УДК 548:537.611.46

© *Физика твердого тела, том 35, № 4, 1993*
Solid State Physics, vol. 35, N 4, 1993

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОДНООСНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ОБЛАСТИ ОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Е.В.Бабкин, О.А.Яровая

Перспективность создания новых типов холодильных машин, работа которых обоснована на магнитокалорическом эффекте (МКЭ) в магнитоупорядоченных веществах, на протяжении последних лет стимулирует интенсивные исследования в этом направлении [1,2]. Первые испытания макетов магнитных холодильных машин, в которых использован фазовый переход второго рода ферромагнетик-парамагнетик, показали, что для эффективного охлаждения требуются сильные магнитные поля [3]. Представляется актуальным исследование МКЭ при других магнитных фазовых переходах, где возможна достаточная эффективность охлаждения в сравнительно слабом магнитном поле. К числу последних относятся магнитные ориентационные фазовые переходы, связанные с изменением ориентации магнитного момента относительно осей кристалла при изменении температуры [4]. Учет процессов вращения магнитного момента при перемагничивании может существенно изменить характер МКЭ. К настоящему времени проведены эксперименты по изучению МКЭ при ориентационных фазовых переходах в редкоземельных магнетиках [5], обнаруживающие характерные аномалии. Для прогнозирования эффективности магнитного охлаждения при ориентационных фазовых переходах и обсуждения уже имеющихся экспериментальных результатов необходим аналитический расчет МКЭ.

Рассмотрим плотность свободной энергии одноосного ферромагнитного кристалла, помещенного во внешнее магнитное поле напряженностью H

$$f = k_1 \sin^2\theta + k_2 \sin^4\theta - MH\cos(\psi - \theta), \tag{1}$$

где k_1 и k_2 — константы одноосной магнитной анизотропии, M — намагниченность насыщения, ψ и θ — соответственно углы между направлениями внешнего магнитного поля и намагниченности и нормалью к базисной плоскости.

Представляет интерес намагничивание в двух случаях:

$$\psi = \pi/2, \psi = 0.$$

В первом случае условие минимума плотности свободной энергии приводит к двум уравнениям для равновесной ориентации намагниченности

$$\cos\theta = 0, \tag{2}$$

$$2k_1 \sin\theta + 4k_2 \sin^3\theta - MH = 0. \tag{3}$$

Уравнение (2) описывает состояние насыщения, уравнение (3) — изменение намагниченности при изменении напряженности магнитного поля. Решение уравнения (3) имеет вид

$$\sin\theta = p^{1/3} + q^{1/3}, \tag{4}$$

где

$$p = \frac{MH}{8k_2} + \sqrt{\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)^3 + \left(\frac{MH}{8k_2}\right)^2}, \tag{5}$$

$$q = \frac{MH}{8k_2} - \sqrt{\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)^3 + \left(\frac{MH}{8k_2}\right)^2}. \tag{6}$$

Из соотношения $\sin^3\theta = 1$ видно, что условие (2) справедливо начиная с полей, больших или равных $H_k = 2k_1/M$.

В отсутствие магнитного поля возможны две равновесные ориентации намагниченности

$$\sin\theta = 0, \quad \frac{k_1}{2k_2} \geqslant 0, \tag{7}$$

$$\sin\theta = \frac{k_1}{2k_2}, \quad \frac{k_1}{2k_2} \leqslant 0. \tag{8}$$

Условие (8) соответствует ориентационному фазовому переходу [4]; именно эта ситуация нас будет интересовать. Из (5) и (6) видно, что в данном случае должно быть $k_1 \leqslant 0$, $k_2 > 0$, т.е. здесь возможно рассмотрение только фазового перехода второго рода.

Выражение для адиабатического изменения температуры в общем случае имеет вид

$$dT = -\frac{T}{c_A}\frac{d^\alpha}{dT}dA, \tag{9}$$

где C_A — теплоемкость, α — параметр порядка, A — сопряженное ему поле.

В соответствии с моделью ориентационных фазовых переходов [4], выбрав за параметр порядка $\sin\theta$, заключаем, что сопряженным полем должна быть выбрана комбинация MH.

Для упрощения пренебрежем вкладом процессов вращения в теплоемкость. В этом случае выражение для адиабатического изменения температуры имеет вид:

$$\Delta T = -\frac{T}{c}\int_{H_1}^{H_k}\frac{d\sin\theta}{dT}M\,dH, \tag{10}$$

где

$$\frac{d\sin\theta}{dT} = \frac{H}{8k_2}\frac{dM}{dT}(p^{2/3} - q^{2/3}) - \frac{1}{2}\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)\left[\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)^3 + \left(\frac{MH}{8k_2}\right)^2\right]^{-1/2} \times$$

$$\times\left[\frac{1}{2k_2}\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)^2\frac{dk_1}{dT} - \frac{H}{4K_2}\left(\frac{MH}{8k_2}\right)\frac{dM}{dT}\right](p^{2/3} - q^{2/3}). \tag{11}$$

Здесь для упрощения выражений пренебрегаем зависимостью k_2 от температуры. Начальное поле H_1 выбирается из условия

$$\left(\frac{k_1}{6k_2}\right)^3 + \left(\frac{MH}{8k_2}\right)^2 \geqslant 0 \tag{12}$$

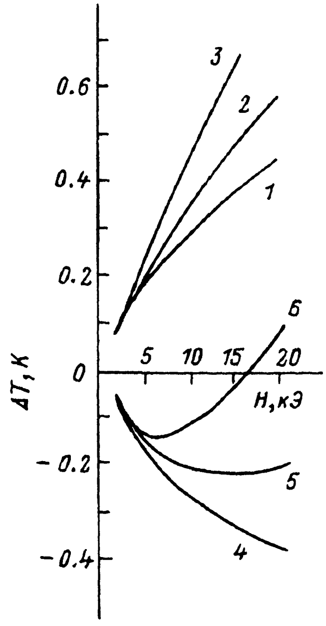

Рис. Полевые зависимости МКЭ в одноосном ферромагнетике.

$dk_1/dT = 10^5$ эрг/см·К, $k_2 = 10^8$ эрг/см, $M = 10^3$ Гс, $T = 300$ К, $C = 10^7$ эрг/см·К.

$k_1 = -10^7$эрг/см, $dM/dT = -1$ Гс/К, $\Psi = \pi/2$ (*1*); 10^{-7}, -5, $\pi/2$ (*2*); -10^7, -12, $\pi/2$ (*3*); $-1.8 \cdot 10^7$, -1, 0 (*4*); $-1.8 \cdot 10^7$, -5, 0 (*5*); $-1.8 \cdot 10^7$, -12, 0 (*6*).

согласно (5) и (6).

Полное выражение для адиабатического изменения температуры имеет вид:

$$\Delta T = \frac{T}{c}\left[\frac{k_2}{M}\frac{dM}{dT}(p^{4/3} + q^{4/3}) - \frac{dk_1}{dT}(p^{2/3} + q^2/3) + \frac{k_1}{3M}\frac{dM}{dT}\right](p^{2/3} + q^{2/3}). \tag{13}$$

На рисунке показана полевая зависимость МКЭ при различных параметрах, входящих в (13).

Рассмотрим МКЭ при намагничивании по нормали к базисной плоскости, которая в соответствии с предыдущими выводами является осью трудного намагничивания. Условия минимума плотности свободной энергии здесь также приводят к двум уравнениям для равновесной ориентации намагниченности

$$\sin\theta = 0, \tag{14}$$

$$2k_1\cos\theta + 4k_2\sin^2\theta\cos\theta + MH = 0. \tag{15}$$

Решение уравнения (15) имеет вид

$$\cos\theta = p^{1/3} + q^{1/3}, \tag{16}$$

где в данном случае

$$p = \frac{MH}{8k_2} + \sqrt{(-\frac{k_1 + 2k_2}{6k_2})^3 + (\frac{MH}{8k_2})^2}, \tag{17}$$

$$q = \frac{MH}{8k_2} - \sqrt{(-\frac{k_1 + 2k_2}{6k_2})^3 + (\frac{MH}{8k_2})^2}. \tag{18}$$

Сопряженным полем к параметру порядка $\cos\theta$ здесь также является комбинация MH, и формальное вычисление МКЭ проводится подобным образом, как и в предыдущем случае. Конечное выражение для адиабатического изменения температуры имеет вид

$$\Delta T = -\frac{T}{c}\left[\frac{k_2}{M}\frac{dM}{dT}(p^{4/3}+q^{4/3})+\frac{dk_1}{dT}(p^{2/3}+q^{2/3})-\frac{k_1}{3M}\frac{dM}{dT}(p^{2/3}+q^{2/3})-\right.$$

$$\left.-\frac{k_2}{3M}\frac{dM}{dT}\right](p^{2/3}+q^{2/3}). \qquad (19)$$

На рисунке показана полевая зависимость МКЭ при различных параметрах, входящих в (19).

Заметим, что подобное проявление МКЭ наблюдалось в тербий-гадолиниевом сплаве в области ориентационного фазового перехода [5].

Как указывалось выше, при соотношении констант магнитной анизотропии $k_1 > 0$, $k_2 < 0$ невозможен расчет МКЭ, так как в данном случае ориентационный переход является фазовым переходом первого рода. Тем не менее этот случай практически более важный, поскольку скачкообразное поведение параметра порядка должно приводить в соответствии с (9) к сильному МКЭ. Такая ситуация возможна на классе бариевых гексаферритов, магнитная анизотропия которых исследована в [6]. Температура фазового перехода определяется условием равенства плотностей свободной энергии обеих фаз и при произвольной ориентации магнитного поля определяется из условия

$$MH(\sin\psi+\cos\psi) = k_1 + k_2. \qquad (20)$$

Авторы благодарны Г.А.Петраковскому за плодотворное обсуждение реультатов работы.

Список литературы

[1] Андреенко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. // УФН. 1989. Т.158. № 4. С.692–695.

[2] Архаров А.М., Брандт Н.Б., Жердев А.А. // Холодильная техника. 1980. № 8. С.13–18.

[3] Brown G. // J.Appl.Phys. 1976. V.47. N 8. P.3676–3680.

[4] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.

[5] Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ, 1989. 248 с.

[6] Найден Е.П. // Автореф. докт.дис. Красноярск, 1991.

Институт физики им.Л.В.Киренского
СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
9 июля 1992 г.
В окончательной редакции
30 ноября 1992 г.