

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.638.5

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ОДНООСНОМ ПАРАМАГНЕТИКЕ С КРАМЕРСОВЫМИ ИОНАМИ

© 2019 г. Е. Е. Кокорина^а, *, М. В. Медведев^а, **

^аИнститут электрофизики УрО РАН, ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620016 Россия

*e-mail: kokorina@iep.uran.ru

**e-mail: medvedev@iep.uran.ru

Поступила в редакцию 14.03.2019 г.

После доработки 27.03.2019 г.

Принята к публикации 24.04.2019 г.

Исследованы изменения магнитной энтропии при изотермическом намагничивании одноосного парамагнетика с крамерсовыми ионами (спин $S = 3/2$) и одноионной анизотропией типа легкая плоскость в области низких температур. Показано, что при намагничивании в легком направлении магнитокалорический эффект (МКЭ) существенно больше, чем при намагничивании в трудном направлении, поперек легкой плоскости. Обнаружено, что при намагничивании в трудном направлении существует конечный интервал магнитных полей, намагничивание внутри которого сопровождается аномальным увеличением магнитной энтропии, что приводит к немонотонной зависимости энтропии от конечного поля намагничивания.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, крамерсовы ионы

DOI: 10.1134/S001532301910005X

1. Повышенный интерес в последнее время к магнитокалорическим эффектам (МКЭ) связан с поиском ферро- и ферромагнитных соединений, дающих максимальный эффект в области комнатных температур и поэтому потенциально пригодных для разработки охлаждающих устройств в этой температурной области [1–6]. Однако в целом это направление исследований МКЭ пока еще находится на стадии поисков перспективных материалов, тогда как на практике уже давно существует другое, хорошо развитое направление применения МКЭ, которое связано с использованием МКЭ в парамагнетиках для получения сверхнизких температур и сжижения газов [7].

При этом следует иметь в виду, что обычно для этих целей используют МКЭ в таких парамагнетиках, в которых ближайшее кристаллическое окружение парамагнитного иона обладает кубической симметрией (например, квасцы [7, 8]) и эффекты кристаллических полей относительно слабы, так что в первом приближении МКЭ в таких соединениях можно рассматривать как изотропный. В то же время существуют парамагнетики, в которых симметрия кристаллического окружения магнитных ионов носит одноосный характер (например, гексагональные редкоземельные этилсульфаты [9] или двойные нитраты

с тригональной симметрией [10]). В этих парамагнитных соединениях магнитная анизотропия достаточна сильна, а ее влияние на МКЭ еще слабо изучено.

Недавно было показано [11], что в одноосных парамагнетиках с некрамерсовыми ионами (с целочисленными спинами $S = 1, 2, \dots$) в случае одноионной анизотропии типа легкая плоскость намагничивание в трудном направлении приводит к появлению аномального обратного МКЭ в области низких температур и слабых полей, и что эта аномалия возникает из-за эффекта пересечения энергетических уровней иона в магнитном поле. Так как эффекты пересечения энергетических уровней парамагнитного иона в магнитном поле при наличии одноионной анизотропии типа легкая плоскость могут существовать и для крамерсовых ионов с полужелочисленными спинами $S = 3/2, 5/2, \dots$, то интересно понять, каковы будут особенности низкотемпературных МКЭ в одноосных парамагнетиках с крамерсовыми ионами. Мы в основном ограничимся модельными расчетами изменения магнитной энтропии при изотермическом намагничивании и случаем крамерсова иона со спином $S = 3/2$, но для полноты картины исследуем намагничивание как в легком, так и в трудном направлениях.

2. Гамильтониан крамерсова парамагнитного иона со спинами $S = 3/2$ и одноионной анизотропией второго порядка типа легкая плоскость (параметр анизотропии $D > 0$) в магнитном поле имеет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{hd}} = DS_Z^2 - \mu_Z HS_Z; \quad \mathbf{H}_{\text{ed}} = DS_Z^2 - \mu_X HS_X, \quad (1)$$

где первое выражение берется в случае магнитного поля $H \parallel OZ$, параллельного трудному направлению OZ , и второе – при намагничивании в легкой плоскости вдоль легкого направления с $H \parallel OX$. Обозначение $\mu_Z \equiv \mu_B g_Z$ или $\mu_X \equiv \mu_B g_X$ (здесь μ_B – магнетон Бора) учитывает возможную анизотропию фактора спектроскопического расщепления g (фактор Ланде) в парамагнитном кристалле [8].

В случае намагничивания в трудном направлении $H \parallel OZ$ гамильтониан \mathbf{H}_{hd} (1) имеет собственные значения

$$\begin{aligned} E_1(S_Z = 1/2) &= \frac{1}{4}D - \frac{1}{2}\mu_Z H; \\ E_2(S_Z = -1/2) &= \frac{1}{4}D + \frac{1}{2}\mu_Z H; \\ E_3(S_Z = 3/2) &= \frac{9}{4}D - \frac{3}{2}\mu_Z H; \\ E_4(S_Z = -3/2) &= \frac{9}{4}D + \frac{3}{2}\mu_Z H, \end{aligned} \quad (2)$$

причем каждому собственному значению энергии соответствует собственное значение Z -проекции спина S_Z . Тогда намагниченность $m_Z^{\text{hd}}(T, H)$ в трудном направлении (на один ион) равна

$$\begin{aligned} m_Z^{\text{hd}}(T, H) &= k_B T \partial \ln Sp \exp\left(-\frac{H_{\text{hd}}}{k_B T}\right) / \partial H = \\ &= \mu_Z \frac{3 \exp(-2D/k_B T) \text{sh}(3\mu_Z H/2k_B T) + \text{sh}(\mu_Z H/2k_B T)}{2[\exp(-2D/k_B T) \text{ch}(3\mu_Z H/2k_B T) + \text{ch}(\mu_Z H/2k_B T)]}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для нахождения изменения магнитной энтропии ΔS_M при изотермическом намагничивании от начального магнитного поля H_i до конечного поля H_f необходимо знать температурную производную намагниченности $\partial m_Z^{\text{hd}}(T, H) / \partial T$:

$$\Delta S_M^{\text{hd}}(T, \Delta H = H_f - H_i) = \int_{H_i}^{H_f} \left(\frac{\partial m_Z^{\text{hd}}(T, H)}{\partial T} \right)_H dH, \quad (4)$$

причем знак ΔS_M (при $\Delta S_M < 0$ – прямой эффект и при $\Delta S_M > 0$ – обратный эффект) определяется знаком температурной производной намагниченности $\partial m_Z^{\text{hd}}(T, H)$ на интервале интегрирования по полю $\Delta H = H_f - H_i$.

При намагничивании в трудном направлении температурная производная намагниченности равна

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_Z^{\text{hd}}(T, H)}{\partial T} &= \frac{\mu_Z^2 H}{4k_B T^2} \left\{ \frac{4D}{\mu_Z H} \exp(-2D/k_B T) \times \right. \\ &\times [2\text{sh}(3\mu_Z H/2k_B T) \text{ch}(\mu_Z H/2k_B T) + \\ &+ \text{sh}(\mu_Z H/k_B T)] - 2 \exp(-2D/k_B T) \times \\ &\times [3\text{ch}(\mu_Z H/k_B T) + 2\text{ch}(3\mu_Z H/2k_B T) \times \\ &\times \text{ch}(\mu_Z H/2k_B T)] - 9 \exp(-4D/k_B T) - 1 \Big\} \times \\ &\times [\exp(-2D/k_B T) \text{ch}(3\mu_Z H/2k_B T) + \\ &+ \text{ch}(\mu_Z H/2k_B T)]^{-2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если выражение (5) преобразовать к безразмерным переменным – полю $\mu_Z H/D$ и температуре $k_B T/D$, то можно убедиться, что на плоскости переменных $(k_B T/D) - (\mu_Z H/D)$ температурная производная $\partial (m_Z^{\text{hd}}(T, H) / \mu_Z k_B) \partial (T/D) \sim \partial m_Z^{\text{hd}} / \partial T$ может быть как положительной, так и отрицательной. На рис. 1 представлены результаты расчета границы между областями нормального ($\partial m_Z^{\text{hd}} / \partial T < 0$) и аномального ($\partial m_Z^{\text{hd}} / \partial T > 0$) температурного поведения намагниченности m_Z^{hd} на плоскость безразмерных температур $(k_B T/D)$ и полей $(\mu_Z H/D)$. Очевидно, что, если намагничивание в интервале полей $\Delta H = H_f - H_i$ будет захватывать области положительных значений температурной производной намагниченности $\partial m_Z^{\text{hd}} / \partial T > 0$, то в случае преобладания вкладов от этих областей полевая зависимость $\Delta S_M^{\text{hd}}(T, \Delta H)$ будет иметь аномальный положительный знак $\Delta S_M^{\text{hd}}(T, \Delta H) > 0$.

На рис. 2 представлены результаты расчета изменения магнитной энтропии ΔS_M^{hd} как функции безразмерного конечного магнитного поля $\mu_Z H_f/D$ при двух вариантах выбора начального поля намагничивания: $\mu_Z H_i/D = 0$ и $\mu_Z H_i/D = 1$. Кривые 1 и 2 отражают немонокотное поведение ΔS_M^{hd} для температур $k_B T/D = 0.2$ и $k_B T/D = 0.5$ при нулевом начальном поле $\mu_Z H_i/D = 0$, кривые 4 и 5 –

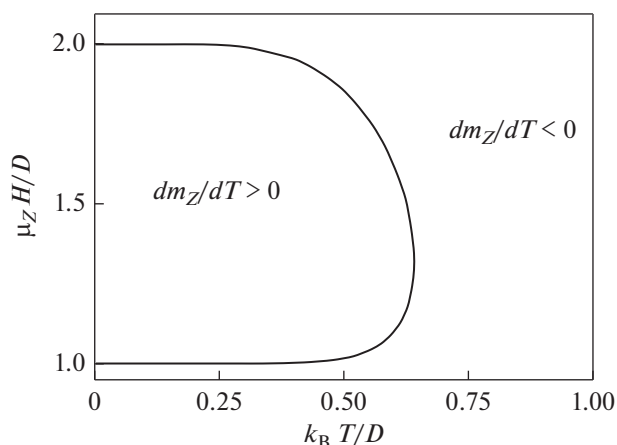


Рис. 1. Область аномального температурного поведения намагниченности в трудном направлении $\partial m_z^{\text{ed}}(T, H) / \partial T > 0$ в легкоплоскостном парамагнетике с кramerсовым спином $S = 3/2$.

для температур $k_B T / D = 0.2$ и $k_B T / D = 0.5$ при начальном поле $\mu_z H_i / D = 1$. Кривая 3 показывает монотонную зависимость ΔS_M^{hd} от $\mu_z H_f / D$ при $k_B T / D = 1$ и начальном поле $\mu_z H_i / D = 0$. Немонотонность кривых 1, 2 и 4, 5 для ΔS_M^{hd} связана с тем, что при изменении конечного поля $\mu_z H_f / D$ и выборе температур $k_B T / D = 0.2$ и 0.5 изотермическое намагничивание захватывает область аномального температурного поведения намагниченности $\partial m_z^{\text{hd}} / \partial T > 0$ (см. рис. 1), тогда как при $k_B T / D = 1$ изменение $\Delta S_M^{\text{hd}} < 0$ (сплошная кривая 3) связано с намагничиванием только в областях нормального поведения намагниченности $\partial m_z^{\text{hd}} / \partial T < 0$.

Из рис. 2, во-первых, видно, что на кривых ΔS_M^{hd} с немонотонным поведением (кривые 1, 2, 4, 5) существуют участки парадоксальной зависимости от конечного поля намагничивания H_f , когда при увеличении H_f абсолютная величина эффекта $|\Delta S_M^{\text{hd}}|$ начинает уменьшаться. Во-вторых, видно, что в рассмотренной ситуации знак величины изменения магнитной энтропии ΔS_M^{hd} перестает быть однозначной характеристикой магнитного состояния вещества, так как теперь этот знак существенно зависит от выбора границ интервала намагничивания. Например, если сравнить величину ΔS_M^{hd} при одинаковом конечном поле $\mu_z H_f / D = 1.5$ и одинаковой температуре $k_B T / D$ на кривых 1 и 4, (но при разных начальных полях намагничивания: $\mu_z H_i / D = 0$ и $\mu_z H_i / D = 1$), то на кривой 1 будет

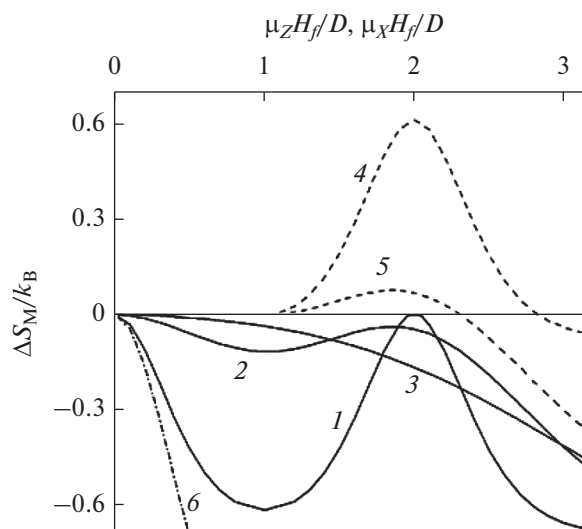


Рис. 2. Зависимость изменения магнитной энтропии $\Delta S_M / k_B$ в легкоплоскостном парамагнетике с $S = 3/2$ от конечного поля намагничивания H_f . Кривые 1, 2 и 3 соответствуют намагничиванию в трудном направлении $\Delta S_M(T, \Delta H = H_f) / k_B$ при $\mu_z H_i / D = 0$ и $k_B T / D = 0.2, 0.5$ и 1; кривые 4 и 5 – $\Delta S_M(T, \Delta H = H_f - H_i) / k_B$ при $\mu_z H_i / D = 1$ и $k_B T / D = 0.2$ и 0.5. Кривая 6 – зависимость изменения магнитной энтропии $\Delta S_M^{\text{ed}}(T, \Delta H = H_f) / k_B$ при намагничивании в легком направлении при $\mu_x H_i / D = 0$ и $k_B T / D = 0.5$.

$\Delta S_M^{\text{hd}} < 0$, а на кривой 4 будет $\Delta S_M^{\text{hd}} > 0$. Очевидно, что это можно рассматривать и как прямой МКЭ уменьшения магнитной энтропии $\Delta S_M^{\text{hd}} < 0$ (по отношению к ее значению при $H_i = 0$), и как обратный МКЭ увеличения магнитной энтропии $\Delta S_M^{\text{hd}} > 0$ (но по отношению к ее значению при $\mu_z H_i / D = 1$).

Таким образом, без точной конкретизации границ намагничивания разговор о прямом и обратном характере МКЭ утрачивает смысл.

Добавим, что, как видно из рис. 2, все аномалии на кривых зависимости ΔS_M от H_f , соответствующие увеличению магнитной энтропии при увеличении магнитного поля, возникают при конечных полях намагничивания, попадающих в интервал значений $D \leq \mu_z H_f \leq 2D$. Легко убедиться, что этот интервал полей является следствием пересечения энергетических уровней иона (2) в магнитном поле. В слабых магнитных полях $\mu_z H_f \leq D$ энергетические уровни (2) вы-

страиваются по возрастанию энергии в следующей последовательности:

$$E_1(S_Z = 1/2) < E_2(S_Z = -1/2) < E_3(S_Z = 3/2) < E_4(S_Z = -3/2), \quad (6)$$

где уровень E_1 и значение Z -проекции спина $S_Z = 1/2$ отвечают основному состоянию. Однако в интервале полей $D \leq \mu_Z H_f \leq 2D$ эта последовательность сменяется на

$$E_1(S_Z = 1/2) < E_3(S_Z = 3/2) < E_2(S_Z = -1/2) < E_4(S_Z = -3/2), \quad (7)$$

когда ближайшим возбужденным уровнем над основным состоянием вместо уровня $E_2(S_Z = -1/2)$ с Z -проекцией спина $S_Z = -1/2$ становится уровень $E_3(S_Z = 3/2)$ с $S_Z = 3/2$. Тогда при низких температурах тепловое возбуждение в первую очередь подмешивает к основному состоянию с $S_Z = 1/2$ возбужденное состояние с $S_Z = 3/2$, а не с $S_Z = -1/2$, что приводит к аномальному температурному росту среднего значения Z -проекции спина $\langle S_Z(T, H) \rangle$ и, соответственно, намагниченности $m_Z^{\text{hd}}(T, H) = \mu_Z \langle S_Z(T, H) \rangle$. Дальнейшее увеличение поля $\mu_Z H_f \geq 2D$ приводит к смене местами уровней основного и ближайшего возбужденного состояния на $E_3(S_Z = 3/2) < E_1(S_Z = 1/2)$, что восстанавливает нормальное температурное поведение намагниченности $\partial m_Z^{\text{hd}} / \partial T < 0$.

Наконец укажем, что, если рассматривать случай анизотропии легкая плоскость с намагничиванием вдоль трудного направления и последующими значениями крамерсовых спинов $S = 5/2, 7/2, \dots$, то эффект пересечения энергетических уровней в магнитном поле приведет к появлению дополнительных областей аномального температурного поведения намагниченности и аномалий в МКЭ по сравнению со случаем с $S = 3/2$. Так, например, для $S = 5/2$ в интервале более высоких магнитных полей $3D \leq \mu_Z H_f \leq 4D$ дополнительно возникает область температурной аномалии намагниченности, когда ближайшим возбужденным уровнем к уровню основного состояния $E_3(S_Z = 3/2)$ с $S_Z = 3/2$ станет уровень $E_5(S_Z = 5/2)$ с более высоким значением Z -проекции спина $S_Z = 5/2$.

3. В случае намагничивания легкоплоскостного парамагнетика в легком направлении вдоль

оси OX собственные значения гамильтониана $H_{\text{ед}}(1)$ равны

$$E_{1,2} = \frac{5}{4}D - \frac{1}{2}\mu_X H \mp \sqrt{D^2 + D\mu_X H + (\mu_X H)^2};$$

$$E_{3,4} = \frac{5}{4}D + \frac{1}{2}\mu_X H \mp \sqrt{D^2 - D\mu_X H + (\mu_X H)^2}. \quad (8)$$

Тогда намагниченность $m_X(T, H)$ в легком направлении (на один ион) становится равной

$$m_X^{\text{ед}}(T, H) = \frac{1}{2}\mu_X \left\{ e^{\beta\mu_X H/2} \left[\text{ch}(\beta A_+) + \frac{D + 2\mu_X H}{A_+} \times \right. \right.$$

$$\left. \times \text{sh}(\beta A_+) \right] - e^{-\beta\mu_X H/2} \left[\text{ch}(\beta A_-) + \frac{D - 2\mu_X H}{A_-} \times \right.$$

$$\left. \times \text{sh}(\beta A_-) \right] \left\{ e^{\beta\mu_X H/2} \text{ch}(\beta A_+) + e^{-\beta\mu_X H/2} \text{ch}(\beta A_-) \right\}^{-1}, \quad (9)$$

где

$$A_{\pm} = \sqrt{D^2 \pm D\mu_X H + (\mu_X H)^2}, \quad (10)$$

и температурная производная намагниченности равна

$$\frac{\partial m_X^{\text{ед}}(T, H)}{\partial T} = -\frac{\mu_X}{k_B T^2} \left\{ 4\mu_X H \text{ch} \left(\frac{\mu_X H}{k_B T} \right) + \right.$$

$$+ 2D \text{sh} \left(\frac{\mu_X H}{k_B T} \right) - \frac{2\mu_X H [D^2 + 2(\mu_X H)^2]}{\sqrt{D^4 + D^2(\mu_X H)^2 + (\mu_X H)^4}} \times$$

$$\times \text{sh} \left(\frac{A_+}{k_B T} \right) \text{sh} \left(\frac{A_-}{k_B T} \right) + 6\mu_X H \text{ch} \left(\frac{A_+}{k_B T} \right) \text{ch} \left(\frac{A_-}{k_B T} \right) +$$

$$+ \frac{2D^2 + 3D\mu_X H + 4(\mu_X H)^2}{A_+} \text{sh} \left(\frac{A_+}{k_B T} \right) \text{ch} \left(\frac{A_-}{k_B T} \right) -$$

$$- \frac{2D^2 - 3D\mu_X H + 4(\mu_X H)^2}{A_-} \text{sh} \left(\frac{A_-}{k_B T} \right) \text{ch} \left(\frac{A_+}{k_B T} \right) \left. \right\} \times$$

$$\times \left\{ \exp \left(\frac{\mu_X H}{2k_B T} \right) \text{ch} \left(\frac{A_+}{k_B T} \right) + \exp \left(-\frac{\mu_X H}{2k_B T} \right) \text{ch} \left(\frac{A_-}{k_B T} \right) \right\}^{-2}.$$

Анализ знаков производных $\partial m_X^{\text{ед}}(T, H) / \partial T$ на плоскости безразмерных переменных $(k_B T / D) - (\mu_X H / D)$ показывает, что эта производная всегда отрицательна, и поэтому изменение магнитной энтропии $\Delta S_M^{\text{ед}}(T, \Delta H = H_f - H_i)$ при изотермическом намагничивании в легком направлении будет всегда отрицательным (прямой МКЭ).

Для примера на рис. 2 приведен результат расчета $\Delta S_M^{\text{ед}}(T, \Delta H = H_f - H_i)$ как функция безразмерного конечного поля намагничивания $\mu_X H_f / D$ при выборе нулевого начального поля $\mu_X H_i / D = 0$ и безразмерной температуры $k_B T / D = 0.5$ (кривая б). Положим для простоты $\mu_Z = \mu_X$, т.е. пренебрежем анизотропией факторов Ланде $\mu_{B_g Z} = \mu_{B_g X}$ и тем

самым выберем одинаковую шкалу безразмерных полей намагничивания в обоих направлениях $\mu_z H/D = \mu_x H/D$. Тогда сравнение кривой $\Delta S_M^{\text{cd}}(T, \Delta H = H_f)$ и кривой $2 \Delta S_M^{\text{hd}}(T, \Delta H = H_f)$ показывает, что в области низких температур МКЭ в анизотропном одноосном парамагнетике при намагничивании в легком направлении намного больше, чем при намагничивании в трудном направлении.

4. Рассмотрение изменения магнитной энтропии ΔS_M в одноосном парамагнетике с крамерсовыми ионами (спин $S = 3/2$) и одноионной анизотропией типа легкая плоскость показывает, что изотермическое намагничивание в легкой плоскости намного сильнее уменьшает магнитную энтропию, чем намагничивание при той же температуре, но в трудном направлении, поперек легкой плоскости. Вообще говоря, аналогичное явление, расчеты которого мы не приводим в настоящей статье, существует и в парамагнетике с одноионной анизотропией типа легкая ось, где изменение энтропии ΔS_M при намагничивании вдоль легкой оси оказывается на порядки сильнее, чем намагничивание поперек легкой оси.

Кроме того, обнаружено, что при достаточно низких температурах намагничивание легкоплоскостного парамагнетика в трудном направлении для определенных интервалов полей может приводить к обратному МКЭ — при увеличении поля магнитная энтропия начинает возрастать, а не падать. Подобное anomальное явление наблюдается и при поперечном намагничивании легкоплоскостного парамагнетика с некрамерсовыми спинами [11], и разница между этими случаями состоит в том, что для некрамерсовых спинов ($S = 1, 2, \dots$) нижняя граница такого полевого интервала anomального поведения начинается с нулевого магнитного поля, а для крамерсовых спинов ($S = 3/2, 5/2, \dots$) — с конечного поля. Например, если взять два легкоплоскостных парамагнетика с одинаковым параметром анизотропии второго порядка $D > 0$, то в случае некрамерсовых спинов наинизший интервал таких магнитных полей равен $0 < H < D/\mu_z$, а в случае

крамерсовых ионов границы такого интервала будут $D/\mu_z < H < 2D/\mu_z$. Разумеется, при низких температурах в этих же интервалах полей с anomальным изотермическим ростом магнитной энтропии поперечное адиабатическое намагничивание легкоплоскостных парамагнетиков будет приведено к anomальному уменьшению температуры парамагнетика.

Работа выполнена при частичной поддержке Проекта УрО РАН № 18-2-2-1 и гранта РФФИ № 18-02-00281.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gschneider K.A.Jr., Pecharsky V.K., Tsokol A.O.* Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Progr. Phys. 2005. Т. 68. С. 1479–1539.
2. *Tishin A.M.* Magnetocaloric effect: current situation and future trends // JMMM. 2007. V. 316. P. 351–357.
3. *Oliveira N.A., von Ranke P.J.* Theoretical aspects of the magnetocaloric effect // Phys. Report. 2010. V. 489. P. 89–153.
4. *Franco V., Blazquez J.S., Ingale P., Conde A.* Magnetocaloric effect and magnetic refrigeration near room temperature: materials and models // Ann. Rev. Mater. Research. 2012. V. 42. P. 305–342.
5. *Wei Z., Chak-Tong A., You-Wei D.* Review of magnetocaloric effect in perovskite-type oxides // Chinese Physics B. 2013. V. 22. P. 057501-1–057501-11.
6. *Ram N.R., Prakash M., Naresh U., Kumar N.S., Sarmash T.S., Subbarao T., Kumar R.j., Kumar G.R., Naidu K.C.B.* Review on magnetocaloric effect and materials // J. Supercond. Nov. Magn. 2018. V. 31. P. 1971–1979.
7. *Ambler E., Hudson R.P.* Magnetic cooling // Rep. Progr. Phys. 1955. V. 18. P. 251–303.
8. *Альтшулер С.А., Козырев Б.М.* Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука, 1972. 672 с.
9. *Тейлор К., Дарби Н.* Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 374 с.
10. *Cooke A.H., Duffas H.J.* The paramagnetic resonance spectra of some rare-earth double nitrates // Proc. Roy. Soc. (London) 1955. V. A229. № 1178. P. 407–415.
11. *Кокорина Е.Е., Медведев М.В.* Обратный магнитокалорический эффект в одноосном парамагнетике с некрамерсовыми ионами // ФММ. 2017. Т. 118. С. 230–239.