

05;12  
©1992

## ДЕМПФИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ 50Н, 49К2Ф, 7Ю ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*В.Б.Шепилов, Б.М.Даринский, Ю.Ф.Баландин,  
О.А.Смоляков*

Исследовано влияние различных факторов (предварительного намагничивания, деформации, постоянного магнитного поля) на демпфирующие свойства ферромагнитных материалов (пермаллоя 50Н, пермендюра 49К2Ф и сплава 7Ю) в условиях низких температур 4.2–293 К. Показано, что в условиях криогенных температур, когда электрическое сопротивление магнетиков существенно снижается, значительный вклад в рассеяние энергии колебаний, помимо магнитомеханического гистерезиса, дают вихревые токи, наводящиеся в образце при циклической деформации его в условиях воздействия постоянного или переменного магнитного поля.

Проведен теоретический анализ потерь энергии в материале при наложении переменных малых напряжений и магнитного поля. Рассмотрен вклад в затухание 180- и 90-градусных доменных границ. Показано, что время релаксации процесса пропорционально электрической проводимости вещества и определяется размером областей однородной намагниченности.

Известно, что магнитомягкие ферромагнитные материалы обладают высокой демпфирующей способностью [1–6]. Исследованиями многих авторов установлено, что причиной высокого затухания колебаний в таких материалах при нормальных ( $\sim 300$  К) и повышенных температурах является магнитомеханический гистерезис, связанный с магнитострикционным эффектом и перемещением границ доменов при приложении циклических напряжений. Этот гистерезис особенно велик в ферромагнетиках с большой магнитострикцией  $\lambda_s$ . Другими механизмами рассеяния энергии (за счет макро- и микровихревых токов, поворота магнитных моментов), как правило, пренебрегают, так как в условиях температур  $T \geq 300$  К вызванное ими рассеяние энергии на два порядка ниже, чем потери из-за магнитомеханического гистерезиса. Однако в условиях криогенных температур электрическое сопротивление ферромагнетиков существенно снижается, что может привести к значительному росту потерь на частотах  $\sim 100 - 500$  Гц вследствие вихревых токов, наводящихся в образце при циклической деформации его в условиях воздействия постоянного или переменного магнитного поля. В настоящей работе исследовано влияние различных воздействий (предварительного намагничивания, пластической деформации, постоянного магнитного поля) на

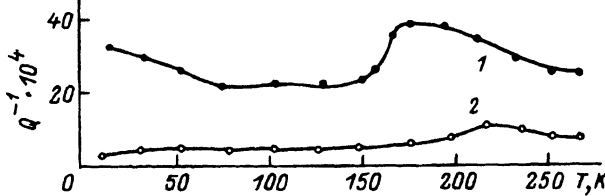


Рис. 1. Влияние предварительной деформации на внутреннее трение сплава 50Н. 1 — исходное состояние (отжиг 1273 К, 1 ч); 2 — после деформации  $\epsilon = 50\%$  (прокатка).

характеристики демпфирования магнитомягких сплавов широко используются в электротехнике, электронике, приборостроении: пермаллоэ 50Н, пермендюре 49К2Ф и сплаве 7Ю (Fe + 7%Al).

Уровень демпфирования оценивали по величине внутреннего трения  $Q^{-1}$ , которую измеряли как с помощью обратного крутильного маятника на частоте 1–3 Гц при амплитудах колебаний  $\epsilon = 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-3}$ , так и с помощью изгибного маятника на частотах 200–500 Гц, в интервале температур 4.2–293 К. Образцы для крутильного маятника имели вид стержней квадратного сечения  $1.5 \times 1.5$  мм и длиной 100 мм. Определение величины  $Q^{-1}$  вторым способом осуществляли по затуханию изгибных колебаний консольно закрепленного образца (в виде тонкой пластины размером  $0.1 \times 1.5 \times 16$  мм) по методике [7], несколько измененной в связи с необходимостью помещения образца в специальный гелиевый криостат [8]. Возбуждение и регистрацию колебаний производили электростатическим способом. Относительная деформация образцов в этом случае не превышала  $10^{-5}$ .

На рис. 1 представлены температурные зависимости внутреннего трения (ВТ) сплава 50Н в исходном (после отжига при 1273 К, 1 ч) состоянии (кривая 1) и после пластической деформации прокаткой с обжатием 50% (кривая 2). Видно, что зависимость  $Q^{-1}(T)$  имеет немонотонный характер и уровень затухания колебаний при низких температурах составляет  $Q^{-1} = (2 - 3) \cdot 10^{-3}$ . Деформация существенно (в 4–5 раз) снижает демпфирующие свойства. Подобный эффект наблюдался и на других материалах [9]. Негативное влияние деформации на ВТ объясняется тем, что большое количество дефектов решетки, образующихся при пластической деформации, формирует напряженное состояние в материале. В работе [10], исходя из предположения, что функция распределения внутренних напряжений имеет максвелловский вид, было получено выражение, связывающее параметры магнитомеханического затухания со средними внутренними напряжениями  $\sigma$ :

$$Q^{-1} \sim \sigma \lambda_s E \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — амплитуда внешних напряжений ( $\sigma \ll \sigma_i$ ),  $\lambda_s$  — магнитострикция насыщения,  $E$  — модуль Юнга.

Из формулы (1) ясно, что внутренние напряжения значительно влияют на ВТ, поскольку  $Q^{-1}$  обратно пропорциональна квадрату величины  $\sigma_i$ . Предварительное намагничивание сплава 49К2Ф в постоянном магнитном поле напряженностью  $H = 80$  кА/м снижает уровень ВТ, но ме-

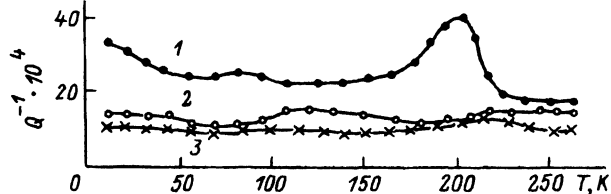


Рис. 2. Влияние намагничивания на внутреннее трение сплава 49К2Ф.  
1 — исходное состояние; 2 — выдержка при 753 К в поле  $H = 80$  кА/м, параллельном длине образца; 3 — выдержка при 753 К в поле  $H = 80$  кА/м, перпендикулярном длине образца.

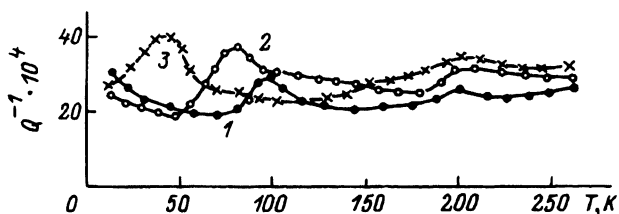


Рис. 3. Влияние намагничивания на внутреннее трение сплава 7Ю.  
1 — исходное состояние; 2 — намагничивание при 293 К в поле  $H = 80$  кА/м; 3 — выдержка при 293 К в поле  $H = 80$  кА/м.

нее существенно, чем деформация. Заметное снижение величины  $Q^{-1}$  наблюдается, если образец намагничивался в нагретом состоянии (рис. 2). Такое влияние магнитной обработки можно объяснить, если принять во внимание то, что сплав 49К2Ф относится к магнитомягким материалам с низким значением остаточной индукции ( $B = 2.4$  Т). В процессе намагничивания, когда напряженность магнитного поля превышала напряженность поля насыщения ( $H > H_m$ ), домены ориентировались вдоль поля, что сопровождалось магнитострикцией образца. Выключение поля приводило к деполаризации образца. Однако размагничивание происходило не полностью, особенно в случае, когда поляризация производилась при повышенной температуре  $T = 753$  К. В последнем случае перераспределение дефектов и примесей приводило к закреплению доменных стенок, а следовательно, к затруднению их перемещения при наложении упругих напряжений. Из рис. 2 видно, что направление вектора напряженности поля намагничивания (вдоль или поперек длины образца) практически не влияет на внутреннее трение при крутильных колебаниях.

Следует отметить, что предварительное намагничивание в поле  $H = 80$  кА/м заметно не изменяет демпфирующие свойства сплава 7Ю (рис. 3), так как остаточная индукция в нем существенно меньше.

На рис. 4 представлены амплитудные зависимости внутреннего трения (АЗВТ) сплавов 50Н, 49К2Ф, 7Ю, полученные с помощью обратного крутильного маятника при температуре 77 К. Видно, что характерным для всех материалов является наличие максимума на кривых АЗВТ, проходящегося на интервал деформаций  $\varepsilon_{кр} = 10^{-3} - 10^{-4}$ . Такой характер изменения ВТ с ростом амплитуды деформации обусловлен особенностями механизма магнитомеханического затухания энергии. Известно [4], что петля механического гистерезиса ( $\varepsilon - \sigma$ ) для ферромагнетика подобна петле магнитного гистерезиса ( $B - H$ ). Отсюда нетрудно оценить величину

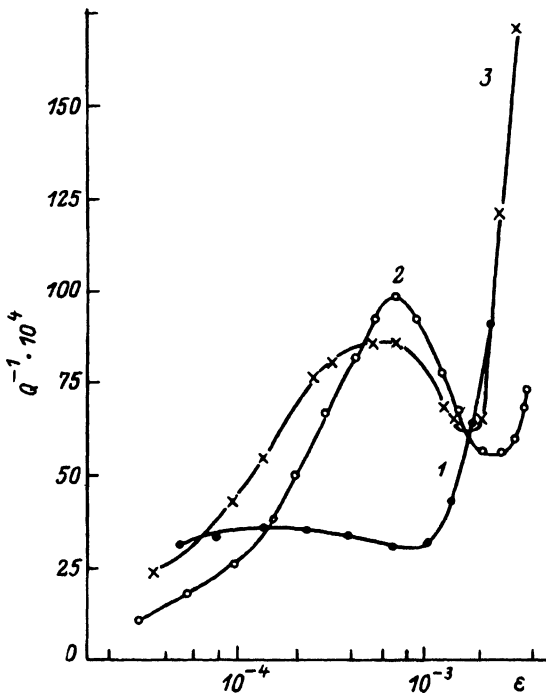


Рис. 4. Амплитудная зависимость сплавов 50Н (1), 49К2Ф (2), 7Ю (3) при 77 К.

ну затухания, обусловленного необратимым смещением границ доменов. Согласно закону Релея, площадь петли магнитного гистерезиса  $\Delta W_H$  в слабых полях возрастает пропорционально третьей степени амплитуды напряженности  $H_m^3$

$$\Delta W_H = \frac{3}{4} \lambda H_m^3, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — коэффициент магнитного гистерезиса.

Для петли магнитомеханического гистерезиса аналогично имеем

$$\Delta W_\sigma = \frac{3}{4} b \sigma_0^3, \quad (3)$$

где  $b = (dE)/(E^2 d\sigma)$  — так называемая магнитомеханическая константа.

Так как затрачиваемая на деформацию энергия равна

$$W = \frac{E \varepsilon_0^2}{2} = \frac{\sigma_0^2}{2E}, \quad (4)$$

то

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{W} = \frac{4}{3\pi} b E \sigma_0 = \frac{4}{3} b E^2 \varepsilon. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что при малых напряжениях  $\sigma_0$  (амплитудах  $\varepsilon$ ) составляющая ВТ, обусловленная магнитоупругим гистерезисом,

прямо пропорциональна  $\sigma$ . Но если перейти границу применимости закона (2), то величина  $\Delta W_\sigma$  начинает возрастать пропорционально  $\sigma_0$  в степени, меньшей, чем третья, и, наконец, при  $\sigma_0$ , значительно превышающем магнитомеханическую коэрцитивную силу  $\sigma_c$ , становится постоянной величиной (не зависящей от  $\sigma$ ). При больших амплитудах колебаний ( $\sigma > \sigma_c$ ) в течение каждого полупериода возникает составляющая магнитоупругого насыщения, при которой остаточная деформация  $\lambda_r$  и площадь петли магнитоупругого гистерезиса достигают предельной величины. В этом случае, согласно [5],

$$\Delta Q_M^{-1} = \frac{\Delta W_\sigma E}{\pi} \frac{1}{\sigma^2}, \quad (6)$$

где  $\Delta W_\sigma$  — потери энергии при насыщении.

Из вышеприведенного следует, что в широком интервале амплитуд деформации величина магнитной составляющей ВТ проходит через максимум, при больших амплитудах напряжений асимптотически приближаясь к нулю. Но поскольку при больших амплитудах  $\varepsilon \gtrsim 10^{-3}$  существенный вклад во внутреннее трение дает дислокационное затухание по модели Келера–Гранато–Люкке, то результирующее значение ВТ снова начинает возрастать.

Следует отметить, что с ростом температуры опыта величина максимума АЗВТ уменьшается, а его положение смещается в сторону меньших амплитуд деформации. Последнее свидетельствует в пользу термоактивированного механизма неупругого смещения границ доменов.

На рис. 5, 6 представлены зависимости величины внутреннего трения сплавов 49К2Ф, 50Н, 7Ю от напряженности магнитного поля при различных температурах. Видно, что наложение постоянного магнитного поля до величины  $H = 16$  кА/м приводит к увеличению уровня ВТ в несколько раз, причем чем ниже температура, тем больше эффект. Известно, что при температуре испытания  $T = 293$  К зависимость  $Q^{-1}(H)$  многих магнитных материалов проходит через максимум [3], природа которого вполне объясняется в рамках модели магнитомеханического затухания. Наблюдаемый в исследованных нами сплавах характер полевых зависимостей ВТ можно объяснить, если предположить, что в условиях низких температур, когда электросопротивление сплава мало, существенный вклад во внутреннее трение дают потери за счет микровихревых токов, индуцируемых в образце, колеблющемся с частотой  $f = 200 - 300$  Гц в постоянном магнитном поле. Так как кривые  $Q^{-1}(H)$  снимались в амплитуднонезависимой области (при  $\varepsilon = 10^{-5}$ ), то вклад дислокационного затухания, видимо, был мал. Потери за счет вихревых токов с увеличением напряженности магнитного поля растут (в случае же гистерезисного механизма затухания уровень  $Q^{-1}$  с ростом  $H$  уменьшается).

Рассмотрим внутреннее трение, связанное с вихревыми токами в ферромагнитных материалах, возникающее при движении доменных границ. Известно, что конструкционные материалы с ферромагнитной компонентой содержат кристаллиты с доменной структурой. Доменные границы разделяют противоположно намагниченные и перпендикулярные друг к другу домены. В первом случае это 180-градусные, а во втором 90-градусные доменные границы. Для 180-градусных доменных границ характерны одинаковые магнитострикционные деформации  $\varepsilon$ , поэтому параллельное смещение таких доменных границ не приведет к изменению

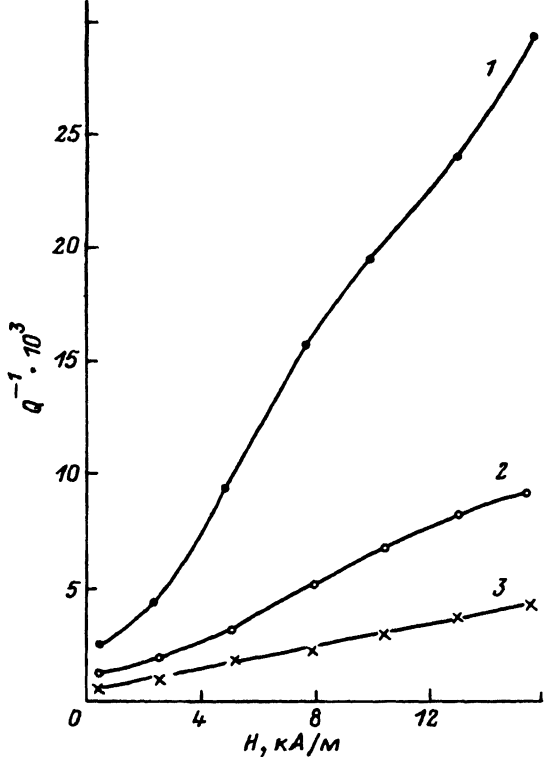


Рис. 5. Зависимость внутреннего трения сплава 49K2Ф от напряженности постоянного магнитного поля при различных температурах. 1 — 4.2; 2 — 100; 3 — 180 К.

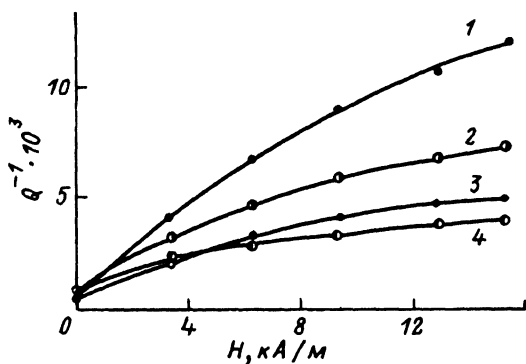


Рис. 6. Зависимость внутреннего трения сплавов 7Ю (1,3) и 50Н (2,4) от напряженности магнитного поля при различных температурах. 1,2 — 4.2; 3,4 — 80 К.

формы образца. В соседних 90-градусных доменах ориентации главных осей с одинаковыми главными значениями тензора деформации перпендикулярны друг другу, поэтому при смещении таких доменных границ меняется форма образца. При наложении переменных малых напряжений  $\sigma$  и постоянного магнитного поля напряженностью  $H$  на доменные

границы начинает действовать действительное давление  $p$ . Давление на 90-градусные доменные границы будет определяться по формуле

$$p = 2\varepsilon\sigma + HM\sqrt{2}, \quad (7)$$

где  $M$  — спонтанная намагниченность вещества.

Давление на 180-градусные доменные границы равно

$$p = 2HM. \quad (8)$$

После завершения различных релаксационных процессов, сопровождающих перемещение доменной границы, обе границы сместятся из своего равновесного положения на величину

$$x = \frac{p}{k}, \quad (9)$$

где  $k$  — квазиупругий коэффициент, различный для границ разного типа, который определяется возвращающими силами, возникающими со стороны неподвижных дефектов кристаллического строения.

Ниже предполагается, что такими дефектами являются примесные атомы и различные атомные группы, частицы другой фазы, неизбежно присутствующие в материалах. Величина  $k$  определяется в этом случае размером точечных дефектов, спонтанной намагниченностью и магнито-стрикционной деформацией. Она может быть рассчитана по аналогии [11,12].

С помощью выражений (7)–(9) можно определить вклад от смещения доменных границ в магнитную проницаемость  $\mu$  и упругую податливость  $\Delta S$ . Для этого найдем сначала магнитный момент  $\Delta M$  единицы объема вещества, возникающий при смещении доменных границ

$$\Delta M = x_1 \frac{2M_1}{d_1} + \frac{\sqrt{2}M}{d_2} x_2 = \left( \frac{4M^2}{k_1 d_1} + \frac{2M^2}{k_2 d_2} \right) H. \quad (10)$$

В этом выражении индексы 1, 2 относятся к характеристикам 180- и 90-градусных доменов соответственно,  $d$  — среднее расстояние между доменами. Отсюда магнитная проницаемость  $\mu$  находится в виде

$$\mu = 1 + 4\pi \frac{\Delta M}{H} = 1 + \frac{16\pi M^2}{k_1 d_1} + \frac{8\pi M^2}{k_2 d_2}. \quad (11)$$

В последнем выражении два вторых слагаемых значительно превосходят единицу, что следует из экспериментальных значений  $\mu \sim 10^3 - 10^4$ . В рассмотренном приближении магнитная восприимчивость  $\chi$  неоднородной структуры состоит из суммы слагаемых, обусловленных движением 180- и 90-градусных доменных границ,

$$\chi = \chi_1 + \chi_2; \quad \chi_1 = \frac{16\pi M^2}{k_1 d_1}; \quad \chi_2 = \frac{8\pi M^2}{k_2 d_2}. \quad (12)$$

Для нахождения вклада в упругую податливость за счет движения границ найдем деформацию  $\delta U$ , связанную с движением 90-градусных границ

$$\delta U = \frac{2\varepsilon x_2}{d_2} = \frac{4\varepsilon^2}{k_2 d_2} \sigma. \quad (13)$$

Отсюда вклад в упругую податливость за счет движения границ

$$\Delta S = \frac{\delta U}{\sigma} = \frac{4\varepsilon^2}{k_2 d_2}. \quad (14)$$

Отметим, что из выражения (14) следует при условии  $\mu_1 \ll \mu_2$

$$\Delta S = \frac{\varepsilon^2}{2\pi M^2} \mu_2. \quad (15)$$

Поэтому, зная магнитострикционную деформацию и спонтанную намагниченность, можно по экспериментальному значению магнитной проницаемости оценить величину дефекта податливости

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\varepsilon^2}{4\pi M^2} \mu G, \quad (16)$$

где  $G$  — модуль сдвига.

Подставим сюда экспериментальные величины  $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $\mu \sim 10^4$ ,  $M \sim 10^3$  ед. CGSM,  $G \sim 2 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>, получим  $(\Delta S)/S \sim 1$ . Такая оценка показывает, что вихревые токи в магнитных материалах могут играть большую роль в затухании колебаний.

Для выявления условий, при которых будет существенна релаксация подобного вида, необходимо рассмотреть кинетику движения доменной границы. При наложении переменного упругого поля

$$\sigma(t) = \sigma \cdot e^{i\omega t}, \quad (17)$$

где  $\omega$  — круговая частота колебаний, происходит движение доменных границ, приводящее к изменению вектора индукции вещества  $\mathbf{B}$ , возникновению электрических полей  $\mathbf{E}$  и токов  $\mathbf{j}$ , препятствующих движению границ. Этот процесс подчиняется уравнениям Максвелла для квазистационарного поля

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}}, \quad \text{div} \mathbf{M} = 0, \quad (18)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c\rho} \mathbf{E}, \quad \rho \mathbf{j} = \mathbf{E}. \quad (19)$$

Здесь  $c$  — скорость света,  $\rho$  — удельное сопротивление вещества. В систему уравнений (18), (19) внешнее напряжение  $\sigma$  входит через индукцию  $B$

$$B = H + 4\pi \Delta M = H + 8\pi \frac{\sqrt{2}M}{k_2 d_2} \varepsilon \sigma + 4\pi \chi H. \quad (20)$$



Дифференцированием (20) по времени получим правую часть первого уравнения (18)

$$\dot{B} = \mu \dot{H} + \frac{8\pi\sqrt{2}M\varepsilon}{k_2 d_2}. \quad (21)$$

Подстановка (18) в (19) дает уравнение для  $H$

$$\Delta H = \frac{4\pi\mu}{\rho c^2} \dot{H} + \frac{32\pi^2\sqrt{2}M\varepsilon}{c^2 \rho k_2 d_2} i\omega\sigma, \quad (22)$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа.

Полагая

$$\Delta H \sim -\frac{1}{L^2} H, \quad (23)$$

$$\tau = \frac{4\pi\mu}{\rho c^2} L^2, \quad (24)$$

получим

$$H = -\frac{32\pi^2\sqrt{2}M\varepsilon L^2 i\omega\sigma}{c^2 \rho d_2 k_2 (1 + i\omega\tau)}, \quad (25)$$

где  $\tau$  — время релаксации,  $L$  — характерный размер доменной структуры, в которой возникает ток одного направления (эта величина порядка размера области средней спонтанной намагниченности); в частности, если образец имеет макроскопический магнитный момент  $M$ , то в качестве  $L$  следует принять толщину образца  $t \sim 0.1$  мм.

Так как в неоднородном образце имеет место распределение областей однородной намагниченности по размерам, то это приведет к появлению спектра времени релаксации в уравнении (24). Уровень внутреннего трения в результате этого распределения уменьшится, а область значений внешних параметров, таких как температура и частота, в которой внутреннее трение достаточно велико, будет существенно возрастать. Отрицательный знак в (25) свидетельствует о том, что возникающее в процессе движения стенок магнитное поле направлено против силы, действующей со стороны внешних напряжений.

Найдем теперь деформацию  $\delta U$ , возникающую при движении доменных границ в переменном поле внешних напряжений и сопутствующем ему магнитном поле,

$$\begin{aligned} \delta U &= \frac{2\varepsilon x_2}{d_2} = \frac{2\varepsilon}{d_2} \frac{1}{k_2} \left( 2\varepsilon\sigma + H M \sqrt{2} \right) = \\ &= \frac{4\varepsilon^2}{d_2 k_2} \sigma - \frac{2^7 \pi^2 M^2 \varepsilon^2 L^2 i\omega\sigma\tau}{\tau d_2^2 k_2^2 (1 + i\omega\tau) c^2 \rho} = \\ &= \Delta S \sigma - \frac{\Delta S 8\pi M^2}{\mu d_2 k_2} \frac{i\omega\tau}{1 + i\omega\tau} \sigma. \end{aligned} \quad (26)$$

В частном случае, когда в материале имеются только 90-градусные границы (величина  $(8M)/(\mu d_2 k_2) = 1$ ), получим

$$\delta U = \frac{\Delta S}{1 + i\omega\tau} \sigma. \quad (27)$$

Однако в реальных условиях, по-видимому, всегда будут присутствовать и 180-градусные границы, поэтому внутреннее трение будет уменьшаться пропорционально отношению  $\chi_2/(\chi_1 + \chi_2)$ .

Проанализируем теперь факторы, влияющие на высоту пика и его положение на температурной оси. Из выражений (14) и (15) следует, что большими значениями внутреннего трения будут обладать материалы с большой магнитострикцией и большим количеством 90-градусных доменных границ, которые слабо закреплены неподвижными сторонами. Такую доменную структуру, по-видимому, можно получить, если намагнитить образец до насыщения, а затем приложить магнитное поле в перпендикулярном направлении величиной, соответствующей максимуму дифференциальной магнитной проницаемости. При этом большая часть доменов повернется в перпендикулярном направлении по отношению к искомому вектору намагнитченности образца с образованием относительно большого количества 90-градусных доменов. Росту демпфирующей способности материала будут способствовать режимы магнитной обработки образца, приводящие к дроблению доменной структуры и появлению в объеме образца слабо закрепленных доменных границ, такие как многократное резкое переключение магнитного поля.

Характерное время релаксации, согласно (24), определяется размером областей однородной намагнитченности, которые занимают относительно большую долю объема образца, и зависит от магнитной проницаемости и электросопротивления. Полагая в (24)  $\mu = 10^4$ ,  $\rho = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{ м} = 5 \cdot 10^{-18} \text{ ед. СГСЕ}$ ,  $L = 10^{-4} \text{ м} = 10^{-2} \text{ см}$ , найдем  $\tau = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Таким образом, внутреннее трение, обусловленное вихретоковыми потерями, может давать заметный вклад в общее затухание в условиях криогенных температур на частотах порядка сотен Гц. Температурная зависимость внутреннего трения в области ферромагнитного состояния материала слаба по сравнению с ТЗВТ активационных процессов. Поэтому пик внутреннего трения должен быть значительно шире дебаевского и может быть похож на фон.

Из приведенных экспериментальных данных видно, что отоженные магнитные сплавы 50Н, 49К2Ф, 7Ю в условиях криогенных температур 4.2–50 К можно отнести к материалам со средней демпфирующей способностью. Для них  $Q^{-1} = (1 - 4) \cdot 10^{-2}$  ( $\Psi = 0.63 - 2.5\%$ ). При нагружении конструкций из этих сплавов в упругой области либо использовании в условиях воздействия магнитных полей их демпфирующая способность существенно выше ( $\Psi = 5 - 19\%$ ).

### Список литературы

- [1] Головин С.А., Пушкар А., Левин Д.М. Упругие и демпфирующие свойства конструкционных материалов. М.: Металлургия, 1987. 190 с.
- [2] Фастов Ю.К., Шульга Ю.Н. Сплавы с высокими демпфирующими свойствами. М.: Металлургия, 1973. 256 с.
- [3] Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М.: Металлургия, 1974. 352 с.
- [4] Новик А., Верри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. 472 с.
- [5] Кекало И.Б. // Магнитоупругие явления. Итоги науки и техники. Сер. Металловедение и термическая обработка. М.: ВИНТИ, 1973. Т. 7. С. 5–88.
- [6] Coronel V.F., Beshers D.N. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64(4). P. 2006–2015.

- [7] Милошенко В.Е., Золотулиц И.В., Постников В.С. // ПТЭ. 1972. № 1. С. 218–220.
- [8] Гольтер А.Э., Милошенко В.Е. // Тез. докл. XXI Всесоюз. совещания по физике низких температур. Харьков, 1980. Ч. IV. С. 319–320.
- [9] Govar D., Beshers D.N. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 53(7). P. 2358–2363.
- [10] Smith G.W., Birchak J.R. J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 13. P. 5174–5178.
- [11] Сидоркин А.С., Даринский Б.М., Пачевская Г.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 2. С. 389.
- [12] Даринский Б.М., Сидоркин А.С. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 6. С. 1634–1639.

Воронежский  
политехнический институт

Поступило в Редакцию  
10 апреля 1991 г.  
В окончательной редакции  
19 ноября 1991 г.

