

05

## Влияние остаточных напряжений в стали У8 с грубопластинчатым перлитом на магнитную проницаемость

© В.Г. Кулеев

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
620108 Екатеринбург, Россия  
e-mail: kulejev@imp.uran.ru

Поступило в Редакцию 14 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 20 февраля 2023 г.

Принято к публикации 26 февраля 2023 г.

Рассмотрены физические причины образования пиков той части магнитной проницаемости, которая обусловлена переходами только 90%-ных доменных границ  $\mu_{90}(H_0)$  в деформированной стали У8 с грубопластинчатым перлитом при изменении поля по спинке петли гистерезиса. Учтено, что ориентационные соотношения Петча–Питча между монокристаллическими ферритовыми и цементитными пластинами в каждом зерне стали У8 определяют углы между магнитными моментами этих пластин и, следовательно, появление и возможное изменение локальных полей рассеяния, что может существенно повлиять на величины полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$ . Получены теоретические выражения для этих полей, необходимые для определения остаточных сжимающих напряжений и оценки значений локальных полей рассеяния в ферритных частях деформированных зерен стали У8.

**Ключевые слова:** остаточные напряжения сжатия, магнитная проницаемость, 90%-ные доменные границы, зерна стали с большеугловыми и малоугловыми границами, ориентационные соотношения Петча–Питча.

DOI: 10.21883/JTF.2023.05.55458.273-22

### Введение

Эвтектоидная сталь У8 широко используется в промышленности (см., например, [1,2]), поэтому контроль остаточных сжимающих напряжений  $\sigma_i$  в конструкциях из этой стали имеет важное значение. В зависимости от термообработки она может обладать структурами пластинчатого и глобулярного перлита, имеющие разные свойства. Так, например, сталь со структурой пластинчатого перлита в отличие от стали с глобулярным перлитом имеет повышенную прочность, но низкую пластичность при высокой хрупкости. Ее свойства в значительной мере зависят от расстояния между пластинами феррита и цементита [3,4]. Значительное число работ посвящено пластической деформации перлитных сталей [5], в результате которой в ней возникают большие остаточные сжимающие напряжения, которые могут влиять на остаточный ресурс изделий из стали У8.

В [6] исследовалась чувствительность магнитных свойств к структуре стали У8, но это не было использовано для определения остаточных напряжений.

Авторы [7–9] попытались связать изменения магнитных свойств стали У8 со степенью пластической деформации и процентным содержанием углерода: они исследовали изменения петель гистерезиса, полевых зависимостей дифференциальной и обратимой магнитных проницаемостей, остаточной намагниченности, а также магнитострикции. Работы содержат ценные результаты, но тем не менее не касаются вопроса оценки остаточных механических напряжений.

В настоящей работе рассматривается магнитный метод неразрушающего контроля (НК) этих напряжений, основанный на использовании зависимости обратимой магнитной проницаемости от поля  $H_0$  при изменении последнего по спинке петли гистерезиса. Учитывается, что в стали У8 с грубопластинчатым перлитом каждое зерно этой стали представляет собой чередование монокристаллических пластин феррита F и цементита C с определенными ориентационными соотношениями (ОС) между их осями [1,2]. Далее мы будем ориентироваться на ОС Петча–Питча (ОС ПП), как наиболее вероятные в случае грубопластинчатого перлита [10], а в магнитной проницаемости  $\mu(H)$  на ее часть, обусловленную необратимыми переходами только 90-градусных доменных границ (ДГ) при изменении магнитного поля по спинке петли гистерезиса:  $\mu_{90}(H_0)$ . Способ такого выделения  $\mu_{90}(H_0)$  из общей кривой  $\mu(H_0)$  разработан в работах [11,12].

В области полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  магнитные моменты феррита ( $M_F$ ) и цементита ( $M_C$ ) ориентированы каждый в своих легких направлениях:  $M_F$  в направлении  $[100]_f$ , где модуль Юнга  $E_{100}$ , согласно [13], минимален. У C минимален модуль Юнга ( $E_{011}$ )<sub>c</sub>, и по аналогии с F можно предположить, что это направление в C также является легкой осью его магнитного момента. В этом случае угол между векторами  $M_C$  и  $M_F$  равен  $23.7^\circ$  согласно [14]. Так как у нас нет точного экспериментального подтверждения, полученного из магнитных измерений, того факта, что легкое направление магнитного момента  $M_C$  ориентировано вдоль оси  $[011]$ , то далее обозначим этот угол  $\alpha$ . Заметим, что у этого угла возможна двоякая

роль: в принципе возможна ситуация, когда в процессе деформации направление легкой оси в перлите может измениться. Тогда это приведет к изменению полей рассеяния и вследствие этого к изменению полей пиков магнитной проницаемости. В этом случае исследуемые здесь явления будут интересны и для металловедов.

В результате ОС ПП определяют исходный угол между моментами  $M_f$  и  $M_c$ , как и компоненты этих векторов, перпендикулярные плоскостям раздела пластин F и C:  $M_f^\perp$  и  $M_c^\perp$ , определяющие соответствующие поля рассеяния.

Так как C является магнитожегким ферромагнетиком [6], то в области полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  вектор  $M_c$ , в отличие от  $M_f$ , не должен изменять своего направления. В то же время любой необратимый 90-градусный переход вектора  $M_f$  в пластинах феррита должен сопровождаться изменением на 90° угла между моментами  $M_f$  и  $M_c$  и, следовательно, локального поля рассеяния в данном зерне стали.

В результате к величинам полей пиков, определяемым остаточными напряжениями (как это имело место в малоуглеродистых сталях [11,12]), добавляются вклады от локальных полей рассеяния  $H_{MST}$ , вызванных магнитными зарядами на границах раздела пластин F и C. Определение вкладов остаточных напряжений и полей рассеяния по экспериментально полученным значениям полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  в деформированных сталях У8 с грубопластинчатым перлитом и является главной задачей настоящей работы.

## 1. Условия появления остаточных сжимающих напряжений

Остаточные сжимающие напряжения первого рода  $\sigma_i < 0$  образуются в каждой паре зерен „1“ и „2“ с большеугловой границей (LAB — large-angle boundaries) [15] и в том из них, в котором модуль Юнга больше: т.е. при  $E_2 > E_1$  в зерне 2 (речь здесь идет естественно о ферритных частях этих зерен с  $E_2$  с углом между полем и  $M_f$ , равным  $\theta_2$ ) Причиной этого является тот факт, что в любой паре зерен с LAB при действии или снятии упругих напряжений имеет место всегда одна и та же упругая деформация [11,12,15]. В результате имеем

$$\begin{aligned}\sigma_i(\varepsilon_{pl}) &= -\varepsilon'_u[E(\theta_2) - E(\theta_1)], \\ \varepsilon_u &= \sigma_Y(\varepsilon_{pl})/E^*; \quad \varepsilon'_u = \sigma_i^m/E^*.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_u$  — полная деформация разгрузки после пластического растяжения,  $\varepsilon'_u$  — та ее часть, которая связана с максимальными значениями остаточных сжимающих напряжений первого рода,  $E^*$  — средний модуль Юнга поликристалла стали У8,  $\theta_2 > \theta_1$  — углы легких осей  $M_f$  в пластинах F с магнитным полем в любой паре зерен с LAB,  $\varepsilon_{pl}$  — пластическая деформация. Для упрощения последующих расчетов, следуя [11],

используем линейную аппроксимацию зависимости  $E(\theta)$  вида

$$E(\theta) = E_{100} + \gamma\theta, \quad (2)$$

где  $\gamma$  — коэффициент, определяемый с учетом величины  $E_{111}$  в железе. Формула (2) справедлива с точностью до 4%, что вполне приемлемо для наших целей. С учетом (2) выражение (1) заметно упрощается [11]:

$$\sigma_i(\varepsilon_{pl}) = -\varepsilon'_u\gamma(\theta_2 - \theta_1) = -\varepsilon'_u\gamma\Delta\theta. \quad (3)$$

Величина  $\Delta\theta$  в общем случае изменяется от 0° до 55° (в ОЦК решетке железа). В этот интервал входят все зерна стали: и с LAB, и с LoAB (low-angle boundaries), т.е. с большеугловыми и малоугловыми границами [15]. Как следует из анализа диаграмм парных соседств [11], ансамбли этих зерен с LAB и LoAB в поликристалле стали разделяет значение  $\Delta\theta = \Delta\theta_{LAB} = 18.3^\circ$ ; в итоге общий интервал изменения величины  $\Delta\theta$  и углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  в зернах с LAB равен

$$18.3^\circ \leq \Delta\theta \leq 55^\circ, \quad 18.3^\circ \leq \theta_2 \leq 55^\circ, \quad 0^\circ \leq \theta_1 \leq 36.6^\circ. \quad (4)$$

Согласно (3), (4), при  $\Delta\theta = 55^\circ$  остаточные напряжения максимальны  $\sigma_i^{\max}$ , с уменьшением  $\Delta\theta$  они также уменьшаются, а при  $\Delta\theta = \Delta\theta_{LAB}$  они равны одной трети от этой величины [11,12]. С другой стороны, при уменьшении  $\Delta\theta$  от 55° число пар зерен с LAB растет квадратично с  $\Delta\theta$  и при  $\Delta\theta = \Delta\theta_{LAB}$  достигает своего максимального значения [11], т.е.

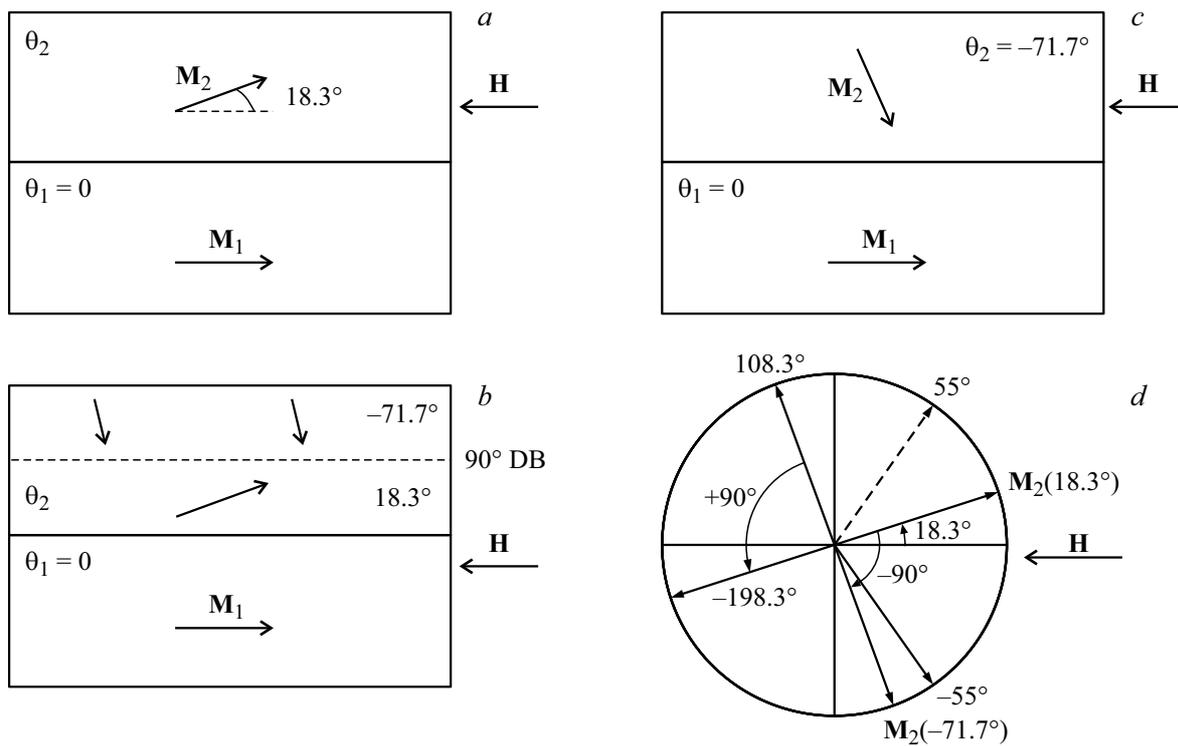
$$\sigma_i(\Delta\theta_{LAB}) = \sigma_i^m/3, \quad N_{LAB} = A(55^\circ - \Delta\theta_{LAB})^2. \quad (5)$$

Здесь  $A$  — коэффициент пропорциональности, а  $N_{LAB}$  — число пар зерен с LAB, которое достигает максимума при  $\Delta\theta = \Delta\theta_{LAB}$ . Именно это обстоятельство объясняет наличие двух пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  при  $H_0 = H_1 > 0$  и  $H_0 = H_2 < 0$ , по которым в деформированной стали Ст3 определялись соответствующие величины  $\sigma_i(\Delta\theta_{LAB})$  [11].

Этот механизм появления остаточных сжимающих напряжений в стали после ее пластического растяжения, как и местоположения максимумов кривой  $\mu_{90}(H_0)$  (по  $H$ ) полностью справедлив и для стали У8 с грубопластинчатым перлитом. Основное отличие от малоуглеродистой стали Ст3 заключается в наличии во всех зернах стали У8 монокристаллических слоев F и C, обладающих разными магнитными и механическими свойствами и строго определенным углом между их магнитными моментами  $M_f$  и  $M_c$ , каждый из которых ориентирован вдоль своих легких осей.

## 2. Результаты и их обсуждение

Ниже нас будут интересовать только поля пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  ( $H_1 > 0$  и  $H_2 < 0$ ), имеющие место для зерен с LAB и при  $\Delta\theta = \Delta\theta_{LAB}$ . Выпишем с учетом этого



**Рис. 1.** Схематически представлены: *a* — исходное бездомненное состояние пары зерен с  $\theta_2 = 18.3^\circ$  и  $\theta_1 = 0^\circ$ ; *b* — зерно с  $\theta_2$  при наличии 90-градусной ДГ; *c* — конечное бездомненное состояние с  $\theta_2 = -71.7^\circ$  и  $\theta_1 = 0^\circ$ ; *d* — сечение сферического конуса  $\pm 55^\circ$  со схемой 90-градусных переходов из угла  $\theta_2 = 18.3^\circ$ .

исходные углы между векторами  $\mathbf{M}_f$ ,  $\mathbf{M}_c$ ,  $\mathbf{H}$ , следующие из ОС ПП:

$$\begin{aligned} \angle \mathbf{M}_f, \mathbf{M}_c &= \alpha, \quad \angle \mathbf{M}_f, \mathbf{H}_0 = 18.3^\circ, \\ \angle \mathbf{H}_0, (001)_c &= 108.3^\circ - \alpha. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая вышесказанное, в (6) не конкретизируется значение угла между векторами  $\mathbf{M}_f$  и  $\mathbf{M}_c$ ; в окончательных выражениях для полей пиков вместо угла  $\alpha$  может быть подставлено любое его конкретное значение, в том числе и значение  $\alpha = 23.7^\circ$ ;  $(001)_c$  — плоскость пластин (С). Отметим еще, что ориентация внешнего поля  $\mathbf{H}_0$ , фиксируемого на опыте, сохраняется постоянной при всех 90-градусных переходах  $\mathbf{M}_f$ .

Из всего диапазона изменения угла  $\theta_2$  (5) расчеты проводятся только для  $\theta_2 = 18.3^\circ$ , единственного значения, отвечающего пику кривой  $\mu_{90}(H_0)$ . При других его значениях из (5) изменение намагиченности при 90-градусных переходах существенно меньше, чем при  $\theta_2 = 18.3^\circ$ , и дает вклад только в уширение кривой  $\mu_{90}(H_0)$ .

Общая схема 90-градусного перехода магнитного момента  $\mathbf{M}_f$  при  $\mathbf{H} > 0$  приведена на рис. 1.

На рис. 2 показаны изменения величины перпендикулярной к плоскости раздела пластин составляющей  $\mathbf{M}_f^\perp$ ; создающей магнитные заряды  $q\mathbf{M}_f^\perp$ , где  $q = \pm 1$ . Последние считаются положительными, если вектор

$\mathbf{M}_f^\perp$  направлен на плоскость раздела пластин F и С и отрицательным в обратном случае [16].

Как отмечено выше, вектор  $\mathbf{M}_c$  не изменяет своего направления при 90%-ных переходах  $\mathbf{M}_f$ . А так как уравнения для 90-градусных переходов в F представляют собой равенство разности энергий исходного и конечного состояний энергии потенциального барьера (ПБ) для 90-градусных ДГ [11,12], то магнитные заряды  $q\mathbf{M}_c^\perp$  при таком вычитании энергий взаимно уничтожаются и, следовательно, далее не учитываются.

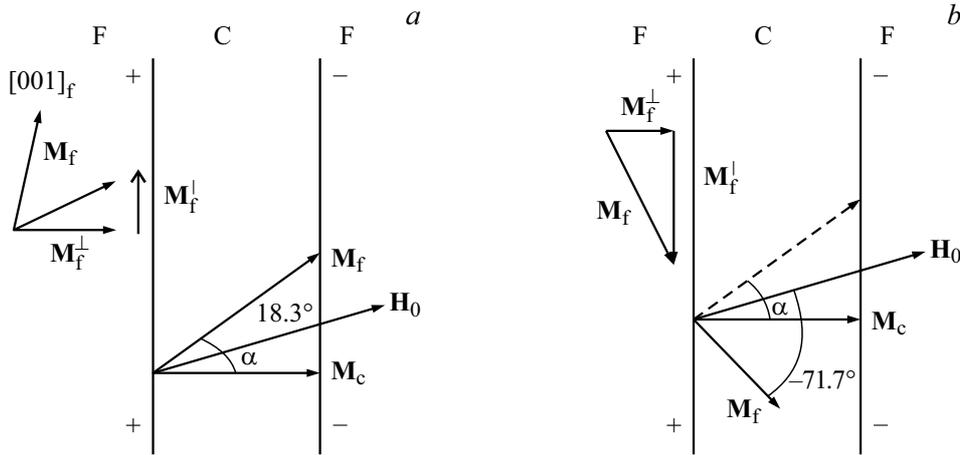
Выпишем выражения для компонент  $\mathbf{M}_f$  в случаях исходного (рис. 1, *a*,  $\theta_2 = 18.3^\circ$ ) и конечного (рис. 1, *b*,  $\theta_2 = -71.7^\circ$ ) состояний для поля первого пика  $H_1$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_f^\perp(\theta_2 = -71.7^\circ) &= M_f \sin \alpha, \quad \mathbf{M}_f^\parallel = -M_f \cos \alpha, \\ q\mathbf{M}_f^\perp(\theta_2 = 18.3^\circ) &= +M_f \cos \alpha, \quad \mathbf{M}_f^\parallel = M_f \sin \alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Действующее магнитное поле поперек пластин F и С изменится по сравнению с  $H_0^\perp$  [16] по закону

$$H_i^\perp = H_0^\perp - N_\perp^* q\mathbf{M}_f^\perp. \quad (8)$$

Здесь  $N_\perp^*$  — эффективный коэффициент размагничивания, который в поликристалле стали У8 гораздо меньше его величины для изолированного зерна с  $\theta_2$  (где  $N_\perp \sim 1$  [16]) из-за влияния полей рассеяния зерен стали, окружающих данную пару зерен с LAB. Его величина может быть определена, если будет найдено



**Рис. 2.** Схема распределения магнитных зарядов на пластинах F и C до (a) и после (b) 90-градусного перехода в стали У8 в зерне с  $\theta_2 = 18.3^\circ$  и  $H_0 > 0$ .

поле рассеяния  $H_{MST}$ . Величина  $q = \pm 1$  определяет знак магнитного заряда и соответственно направление поля рассеяния.

Соотношение (8) для вектора  $H$  эквивалентно переходу в систему координат, связанную с плоскостями раздела пластин F и C. В этой системе энергия магнитного поля  $E_H$  равна

$$E_H = -H_0 \|M_f^\parallel - H_f^\perp M_f^\perp. \quad (9)$$

Величины  $M_f^\parallel$  и  $M_f^\perp$  до и после 90-градусного перехода приведены выше в (7), при этом составляющие поля  $H_0$  не изменяются и в соответствии с (6) равны

$$H_0^\parallel = H_0 \cos(108.3^\circ - \alpha), \quad H_0^\perp = H_0 \sin(108.3^\circ - \alpha). \quad (10)$$

С учетом соотношений (7)–(10) исходная  $E_{INI}$  и конечная  $E_{FIN}$  энергии при первом 90%-ном переходе из  $\theta_2 = 18.3^\circ$  в состояние  $\theta_2 = -71.7^\circ$  равны

$$E_{INI}/M_f = -0.949H_0 + 0.568|H_\sigma| + H_{MST} \cos^2 \alpha, \\ E_{FIN}/M_f = -0.314H_0 - 0.234|H_\sigma| + H_{MST} \sin^2 \alpha. \quad (11)$$

Здесь магнитоупругое  $H_\sigma$  и магнитостатическое  $H_{MST}$  поля равны

$$H_\sigma = -1.5\lambda_{100}\sigma_i/M_S, \quad H_{MST} = N_\perp^* M_f. \quad (12)$$

Приравнивая разность энергий (11) к энергии потенциальных барьеров 90-градусных ДГ, равной  $(H_B^0 M_S)$  [11,12], получим при  $\theta_2 = 18.3^\circ$  уравнение для определения поля пика кривой  $\mu_{90}(H_0)$  ( $H_1 > 0$ ):

$$-0.635H_1 + 0.802|H_\sigma| + \cos^2 \alpha H_{MST} = H_B^0. \quad (13)$$

Аналогичный расчет для поля  $H_2 < 0$  при 90%-ном переходе  $M_f$  из угла  $\theta_2 = 108.3^\circ$  в угол  $198.3^\circ$  дает уравнение для определения поля  $H_2 < 0$ :

$$-0.635H_2 - 0.802|H_\sigma| - \cos^2 \alpha H_{MST} = H_B^0. \quad (14)$$

Уравнения (13), (14) отличаются от соответствующих уравнений для малоуглеродистых сталей [11,12] наличием члена с полем рассеяния. Поля  $H_1$  и  $H_2$  в (11), (12) являются внешними и должны сравниваться с полученными на опыте. Их решения дают теоретические выражения для полей  $H_1$  и  $H_2$ :

$$H_1^{THEOR}(\theta_2 = 18.3^\circ) = 1.263|H_\sigma| + 1.57H_{MST} \cos^2 \alpha - 1.57H_B^0, \\ H_2^{THEOR}(\theta_2 = 108.3^\circ) = -1.263|H_\sigma| - 1.57H_{MST} \cos^2 \alpha - 1.57H_B^0. \quad (15)$$

Введение угла  $\alpha$  в (6) учитывает возможность изменения направления легкой оси в C по мере изменения величины деформации. При возможном изменении угла  $\alpha$  изменится относительный вклад полей рассеяния в поля пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$ , как и сами величины полей пиков. По этому признаку можно зафиксировать сам факт изменения легкой направления вектора  $M_c$  при изменении величины деформации.

Приравнивая в выражениях (15)  $H_B^0$  к нулю, получим уравнения для полей образования 90-градусных ДГ  $H_1^0$  и  $H_2^0$ , которые делят пополам зерно с  $\theta_2$  в каждой паре зерен с LAB (как и в случае малоуглеродистых сталей [11,12]). Последнее соответствует минимуму энергии данного зерна.

Так как в двух уравнениях (15) три неизвестных:  $H_\sigma$ ,  $H_{MST} \cos^2 \alpha$ ,  $H_B^0$ , то они не могут одновременно быть найдены из них. Но форма этих уравнений позволяет найти общее выражение для поля потенциального барьера 90-градусных ДГ  $H_B^0$ :

$$H_B^0 = [H_1(\epsilon_{pl}) + H_2(\epsilon_{pl})]/(3.14). \quad (16)$$

Естественно предполагать, что величины  $H_B^0$  в стали У8 с грубопластинчатым перлитом больше, чем в малоуглеродистых сталях типа Ст3 [11,12] из-за тормозящего

действия множества пластин С в процессе смещения 90-градусных границ в F. Однако для этого нужны экспериментальные значения полей пиков кривых  $\mu_{90}(H_0)$ .

Имеется всего одна работа [17], где проведены такие измерения в стали У8 с грубопластинчатым перлитом. Однако в ней значения  $H_1$  и  $H_2$  при разных значениях  $\varepsilon_{p1}$  не приводятся: авторы [17] привели только значения среднего арифметического из этих значений (без учета знака поля  $H_2$ ) и назвали их магнитоупругими полями  $H_\sigma$ . Это сделано ими без какого-либо физического обоснования несмотря на то, что такое обоснование физической природы появления пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  есть (см. работы [11,12], а также краткое изложение во введении к настоящей работе в разд. 1). Легко доказать неправильность такого „приема“ авторов [17], исходя из полученных ими величин напряжений: например, при  $\varepsilon_{p1} = 8\%$  у них  $\sigma_i = -349$  МПа, в результате максимальное значение этих напряжений должно быть равно  $\sigma_i^m = -1047$  МПа, что намного больше предела прочности этой стали, равного 760 МПа. Это обстоятельство сводит на нет главный результат работы [17], заявленный ее авторами.

Причина этого в том, что авторы не учли механизмов образования остаточных напряжений (1)–(4) и особенностей поведения пар зерен с LAB. Отметим, что авторами [17] учтен способ выделения вклада в магнитную проницаемость только от 90-градусных переходов, разработанный в [11,12] (это „вычитание“ по терминологии [17]).

Учитывая, что в теоретических выражениях для полей  $H_1$  и  $H_2$  (15) имеется три неизвестных, то для их определения помимо полей пиков кривых  $\mu_{90}(H_0)$  требуется проведение добавочных экспериментов по независимому нахождению остаточных напряжений в этих полях. Как показано в [18], из зависимости коэрцитивной силы от упругих растягивающих напряжений  $H_C(\sigma_0 > 0)$  в стали Ст3 можно получить максимальное значение остаточных напряжений  $\sigma_i^{\max}$ , которое, как уже было отмечено выше, в три раза больше значения  $\sigma_i$  при полях пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$ .

Подставив полученное таким образом значение  $\sigma_i$  в выражения для полей  $H_1$  и  $H_2$  и приравняв их соответствующим экспериментальным значениям этих полей, можно получить физически обоснованные значения вкладов локальных полей рассеяния  $H_{MST}$ , как и значения  $H_B^{90}$ .

Вышесказанное определяет способ НК остаточных сжимающих напряжений уже на конструкциях из стали У8 с грубопластинчатым перлитом. Для этого на наборе образцов этой стали с разными деформациями следует получить поля пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  и зависимости  $H_C(\sigma_0)$  при каждом данном значении деформаций, что даст нам значения  $\sigma_i^{\max}$  и  $\sigma_i$ . В совокупности эти данные позволят получить кривые зависимостей  $\sigma_i(H_1)$  и  $\sigma_i(H_2)$ . Затем, измеряя поля  $H_1$  и  $H_2$  на конкретных конструкциях из стали У8 и сравнивая их с полученными в лаборатории на образцах стали У8 кривыми, можно

сразу получить интересующие нас величины остаточных сжимающих напряжений.

## Заключение

1. Наличие ориентационных соотношений Петча–Питча между монокристаллическими пластинами F и С в зернах стали У8 с остаточными сжимающими напряжениями приводит к появлению магнитных зарядов на их плоскостях раздела, создающих локальные магнитостатические поля  $H_{MST}$ , которые не зависят от  $\sigma_i$  и могут давать заметный вклад в величины полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$ .

2. Получены теоретические выражения для полей пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$ , зависящие от магнитоупругого и локального магнитостатического полей, а также от поля потенциального барьера смещений 90-градусных ДГ. Структура этих выражений позволяет найти общее выражение для полей  $H_B^{90}$ .

3. Установлено, что для нахождения всех параметров теории  $H_\sigma$ ,  $H_{MST}$ ,  $H_B^{90}$  в стали У8 необходимо проведение добавочных экспериментов. В качестве таковых предлагается зависимость коэрцитивной силы от упругих растягивающих напряжений.

4. Предложен алгоритм определения остаточных напряжений в конструкциях из стали У8 с грубопластинчатым перлитом.

5. Полученные в работе результаты позволяют понять, почему поля пиков кривой  $\mu_{90}(H_0)$  в сталях У8 с глобулярным перлитом при данной деформации всегда меньше их значений в случае грубопластинчатого перлита (см. эти данные в работе [10]): в первом случае из-за эффекта формы поля рассеяния заметно меньше, что и приводит в итоге к меньшему вкладу в поля пиков.

## Благодарность

Автор считает своим долгом выразить благодарность И.Г. Кабановой и В.В. Сагарадзе за помощь в обсуждении некоторых аспектов работы.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема „Диагностика“, № г.р. 122021000030-1).

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.Н. Гриднев, В.Г. Гаврилюк, Ю.Я. Мешков. *Прочность и пластичность холоднодеформированной стали* (Наукова думка, Киев, 1974), 231 с.

- [2] *Цементит в углеродистых сталях*, ред. В.М. Счастливец (Изд-во УМЦ УПИ, Екатеринбург, 2017), 379 с.
- [3] V. Karlsson, G. Linden. *Mater. Sci. Engineer.*, **17**, 153 (1975).
- [4] J. Toribio. *Mater. Sci. Engineer. A*, **387–389**, 227 (2004).
- [5] Zhang Fei, Zhao Yonggang, Tan Yuanbiao, Xiang Xuanming, Jiand Song. *Metals*, **9**, 1133 (2019).  
DOI: 10.3390/met9111133
- [6] I. Alpeter, G. Dobman, M. Kronig, M. Rabung, S. Szielasko. *NDT@E Int.*, **42**, 283 (2009).  
DOI: 10.1016/j.ndteint.2008.11/007
- [7] J.M. Makar, B.K. Tanner. *NDT@E Intern.*, **31**, 117 (1998).  
PII: S0963-8695(97)00008-X
- [8] S.M. Tompson, B.K. Tanner. *J. Magn. Magn. Mater.*, **123**, 283 (1993). DOI: 10.1016/0304-8853(93)90454-A
- [9] J. Toribio. *Mater. Sci. Engineer., A*, **387–389**, 227 (2004).
- [10] Н.И. Медведева. *Ab-initio моделирование свойств цементита, влияние примесей и вакансий*. В сб. *Цементит в углеродистых сталях*, под ред. В.М. Счастливец (Изд-во УМЦ УПИ, Екатеринбург, 2017), с. 10–39.
- [11] В.Г. Кулеев, М.В. Дегтярев, А.Н. Сташков, А.П. Ничипорук. *ФММ*, **120** (2), 137 (2019).  
DOI: 10.1134/S0015323019020104 [V.G. Kuleev, M.V. Degtyarev, A.N. Stashkov, A.P. Nichipuruk. *Phys. Metals Metallography*, **120** (2), 128 (2019).  
DOI: 10.1134/S0031918X19020108]
- [12] В.Г. Кулеев, А.Н. Сташков, Т.П. Царькова, А.П. Ничипорук. *Дефектоскопия*, **10**, 37 (2018).  
DOI: 10.1134/S0130308218100056 [V.G. Kuleev, A.N. Stashkov, T.P. Tsar'kova, A.P. Nichipuruk. *Russ. J. Nondestructive Testing*, **54** (10), 711 (2018).  
DOI: 10.1134/S1061830918100078]
- [13] А.А. Чулкина, А.И. Ульянов, Н.Б. Арсентьева, А.В. Загайнов, Э.С. Горкунов, С.М. Задворкин, В.М. Сомова. *Дефектоскопия*, **7**, 53 (2006). [A.A. Chulkina, A.I. Ulyanov, N.B. Arsent'eva, A.V. Zagainov, E.S. Gorkunov, S.M. Zadvorkin, V.M. Somova. *Russ. J. Nondestructive Testing*, **42** (7), 460 (2006).  
DOI: 10.1134/S1061830906070059]
- [14] К. Эндрюс, Д. Дайсон, К. Киоун. *Электроннограммы и их интерпретации* (Мир, М., 1971), 256 с.
- [15] Г. Гляйтер, Б. Чалмерс. *Большеугольные границы зерен* (Мир, М., 1975), 375 с.
- [16] С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества* (Мир, М., 1983), 302 с.
- [17] A.N. Stashkov, E.A. Scharova, S.V. Afanasiev. *J. Magn. Magn. Mater.*, **546**, 168850, 1–7 (2022).  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168850>
- [18] В.Г. Кулеев, Т.П. Царькова. *ФММ*, **104** (55), 479 (2007).