

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.638.5

ВЛИЯНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО ОБМЕНА И ОРИЕНТАЦИИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
В ОДНООСНОМ ВАН-ФЛЕКОВСКОМ ПАРАМАГНЕТИКЕ

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

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

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

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

Поступила в редакцию 18.06.2018 г.

После доработки 31.07.2018 г.

Принята к публикации 17.09.2018 г.

Исследован магнитокалорический эффект (МКЭ) – изменение магнитной энтропии при изотермическом намагничивании – в одноосном ван-флековском парамагнетике со спином $S = 1$ и одноионной анизотропией типа легкая плоскость. Показано, что при намагничивании в легкой плоскости величина нормального МКЭ (уменьшение энтропии при намагничивании) может быть аномально велико в тех случаях, когда соотношение параметров анизотропии и ферромагнитного обмена в парамагнетике будет близко к пороговому значению, после которого происходит переход в ферромагнитное состояние. Установлено, что при намагничивании в трудном направлении, перпендикулярно легкой плоскости, МКЭ при низких температурах имеет аномальный характер – магнитная энтропия увеличивается при намагничивании.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, ван-флековский парамагнетик

DOI: 10.1134/S0015323019030070

I

Магнитокалорические эффекты (МКЭ) в парамагнетиках ланжевенского типа максимальны вблизи температуры абсолютного нуля, что дало возможность эффективно использовать эти соединения в процессах получения сверхнизких температур [1–4]. С физической точки зрения это связано с тем, что магнитная восприимчивость χ^L ланжевенского парамагнетика расходуется как $1/T \rightarrow \infty$ при температуре $T \rightarrow 0$, стремящийся к нулю. Соответственно этому МКЭ, связанный с изменением магнитной энтропии при изотермическом намагничивании и пропорциональный температурной производной $d\chi^L/dT$, будет вести себя как $1/T^2 \rightarrow -\infty$ при $T \rightarrow 0$.

Интересно сравнить низкотемпературное поведение МКЭ ланжевенского парамагнетика с МКЭ поляризационного ван-флековского парамагнетика, у которых температурная зависимость магнитной восприимчивости χ^{VV} очень слаба, поскольку основное состояние магнитных ионов ван-флековского парамагнетика является синглетным [5]. В работе [6] исследован МКЭ в модели одноосного ван-флековского парамагнетика

для некрамеровских ионов с целочисленными спинами $S = 1, 2, \dots$, находящимися в кристаллическом поле типа легкая плоскость, причем был обнаружен обратный МКЭ в низкотемпературной области при намагничивании в трудном направлении. Однако рассмотренная в [6] модель ван-флековского парамагнетика применима только для гидратированных парамагнитных солей, где магнитные моменты d - или f -ионов разделены молекулами кристаллизационной воды и поэтому не связаны между собой обменным взаимодействием. В более общем случае между магнитными ионами существует обменная связь, однако основное синглетное состояние ван-флековского парамагнетика будет сохраняться до тех пор, пока отношение параметров обмена и одноионной анизотропии типа легкая плоскость не превысит порогового значения. Поэтому цель настоящей работы состоит в том, чтобы понять, как наличие обменного взаимодействия повлияет на МКЭ ван-флековского парамагнетика.

II

Рассмотрим сначала случай, когда внешнее магнитное поле H приложено в плоскости легко-

го намагничивания ($H \parallel OX$) одноосного ван-флековского парамагнетика. Исходный гамильтониан имеет вид:

$$H_{\parallel} = D \sum_n S_z^2(n) - \frac{1}{2} J \sum_n \sum_{\Delta=1}^z S(n) S(n + \Delta) - \mu_0 H \sum_n S_x(n), \quad (1)$$

где $D > 0$ – параметр одноионной анизотропии типа легкая плоскость, $\mu_0 = g\mu_B$ (μ_B – магнетон Бора, g – фактор Ланде) и обменное взаимодействие учтено в приближении ближайших соседей ($J > 0$ – ферромагнитный параметр обмена, z – число ближайших магнитных соседей). Считаем, что $S = 1$ – целочисленный некрамерсов спин, так что в отсутствие обмена ($J = 0$) и внешнего поля ($H = 0$) каждый ион находится в синглетном основном состоянии.

В приближении молекулярного поля гамильтониан H_{\parallel} (1) преобразуется к сумме одноузельных спин-гамильтонианов:

$$H_{\parallel}^{MFA} = \sum_n H_{\parallel}(n)^{MFA}; \quad (2)$$

$$H_{\parallel}(n)^{MFA} = H_{0,\parallel} + DS_z^2(n) - h_x S_x(n),$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} h_x &= \mu_0 H + Jz\sigma_x; & H_{0,\parallel} &= \frac{1}{2} Jz\sigma_x^2; \\ \sigma_x &\equiv \langle S_x(n) \rangle = \\ &= Sp \left[S_x e^{-\beta H_{\parallel}^{MFA}(n)} \right] / Sp \left[e^{-\beta H_{\parallel}^{MFA}(n)} \right]; \\ \beta &= 1/k_B T. \end{aligned} \quad (3)$$

С помощью $H_{\parallel}(n)^{MFA}$ (2) легко получить самосогласованное уравнение для термодинамического среднего значения X -проекции спина σ_x (при $S = 1$):

$$\sigma_x = \frac{4h_x \operatorname{sh} \left(\beta \sqrt{D^2 + 4h_x^2} / 2 \right)}{\sqrt{D^2 + 4h_x^2} \left[\exp(-\beta D/2) + 2 \operatorname{ch} \left(\beta \sqrt{D^2 + 4h_x^2} / 2 \right) \right]}. \quad (4)$$

Это уравнение позволяет найти соотношение параметров анизотропии D и обмена Jz , определяющее область существования синглетного состояния исследуемого магнетика при $T = 0$.

Для этого предположим, что в отсутствие внешнего поля $H = 0$ в магнетике существует спонтанный ферромагнетизм вдоль оси OX в плоскости легкого намагничивания с параметром порядка $\sigma_x(H = 0, T) \equiv \sigma_{x_0}(T)$. Тогда в пределе $T \rightarrow 0$ из уравнения (4) найдем

$$\sigma_{x_0}(T = 0) = \sqrt{1 - \left(\frac{D}{2Jz} \right)^2}. \quad (5)$$

С другой стороны, линеаризуя правую часть (4) в пределе бесконечно малого параметра $\sigma_x(T) \rightarrow 0$, можно получить линейное уравнение для определения температуры Кюри T_{C_x} , при которой возникает спонтанный ферромагнетизм вдоль оси OX . Эта температура Кюри T_{C_x} равна

$$k_B T_{C_x} = \frac{D}{\ln \left| \frac{2Jz + 2D}{2Jz - D} \right|}. \quad (6)$$

Тогда из (5) и (6) можно получить известный результат (см., например, [7]), что и $\sigma_{x_0}(T = 0)$ (5), и точка Кюри T_{C_x} (6) одновременно исчезают, когда параметр обмена J уменьшается до критического значения

$$(2Jz)_{\text{crit}} = D. \quad (7)$$

Таким образом, при $T = 0$ спонтанный ферромагнетизм существует только при условии $2Jz > D$, а при $2Jz < D$ возникает область ван-флековского парамагнетизма с синглетным основным состоянием магнитных ионов. Поэтому дальше будем исследовать изотермическое намагничивание ван-флековского парамагнетика с ограничением $2Jz < D$ на энергетические параметры взаимодействий.

Если к одноосному ван-флековскому парамагнетиду приложить магнитное поле $H \parallel OX$ в плоскости легкого намагничивания, то на каждом узле магнитной решетки индуцируется намагниченность $m_x = \mu_0 \sigma_x$. Для невысоких полей, в линейном приближении по полю H , можно выразить поляризационную намагниченность из формулы (4) через линейную магнитную восприимчивость χ_x^{VV} :

$$\begin{aligned} m_x &= \mu_0 \sigma_x \approx \chi_x^{VV} H = \\ &= \frac{2\mu_0^2}{\left[\frac{\exp(D/k_B T) + 2}{\exp(D/k_B T) - 1} \right] D - 2Jz} H. \end{aligned} \quad (8)$$

Для низких температур ($D \gg k_B T$) из (8) следует, что низкотемпературная восприимчивость χ_x^{VV} фактически не зависит от температуры T , так как температурные поправки к значению восприимчивости $\chi_x^{VV}(T = 0)$ при нулевой температуре

$$\chi_x^{VV}(T = 0) = 2\mu_0^2 / (D - 2Jz) \quad (9)$$

будут экспоненциально малы

$$\chi_X^{VV} (D \gg k_B T) \cong \chi_X^{VV} (T = 0) \left[1 - \frac{3D}{D - 2Jz} \exp\left(-\frac{D}{k_B T}\right) \right]. \quad (10)$$

Однако важно отметить, что абсолютная величина $\chi_X^{VV} (T = 0)$ существенно зависит от величины разности $D - 2Jz$, отражающей степень близости ван-флековского парамагнитного состояния к границе перехода в ферромагнитное состояние и что на границе перехода (по соотношению параметров взаимодействия) восприимчивость $\chi_X^{VV} (T = 0)$ расходится

$$\lim \chi_X^{VV} (T = 0) \rightarrow \infty \text{ при } D \rightarrow 2Jz + 0^+. \quad (11)$$

Для области высоких температур ($D \ll k_B T$) восприимчивость ван-флековского парамагнетика носит кюри-вейссовский характер:

$$\chi_X^{VV} (D \ll k_B T) = \frac{(2/3)\mu_0^2}{k_B(T - \theta_{pX})}, \quad (12)$$

$$\theta_{pX} = \frac{1}{3} \left(\frac{D}{2} + 2Jz \right) > 0,$$

причем положительная парамагнитная точка Кюри θ_{pX} включает вклады как от ферромагнитного обмена, так и от кристаллического поля.

Выражение m_X (8) позволяет найти температурную производную $\partial m_X(T, H)/\partial T$ и с ее помощью найти МКЭ, описывающий изменение магнитной энтропии ван-флековского парамагнетика $\Delta S_M^{VV}(T, H \parallel OX)$ (на один магнитный атом) при изотермическом намагничивании от нулевого начального поля $H_i = 0$ до конечного поля H_f [1–3]

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX) = \int_0^{H_f} \left(\frac{\partial m_X(T, H)}{\partial T} \right)_H dH = -k_B \frac{3D^2 \exp(D/k_B T)}{[(D - 2Jz) \exp(D/k_B T) + 2(D + Jz)]^2} \left(\frac{\mu_0 H_f}{k_B T} \right)^2. \quad (13)$$

Для низких температур $D \gg k_B T$ выражение (13) преобразуется к виду

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)/k_B \approx -3 \left(\frac{D}{D - 2Jz} \right)^2 \exp(-D/k_B T) \times \left(\frac{\mu_0 H_f}{k_B T} \right)^2 < 0, \quad (14)$$

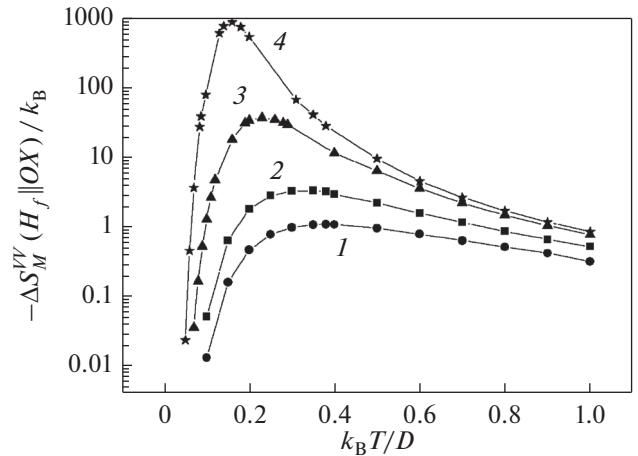


Рис. 1. Зависимость изменения магнитной энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)$ от безразмерной температуры $k_B T/D$ при намагничивании в легкой плоскости от начального поля $H_i = 0$ до конечного поля H_f для следующих вариантов отношений параметров обмена и анизотропии: $2Jz/D = 0$ – кривая 1; $2Jz/D = 0.5$ – кривая 2; $2Jz/D = 0.9$ – кривая 3 и $2Jz/D = 0.99$ – кривая 4. Конечное поле в безразмерных единицах выбрано $\mu_0 H_f/D = 1$. Следует обратить внимание, что для изменения магнитной энтропии ΔS_M^{VV} используется логарифмическая шкала.

а при высоких температурах $D \ll k_B T$ приближенно равно

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)/k_B \approx -\frac{1}{3} \left(1 + \frac{D + 4Jz}{3k_B T} \right) \left(\frac{\mu_0 H_f}{k_B T} \right)^2 < 0. \quad (15)$$

Таким образом, в противоположность ланжевеновскому парамагнетика, в котором $\Delta S_M^L(T, H_f)$ расходится при $T \rightarrow 0$, в ван-флековском парамагнетике изменение энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)$ стремится к нулю при $T \rightarrow 0$. Поэтому заметной величины изменения энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)$ в низкотемпературной области можно ожидать лишь в ван-флековских парамагнетиках, близких к границе перехода в спонтанное ферромагнитное состояние при $D \rightarrow 2Jz + 0^+$.

На рис. 1 представлено поведение изменения энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX)$ (13) как функции безразмерной температуры $k_B T/D$ при изотермическом намагничивании от начального нулевого поля до конечного H_f , безразмерная величина которого задана условием $\mu_0 H_f/D = 1$. При этом исследовано 4 варианта отношений параметров обмена Jz и анизотропии D , а именно: $2Jz/D = 0; 0.5; 0.9$ и 0.99 . Видно, что величина $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \parallel OX) < 0$ –

отрицательна (нормальный МКЭ) и что максимальная абсолютная величина эффекта резко возрастает при уменьшении разности $D - 2Jz$, сдвигаясь в сторону более низких температур. Этот результат согласуется с расходимостью изменения энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OX) \rightarrow -\infty$ при $D \rightarrow 2Jz$, т.е. с приближением состояния ван-флековского парамагнетика к границе перехода в ферромагнитное состояние по мере изменения энергетических параметров системы.

III

Теперь исследуем изменение магнитной энтропии ван-флековского парамагнетика $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$ в случае изотермического намагничивания в трудном направлении вдоль оси OZ , перпендикулярной плоскости легкого намагничивания OXY . Учитывая наличие ферромагнитного обмена $J > 0$ и появление в магнитном поле $H \| OZ$ индуцируемых магнитных моментов на узлах $m_z(n)$, в приближении молекулярного поля эту ситуацию можно описать одноузельным гамильтонианом $H_{\perp}^{MFA}(n)$:

$$H_{\perp}^{MFA}(n) = E_{0,\perp} + DS_Z^2(n) - h_z S_Z(n), \quad (16)$$

где обозначено

$$E_{0,\perp} = \frac{1}{2} Jz \sigma_Z^2, \quad h_z = \mu_0 H + Jz \sigma_Z, \quad (17)$$

$$\sigma_Z \equiv \langle S_Z(n) \rangle.$$

Для спина $S = 1$ термодинамическое среднее значение Z -проекции спина $\sigma_Z \equiv \langle S_Z(n) \rangle$ определяется уравнением

$$\sigma_Z = \frac{2 \operatorname{sh}[\beta(\mu_0 H + Jz \sigma_Z)]}{\exp(\beta D) + 2 \operatorname{ch}[\beta(\mu_0 H + Jz \sigma_Z)]}. \quad (18)$$

Тогда в линейном приближении по магнитному полю H намагниченность узла $m_z(n)$ выражается из (18) через восприимчивость $\chi_Z^{VV}(T)$ [7] как

$$m_z = \mu_0 \sigma_Z \approx \chi_Z^{VV} H = \frac{2\mu_0^2}{k_B T [2 + \exp(D/k_B T)] - 2Jz} H. \quad (19)$$

Теперь, в отличие от случая намагничивания в легком направлении с χ_X^{VV} (9) и (10), низкотемпературная магнитная восприимчивость ($D \gg k_B T$) стремится к нулю:

$$\chi_Z^{VV}(D \gg k_B T) \approx \frac{2\mu_0^2}{k_B T} \exp(-D/k_B T) \rightarrow 0, \quad (20)$$

$$T \rightarrow 0.$$

Высокотемпературная магнитная восприимчивость ($D \ll k_B T$) ван-флековского парамагнетика вдоль трудного направления намагничивания, как и в случае намагничивания в легком направлении, имеет кюри-вейссовский вид. Однако парамагнитная точка Кюри Θ_{pZ} теперь будет отрицательна:

$$\chi_Z^{VV}(D \ll k_B T) = \frac{(2/3)\mu_0^2}{k_B(T - \Theta_{pZ})}; \quad (21)$$

$$\Theta_{pZ} = -\frac{1}{3}(D - 2Jz) < 0.$$

Используя (19), находим, что температурная производная $\partial m_z / \partial T$ равна

$$\frac{\partial m_z}{\partial T} = k_B^2 \frac{(\exp(D/k_B T)[(D/k_B T) - 1] - 2)}{(k_B T [2 + \exp(D/k_B T)] - 2Jz)^2} \mu_0^2 H_f. \quad (22)$$

Тогда изменение магнитной энтропии при намагничивании в трудном направлении ($H \| OZ$) от $H_i = 0$ до H_f имеет вид

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) = k_B \frac{(\exp(D/k_B T)[(D/k_B T) - 1] - 2)}{(k_B T [2 + \exp(D/k_B T)] - 2Jz)^2} (\mu_0 H_f)^2. \quad (23)$$

В области низких температур ($D \gg k_B T$) это изменение положительно

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) / k_B \approx \left(\frac{D}{k_B T} \right) \exp(-D/k_B T) \left(\frac{\mu_0 H_f}{k_B T} \right)^2 > 0, \quad (24)$$

а при высоких температурах ($D \ll k_B T$) будет отрицательным

$$\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) / k_B \approx -\frac{1}{3} \left[1 - \frac{2(D - 2Jz)}{3k_B T} \right] \left(\frac{\mu_0 H_f}{k_B T} \right)^2 < 0. \quad (25)$$

Из (23) следует, что смена знака изменения магнитной энтропии определяется условием

$$\exp(D/k_B T)[(D/k_B T) - 1] - 2 = 0. \quad (26)$$

Тогда из (26) получаем, что при температурах $k_B T / D < 0.683$ будет наблюдаться аномальный (обратный) МКЭ – рост магнитной энтропии при изотермическом намагничивании $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$, а при $k_B T / D > 0.683$ будет реализовываться нормальный (прямой) МКЭ с $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) < 0$.

На рис. 2 приведены расчеты температурной зависимости величины изменения энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$ при изотермическом намагничи-

вании в трудном направлении от нулевого начального поля $H_i = 0$ до конечного поля H_f . Величина конечного поля H_f в безразмерных единицах, как и в случае намагничивания в легком направлении, выбрана как $\mu_0 H_f / D = 1$. Результаты расчетов представлены для двух крайних вариантов отношения параметров обмена и анизотропии: для $2J_z/D = 0$ (кривая 1) – случая отсутствия ферромагнитного обмена и для $2J_z/D = 0.99$ (кривая 2) – случая близости отношения параметров к критическому значению, отвечающему границе перехода в ферромагнитное состояние.

Видно, что различие в величине $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$ между этими крайними вариантами отношения $2J_z/D$ незначительно. Аналогичные кривые для $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$ при выборе каких-либо промежуточных отношений параметров $2J_z/D$ из интервала $0 < 2J_z/D < 1$ лежат между этими двумя кривыми, и поэтому они не приведены на рисунке. Кроме того, видно, что в низкотемпературной области при $k_B T / D < 0.683$ наблюдается аномальный МКЭ – намагничивание увеличивает энтропию ($\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) > 0$), тогда как при $k_B T / D > 0.683$ при намагничивании энтропия уменьшается.

Наконец, если сравнить теперь абсолютные значения величин $|\Delta S_M^{VV}(T)|$ в точках экстремумов на кривых температурных зависимостей для намагничивания в легком (рис. 1) и трудном (рис. 2) направлениях, то можно заметить, что абсолютные величины эффектов в максимумах для этих двух вариантов намагничивания сопоставимы только при очень слабом обмене $2J_z/D \ll 1$. Однако в случае близости ван-флековского парамагнитного состояния к границе перехода в ферромагнитное состояние (т.е. при $2J_z/D \cong 1$) абсолютная величина нормального МКЭ при намагничивании в легкой плоскости будет на 2–3 порядка больше, чем абсолютная величина аномального МКЭ при изотермическом намагничивании в трудном направлении.

IV

Мы показали, что в одноосном ван-флековском парамагнетике с некрамерсовыми спинами $S = 1$ и одноионной анизотропией типа легкая плоскость МКЭ (изменение магнитной энтропии при изотермическом намагничивании $\Delta S_M^{VV}(T, H)$) наиболее интересен в низкотемпературной области $k_B T < D$, в которой характер и величина эффекта радикально отличаются при намагничивании в легком и трудном направлениях. При намагничивании в легком направлении (в легкой плоскости вдоль

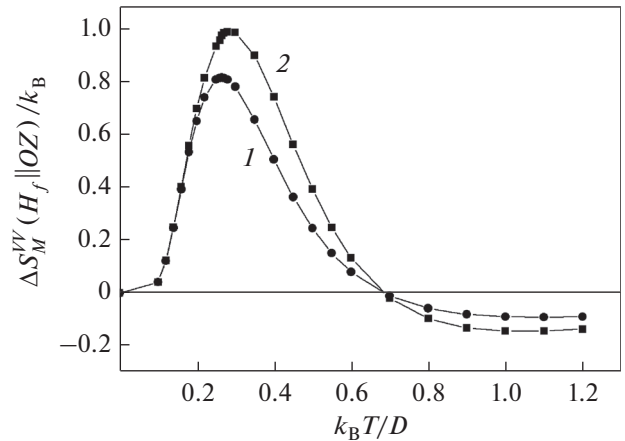


Рис. 2. Температурная зависимость изменения магнитной энтропии $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$ при намагничивании в трудном направлении от нулевого начального поля $H_i = 0$ до конечного поля $\mu_0 H_f / D = 1$. Кривая 1 – для случая $2J_z/D = 0$ (отсутствие ферромагнитного обмена); кривая 2 – для случая $2J_z/D = 0.99$ (случай близости ван-флековского парамагнетика к границе перехода в ферромагнитное состояние).

оси OX) МКЭ имеет нормальный характер, так как $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OX) < 0$ и магнитная энтропия уменьшается при намагничивании. При этом абсолютная величина эффекта $|\Delta S_M^{VV}(T)|$ при заданной температуре T сильно зависит от соотношения между энергетическими параметрами анизотропии D и ферромагнитного обмена J_z , достигая аномально больших величин при увеличении J_z до пороговых значений $(J_z)_{crit} = D$, отвечающих границе перехода в ферромагнитное состояние.

При намагничивании в трудном направлении, перпендикулярно плоскости легкого намагничивания ($H \| OZ$), МКЭ в низкотемпературной области $k_B T < 0.683D$ носит аномальный характер, так как $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ) > 0$ и магнитная энтропия растет при намагничивании. Однако при этом изменение соотношения между параметрами J_z и D мало влияет на величину эффектов $\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)$, температурное поведение которых практически зависит только от отношения $k_B T / D$.

Наконец, в области температур $k_B T > D$ намагничивание и в легком, и в трудном направлениях дают нормальные МКЭ, хотя даже в пределе очень высоких температур $k_B T \gg D$ намагничивание в легком направлении дает несколько

большие значения эффекта $|\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OX)| >$
 $> |\Delta S_M^{VV}(T, H_f \| OZ)|$.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания № 0389-2015-0024 и частично поддержана Комплексной программой фундаментальных научных исследований УрО РАН на 2018-2020г.г. (проект № 18-2-2-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tishin A.M., Spichkin Y.I.* The magnetocaloric effect and its applications. Bristol. IOP Publishing, 2003. 465 p.
2. *Gschneider K.A., Jr, Pecharsky V.K., Tsokol A.O.* Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Progr. Phys. 2005. V. 68. P. 1479–1539.
3. *de Oliveira N.A., von Range P.J.* Theoretical aspects of the magnetocaloric effect // Physics Reports. 2010. V. 489. P. 89–159.
4. *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. Superconductivity and Novel Magnetism. 2018. V. 31. P. 1971–1979.
5. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
6. *Кокорина Е.Е., Медведев М.В.* Обратный магнитокалорический эффект в одноосном парамагнетике с некрамерсовыми ионами // ФММ. 2017. Т. 118. В. 3. С. 230–239.
7. *Онуфриева Ф.П.* Аномалии магнитных свойств ферромагнетика с одноионной анизотропией // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3435–3437.