

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.62

О ВЛИЯНИИ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ЗЕРЕН В ОТОЖЖЕННЫХ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЯХ НА ПРОЦЕССЫ ИХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

© 2024 г. **В. Г. Кулев^a, Е. Ю. Сажина^a, Ю. Я. Реутов^{a,*}**

^aИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: poisk@imp.uran.ru; asija1@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.07.2024 г.

После доработки 27.08.2024 г.

Принята к публикации 30.08.2024 г.

Рассмотрен ряд новых эффектов, обусловленных локальными полями рассеяния зерен отожженных малоуглеродистых сталей при изменении намагниченности по спинке петли гистерезиса. Установлено, что только три составляющие намагниченности определяют характер перемагничивания стали в разных интервалах внутреннего магнитного поля. Показано, что эти составляющие в сумме всегда равны намагниченности насыщения. Учет локальных полей рассеяния зерен сталей приводит к различию внутренних магнитных полей в зернах указанных трех составляющих намагниченности, что объясняет влияние этого эффекта на особенности их перемагничивания. Выполненные эксперименты на образцах из отожженной стали 09Г2 согласуются с результатами теоретических расчетов.

Ключевые слова: внутренние, внешние и размагничающие поля, намагниченность, коэрцитивная сила, дифференциальная магнитная проницаемость, 180-градусные доменные границы, Remagraph C-500

DOI: 10.31857/S0015323024120126, **EDN:** IIFFUW

ВВЕДЕНИЕ

В зернах отожженных малоуглеродистых сталей действуют остаточные напряжения второго рода $\sigma_i^{(2)}$, возникшие при медленном охлаждении от температуры отжига до комнатной температуры. Согласно [2] напряжения $\sigma_i^{(2)}$ эквивалентны всестороннему сжатию и в каждом зерне взаимно уравновешены: величины сжимающих $\sigma_i^{(2)} < 0$ и растягивающих $\sigma_i^{(2)} > 0$ напряжений равны друг другу и занимают по 50% объема каждого зерна стали. В результате магнитоупругая энергия в таком зерне равна нулю, что объясняет отсутствие 90-градусных доменных границ (ДГ) в таких отожженных сталях и, соответственно, тот факт, что в них возможны только 180-градусные ДГ.

Ранее (см., напр., [3]), при описании процессов, происходящих при перемагничивании отожженных малоуглеродистых сталей, обычно не рассматривали возможное влияние на них локальных полей рассеяния, имеющих место в каждом зерне. В работах [4, 5] подробно рассмо-

трены механизмы изменения намагниченности в поликристаллах чистого железа. В частности, в этом случае остаточная намагниченность $M_r = 0.832M_s$ во внутреннем магнитном поле $H_i = 0$, а направления магнитных моментов всех зерен в ОЦК-решетке, характеризуемые углом θ относительно оси ОХ (направления поля, намагничающего образец вдоль длины), занимают конус в пределах 55°. В поле коэрцитивной силы $H_i = H_c$ намагниченность равна нулю. В работе [4] указано также, что при наличии примесей, как это имеет место в малоуглеродистых сталях, величины M_r и H_c изменяются: M_r уменьшается, а H_c , напротив, растет. Конкретного объяснения такому поведению в [4] не было дано.

Между тем, если учсть вклады полей рассеяния двух типов, обусловленные размерами и формой стального образца

$$H_x^{\text{MCT}} = -4\pi N_x^0 M(H_i) = -\beta M, \quad (1)$$

а также локальные поля рассеяния, имеющие место в каждом зерне стали:

$$H_x^{\text{ЛОК}} = -4\pi N_x^* M_s \cos\theta = -\alpha \cos\theta, \quad (2)$$

то общее внутреннее магнитное поле в каждом зерне будет иметь вид:

$$H_i = H_0 - \beta M. \quad (3)$$

В формуле (1) $M_x(H_i)$ — средняя намагниченность образца стали в поле H_i ; N_x^* — локальный коэффициент размагничивания данного зерна вдоль поля H_{0x} (и оси X). Он равен его среднему значению по всем зернам с данным θ . Очевидно, что N_x^* , ввиду большого числа таких зерен, одинаков при любом θ и может быть оценен, исходя из экспериментальных данных. Постоянные α и β введены, чтобы выделить линейную зависимость среднего поля рассеяния от M и локального поля рассеяния от $\cos\theta$.

Поскольку в ферромагнитных поликристаллах локальное поле рассеяния (2) уменьшается в μ_d раз по сравнению с полем рассеяния свободного зерна (об этом см. [5]); здесь $\mu_d >> 1$ диф-

ференциальная проницаемость), то локальные поля (2) малы, и обычно их действием пренебрегают [5]. На самом деле, несмотря на их малость, они могут серьезно повлиять на характер изменений намагниченности в разных интервалах магнитного поля на спинке петли гистерезиса. В частности, они могут изменить величины внутренних магнитных полей в разных компонентах общей намагниченности. Рассмотрению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

1. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования выполнены на ряде образцов отожженной недеформированной стали 09Г2. Здесь приводятся результаты измерений для образцов размером $260 \times 3 \times 2$ мм с постоянной величиной коэффициента размагничивания H_i [6, 7]. Для измерения статических петель гистерезиса $B(H_i)$ и дифференциальной магнитной проницаемости $\mu_d(H_i)$ использована автоматическая компьютеризованная установка Remograph C-500 производства Германии с замкнутой магнитной цепью. Измерения в разомкнутой магнитной цепи выполнены на установке, описанной в работах [8, 9], где перемагничивающее поле создается соленоидом.

Измерения внутреннего поля в образце выполнены на цифровом магнитометре индивидуального изготовления с преобразователем Холла фирмы Sentron, градуированном по аттестованному соленоиду. Магнитометр позволяет измерять постоянные поля в диапазоне ± 5 кА/м с разрешением 10 А/м. Преобразователь Холла располагали в одном миллиметре от поверхности исследуемого образца.

Экспериментальные результаты представлены на рис. 1–3 и в табл. 1 и 2. На рис. 1, рис. 2

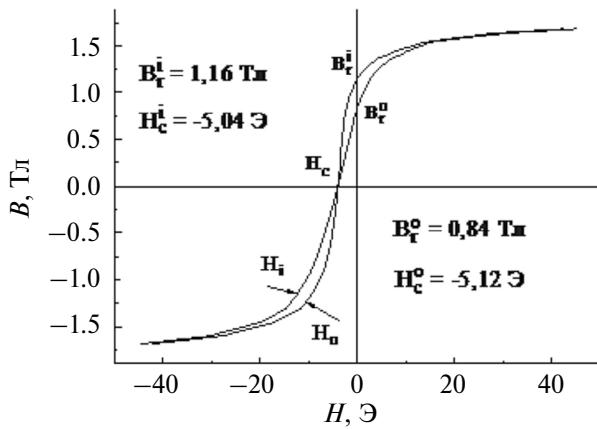


Рис. 1. Спинки петель гистерезиса в зависимости от H_i и H_f .

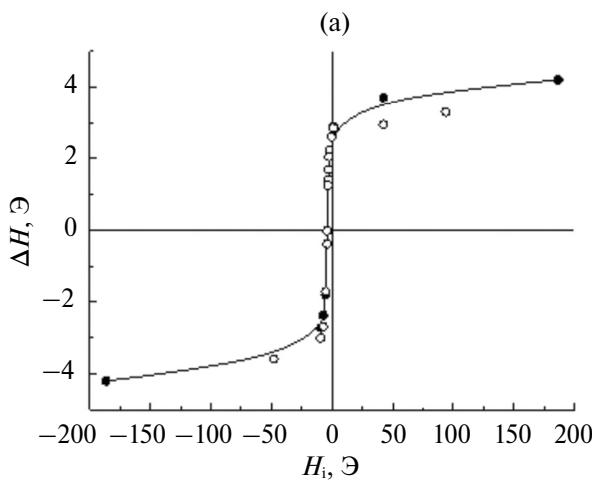


Рис. 2. Зависимости ΔH от H_i и B в отожженном образце стали 09Г2. Сплошные линии представляют собой результат их теоретического определения.

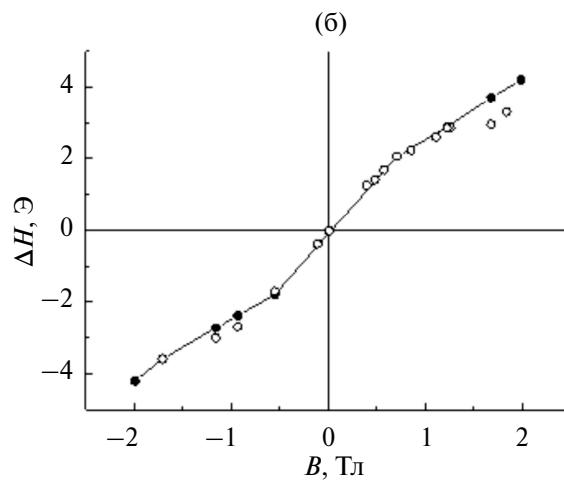
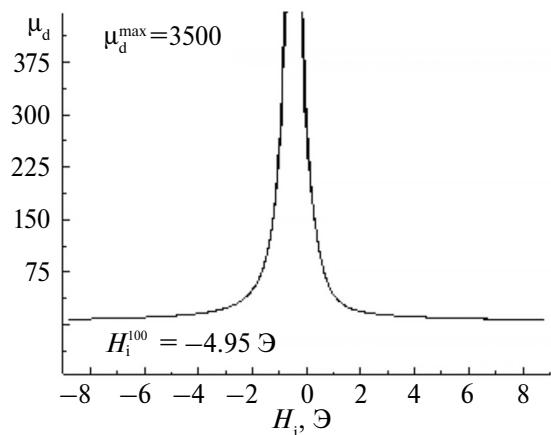


Таблица 1. Изменения магнитных параметров на спинке петли гистерезиса

H_0 , А/м	H_i , А/м	ΔH , А/м	M , кА/м
18 860	18 260	600	125.7
9770	9430	340	116.6
5040	4690	350	86.
3040	2770	270	104.1
1000	740	260	91.4
450	160	290	80.4
220	-40	260	70.8
200	-64	260	68.7
90	-160	250	61.8
0	-220	220	54 400
-70	-280	190	45 200
-180	-320	140	30 800
-400	-400	0	600
-700	-540	-160	-34 900
-1020	-710	-310	-59 400
-1500	-1190	-310	-83 900
-3100	-2800	-300	-101 700
-5060	-4840	-220	-108 500

**Рис. 3.** Пик относительной дифференциальной магнитной проницаемости отожженной стали 09Г2 в зависимости от H_i .

показаны петли гистерезиса в функции внешнего и внутреннего полей.

2. РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА РАЗНЫХ УЧАСТКАХ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА

Рассмотрим несколько характерных интервалов на спинке петли гистерезиса, где изменяются как механизмы перемагничивания, так и число зерен в разных состояниях. Хорошо известно [4], что при уменьшении поля H_i от его максимально-го значения 18.2 кА/м магнитные моменты зерен обратимо поворачиваются от направления по-

ля (то есть от оси ОХ), стремясь в каждом зерне стали к своему легкому направлению [100], наиболее близкому к полю. Всегда имеется поле H_i^0 , в котором магнитные моменты всех зерен стали занимают все легкие направления, наиболее близкие к полю, и представляют собой сферический конус, ограниченный углами $\theta = \pm 55^\circ$. При этом намагниченность равна своему характерному значению $M_0 = 106.5$ кА/м = $0.832M_s$ (в работе [4] эта величина названа M_r). Для нашего образца отожженной стали 09Г2 это состояние достигается в поле $H_i^0 = 4.32$ кА/м. Его особое значение связано с тем, что в полях, меньших этой величины, все магнитные моменты зерен стали находятся в своих легких направлениях типа [100].

При полях ниже 4.32 кА/м намагниченность уменьшается за счет необратимых переворотов магнитных моментов на 180° в части зерен из-за действия локальных полей рассеяния обратного знака по сравнению с обычными полями рассеяния (1), (2) [4].

Поля рассеяния обратного знака в малоуглеродистых сталях могут возникать вблизи примесей в условиях уменьшения энергии магнитного поля по сравнению с энергией магнитной анизотропии. Перемагничивание такого типа начинается в зернах с $\theta = 0^\circ$, где значение критического поля такого переворота минимально [4].

В результате образуется обратная магнитная фаза в виде конуса вокруг оси, обратной направлению магнитного поля H_{0x} с $\theta = 180^\circ$ [4], где на-

магнитность $M_{\text{irr}}^- < 0$ занимает конус с углами $(180^\circ \pm \theta_1)$. Этот необратимый процесс имеет место еще до появления 180-градусных ДГ, которые могут появиться при $H_i = 0$ [4] и в рассматриваемом диапазоне полей $4.32 \text{ кA/m} \geq H_i \geq 100 \text{ A/m}$ является единственным механизмом изменения величины намагниченности.

Как представлено в работе [4], средняя обратная намагниченность M_{irr}^- может быть легко вычислена при известных H_i и результирующей намагниченности $M_x(H_i)$. Добавочным упрощением здесь является тот факт, что в этом случае максимальное значение угла θ_1 не превышает 45° . В итоге обратная намагниченность определяется соотношением:

$$M_{\text{irr}}^- = 1.5M_s \sin^2 \theta_1. \quad (4)$$

Выражение (4) является общим выражением для средней обратной намагниченности M_{irr}^- , справедливым в интервале изменения результирующей намагниченности $M_0 \geq M(H_i) \geq 0$. В качестве примера вычислим с помощью (4) компоненты намагниченности и угол θ_1 в поле $H_i = 100 \text{ A/m}$, где $M = 79 \text{ кA/m} = 0.617 M_s$ (см. табл. 1). Получим:

$$M(H_i) = M_s - 2|M_{\text{irr}}^-| = M_s(1 - 3\sin^2 \theta_1) = 0.617 M_s. \quad (5)$$

Учитывая, что в стали 09Г2 $M_s = 128 \text{ кA/m}$, по формуле (5) получим:

$$\theta_1 = 20.9^\circ; M_{\text{irr}}^- = -24.5 \text{ кA/m}. \quad (6)$$

Вычитая эти два значения 79 кA/m и 24.5 кA/m из M_s , получим $+24.5 \text{ кA/m}$. Это означает, что при возникновении отрицательной намагниченности M_{irr}^- появляется компенсирующая ее намагниченность, которую далее обозначим $M_{\text{ко}}^+$. Всегда $M_{\text{ко}}^+ = |M_{\text{irr}}^-|$.

В итоге во всех точках кривой $M(H_i)$, меньших $M_0 = 106.5 \text{ кA/m}$, общая намагниченность стали разбивается на три компоненты: отрицательная обратная намагниченность $M_{\text{irr}}^- < 0$; равная ей по величине положительная компенсирующая ее намагниченность, которую обозначим $M_{\text{ко}}^+ > 0$; и результирующая измеренная намагниченность $M_x(H_i)$. Сумма этих составляющих всегда равна намагниченности насыщения:

$$|-24.5 \text{ кA/m}| + 24.5 \text{ кA/m} + 79 \text{ кA/m} = M_s = 128 \text{ кA/m}. \quad (7)$$

На рис. 4а показана схема образования отрицательной обратной намагниченности в полях, меньших 4.32 кA/m .

В паре зерен из M_{irr}^- и $M_{\text{ко}}^+$ их общая намагниченность равна нулю (как и магнитная энергия такой пары). В итоге такие пары зерен не дадут вклад как в измеряемую намагниченность $M(H_i)$, так и в величину ΔH . Поля в выражениях (1) и (2) также обращаются в ноль. В итоге, при наличии

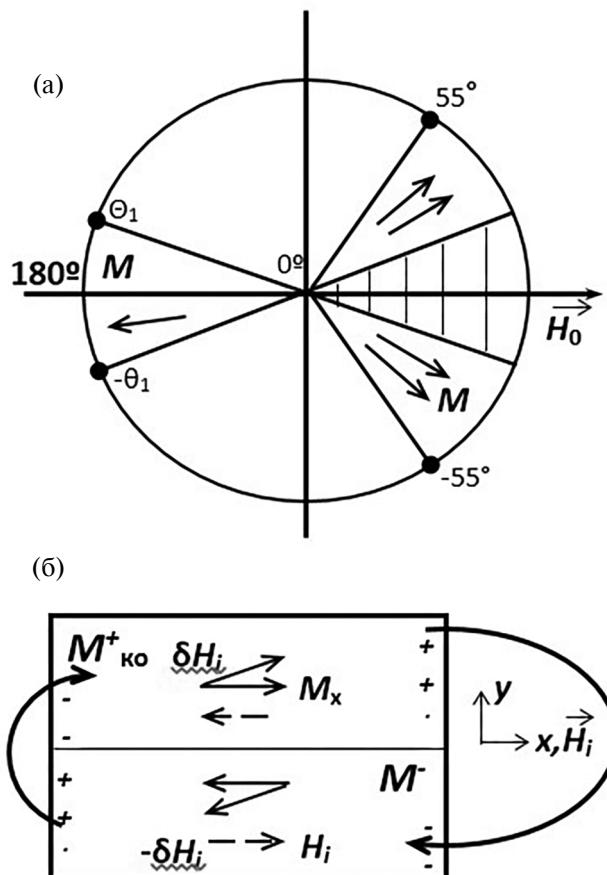


Рис. 4. (а) Схема образования обратной намагниченности $M_{\text{irr}}^- < 0$; (б) схема взаимовлияния полей рассеяния в соседних зернах с M_{irr}^- и с $M_{\text{ко}}^+$ на их результирующие внутренние поля.

обратного конуса со средней намагниченностью $M_{\text{irr}}^- < 0$, результирующее уменьшение намагниченности будет равно ее удвоенной величине (7). Эти процессы начинают реализовываться при полях, меньших $H_i^0 = 43.2 \text{ кA/m}$ и приводят к ряду неожиданных следствий.

Существенно, что внутренние магнитные поля в зернах с тремя видами намагниченности будут отличаться друг от друга. Из-за магнитного взаимодействия намагниченности соседних зерен стали с антипараллельными направлениями намагниченности M_{irr}^- и $M_{\text{ко}}^+$ получим (см. рис. 4б) и [6, 7]) уменьшение магнитного поля в зернах с M_{irr}^- на величину $-\delta H_i$ (где $\delta H_i < H_i$), а в зернах с $M_{\text{ко}}^+$ такое же увеличение внутреннего магнитного поля: $H_i(M_{\text{ко}}^+) = H_i + \delta H_i$. Средние локальные поля рассеяния (3) имеют место только в зернах без 180-градусных ДГ, а их величина H_i имеет промежуточное значение:

$$H_i(M_{\text{irr}}^-) = H_i - \delta H_i < H_i < H_i + \delta H_i. \quad (8)$$

Это обстоятельство определит характер перемагничивания стали при меньших полях в

интервале $100 \text{ A/m} > H_i > -400 \text{ A/m} = H_c^i$, где намагниченность $M(H_i)$ изменяется от 79 kA/m до нуля. Величина δH_i зависит от угла θ и определяется значением намагниченности при данном значении поля H_i .

Решая уравнение (4) в полях H_i , равных -60 ; -160 ; -220 ; -280 ; -300 ; -340 ; -400 A/m , определим поведение всех трех компонент намагниченности: $M(H_i)$; M_{irr}^- ; $M_{\text{ко}}^+$ и угла θ_1 , которое отражено в табл. 2. Из данных таблицы следует, что во всем рассматриваемом интервале полей компенсирующая часть намагниченности в точности равна намагниченности ее отрицательного обратного конуса M_{irr}^- . С уменьшением H_i величина результирующей намагниченности уменьшается, а величины пары намагниченостей M_{irr}^- и $M_{\text{ко}}^+$ согласованно увеличиваются в полном согласии с законом сохранения (7), достигая полного равенства в поле коэрцитивной силы, где:

$$\begin{aligned} M_{\text{irr}}^- = -M_{\text{ко}}^+ &= -0.5 M_s = -64 \text{ kA/m}; \\ M_{\text{irr}}^- + M_{\text{ко}}^+ &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда следует, что в интервале $100 > H_i > -400 \text{ A/m}$ из-за различия величин H_i (9) во всех зернах, отвечающих за отмеченные выше три составляющие намагниченности, не могут возникать 180-градусные ДГ, так как зерна с M_{irr}^- находятся в своем конечном состоянии и далее в этом интервале полей не могут изменяться; зерна с компенсирующей намагниченностью $M_{\text{ко}}^+$ в состоянии, где $M(H_c^i) = 0$, не могут иметь 180-градусных ДГ, и не могут перемагничиваться в силу того, что внутреннее магнитное поле в них больше, чем H_c^i . Нужно увеличить отрицательное магнитное поле H_i , чтобы его величина стала больше коэрцитивной силы в зернах с компенсирующей намагниченностью $M_{\text{ко}}^+$.

Рассмотрим теперь оптимальный способ определения величины ΔH в отожженной малоуглеродистой стали.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ΔH ПРИ УЧЕТЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ H_0 , H_i , M

Анализ данных табл. 1 показывает большой и нерегулярный разброс значений ΔH , особенно в области больших полей. Представим ΔH в виде:

$$\begin{aligned} \Delta H &= \langle \alpha \rangle + \beta M; \quad \langle \alpha \rangle = H_x^{\text{лок}} \langle \cos \theta \rangle; \\ \beta &= 4\pi N_x^0. \end{aligned} \quad (10)$$

Очевидно, что для определения двух величин α и β необходимо использовать на спинке петли гистерезиса две пары значений ΔH и $M(H_i)$. При больших полях погрешности определения H_0 ; H_i ; M велики. В результате разброс значений ΔH может достигать, как показывают оценки,

порядка 50%. Поэтому для правильного определения параметров α и β , а следовательно и ΔH , следует перейти в интервал малых полей (от 100 до -400 A/m), где погрешности определения полей H_0 и H_i не превышают 5 A/m , а погрешность определения ΔH не превышает, соответственно, 10 A/m .

Поэтому для нахождения параметров α , β и ΔH , близких к их истинным значениям, используем ΔH и M в полях $H_i = 0$ и $H_i = -225 \text{ A/m}$ (где $H_0 = 0$) с намагниченностью, равной 73.8 kA/m и 54.4 kA/m . Подставляя эти данные в формулу (10), получим два уравнения для определения α , β , в соответствии с которыми:

$$\langle \alpha \rangle = 75 \text{ A/m}; \quad \beta = 0.00235; \quad N_x^* = 0.0022. \quad (11)$$

Поскольку $\langle \alpha \rangle$ зависит от количества зерен без 180-градусных ДГ, которое известно (при известных H_0 ; H_i ; M), то уравнения (11) открывают возможность определения ее величины в разных интервалах изменения поля H_i . В поле $H_i = 100 \text{ A/m}$ зерна, не содержащие 180-градусные ДГ, разориентированы от 20.9° до 55° . Используя метод вычисления среднего локального поля по (6), получим:

$$\begin{aligned} \langle \alpha \rangle &= 0.77 H_x^{\text{лок}} = 95 \text{ A/m}; \\ H_x^{\text{лок}} &= 123 \text{ A/m} = \max(\langle \alpha \rangle). \end{aligned} \quad (12)$$

В табл. 2 приведены данные по изменению величины $\langle \alpha \rangle$ в отрицательных полях (от -65 A/m до -400 A/m). Видно, что эта величина практически постоянна в интервале от -65 A/m и вплоть до -300 A/m и только потом начинает уменьшаться. Таким образом, начало образования 180-градусных ДГ может иметь место только в интервале полей $-300 \text{ A/m} > H_i > -400 \text{ A/m}$.

Заметим, что величины β и N_x^* являются константами на всех рассмотренных выше интервалах изменения поля H_i , что легко проверить. В частности, при максимальном поле 18.2 kA/m и $M = 124 \text{ kA/m}$ из (10) получим: $\Delta H = 420 \text{ A/m}$. Именно по таким точкам построена прямая на рис. 2б и сплошная кривая на рис. 2а, а точки вокруг этих линий соответствуют полученным экспериментальным данным, на которых отражается влияние погрешностей измерения.

Из табл. 2 видим, что на большей части данного интервала изменения поля от 100 до -400 A/m локальное поле рассеяния практически не изменяется, что свидетельствует об отсутствии 180-градусных ДГ в интервале от 0 до -400 A/m .

Сказанное эквивалентно тому, что намагниченность, связанная с образованием 180-градусных ДГ, в интервале полей $100 \text{ A/m} > H_i > -H_c^i$ пренебрежимо мала и не выходит за пределы погрешности измерений. Это обусловлено превышением внутреннего магнитного поля в зер-

Таблица 2. Изменения локального поля рассеяния в малых отрицательных полях

H_i , А/м эксп.	βM , А/м теор.	ΔH , А/м эксп.	α , А/м теор.	$-M_{\text{ирр}}^-$, кА/м	Θ_1 , град
-60	160	260	100	29.4	20.9
-160	140	250	100	33.04	23.1
-220	130	220	100	36.8	26.0
-280	100	210	100	41.44	27.6
-300	90	170	80	45.68	29.2
-340	60	130	60	51.28	34.0
-400	20	20	10	64	35.3

нах с $M_{\text{ко}}^+$ над стандартной коэрцитивной силой, определяемой при равенстве нулю результирующей намагниченности. Поэтому отрицательные магнитные поля, большие по величине H_c^+ , важны как для образования 180-градусных ДГ, так и для последующих 180-градусных переходов.

4. РАСЧЕТ ПОЛЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ 180-ГРАДУСНЫХ ДГ И ПИКА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Амплитуду пика дифференциальной проницаемости легко оценить по изменению результирующей индукции в данном диапазоне изменения поля. Например, при изменении поля от нуля до -400 А/м индукция изменяется от 73.8 кА/м до нуля, что дает среднее значение относительной дифференциальной проницаемости 2310. Ввиду близости к ее максимальному экспериментальному значению 2500 (см. рис. 3), очевидно, что оно отражает реальное положение дел.

Поле пика кривой $\mu_d(H_i)$ H_i^{180} можно найти из уравнения для 180-градусного перехода, исходя из условия: 180-градусное перемагничивание любого зерна имеет место, когда разность исходной и конечной энергий двух доменов, разделенных 180-градусной ДГ, становится равной энергии ее потенциального барьера (ПБ): $(H_B^{180} M_s)$, см. [12]. В результате общее уравнение для 180-градусного перехода любого зерна с данным θ имеет вид [12]:

$$-2 H_i M_s \cos\theta - 2 N_\perp M_s^2 \sin^2\theta = H_B^{180} M_s. \quad (13)$$

Здесь первое слагаемое это удвоенная энергия внутреннего магнитного поля, вклад в который дают как внешнее магнитное поле, так и параллельные ему поля рассеяния (2), (3); второе слагаемое обусловлено полем рассеяния, перпендикулярным направлению поля H_{0x} , вызванным компонентой намагниченности M_\perp . При 180-градусных переходах эту энергию необходимо учитывать из-за изменения знака $M_\perp(\theta)$.

Из выражения (13) получим общие выражения для поля пика кривой $\mu_d(H_i)$ H_i^{180} и полей образования 180-градусных ДГ H_i^0 :

$$H_i^{180} = -(H_B^{180}/2\cos\theta) - (N_\perp M_s \sin^2\theta)/(\cos\theta), \quad (14)$$

$$H_i^0 = -(N_\perp M_s \sin^2\theta)/(\cos\theta). \quad (15)$$

В случае отожженной стали, когда отсутствуют остаточные сжимающие напряжения первого рода, можно не учитывать эффекты разбиения зерен стали на ансамбли с большеугловыми и малоугловыми соседствами [8, 9]. Это определяет выбор угла θ : наибольшее число зерен находится в сферическом конусе при $\theta = 55^\circ$, и именно оно определяет поле пика кривой $\mu_d(H_i)$. С учетом этого окончательно получим:

$$H_i^{180} = -H_B^{180} - 320 \text{ (А/м).} \quad (16)$$

Конкретное значение поля пика (16) зависит от величины поля ПБ. В работе [13] был разработан метод определения величины H_B^{180} на примере стали Ст3, которая по магнитным свойствам близка к стали 09Г2. В [13] было получено $H_B^{180} = 100$ А/м. Если подставить это значение в (16), то получим: $H_i^{180} = -420$ А/м, в то время как на опыте $H_i^{180} = 370$ А/м (рис. 3), что достаточно близко к опыту. Как следует из (14), при других θ поля $H_i^{180}(\theta)$ уменьшаются вплоть до -87 А/м при $\theta=0$.

Поля образования 180-градусных ДГ определяются соотношением (15), исходя из равенства энергий двух доменов данного зерна стали с данным θ : они изменяются от $H_i^0 = 0$ при $\theta = 0^\circ$ до $H_i^0 = -330$ А/м при $\theta = 55^\circ$. Отсюда следует, что в интервале полей от -400 до 950 А/м из-за наложения полей пиков на поля образования 180-градусных ДГ зерен стали с разными θ характер изменения величины суммарных локальных полей рассеяния (величины α из (12)) будет резко отличаться от данных табл. 2. В результате, в этом интервале нельзя достаточно точно определить постоянные α и β , как это было сделано выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В экспериментальной части работы были получены петли магнитного гистерезиса отожженной стали 09Г2 (как в функции внутреннего $M(H_i)$, так внешнего $M(H_{0x})$ полей; разности этих полей ΔH в зависимости от H_i и B ; определено поле пика дифференциальной магнитной проницаемости H_i^{180} .

2. Рассчитаны необратимые перевороты магнитных моментов части зерен на 180° , создающие отрицательную намагниченность $M_{irr}^- < 0$; доказано, что одновременно с ней возникает компенсирующая ее и равная ей по величине намагниченность M_{ko}^+ ; в результате в общем случае регистрируемая на опыте намагниченность определяется суммой трех вкладов: $M_{irr}^- < 0$, равной ей по величине $M_{ko}^+ > 0$ и результирующей намагниченности $M(H_i)$. В последнем случае зерна не содержат 180-градусных ДГ. Сумма этих намагниченностей всегда равна M_s .

3. Взаимодействие зерен, создающих антипараллельные намагниченности M_{irr}^- и M_{ko}^+ , приведет к отличию внутренних полей в них от среднего поля H_i : поле в зернах с M_{irr}^- будет меньше H_i на величину δH_i , а поле в зернах из ансамбля M_{ko}^+ будет больше на такую же величину. При этом среднее поле H_i определяется зернами без 180-градусных ДГ, создающих результирующую намагниченность $M(H_i)$. Эти отличия повлияют на особенности перемагничивания стали в интервале полей от 100 до -400 А/м, так как в нем не происходит как образования, так и смещения 180-градусных ДГ. Эти процессы могут происходить только при полях, меньших коэрцитивной силы $H_i < H_c^i$. Вначале происходит образование 180-градусных ДГ в зернах с M_{ko}^+ , а затем происходят 180-градусные переходы в этих зернах. В результате процесс перемагничивания завершится в поле $H_i = -950$ А/м, когда намагниченность равна 1.24 Т (как в поле 100 А/м). Далее с ростом величины H_i снова будут идти необратимые перевороты на 180° до поля -4.72 кА/м, где намагниченность равна характерной величине $M^0 = -0.832M_s = -106.4$ кА/м.

4. Анализ выражений для определения полей пиков магнитной проницаемости H_i^{180} и полей образования 180-градусных ДГ H_i^0 показал, что в интервале полей от -400 до -950 А/м, где возникают 180-градусные ДГ и их переходы, эти два вида полей при разных θ накладываются друг на друга, благодаря чему здесь затруднительно

оценить постоянные α , β и величину ΔH , как это было сделано в интервале полей от 100 до -400 А/м (см. табл. 2), где были зерна без 180-градусных ДГ.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России тема «Диагностика», №122021000030-1.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. Т. 2. 422 с.
2. Ландау Л.Д., Лишиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
3. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 784 с.
4. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.
5. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. М.: Мир, 1983. 302 с.
6. Рейтов Ю.Я. Инверсия виртуального размагничивающего коэффициента при локальном намагничивании // Электричество. 2016. № 12. С. 44–49.
7. Зацепин Н.Н., Щербинин В.Е. К расчету магнитостатического поля поверхностных дефектов. 1. Топография полей моделей дефектов // Дефектоскопия. 1973. № 4. С. 95–101.
8. Кулев В.Г., Сташков А.Н., Царькова Т.П., Ничипурук А.П. Экспериментальное нахождение полей необратимых смещений 90-градусных доменных границ в пластически деформированных малоуглеродистых сталях // Дефектоскопия. 2018. № 10. С. 36–41.
9. Кулев В.Г., Дегтярев М.В., Сташков А.Н., Ничипурук А.П. О физической природе пиков дифференциальной магнитной проницаемости в пластически деформированных малоуглеродистых сталях // ФММ. 2019. Т. 120. № 2. С. 137–143.
10. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.: ОГИЗ, 1948. 816 с.
11. Schneider C.S., Semskens E.A. Vibration induced magnetization // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 2425–2427.
12. Иванаев Д. Неразрушающий магнитный метод определения остаточных напряжений // Хихакай кэнса. 1974. Т. 23. № 3. С. 147–154.
13. Кулев В.Г. О влиянии постоянного тока в стальном стержне на зависимость магнитной проницаемости от перемагничивающего поля // Diagnostics, Resourse and Mechanics of Mater. Structures – Issue. 2021. V. 6. P. 70–78.

ON THE INFLUENCE OF LOCAL GRAIN SCATTERING FIELDS IN ANNEALED LOW-CARBON STEELS ON THEIR MAGNETIZATION REVERSAL PROCESSES

V. G. Kuleev¹, E. Yu. Sazhina¹, and Yu. Ya. Reutov^{1,*}

¹Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108 Russia

**e-mail: poisk@imp.uran.ru; asija1@yandex.ru*

A number of new effects caused by local scattering fields from grains of annealed low-carbon steels with a change in magnetization along the back of the hysteresis loop are considered. It is established that only three magnetization components determine the nature of steel magnetization reversal in different intervals of the internal magnetic field. It is shown that these components in sum are always equal to the saturation magnetization. Taking into account the local scattering fields from steels grains leads to a difference in the internal magnetic fields in the grains of the above three magnetization components, which explains the influence of this effect on the features of their magnetization reversal. The experiments performed on samples of annealed 09G2 steel agree with the results of theoretical calculations.

Keywords: internal, external and demagnetizing fields, magnetization, coercive force, differential magnetic permeability, 180-degree domain walls, Remagraph C-500