



УДК 620.179.14

ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ЗАДЕРЖКОЙ НЕОБРАТИМОГО СМЕЩЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

Г. В. БИДА, д-р техн. наук (Ин-т физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, РФ)

Проанализировано различие между коэрцитивной и релаксационной коэрцитивными силами ферромагнетика при условии, что магнитный гистерезис в нем обусловлен задержкой необратимого смещения 180°-ных доменных границ. Сделан вывод, что максимальным уровнем критических полей в ферромагнитном кристалле определяется именно релаксационная коэрцитивная сила, а не коэрцитивная сила, и теория магнитного гистерезиса, разработанная для коэрцитивной силы, относится к релаксационной коэрцитивной силе. Из анализа спинки петли гистерезиса, обусловленной необратимыми изменениями намагниченности при условии, что критические магнитные поля единичных участков кристалла соответствуют их релаксационным коэрцитивным силам и эти поля подчиняются нормальному закону распределения, подтверждена функциональная связь между шириной петли и углом ее наклона в точке релаксационной коэрцитивной силы.

The difference between coercive and relaxation coercive forces of a ferromagnetic was analyzed under the condition that magnetic hysteresis in it is due to irreversible shifting of 180° domain boundaries. A conclusion is made that the maximum level of critical fields in a ferromagnetic crystal determines exactly the relaxation coercive force, and not the coercive force, and the magnetic hysteresis theory developed for the coercive force, pertains to relaxation coercive force. Analysis of the back of hysteresis loop induced by irreversible changes of magnetization, provided that the critical magnetic fields of individual regions of the crystal correspond to their relaxation coercive forces and these fields follow the normal law of distribution, confirmed the functional connection between the loop width and angle of its inclination in the point of coercive force relaxation.

Магнитный гистерезис есть необратимое изменение намагниченности как при намагничивании, так и при перемагничивании ферромагнитного материала. Вместе с тем необратимые процессы сопровождаются обратимыми.

На рис. 1 показаны кривая намагничивания и предельная петля магнитного гистерезиса $M(H)$ закаленного образца из стали 75Г, а также кривые намагничивания и петли гистерезиса, обусловленные сугубо обратимыми $M_{rev}(h)$ и необратимыми $M_{irr}(H)$ процессами. Ниже для сокращения будем называть эти петли обратимой и необратимой. Последняя петля построена по методике, изложенной в [1], а обратимая — как разности $M_{rev}(H_i) = M(H_i) - M_{irr}(H_i)$ в каждом поле H_i . Несмотря на название, полученная упомянутым образом обратимая петля («бабочка») имеет некоторое раскрытие (гистерезис).

В дальнейшем наши рассуждения относятся исключительно к магнитному гистерезису, обусловленному задержкой необратимого смещения 180°-х доменных границ (ДГ). При этом будем считать, что их необратимое смещение на участках кристалла между задерживающими факторами (скачки Баркгаузена) будем считать основным (необратимое смещение ДГ первого рода). Необратимое смещение ДГ в пределах размера самого задерживающего фактора, приводящее к слабому гистерезису на частных несимметричных циклах, назовем вторичным (второго рода) и будем полагать изменение намагниченности по кривым возврата условно обратимым, пренебрегая указанной

необратимостью. Это относится и к кривой возврата $M_s \rightarrow M_r$.

Петля магнитного гистерезиса $M_{irr}(H)$ обусловлена исключительно необратимыми изменениями намагниченности и ее ширину характеризует релаксационная коэрцитивная сила H_r . Ширину основной петли гистерезиса $M(H)$ характеризует коэрцитивная сила H_c и по сложившимся на сегодня представлениям именно ее связывают с максимальной величиной задержки дефектами кристалла необратимых процессов при перемагничивании ферромагнетика и именно для нее были разработаны варианты существующей теории магнитного гистерезиса [2–26].

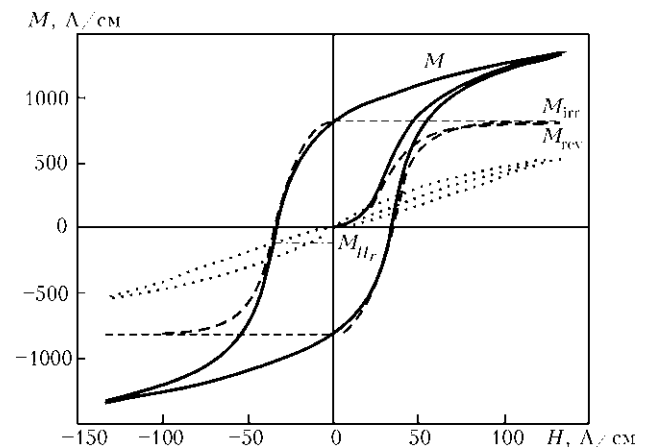


Рис. 1. Кривая намагничивания и предельная петля магнитного гистерезиса $M(H)$ закаленного образца из стали 75Г, а также кривые намагничивания и петли гистерезиса этого же образца, обусловленные сугубо обратимыми $M_{rev}(H)$ и необратимыми $M_{irr}(H)$ процессами

© Г. В. Биды, 2012

В классических моделях гистерезиса («теория напряжений», «теория включений»), учитывающих взаимодействие единичного дефекта с единичной ДГ [2–15], понятие релаксационной коэрцитивной силы не используется, так как фактически отсутствует разница между H_c и H_r . Из современных представлений об этих моделях можно сделать вывод, что здесь $H_c = H_r$: так называемая теория коэрцитивной силы одновременно является и теорией релаксационной коэрцитивной силы.

В моделях [17–26] учитывается статистическое распределение дефектов и соответственно критических полей в кристалле. Здесь ДГ взаимодействует с большим числом дефектов, которое зависит от ее положения в кристалле. Считается, что критические поля обусловлены флуктуациями дефектов, которые оказываются в объеме ДГ при ее движении и которые мы выше назвали одним из задерживающих факторов, а коэрцитивную силу определяет среднее значение максимальных критических полей всех ДГ, которые вносят вклад в необратимые изменения намагниченности. Если H_{\max}^i есть критическое поле i -й ДГ, то для всего кристалла [26]

$$H_c = |H^i|_{\max} \quad (1)$$

Однако именно петля гистерезиса $M_{\text{irr}}(H)$ определяется одними необратимыми изменениями намагниченности, причем $H_r > H_c$. Кроме того, при отключении магнитного поля, равного H_c , существует остаточная намагниченность M_{rc} положительного знака, а при отключении поля H_r остаточная намагниченность становится нулевой.

Поэтому мы полагаем, что именно релаксационная коэрцитивная сила H_r фактически обусловлена средним значением критических полей максимальной величины и выражение (1) должно относиться к H_r .

На рис. 2 приведены аналогичные петли для дифференциальных магнитных восприимчивостей этого же образца: предельной χ_d , обратимой $\chi_{d,\text{rev}}$ и необратимой $\chi_{d,\text{irr}}$.

Рассмотрим процесс перемагничивания ферромагнетика вблизи H_c и H_r более подробно.

Различие и связь между коэрцитивной и релаксационной коэрцитивными силами. Коэрцитивная H_c и релаксационная коэрцитивная H_r силы соответствуют критическим полям в ферромагнитном кристалле разной величины. Рассмотрим разницу между ними. Как уже упоминалось, будем рассматривать лишь процессы смещения ДГ, имея в виду, что в магнитномногоосных кристаллах изменение намагниченности в окрестности точки происходит главным образом посредством движения 180° -ных границ [26].

Для анализа воспользуемся заимствованным из [26] схематическим изображением зависимости

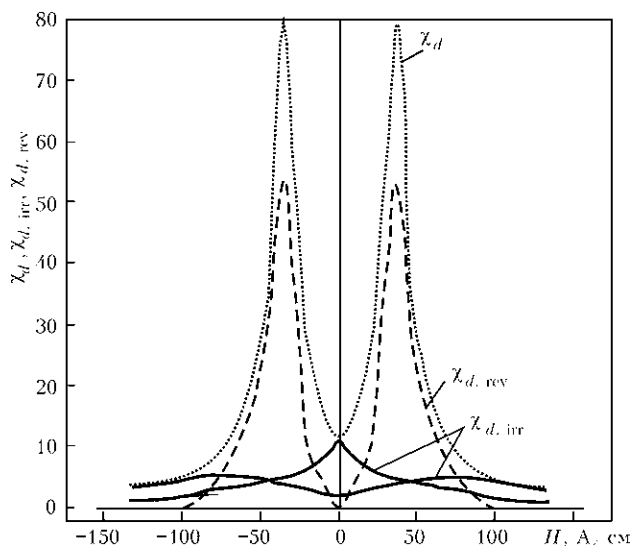


Рис. 2. Петли гистерезиса для дифференциальных магнитных восприимчивостей заклучного образца из стали 75 Г: предельной χ_d (пунктирная линия), необратимой $\chi_{d,\text{rev}}$ (штриховая) и обратимой $\chi_{d,\text{irr}}$ (сплошная)

результатирующей задерживающей силы $\partial E_\gamma / \partial z \sim H$, действующей на нее со стороны дефектов решетки, от положения z ДГ в кристалле (рис. 3, слева). На рис. 3, справа представлена единичная петля гистерезиса $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow \dots \rightarrow k \rightarrow l \rightarrow m \rightarrow n$ локального объема ферромагнитного кристалла, обусловленная смещением единичной ДГ. Максимум m определяет максимальное критическое поле (отличие от [26] мы полагаем здесь — релаксационную коэрцитивную силу) локального участка кристалла. Дополним указанные зависимости схемой (рис. 4), где представлено нормальное распределение критических полей (вершин типа m кривых AmB из рис. 3, слева) и сами кривые. Точки B 1–7 всех кривых совмещены, в предположении, что при перемагничивании все ДГ начинают двигаться практически одновременно. На рисунке ΔN_{cr} есть число необратимо сместившихся ДГ при увеличении перемагничивающего поля от H_c до H_r . О нем будет сказано ниже.

Рассмотрим процесс перемагничивания.

При отключении намагничивающего поля намагниченность обратимо уменьшается от насыщения M_s до величины остаточной намагниченности M_r . Здесь все N доменов пока сохранили положительную намагниченность.

При возрастании магнитного поля от нуля до H_c претерпевают необратимые скачки N_c границ и столько же микрообъемов приобретают отрицательную намагниченность, не претерпевших таких скачков осталось $N - N_c$ ДГ.

При отключении магнитного поля, равного коэрцитивной силе кристалла, вследствие обратимого смещения $m \rightarrow B$ оставшиеся $N - N_c$ ДГ оказываются в равновесных состояниях (точка B на рис. 3) и появляется вторичная остаточная намагниченность M_{rc} .

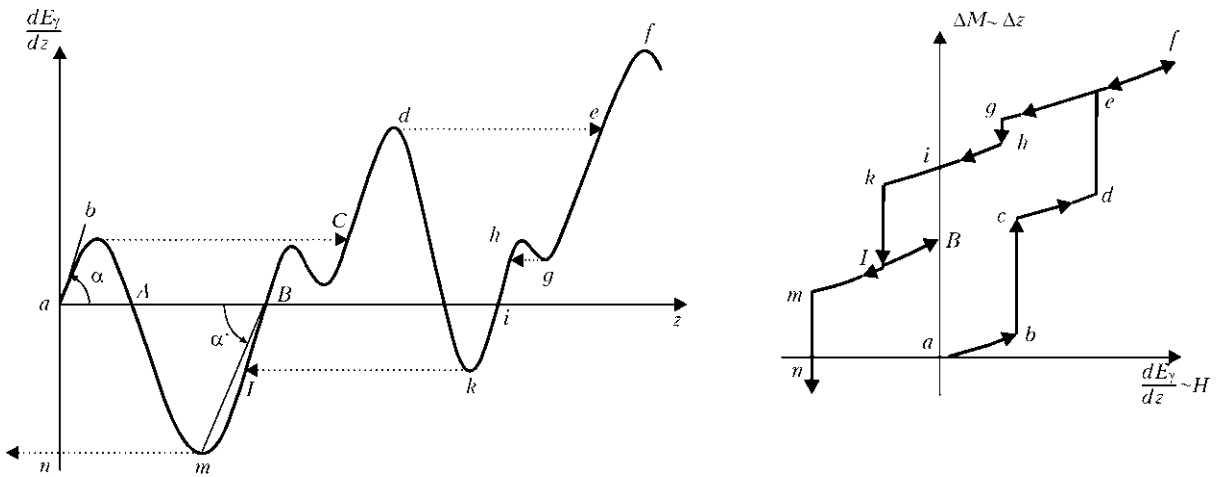


Рис. 3. Схематические изображения зависимости результирующей задерживающей силы $dE_\gamma/dz \sim H$, действующей на ДГ со стороны дефектов решетки, от положения ДГ в кристалле (слева) и петли микрогистерезиса при смещении единичной 180°-й ДГ (справа) [26]

При дальнейшем увеличении магнитного поля от H_c до H_r , некоторое количество $0,5\Delta N_{cr}$ границ с одной стороны 1 (рис. 5) необратимо смещается до встречи с аналогично движущимися к ним границами доменов числом $0,5\Delta N_{cr}$ с другой стороны 3, намагниченность в которых имеет такую же ориентацию (в целом при увеличении поля от H_c до H_r , необратимо с двух сторон смещается ΔN_{cr} ДГ). При этом встретившиеся ДГ аннигилируют и промежуточные домены 2, имевшие противоположную ориентацию намагниченности, «поглощаются» растущими доменами 1 и 3. В поле H_r в кристалле содержится $N - N_c - \Delta N_{cr} = 0,5N$ ДГ, сохранивших положительную ориентацию намагниченности, и $N_c + \Delta N_{cr} = 0,5N$ объемов исходной величины с отрицательной ориентацией. Среднее расстояние, на которое смещаются эти границы, равно $mn \approx \Delta z$, что приводит к возрастанию намагниченности от 0 до M_{Hr} .

При отключении магнитного поля H_r в положении равновесия (точка B, рис. 3) опять обратимо возвращаются $N - N_c - \Delta N_{cr} = 0,5N$ сместившихся

до точек, близких к m (рис. 3) в пределах задерживающих их препятствий, но не «сорвавшихся» с них границ. Находящиеся между ними домены намагничены положительно. При этом в перемангнитенном состоянии с отрицательной намагниченностью остается объем, равный $(N_c + \Delta N_{cr} = 0,5N)$ объемам исходных доменов. Результирующая намагниченность убывает от M_{Hr} до 0.

Разность между M_{rc} и M_{Hr} как и между H_c и H_r , определяется числом ΔN_{cr} границ и расстоянием Δz_{rc} , примерно равным половине средней ширины виртуальных скоплений дефектов в ДГ, образованным флуктуацией их числа в кристалле. При этом ΔN_{cr} и Δz_{rc} зависят от структуры металла.

Таким образом, число критических полей N_c , соответствующее H_c , не является максимальным. Таковым ($0,5N$) оно становится в магнитном поле, равном H_r , где количества объемов с положительной и отрицательной намагниченностью сравниваются. Поэтому именно H_r следует вычислять по формуле, используемой в [26] для H_c :

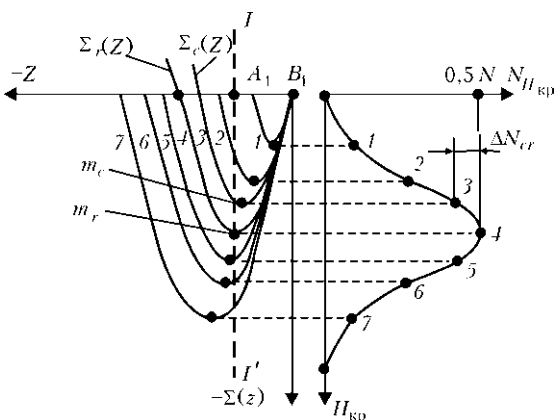


Рис. 4. Кривая распределения критических полей в кристалле: I-I' — ДГ; $\Sigma_c(z)$, $\Sigma_r(z)$ — пики задерживающей ДГ силы dE_γ/dz (см. рис. 3), соответствующие коэрцитивной и релаксационной силам кристалла

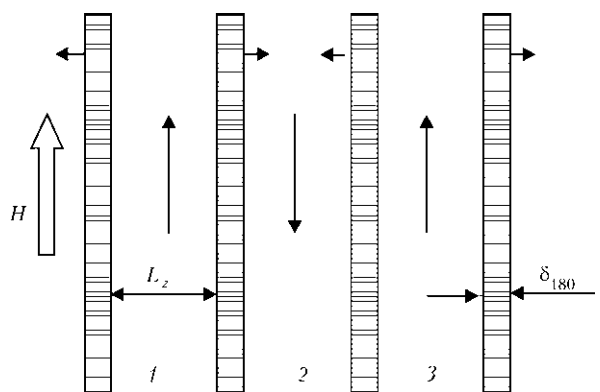


Рис. 5. Схема процессов смещения ДГ в кристалле



$$H_r = \frac{1}{2\mu_0 M_s S_\delta \cos\varphi} \left| \left(\frac{dE}{dz} \right) \right|_{\max}^i, \quad (2)$$

где dE — изменение энергии при перемагничивании объема $dV = L_x L_y dz$ вследствие смещения i -й ДГ площадью $S_\delta = L_x L_y$; M_s — намагниченность насыщения; φ — угол между направлениями поля и намагниченности; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Формула (2) соответствует случаю, когда ось z параллельна нормали к ДГ.

Как уже упоминалось, на рис. 4 показано нормальное распределение критических полей в ферромагнитном кристалле. Кривая $\Sigma_r(z)$ в максимуме m кривой распределения $N_{H_{кр}}^{\max}$ соответствует релаксационной коэрцитивной силе. Коэрцитивную силу представляет кривая $\Sigma_c(z)$, максимуму которой соответствует $N_{H_{кр}}^{\max} - \Delta N_{cr}$ сместившихся необратимо ДГ.

Таким образом, разработанная в работах [2–25] и др. теория относится именно к релаксационной коэрцитивной силе. Петлю гистерезиса $M_{irr}(H)$, обусловленную одними необратимыми изменениями намагниченности, следует считать первичной. Наложение на нее другой петли $M_{rev}(H)$, отражающей обратимые процессы, приводит к основной предельной петле гистерезиса, получаемой в эксперименте.

Если принять данный вывод, то связь коэрцитивной силы с релаксационной отражает формула [27]:

$$\begin{aligned} H_c &= H_r \left(1 - 2\sqrt{\pi} \frac{\Delta N_{rc}}{N} \right) = \\ &= H_r \left[1 - 2,55 \frac{l_{эфф}}{L_z} \ln \left(\frac{L_z}{2l_{эфф}} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $l_{эфф}$ — среднее эффективное расстояние, на котором ДГ взаимодействует с единичным дефектом; L_z — ширина домена (размер домена в направлении смещения ДГ); δ_{180} — толщина 180°-ной ДГ.

Значение $\Delta N_c/N$ было получено в работе [27]. Для крупных неферромагнитных включений сферической формы диаметром d_b ($d_b \gg \delta_{180}$) $l_{эфф} = d_b/2$, для мелких ($\delta_{180} \gg d_b$) $l_{эфф} = \delta_{180}/2$, для краевых дислокаций плотностью r $l_{эфф} \approx 0,5r^{-1/2}$.

Анализ петли гистерезиса, обусловленной необратимыми процессами. Рассмотрим кристалл, представляющий собой ферромагнитную матрицу со статистически распределенными неферромагнитными включениями (НВ) сферической формы. Полагаем, что при перемагничивании

смещаются плоские 180°-ные ДГ и при движении они не изгибаются. Размеры НВ значительно меньше толщины ДГ.

Критические поля для ДГ обусловлены флуктуациями числа частиц в пределах всего объема ДГ [20–22]. Эти флуктуации можно представить как некоторые виртуальные объемы, созданные условно собранными в одном месте всеми дефектами, находящимися в ДГ. При этом флуктуации могут быть образованы также различной ориентацией линейных дефектов решетки (дислокаций) внутри ДГ и их случайным распределением в разных ее участках.

Для количественного описания спинки петли гистерезиса $M_{irr}(H)$ введем величину M_i — изменение намагниченности образца за счет необратимого смещения всех ДГ, имеющих одинаковые критические поля $H_{кри} = H_{ri}$. Тогда намагниченность образца при изменении магнитного поля от $-\infty$ до H может быть записана в виде:

$$M_{irr} = \int_{-\infty}^H M_0 f(H_{ri}) dH_{ri} - M_s, \quad (4)$$

где $f(H_{ri})$ — функция распределения критических полей, обусловленных флуктуациями числа НВ в ДГ при ее смещении; M_0 — константа, которую можно определить из условия нормирования:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(H_{ri}) dH_{ri} = 1 \quad (5)$$

и требования $M_{-\infty} = M_s$. Такое вычисление дает результат: $M_0 = 2M_s$.

Если в качестве $f(H_{ri})$ использовать распределение Гаусса [22]:

$$f(H_{ri}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(-\frac{(H_{ri} - H_r)^2}{2\sigma^2} \right), \quad (6)$$

где σ — среднее квадратическое отклонение полей H_{ri} от значения H_r , то в интервале от $-M_r$ до $+M_r$:

$$M_{irr}(H) = -M_s \cos\varphi + \frac{M_s \cos\varphi}{\sqrt{2}} \operatorname{erf} \left(\frac{H - H_r}{\sqrt{2}\sigma_H} \right), \quad (7)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл вероятности; $\sigma_H = \sqrt{2} H_r$ [28].

Из (7) можно получить выражение для максимальной дифференциальной магнитной восприимчивости, обусловленной одними лишь необратимыми процессами:

$$\hat{\chi}_{d.irr} = \left. \frac{dM_{irr}}{dH} \right|_{H=H_r} = \frac{2M_s}{\sqrt{2}\pi\sigma_H} = \frac{M_s}{\sqrt{\pi}H_r} \approx 0,56 \frac{M_s}{H_r}. \quad (8)$$

Таким образом, в применяемой здесь расчетной модели между шириной петли гистерезиса и

* Ранее подобный расчет был выполнен в работе [27] для спинки предельной петли гистерезиса.

углом ее наклона в точках H_r и $-H_r$ существует функциональная связь (8).

Эксперимент. Для экспериментальной проверки описанной модели (8) выберем ранее исследуемый сплав железа с медью [29]. Сплав является дисперсионно твердеющим: при высокотемпературном отжиге (старении) из однородного твердого раствора меди в железе выделяются мелкодисперсные частицы неферромагнитной меди, которые впоследствии укрупняются, а в ферромагнитной матрице вначале увеличивается плотность дислокаций, а при увеличении времени выдержки при старении они перераспределяются и их плотность уменьшается. У некоторых образцов, полученных таким образом размеры медных выделений и их распределение соответствуют расчетной модели.

На рис. 6 приведены зависимости $M_{irr}(H)/M_s$ от H/H_r для образцов из сплава Fe–Cu после различных времен выдержки при старении. Образцы (рис. 6, а) отжигались от 5 до 30 и далее до 1440 мин (1 сут); их релаксационная коэрцитивная сила изменялась от 0,96 до 2 А/см. Рис. 6, б соответствует образцу без отжига ($H_c = 0,96$ А/см) и трем образцам после отжига от 4 до 9 сут (при этом H_c убывала от 2 до 1, 62 А/см). Согласно (8) прямая линия, соответствующая линейному участку спинки петли гистерезиса, при $H = H_r$ должна быть наклонена под углом к оси H , тангенс которого составляет $\beta = M(0)/M_s \approx 0,56 \approx (M(0) \approx 0,56M_s)$.

Из рис. 6 видно, что для образцов, состаренных до 1 сут, когда их структура представляла собой железо с различной, но не высокой плотностью дислокаций и мелкими медными выделениями разной дисперсности (рис. 7), кривые размагничивания в области H_r удовлетворительно соответствуют рассматриваемой здесь модели: практически для всех образцов пунктирная линия пересекает ось ординат в точке $\beta = 0,56$. У образца без старения (рис. 6, б) $\beta \approx 0,37$, а у образцов после длительного старения $\beta \approx 0,8$. Здесь результаты эксперимента уже не отражают исходные положения расчетной модели: в первом случае у образца, не подвергнутого старению, медные выделения практически отсутствуют, однако частицы меди когерентно связаны с матрицей, что приводит к сильным искажениям кристаллической решетки железа и значительным внутренним напряжениям. У образцов после длительного старения структура железной основы сильно фрагментирована и многие выделения находятся на границах ячеек субструктуры.

Согласно результатам, приведенным в работе [27]:

$$\hat{\chi}_d \approx 0,56 \frac{M_s}{H_c}, \quad (9)$$

тогда из выражений (8) и (9):

$$\frac{\hat{\chi}_{d,irr}}{\hat{\chi}_d} \approx \frac{H_c}{H_r}. \quad (10)$$

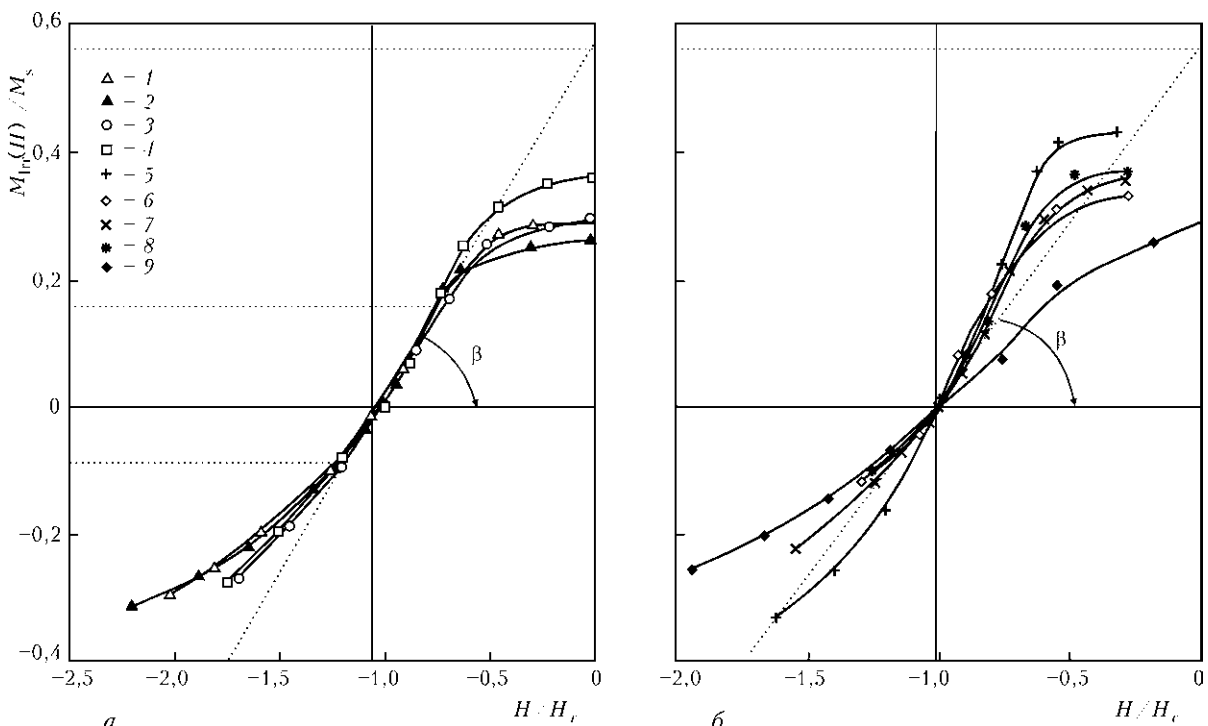


Рис. 6. Спинки петля гистерезиса $M_{irr}(H)$ образцов из сплава Fe + 2% Cu, предварительно закаленных и подвергнутых старению при 730 °С в течение: а — 5 (1), 10 (2), 30 (3) и 1440 (4) мин; б — 4 (5), 7 (6), 8 (7) и 9 (8) сут

* На рис. 7, а распределение выделений однородное, расстояния между частицами сравнимы с их размерами, плотность частиц $4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, дислокаций — $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; на рис. 7, б средний размер частиц достигает 100 нм, плотность дислокаций до $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$

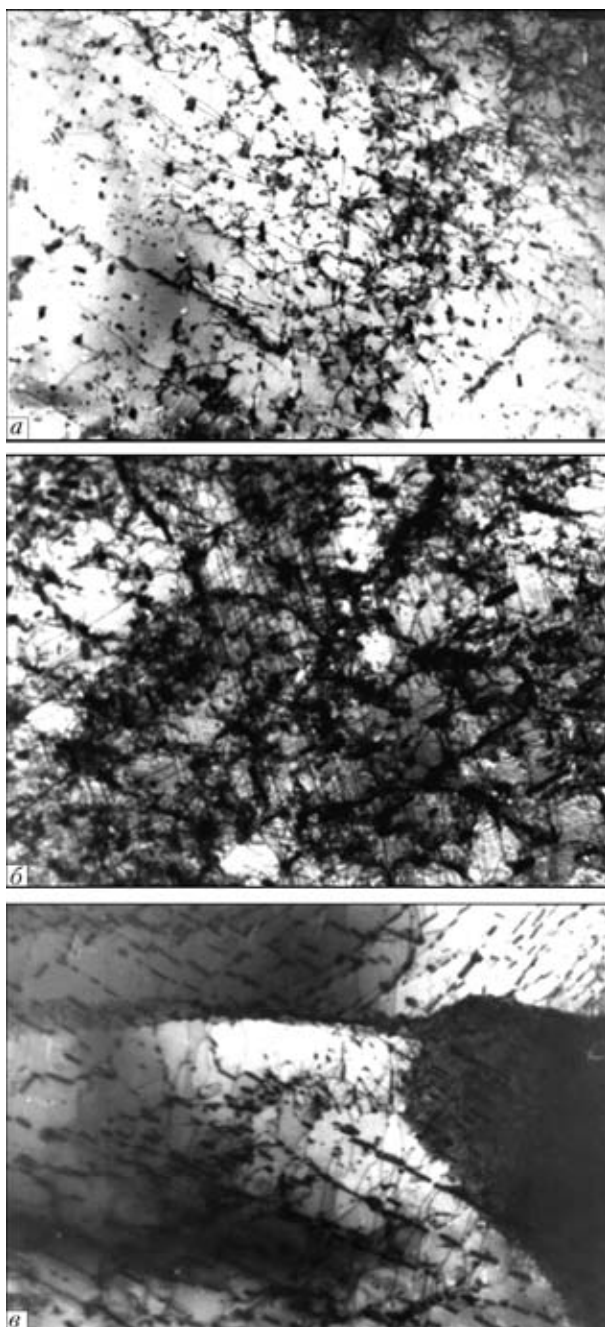


Рис. 7. Электронно-микроскопические снимки ($\times 13000$) структуры образцов Fe + 2 % Si после закалки и различного времени старения при температуре 730 °C: а — 0,5 ч; б — 1 ч; в — 10 мин

На рис. 8 представлены дифференциальные магнитные восприимчивости, соответствующие основной петле гистерезиса χ_d , необратимой петле гистерезиса по остаточной намагниченности $\chi_{d,irr}$ и аналогичной петле за вычетом обратимых изменений намагниченности по кривым возврата* $\chi_{d,(irr-rev)}$ отожженной стали 20. Эта сталь имеет ферритно-перлитную структуру с содержанием перлита ~ 25 %. Можно полагать, что процессы перемангничивания в ней протекают в основном пу-

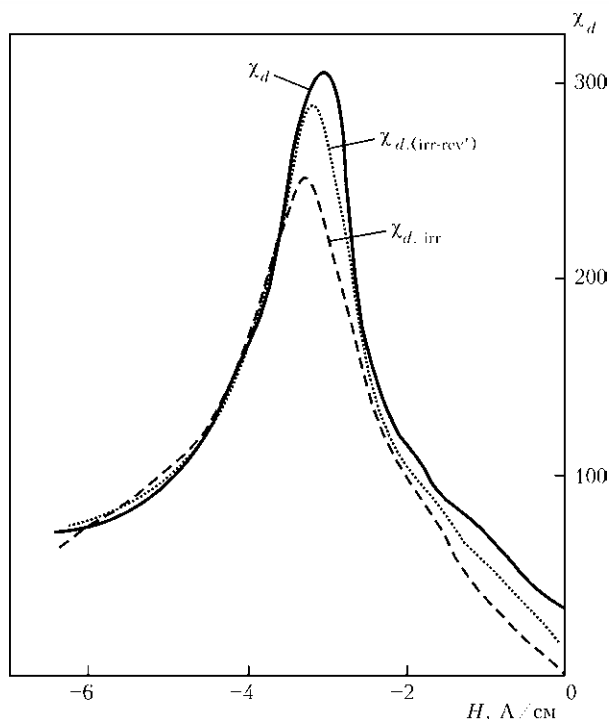


Рис. 8. Полевые зависимости дифференциальных магнитных восприимчивостей отожженной стали 20, соответствующие основной петле гистерезиса χ_d (сплошная линия), необратимой петле гистерезиса $\chi_{d,irr}$ (штриховая) и аналогичной петле за вычетом сугубо обратимых изменений намагниченности по петлям возврата $\chi_{d,(irr-rev)}$ (пунктирная)

тем смещения ДГ. Здесь $H_c = 3,45$ А/см, $H_r = 3,8$ А/см, $\hat{\chi}_d = 305$ и $\hat{\chi}_{d,irr} = 250$. Тогда, согласно (10), $\hat{\chi}_{d,irr} / \hat{\chi}_d = 0,82$, а $H_c / H_r = 0,9$, что дает удовлетворительное согласование расчета и эксперимента.

Выводы

Петля магнитного гистерезиса, обусловленная исключительно задержкой необратимого смещения 180° -х ДГ, является первичной. Принятую считать основной экспериментальную петлю гистерезиса получают путем наложения на первичную петлю в каждой ее точке обратимых изменений намагниченности.

Параметром, характеризующим максимальную задержку процессов смещения ДГ в ферромагнетике, является релаксационная коэрцитивная сила, а не коэрцитивная сила.

1. Буда Г. В. О соотношении обратимых и необратимых процессов при намагничивании закаленной и отпущенной стали 75Г // Дефектоскопия. — 2009. — № 4. — С. 8–20.
2. Kersten M., Gottschalt P. Einige Versuche über den Einfluss von Eigenspannungen auf Koerzitivkraft und kritische Feldstärke der Barkhausensprünge // Zs. f. techn. Phys. — 1940. — № 12. — P. 345–352.
3. Kersten M. Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft. — Leipzig: Verlag Hirzel, 1943. — 56 s.

*Линия возврата предполагается прямой, касательной к кривой возврата в точке поворота на петле гистерезиса



4. Kersten M. Zur Theorie der ferromagnetischen Hysterese und Anfangspermeabilität // Phys. Zs. — 1943. — № 3/4. — P. 63–67.
5. Kersten M. Über die Bedeutung der Versetzungsdichte für die Theorie der Koerzitivkraft rekristallisierter Werkstoffe // Zs. f. angew. Phys. — 1956. — 8, № 10. — P. 497–502.
6. Кондорский Е. И. К вопросу о природе коэрцитивной силы и необратимых изменений при намагничивании // ЖЭТФ. — 1937. — № 9-10. — С. 1117–1131.
7. Кондорский Е. И. О гистерезисе ферромагнетиков // Там же. — 1940. — № 10. — С. 420–440.
8. Кондорский Е. И. К вопросу о теории коэрцитивной силы сталей // Докл. АН СССР. — 1948. — 63, № 6. — С. 507–510.
9. Кондорский Е. И. К теории коэрцитивной силы мягких сталей // Там же. — 1949. — 63, № 1. — С. 37–40.
10. Кондорский Е. И. К теории коэрцитивной силы и магнитной восприимчивости ферромагнитных порошков (в зависимости от плотности упаковки) // Там же. — 1951. — 80, № 2. — С. 197–200.
11. Кондорский Е. И. Природа высокой коэрцитивной силы мелкодисперсных ферромагнетиков в теории доменной структуры // Изв. АН СССР, Серия физ. — 1952. — 16, № 4. — С. 398–411.
12. Neel L. Effect des cavités et des inclusions sur le champ coercitif // Cahiers de Physique. — 1944. — № 25. — P. 21–44. (Пер. в кн.: Физика магнитных областей / Под ред. С. В. Вонсовского. М.: Иностран. лит., 1951. — С. 215–239.)
13. Neel L. Bases d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif // Ann. Univ. Grenoble. — 1947. — 22. — P. 299–343.
14. Neel L. Magnetisme, le champ coercitif d'une roche ferromagnétique cubique à grain anisotropes // Comptes Rendus. — 1947. — 224. — P. 1550–1560.
15. Neel L. Nouvelle théorie du champ coercitif // Physica. — 1949. — 15, № 1-2. — P. 225–234.
16. Becker R., Doring W. Ferromagnetismus. — Berlin: Springer Verlag, 1939. — P. 339–357.
17. Dijkstra L. I., Wert S. Effekt of Inclusion of Coerzitive Force of Iron // Phys. Rev. — 1950. — 79, № 6. — P. 979–985.
18. Вицена Ф. По поводу связи коэрцитивной силы ферромагнетиков с внутренними напряжениями // Чехосл. физ. журн. — 1954. — № 4. — С. 419–438.
19. Вицена Ф. О влиянии дислокаций на коэрцитивную силу ферромагнетиков // Там же. — 1955. — № 4. — С. 480–501.
20. Malek Z. Die Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der plastischen Deformation // Czech. J. of Physics. — 1957. — 7, № 2. — P. 152–168.
21. Malek Z. A study of the influence of dislokations on some of the magnetic properties of permalloy alloy // Ibid. — 1959. — № 9. — S. 613–626.
22. Kroupa F., Malek Z. Der Einfluss der plastischen Verformung durch Kaltwalzen auf die Koerzitivkraft // Ibid. — 1959. — № 9. — S. 627–637.
23. Pfeiffer K.-H. Mikromagnetische Behandlung zwischen Versetzungen und Blochwänden // Phys. Stat. Sol. — 1967. — 20, № 1. — S. 395–411.
24. Pfeiffer K.-H. Mikromagnetische Behandlung zwischen Versetzungen und Blochwänden // Ibid. — 1967. — 21, № 2. — S. 837–856.
25. Pfeiffer K.-H. Zur Theorie der Koerzitivfeldstärke und Anfangsuszeptibilität // Ibid. — 1967. — 21, № 2. — S. 857–872.
26. Trauble H. Magnetisierungskurve und magnetische Hysterese ferromagnetischer Einkristalle In: Moderne Probleme der Metallphysik, 2, Springer-Verlag. Ed. A. Seeger. — Berlin-Heidelberg-New York, 1996. — S. 157–475.
27. Бида Г. В. Магнитные свойства термоупрочненных сталей и неразрушающий контроль их качества. — М.: Маршрут, 2006. — 304 с.
28. Бида Г. В., Галлиев Р. М. Форма петли гистерезиса в модели перемагничивания ферромагнетиков посредством статистически разновременных необратимых смещений междоменных границ // Дефектоскопия. — 1999. — № 12. — С. 25–36.
29. Влияние неферромагнитных включений и структуры металлической основы на релаксационные магнитные свойства сплава Fe-Cu / Г. В. Бида, Э. С. Горкунов, Н. Ф. Вильданова, Т. П. Царькова // Там же. — 1999. — № 2. — С. 18–30.

Поступила в редакцию
16.03.2011

НОВЫЕ КНИГИ



СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ РЕМОНТА, ВОССТАНОВЛЕНИЯ И РЕНОВАЦИИ.

- Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2012. - 172 с. Мягкий переплет, 200x290 мм. Сборник включает 38 статей, опубликованных в журнале «Автоматическая сварка» за период 2009-2011 гг., по проблемам ремонта, восстановления и реновации изделий ответственного назначения. Авторами статей являются известные в Украине ученые и специалисты в области сварки, наплавки, упрочнения, металлизации и других технологий ревитализации. Сборник предназначен для научных сотрудников, инженеров, технологов, конструкторов и аспирантов, занимающихся проблемами сварки и других родственных технологий обработки материалов.



О.В. БЛОЦКИЙ. ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНА РЕНТГЕНОГРАФІЯ ФАЗОВИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ У МЕТАЛЕВИХ МАТЕРІАЛАХ.

- Киев: Международная ассоциация «Сварка», 2012. - 224 с. Твердый переплет, 165x235 мм. (укр. яз.). В монографии на основе системных исследований изложены впервые разработанные методические основы и результаты исследования особенностей кинетики фазовых превращений в лучах высокотемпературной рентгенографии металлических материалов. Кинематографические съемки осуществлены на оригинальных конструкциях рентгеновского оборудования. Это обеспечило возможность регистрации полиморфных превращений, диффузионных процессов и изучения температурно-временных условий последовательности образования и распада твердых растворов и химических соединений. Показана доминирующая роль и значение изменений химического состава и физического состояния фазовых составляющих сплавов во время термической и химико-термической обработки как средства управления их структурой и свойствами. Для научно-технических работников, разрабатывающих новые материалы и изучающих их строение и свойства, а также преподавателей, аспирантов и студентов вузов соответствующих специальностей.