УДК 538.621.318 1

АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Е. В. Бабкин, Х. О. Уринов

Получены выражения для изэнтроп магнитокалорического эффекта в кубических и одноосных ферромагнетиках при различной ориентации внешнего магнитного поля и выражение для магнитокалорического эффекта в ферромагнитном поликристалле. Проведено сравнение последнего с экспериментальными результатами.

Магнитокалорический эффект (МКЭ) в магнитоупорядоченных веществах, заключающийся в изменении температуры тела при адиабатическом намагничивании, широко используется как метод изучения магнитных фазовых переходов, обменных взаимодействий и других магнитных свойств [1, 2]. МКЭ в анизотропных ферромагнетиках может проявляться в двух принципиально различных экспериментальных ситуациях: при помещении образца во внешнее магнитное поле, когда уменьшение энтропии спиновой подсистемы вызывает нагревание тела, и при вращении образца во внешнем магнитном поле, когда работа на вращение магнитного момента относительно оси легкого намагничивания затрачивается из его собственных энергетических ресурсов, что также ведет к изменению температуры. Впервые анизотропию МКЭ наблюдали в [3].

Несмотря на длительное исследование МКЭ в магнитоупорядоченных веществах, аналитические выражения для его описания представляются не всегда корректными, что затрудняет количественную интерпретацию эффекта. С другой стороны, МКЭ неожиданно привлек внимание инженеров в связи с разработкой магнитных холодильных машин [4], и оценки эффективности охлаждения невозможны без подробного анализа МКЭ.

В настоящей работе получены формулы для описания МКЭ в кубических и одноосных ферромагнетиках при различной ориентации внешнего магнитного поля, получено выражение для МКЭ в ферромагнитном поликристалле.

Рассмотрим плотность свободной энергии кубического ферромагнетика, помещенного во внешнее магнитное поле напряженностью **H**

$$f = f_0 + k_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + k_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 - \mathbf{MH}, \tag{1}$$

где f_0 — не зависящая от магнитного состояния плотность свободной энергии; α_i — направляющие косинусы вектора намагниченности M относительно главных осей кристалла; k_1, k_2 — константы магнитной кристаллографической анизотропии.

Величина МКЭ определяется наклоном изэнтропы на плоскости (T, H)

$$(\Delta T/\Delta H)_s = (\partial s/\partial H)_T/(\partial s/\partial T)_H, \tag{2}$$

где s — энтропия, $s = -df/dT$.

Если вектор напряженности магнитного поля находится в плоскостях (100), (110), (111), выражение (1) может быть записано следующим образом:

$$f_{(100)} = f_0 + k_1 \sin^2\theta\cos^2\theta - MH\cos(\psi - \theta), \tag{3}$$

$$f_{(110)} = f_0 + k_1 \sin^2\theta\,(^3/_4\cos^2\theta + {}^1/_4) + {}^1/_4 k_2 \sin^4\theta\cos^2\theta - MH\cos(\psi - \theta), \tag{4}$$

$$f_{(111)} = f_0 + {}^3/_2 k_2 \cos^2\theta\,(1 - 24\cos^2\theta + 144\cos^4\theta) - MH\cos(\psi - \theta), \tag{5}$$

где ψ, θ — соответственно углы между выделенным направлением и направлениями векторов напряженности магнитного поля и намагниченности.

В первых двух случаях углы ψ и θ отсчитываются от направления типа [100], в третьем случае — от направления $[1/\sqrt{2},\ 1/\sqrt{2},\ 1]$.

Считая изменение температуры при МКЭ малым, можно ограничиться линейным разложением намагниченности и констант анизотропии по температуре. Производные угла θ по температуре и полю находятся из условия равновесия $df/d\theta=0$.

Конечные выражения для изэнтроп имеют вид

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_{s(100)}=\frac{T}{c_H}\frac{k_1\sin^2 4\theta}{4MH\left[2k_1\cos 4\theta+MH\cos(\psi-\theta)\right]}\times$$
$$\times\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)-\frac{T}{c_H}\frac{\partial M}{\partial T}\cos(\psi-\theta), \tag{6}$$

где

$$c_H=c_0+\frac{T\sin^2 4\theta}{4M^2\left[2k_1\cos 4\theta+MH\cos(\psi-\theta)\right]}\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)^2, \tag{7}$$

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_{s(110)}=\frac{T}{c_H}\left[k_1\sin 2\theta\left(\frac{3}{4}\cos^2\theta+\frac{1}{4}\right)-\frac{3}{2}k_1\sin^2\theta\cos\theta+\right.$$
$$\left.+k_2\sin^3\theta\cos^3\theta-\frac{1}{4}k_2\sin^4\theta\sin 2\theta\right]\left[\sin 2\theta\left(\frac{3}{4}\cos^2\theta+\frac{1}{4}\right)\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)-\right.$$
$$-\frac{3}{2}\sin^3\theta\cos\theta\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)+\sin^3\theta\cos^3\theta\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)-$$
$$\left.-\frac{1}{4}\sin^4\theta\sin 2\theta\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)\right]\left(MH\left\{k_1\left[\cos 2\theta\left(\frac{3}{4}\cos^2\theta+\frac{1}{4}\right)-\frac{3}{4}\sin^2 2\theta-\right.\right.\right.$$
$$\left.-\frac{9}{4}\sin^2 2\theta+\frac{3}{4}\sin^4\theta\right]+k_2\left[3\sin^2\theta\cos^4\theta-3\sin^4\theta\cos^2\theta-\sin^3\theta\sin 2\theta\cos\theta-\right.$$
$$\left.\left.\left.-\frac{1}{2}\sin^4\theta\cos 2\theta\right]+MH\cos(\psi-\theta)\right\}\right)^{-1}-\frac{T}{c_H}\frac{\partial M}{\partial T}\cos(\psi-\theta), \tag{8}$$

$$c_H=c_0+\frac{T}{M^2}\left\{\left[\sin 2\theta\left(\frac{3}{4}\cos^2\theta+\frac{1}{4}\right)-\frac{3}{4}\sin^2\theta\sin 2\theta\right]\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)+\right.$$
$$\left.+\left(\sin^3\theta\cos^3\theta-\frac{1}{4}\sin^4\theta\sin 2\theta\right)\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)\right\}^2\times$$
$$\times\left\{k_1\left[2\cos 2\theta\left(\frac{3}{4}\cos^2\theta+\frac{1}{4}\right)-\frac{3}{4}\sin^2 2\theta-\frac{9}{4}\sin^2 2\theta+\frac{3}{2}\sin^4\theta\right]+\right.$$
$$+k_2\left[3\sin^2\theta\cos^4\theta-3\sin^4\theta\cos^2\theta-\sin^3\theta\sin 2\theta\cos\theta-\right.$$
$$\left.\left.-\frac{1}{2}\sin^4\theta\cos 2\theta\right]+MH\cos(\psi-\theta)\right\}^{-1}, \tag{9}$$

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_{s(111)}=\frac{T}{c_H}\frac{k_2}{MH}\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)\times$$
$$\times\left(-\frac{3}{2}\sin 2\theta+144\cos^3\theta\sin\theta-1296\cos^5\theta\sin\theta\right)^2\times$$
$$\times\left[k_2\left(-\frac{3}{2}\cos\theta-432\cos^2\theta\sin^2\theta+144\cos^4\theta+6480\cos^4\theta\sin^2\theta-1296\cos^6\theta\right)+\right.$$
$$\left.+MH\cos(\psi-\theta)\right]^{-1}-\frac{T}{c_H}\frac{\partial M}{\partial T}\cos(\psi-\theta), \tag{10}$$

$$c_H=c_0+\frac{T}{M^2}\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)^2\left(-\frac{3}{2}\sin 2\theta+144\cos^3\theta\sin\theta-1296\cos^5\theta\sin\theta\right)^2\times$$

$$\times\left[k_2\left(-\frac{3}{2}\cos\theta-432\cos^2\theta\sin^2\theta+144\cos^4\theta+\right.\right.$$

$$\left.\left.+6480\cos^4\theta\sin^2\theta-1296\cos^6\theta\right)+MH\cos(\psi-\theta)\right]^{-1}. \qquad (11)$$

В отсутствие магнитной анизотропии ($k_1=k_2=0$) выражения (6), (8), (10) переходят в известное для изотропного ферромагнетика [5]. Соотношения между $M(T)$, $k_1(T)$, $k_2(T)$ в первых членах (6), (8), (10) обеспечивают нагревание либо охлаждение кристалла.

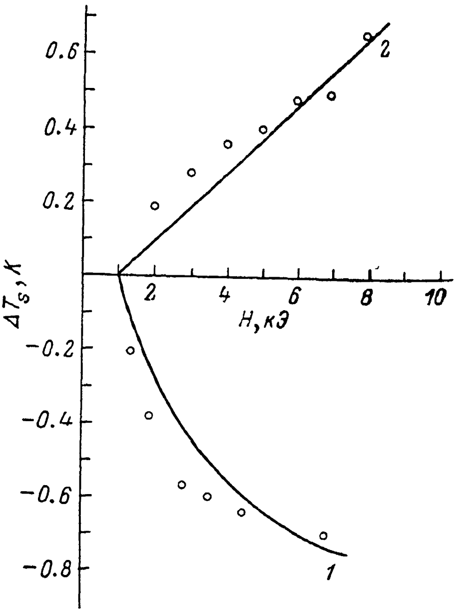
Рассмотрим МКЭ в одноосном кристалле. Плотность свободной энергии можно записать следующим образом:

$$f=f_0+k_1\alpha_3^2+k_2\alpha_3^4-\mathrm{MH}. \qquad (12)$$

Это выражение может быть преобразовано к виду

$$f=f_0+k_1\sin^2\theta+k_2\sin^4\theta-$$
$$-MH\cos(\psi-\theta), \qquad (13)$$

где ψ и θ — соответственно углы между выделенной осью и направлениями векторов напряженности магнитного поля и намагниченности.



Изотермы МКЭ поликристаллического ГПУ-кобальта при температурах 504 (*1*) 612 К (*2*).

Конечное выражение для изэнтропы имеет вид

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta H}\right)_s=\frac{T}{c_H MH}(k_1\sin 2\theta+4k_2\sin^3\theta\cos\theta)\left[\sin 2\theta\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)+\right.$$

$$\left.+4\sin^3\theta\cos\theta\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)\right][2k_1\cos 2\theta+12k_2\sin^2\theta\cos^2\theta-$$

$$-4k_2\sin^4\theta+MH\cos(\psi-\theta)]^{-1}-\frac{T}{c_H}\frac{\partial M}{\partial T}\cos(\psi-\theta), \qquad (14)$$

$$c_H=c_0+\frac{T}{M^2}\left[\sin 2\theta\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T}-k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)+4\sin^3\theta\cos\theta\left(M\frac{\partial k_2}{\partial T}-k_2\frac{\partial M}{\partial T}\right)\right]^2\times$$

$$\times[2k_1\cos 2\theta+12k_2\sin^2\theta\cos^2\theta-4k_2\sin^4\theta+MH\cos(\psi-\theta)]^{-1}. \qquad (15)$$

Представляет интерес исследовать МКЭ в поликристаллическом образце. В то время как макроскопическая изотропность поликристалла обеспечивает отсутствие вращающего момента во внешнем магнитном поле (среднее от вращающих моментов кристаллитов — векторных величин — равно нулю), ситуация с МКЭ совершенно иная. При намагничивании поликристаллического ферромагнетика вклад в МКЭ по-прежнему дают процессы вращения намагниченности, так как в данном случае усредняется скалярная величина — работа намагничивания.

Продемонстрируем это на примере поликристалла с одноосными кристаллитами — аналоге ГПУ-кобальта. Для упрощения ситуации пренебрежем второй константой магнитной кристаллографической анизотропии и вкладом процессов вращения в теплоемкость. Задача сводится к усреднению выражения (14) по полному телесному углу. Для случая $MH\gg k_1$ вторым членом в разложении функции $\cos(\psi-\theta)$ можно пренебречь. Поскольку оси кристаллов изотропно распределены по объему образца, угол θ равномерно распределен от 0 до $\pi/2$. В результате усреднения имеем

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_{s\,\text{поликр}} \simeq \frac{2T}{3c_0MH}\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T} - k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right) - \frac{T}{c_0}\frac{\partial M}{\partial T}, \tag{16}$$

откуда

$$\Delta T_{s\,\text{поликр}} \simeq \frac{2T}{3c_0MH}\left(M\frac{\partial k_1}{\partial T} - k_1\frac{\partial M}{\partial T}\right)\ln\frac{H}{H_1} - \frac{T}{c_0}\frac{\partial M}{\partial T}(H - H_1), \tag{17}$$

где H_1 — некоторая начальная напряженность магнитного поля, относительно которой измеряют МКЭ.

Здесь первый член также вносит существенный вклад в МКЭ. Для иллюстрации на рисунке (точки) показаны результаты экспериментального исследования МКЭ в поликристаллическом образце ГПУ-кобальта при фиксированных температурах, взятые из работы [6]; сплошные линии — кривые $\Delta T_s(H)$ для данных температур по формуле (17). Температурные зависимости $M(T)$ и $k_1(T)$ взяты из работ [7, 8]. Хорошее согласие между этими результатами свидетельствует о существенном вкладе процессов вращения в МКЭ.

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

Список литературы

[1] Андреенко А. С., Белов К. П., Никитин С. А., Тишин А. М. // УФН. 1989. Т. 58. № 4. С. 553—579.
[2] Белов К. П., Никитин С. А. Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Новосибирск: Наука, 1989. С. 19—42.
[3] Akulov N. A., Kirensky L. V. // J. Phys. (USSR). 1940. N 3. P. 3—7.
[4] Архаров А. М., Брандт Н. Б., Жердев А. А. // Холодильная техника. 1980. № 8. С. 13—18.
[5] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1972. 1032 с.
[6] Ивановский В. И. // ФММ. 1959. Т. 7. № 1. С. 29—39.
[7] Sucksmith W., Tomson J. E. // Proc. Roy. Soc. 1954. V 225. P. 362.
[8] Myers H. P., Sucksmith W. // Proc. Roy. Soc. 1951. V. 207. P. 427.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
11 декабря 1989 г.