Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1962

ФИЗИКА

А. С. ПАХОМОВ

ВЛИЯНИЕ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОБЛАСТИ ПОЛЕЙ ВРАЩЕНИЯ

Произведена оценка влияния упругой деформации на величину магнетокалорического эффекта в поликристаллических ферромагнетиках кубической системы в области полей вращения.

Показано, что это влияние мало́ в случае железа и значительно в случае никеля и материалов, обладающих малыми значениями констант магнитокристаллической анизотропии.

Известно, что при адиабатическом намагничивании ферромагнетика происходит изменение его температуры, обусловленное изменением внутренней энергии образца (магнетокалорический эффект) [1]. Общая термодинамическая теория этого явления, разработанная Стонером и Родсом [2], показывает, что суммарный магнетокалорический эффект может быть представлен в виде суммы трех членов, каждый из которых соответствует одному из процессов намагничивания: смещению доменных границ, вращению векторов намагниченности доменов и росту намагниченности в результате парапроцесса. Поскольку каждый из процессов намагничивания является доминирующим в определенной области значений напряженности внешнего магнитного поля, представляется возможным экспериментально оценить вклад каждого из этих процессов в магнетокалорический эффект. Однако для такой оценки необходимо знать конкретный вид зависимости изменения температуры ферромагнитного образца на той или иной стадии намагничивания от физических величин, характеризующих магнитное состояние (напряженности магнитного поля, температуры, магнитных параметров материала).

В работах Ивановского [3], [4] был проведен расчет изменения температуры при адиабатическом намагничивании поликристаллических ферромагнетиков с гексагональной и кубической структурой в области полей вращения. При этом учитывалось только изменение той части внутренней энергии ферромагнетика, которая зависит от естественной магнитокристаллической анизотропии и внешнего магнитного поля. Кроме того, в случае ферромагнетика с кубической кристаллической структурой было оценено изменение температуры образца, вызванное его спонтанной магнитострикционной деформацией. В работе [3] изложены результаты проведенных автором измерений магнетокалорического эффекта в поликристаллическом кобальте и показано, что экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с теоретической оценкой.

Представляет интерес оценить также влияние на магнетокалорический эффект в ферромагнетиках в области полей вращения внешних упругих напряжений. Проведем такую оценку только для ферромагнетиков, обладающих кубической кристаллической структурой, так как можно предполагать, что у гексагональных ферромагнетиков, обладающих большой одноосной анизотропией, влияние упругих напряжений на магнетокалорический эффект будет очень незначительным. Свободная энергия ферромагнитного кубического кристалла, подвергнутого однородному растяжению σ в направлении, определяемом косинусами γ_i $(i=1, 2, 3)$, имеет вид:

$$U = U_{\text{аниз}} + U_\sigma = K_0 + K_1 \sum_{(i \neq k)} \alpha_i^2\alpha_k^2 + K_2 \prod_{(i)} \alpha_i^2 - \frac{3}{2}\sigma\lambda_{100} \sum_{(i)} \left[\alpha_i^2\gamma_i^2 - \frac{1}{3}\right] - $$

$$- 3\sigma\lambda_{111} \sum_{(i \neq k)} \alpha_i\alpha_k\gamma_i\gamma_k, \quad i, k = 1, 2, 3, \qquad (1)$$

где K_0, K_1 и K_2 — константы магнитной анизотропии кристалла, λ_{100} и λ_{111} — константы магнитострикции насыщения, α_i — направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности $\vec{I}_s$ по отношению к осям координат. При повороте в процессе намагничивания вектора $\vec{I}_s$ на некоторый угол затрачивается работа

$$dW = -dU = -K_1 d\left(\sum_{(i \neq k)} \alpha_i^2\alpha_k^2\right) - K_2 d\left(\prod_{(i)} \alpha_i^2\right) + \frac{3}{2}\sigma\lambda_{100} d\left(\sum_{(i)}\left[\alpha_i^2\gamma_i^2 - \frac{1}{3}\right]\right) +$$

$$+ 3\sigma\lambda_{111} d\left(\sum_{(i \neq k)} \alpha_i\alpha_k\gamma_i\gamma_k\right). \qquad (2)$$

Величина магнетокалорического эффекта, соответствующего этому изменению внутренней энергии кристалла, согласно общей теории [5] равна

$$dT_{\text{вр}} = \frac{T}{\rho C_{p_1 H}} \left\{\left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right)_H d\left(\sum_{(i \neq k)} \alpha_i^2\alpha_k^2\right) + \left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right)_H d\left(\prod_{(i)} \alpha_i^2\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{3}{2}\sigma\left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right)_H d\left(\sum_{(i)}\left[\alpha_i^2\gamma_i^2 - \frac{1}{3}\right]\right) - 3\sigma\left(\frac{\partial\lambda_{111}}{\partial T}\right)_H d\left(\sum_{(i \neq k)} \alpha_i\alpha_k\gamma_i\gamma_k\right)\right\}, \qquad (3)$$

где $C_{p_1 H}$ — удельная теплоемкость, а ρ — плотность ферромагнетика. Стоящие в правой части этого выражения дифференциалы от направляющих косинусов вектора намагниченности зависят от величины магнитного поля H и растягивающего усилия σ. Явный вид этой зависимости можно определить, используя метод, разработанный Акуловым [6] и примененный в работах [3] и [4]. Записывая в полярных координатах (с учетом постоянства длины вектора $\vec{I}_s$) в области вращения выражение (3) и выражение полной энергии $\vec{U}$ кристалла во внешнем магнитном поле $\vec{H}$, из условий минимума полной энергии

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial \theta} = 0; \quad \frac{\partial \overline{U}}{\partial \varphi} = 0, \tag{4}$$

где θ и φ — полярные углы вектора $\vec{I}_s$, находим положение устойчивого равновесия вектора спонтанной намагниченности в поле H и выражения дифференциалов правой части (3) через величины H, I_s и σ и синусы и косинусы углов θ', φ', θ'', φ'', определяющих ориентацию $\vec{H}$ и $\vec{\sigma}$ в пространстве. Подстановка полученных выражений в формулу (3) и интегрирование по H приводит последнюю к виду

$$\begin{aligned}\Delta T_{\text{вр}} = \frac{T}{C_p \rho I_s} \Bigg\{ \left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right) (P_1 K_1 + P_2 K_2 + P_3 \sigma \lambda_{100} + P_4 \sigma \lambda_{111}) + \\ + \left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right) (R_1 K_1 + R_2 K_2 + R_3 \sigma \lambda_{100} + R_4 \sigma \lambda_{111}) + \\ + \frac{3}{2} \sigma \left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right) (Q_1 K_1 + Q_2 K_2 + Q_3 \sigma \lambda_{100} + Q_4 \sigma \lambda_{111}) + \\ + 3\sigma \left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T}\right) (S_1 K_1 + S_2 K_2 + S_3 \sigma \lambda_{100} + S_4 \sigma \lambda_{111}) \Bigg\} \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{H_0}\right),\end{aligned} \tag{5}$$

где H_0 и H — начальное и конечное значения намагничивающего поля, а коэффициенты R_t, P_t, Q_t и $S_t (t = 1, 2\ 3, 4)$ — сложные комбинации синусов и косинусов θ', φ', θ'' и φ''.

Чтобы получить формулу, пригодную для оценки магнетокалорического эффекта в поликристаллических образцах, необходимо произвести усреднение выражения (5) по направлениям осей кристаллитов в пространстве. Полагая распределение этих осей хаотическим и считая упругие напряжения ориентированными, т. е. рассматривая случай, когда $\vec{\sigma} \| \vec{H}$ $(\theta' = \theta'', \varphi' = \varphi'')$, известным методом [7], получаем следующее выражение для магнетокалорического эффекта в поликристаллическом ферромагнетике кубической системы в области полей вращения:

$$\Delta T_{\text{вр}} = -\frac{T}{c_p \rho I_s} [A + B\sigma + C\sigma^2] \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{H_0}\right) = \Delta T_k + \Delta T_\sigma, \tag{6}$$

где

$$A = \left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right) \left(\frac{16}{105} K_1 + \frac{32}{1155} K_2\right) + \left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right) \left(\frac{16}{1155} K_1 + \frac{16}{5005} K_2\right), \tag{7}$$

$$\begin{aligned}B = \frac{8}{35} \left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right) (\lambda_{100} - \lambda_{111}) + \frac{8}{385} \left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right) (\lambda_{100} - 2\lambda_{111}) + \\ + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right) \left(\frac{16}{105} K_1 + \frac{16}{1155} K_2\right) - 3 \left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T}\right) \left(\frac{8}{105} K_1 + \frac{8}{1155} K_2\right),\end{aligned} \tag{8}$$

$$C = \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right) \left(\frac{8}{35} \lambda_{100} - \frac{2}{5} \lambda_{111}\right) - 3 \left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T}\right) \left(\frac{4}{35} \lambda_{100} - \frac{16}{315} \lambda_{111}\right), \tag{9}$$

ΔT_k и ΔT_σ — не зависящая и зависящая от σ части эффекта. При $\sigma = 0$ и $K_2 = 0$ выражение (6), как нетрудно убедиться, переходит в формулу (7) работы [4].

Пользуясь экспериментально полученными значениями констант анизотропии и магнитострикции, а также их температурных производных при фиксированном значении поля, по формуле (6) можно оценить вклад членов, зависящих от величины упругих напряжений σ, в суммарный магнетокалорический эффект. Например, беря для железа при комнатной температуре значения $K_1 = 4{,}2 \cdot 10^5$ *эрг/см*^{3}, $K_2 = 1{,}5 \cdot 10^5$ *эрг/см*^{3} [8], $\left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right) \simeq - 8 \cdot 10^2$ *эрг/см*^{3}*·град*; $\left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right) \simeq 2 \cdot 10^2$ *эрг/см*^{3}*·град* [9], $\lambda_{100} = 25{,}6 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -18{,}8 \cdot 10^{-6}$, $\left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right) \simeq -3{,}2 \cdot 10^{-8}$ *град*$^{-1}$ $\left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T}\right) \simeq 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ *град*$^{-1}$[10], получаем, что $\Delta T_\sigma \approx \Delta T_k$ при $\sigma \simeq 0{,}32 \cdot 10^{10}$ *дн/см*$^2 \simeq 32$ *кГ/мм*^{2}. Это значение σ превышает предел упругости железа (5 *кГ/мм*^{2} для мягкого железа), однако меньше предела прочности (~ 40 *кГ/мм*^{2}). При значениях σ, лежащих в пределах упругой деформации железа, как показывает расчет, ΔT_σ составляет приблизительно 12—13% от ΔT_k. Аналогично, для Ni при значениях $K_1 = -3{,}4 \cdot 10^4$ *эрг/см*^{3}, $K_2 = 5 \cdot 10^4$ *эрг/см*^{3} [8], $\left(\frac{\partial K_1}{\partial T}\right) \simeq 7{,}6 \cdot 10^2$ *эрг/см*^{3} *· град*, $\left(\frac{\partial K_2}{\partial T}\right) \simeq -2{,}5 \cdot 10^2$ *эрг/см*^{3} *· град* [9], $\lambda_{100} = -51{,}5 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -23{,}3 \cdot 10^{-6}$, $\left(\frac{\partial \lambda_{100}}{\partial T}\right) \simeq 8 \cdot 10^{-8}$ *град*$^{-1}$; $\left(\frac{\partial \lambda_{111}}{\partial T}\right) \simeq 3{,}3 \cdot 10^{-8}$ *град*$^{-1}$ [11], $\Delta T_\sigma \approx \Delta T_k$ при $\sigma \simeq 0{,}061 \cdot 10^{10}$ *дн/см*$^2 \simeq 6{,}1$ *кГ/мм*^{2}, т. е. при значении, лежащем уже в пределах упругости Ni (~ 9 *кГ/мм*^{2}). Следовательно, если магнетокалорический эффект упруго деформированного железа в области полей вращения отличается всего на 0,12 от магнетокалорического эффекта недеформированного железа, то наложение упругой деформации на никель может привести к изменению указанного эффекта вдвое.

Анализ формулы (6) показывает также, что влияние упругой деформации на изменение температуры при адиабатическом намагничивании ферромагнетика будет особенно существенным в случае ферромагнитных материалов кубической структуры, которые обладают высокими значениями констант магнитострикции при сравнительно небольшой величине констант магнитокристаллической анизотропии.

К сожалению, отсутствие измерений магнетокалорического эффекта при адиабатическом намагничивании ферромагнитных материалов кубической системы в области полей вращения не позволяет провести сравнение полученных нами результатов с опытными данными, как это было сделано в случае Co [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Weiss P., Piccard A. «Comptes Rendus» **166**, 352, 1918.
2. Stoner E., Rodes P. Phil. Mag., **40**, 481—522, 1949.
3. Ивановский В. И. «Физика металлов и металловедение», 7, № 1, 29—39, 1959.
4. Ивановский В. И. «Изв. вузов», физика, № 5, 108—111, 1960.
5. Лоренц Г. А. Лекции по термодинамике. ГИТТЛ, М., 1941.
6. Акулов Н. С. Ферромагнетизм, ГИТТЛ, М., 148—149, 1939.
7. Дьяков Г. П. «Уч. зап. МГУ», физика, вып. 162, 85—106, 1952.
8. McKeehan L. W. Phys. Rev., **51**, 137, 1937.
9. Бозорт Р. Ферромагнетизм. ИЛ, М., 1956, стр. 457.
10. Takaki H. Zs. f. Phys., **105**, No. 1—2, 92—103, 1937.
11. Birss R. R., Lee E. W. Proc Roy. Soc., **76**, No. 490, 502—506, 1960.

Поступила в редакцию
8. 3 1961 г.

Кафедра
общей физики для биолого-
почвенного и других факультетов