phys. Rev. Lett. **121**, 207202 (2018).
28. J. Kimling, R. B. Wilson, K. Rott, J. Kimling, G. Reiss, and D. G. Cahill, Phys. Rev. B **91**, 144405 (2015).
29. G. Wehmeyer, T. Yabuki, C. Monachon, J. Wu, and C. Dames, Appl. Phys. Rev. **4**, 041304 (2017).
30. T. Thanveer, R. V. Ramanujan, and S. Thomas, AIP Adv. **6**, 055322 (2016).
31. P. Didukh and A. Slawska-Waniewska, J. Magn. Magn. Mater. **254–255**, 407 (2003).
32. V. Franco, J. S. Blázquez, M. Millán, J. M. Borrego, C. F. Conde, and A. Conde, J. Appl. Phys. **101**, 09C503 (2007).
33. R. Zhu, X. Kan, X. Liu, M. Shezad, W. Wang, Ch. Liu, W. Yang, Zh. Wang, and Z. Chen, J. Magn. Magn. Mater. **484**, 253 (2019).