

01,05

Особенности фазового состава и структуры доэвтектоидной стали, проявляющиеся в поведении намагниченности вблизи магнитного насыщения

© С.В. Комогорцев, С.В. Семенов, С.Н. Варнаков, Д.А. Балаев[†]

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
Красноярск, Россия

[†] E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 28 августа 2021 г.

В окончательной редакции 28 августа 2021 г.

Принята к публикации 3 сентября 2021 г.

Исследование температурной эволюции кривых намагничивания вблизи магнитного насыщения позволяет извлекать новую информацию об особенностях фазового состава и структуры доэвтектоидной стали. Показано, что основной вклад в величину и температурное поведение плотности энергии локальной магнитной анизотропии доэвтектоидной стали обусловлен пластинчатым строением перлита. Особенность температурного поведения энергии локальной магнитной анизотропии наряду с поведением парапроцесса указывает на формирование Mn-замещенного цементита в исследованном образце стали. Наблюдение кроссовера степенных закономерностей в приближении намагниченности к насыщению указывает на формирование двумерных нанонеоднородностей локальной оси легкого намагничивания в пластинах альфа-железа, входящих в состав перлита.

Ключевые слова: намагниченность, сталь, цементит, железо, приближение к намагниченности к насыщению, перлит.

DOI: 10.21883/FTT.2022.01.51827.192

1. Введение

Сталь является одним из лидеров среди материалов, востребованных на практике, поэтому исследование ее структуры и свойств тесно вплетено в историю человечества, науки и техники. Следуя основной парадигме науки о материалах, подробнейшим образом исследованы и продолжают исследоваться структура стали на различных масштабах (от масштаба межатомных расстояний до десятков микрон) и ее связь со свойствами (задача адекватного цитирования здесь выглядит просто невыполнимой, поэтому сошлемся на две из последних монографий, затрагивающих историю и текущее состояние вопроса [1,2]). Новая информация, как и в любой „горячей“ области науки о материалах здесь появляется в связи, с прогрессом измерительной техники, позволяющей применить для анализа структуры либо свойств недоступные ранее, по разным причинам, подходы и методы. Примером, может служить прогресс в применении микроскопических методов, позволяющих находить новое в структуре стали на наномасштабе [3,4].

Магнитоструктурные методы занимают важное место в исследованиях стали и здесь интересные возможности появляются в связи с широким распространением новой высокоточной магнитометрической техники, позволяющей оперативно проводить исследования в высоких полях и широком диапазоне температур. Хорошо известный метод магнитофазового анализа [5] в связи с этим может давать новые возможности при получении инфор-

мации не только о фазовом составе, но и об особенностях микро и наноструктуры [6,7]. Согласно традиционному магнитофазовому анализу, по температурной зависимости намагниченности $M(T)$, можно, как идентифицировать фазу по величине температуры Кюри (например, для классического цементита Fe_3C $T_C = 480$ К), так и оценить ее количество, представляя $M(T)$ как сумму парциальных вкладов в намагниченность от отдельных фаз [5]. Представляет интерес возможность извлекать из магнитных измерений информацию о такой неизменной структурной составляющей стали как перлит. Перлит является продуктом эвтектоидного распада аустенита при сравнительно медленном охлаждении железоуглеродистых сплавов ниже 727°C [1,2] и представляет собой смесь двух фаз: ОЦК-Fe, содержащего от 0.006 до 0.025% углерода и цементита. Пластинчатый перлит, где обе фазы чередуются и имеют форму пластинок, является основным видом перлита в составе доэвтектоидных сталей. В нашей работе мы продемонстрируем, как пластинчатая структура перлита проявляется в результатах магнитометрических измерений и, таким образом, как информация, извлекаемая из таких измерений может быть использована для исследования этой важной структурной составляющей доэвтектоидной стали. Кроме того, в настоящей работе мы продемонстрируем дополнительные возможности исследования доэвтектоидной стали с помощью использования современной магнитометрической техники и развития подходов к обработке данных вблизи магнитного насыщения.

Отметим также, что развитие методов анализа магнитных свойств конструкционных сталей связано еще с одной задачей — необходимостью понимания процессов, происходящих в сталях, работающих в агрессивных средах при высоких температурах, например, в качестве элементов электролитических ванн в производстве алюминия. В этом случае поведение намагниченности материала электролитической ванны важно для контроля и симуляции магнитогидродинамических параметров работы электролизера [8,9].

2. Эксперимент

Исследовался образец конструкционной стали Ст-3 (ГОСТ 380-2005) [10]. Образцы для измерений изготавливались в форме шара массой около 80 мг (при пробоподготовке температура образца не поднималась выше 120°C).

Магнитные измерения (кривые намагничивания $M(H)$ и температурные зависимости намагниченности $M(T)$) проводились на вибрационном магнетометре LakeShore VSM 8604. Зависимости $M(H)$ и $M(T)$ измерялись при повышении температуры. Поскольку при температурах выше 1000 К происходили необратимые превращения, образец отогревался только один раз, после чего измерялся новый образец исходной стали. Перед каждым измерением $M(H)$ проводилось размагничивание образца. Зависимости $M(H)$ (величина магнитного поля) корректировались с учетом фактора формы образца [11].

3. Результаты и обсуждение

3.1. Температурное поведение намагниченности в поле 10 кОе

Температурный ход намагниченности, измеренной в поле $H = 10$ кОе (рис. 1, *a*), отражает как особенности магнитной подсистемы (температура Кюри ОЦК-железа $T_C \approx 1043$ К), так и структурные превращения в стали при высоких температурах (вблизи температуры эвтектоидного превращения стали при $T_e \approx 1000$ К [1,2]). Указанные температуры T_C и T_e отчетливо проявляются на производной dM/dT , приведенной на рис. 1, *b*.

Доэвтектоидная сталь с содержанием углерода $0.14 \div 0.22$ wt.% содержит от 2.2 до 3.4 wt.% цементита. Переход цементита в парамагнитное состояние выше 480 К (температура Кюри классического цементита) [5,12] должен приводить к ступеньке на температурном ходе намагниченности вблизи этой температуры, однако, в пределах доступной точности измерений такая ступенька достоверно не наблюдается. Учитывая, что цементит характеризуется высокой константой магнитокристаллической анизотропии, а также то, что микроструктура перлита способна порождать высокую магнитостатическую локальную магнитную анизотропию, можно предположить, что поле 10 кОе недостаточно

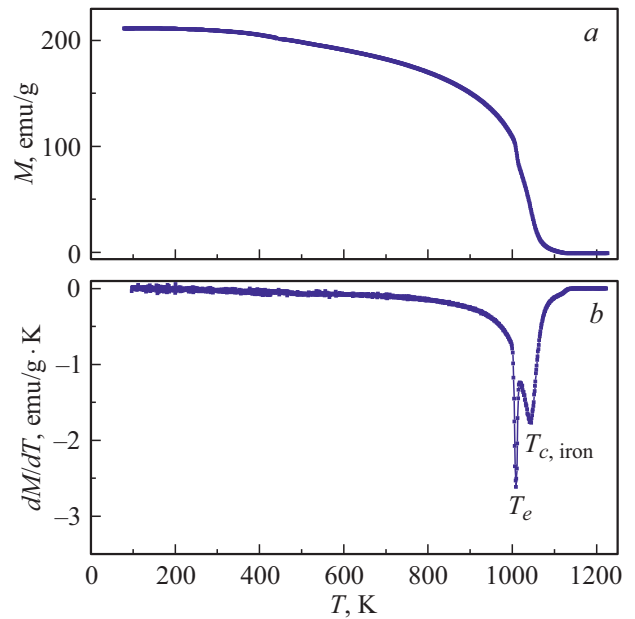


Рис. 1. Температурная зависимость $M(T)$ — (*a*) в поле $H = 10$ кОе и ее производная dM/dT — (*b*) исследованного образца стали.

для полного технического насыщения. Далее, для разрешения этих сомнений, мы анализируем кривые приближения намагниченности к насыщению в различных температурах.

3.2. Приближение намагниченности к насыщению

На рис. 2 представлены кривые намагничивания $M(H)$ в диапазоне температур $80 \div 1200$ К в координатах (H, T, M) . Важно заметить, что в достаточно больших

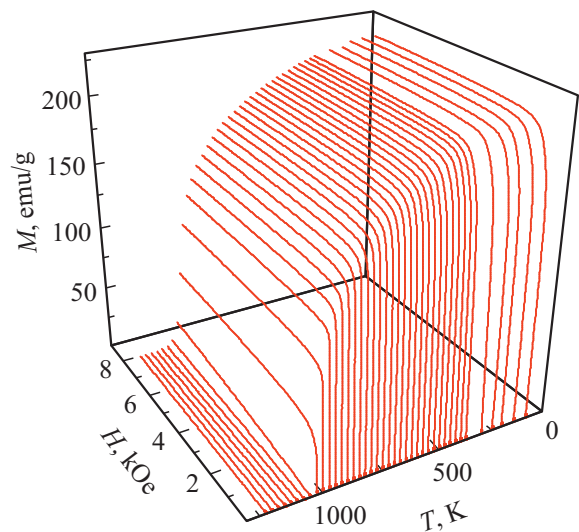


Рис. 2. Кривые намагничивания стали, измеренные при различных температурах.

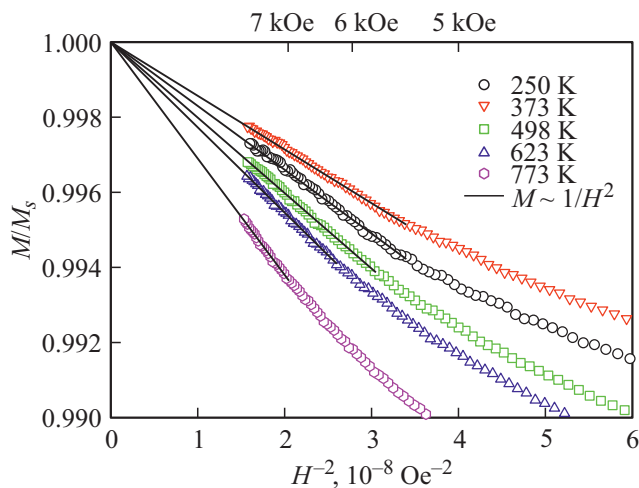


Рис. 3. Предварительный анализ приближения намагниченности к насыщению в координатах (H^{-2}, M) для оценки достаточности уравнения (1) при описании эксперимента.

полях зависимости $M(H)$ имеют тенденцию к выходу на насыщение (постоянное значение намагниченности). При этом наблюдается зависимость

$$M(H) = M_s \cdot (1 - A \cdot H^{-2}), \quad (1)$$

известная как закон приближения к насыщению Н.С. Акулова (в выражении (1) A — константа). Это проиллюстрировано на рис. 3, на котором выборочные репрезентативные зависимости $M(H)$ приведены в координатах (H^{-2}, M) . Соответствие данных прямым линиям на рис. 3 указывает на выполнение зависимости (1). Из выборочных данных рис. 3 видно, что при повышении температуры полевой диапазон выполнения зависимости (1) уменьшается с повышением температуры. Закон Акулова описывает приближение к насыщению ферромагнетика со случайно ориентированной осью легкого намагничивания локальной магнитной анизотропии [13–15] и отражает конкуренцию локальной магнитной анизотропии, связанной с различными неоднородностями структуры и внешнего поля.

Исходя из принципа „бритвы Оккама“ использование уравнения (1) может показаться достаточным для описания кривых намагничивания в высоких полях. Однако, наши попытки такого описания показывают, что диапазон полей, где выполняется такая зависимость, укорачивается при повышении температуры, а коэффициент A увеличивается. Это заставляет усомниться в правильности и достаточности использования только уравнения (1). В действительности, для приближения намагниченности к насыщению в ферромагнитных материалах, в частности, в железе, необходимо учитывать еще одно слагаемое, связанное с магнитной восприимчивостью, так называемый парапроцесс $\chi \cdot H$, индуцируемый в магнитной подсистеме ферромагнетика в результате конкуренции высоких полей и тепловых

флуктуаций [16,17]. В этом случае приближение к насыщению следует описывать более сложным уравнением

$$M(H) = M_s \cdot (1 - A \cdot H^{-2}) + \chi \cdot H. \quad (2)$$

На рис. 4 показано, что учет слагаемого $\chi \cdot H$ увеличивает область полей, где кривая намагничивания спрямляется в координатах (H^{-2}, M) . Кроме того, такое описание приводит к физически разумному снижению коэффициента A с ростом температуры (рис. 7). Промежуточный вывод, следующий из такой работы с данными: приближение намагниченности к насыщению исследуемой стали в диапазоне от 5 до 8 кОе хорошо описывается выражением (2). На рис. 2, где представлены все кривые намагничивания, можно наблюдать возрастание роли второго слагаемого при переходе через температуру Кюри ОЦК-железа, что находит количественное подтверждение в результате предварительного описания данных уравнением (2).

Учитывая вышесказанное, был проведен компьютерный фитинг измеренной кривой $M(H)$ зависимостью (2) в диапазоне полей от 5 до 8 кОе. Этот диапазон также соответствует условию: величина первого нелинейного слагаемого в уравнении (2) не превышает 1% от полного сигнала. Контроль малости слагаемых в уравнении (2) связан с тем, что теоретические выражения, в дальнейшем используемые для анализа данных, получены в предположении малых отклонений намагниченности от полного насыщения. Качество подгонки до температуры 975 К весьма удовлетворительно — отклонение подгоночных кривых от экспериментальных данных однородны и согласуются с величинами случайной погрешности измерений намагниченности (рис. 5). Выше 1043 К, параметр A был настолько мал, что при подгонке уравнением (2) было использовано только второе слагаемое.

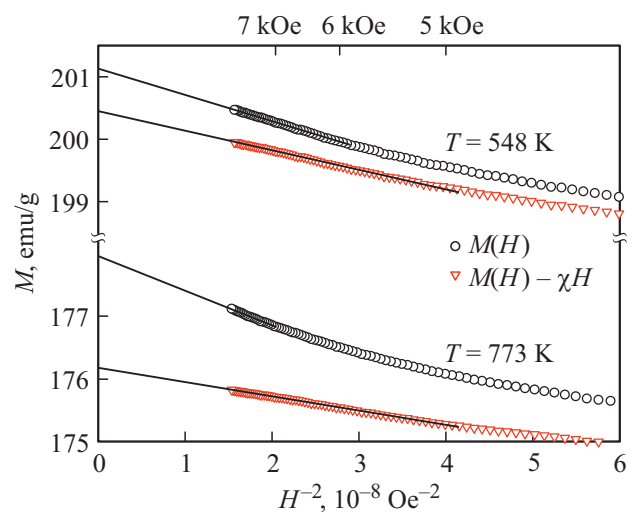


Рис. 4. Эффект учета вклада парапроцесса для описания приближения намагниченности к насыщению.

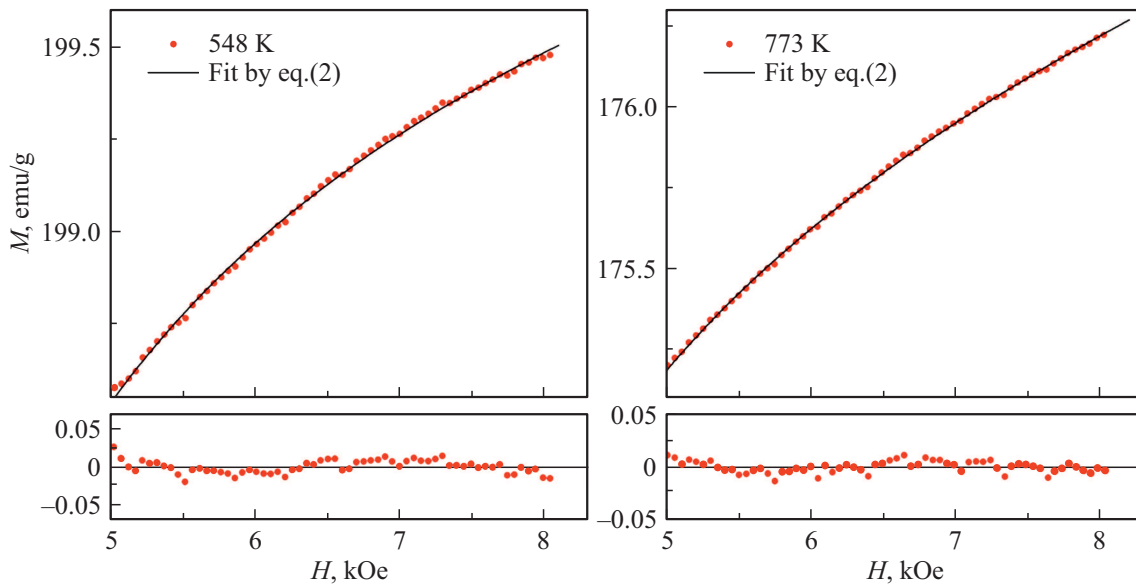


Рис. 5. Фитинг измеренной кривой намагничивания (символы) уравнением (2). На нижних вставках — отклонение измеренной намагниченности от предсказаний уравнения (2).

3.3. Температурная эволюция параметров, характеризующих приближение намагниченности к насыщению и их связь с микроструктурными особенностями стали

Величины подгоночных параметров (M_s , A , χ), полученных в результате фитинга приближения намагниченности к насыщению от 5 до 8 кОе, позволяют проследить изменения в магнитной подсистеме стали с изменением температуры. Величина M_s представляет собой результат экстраполяции процесса технического насыщения к бесконечным полям и может рассматриваться как величина спонтанной намагниченности при данной температуре. На рис. 6 мы сравниваем данные по M_s с предсказаниями формулы

$$M_s = M_{s0} \cdot [1 - s \cdot (T/T_c)^{3/2} - (1 - s) \cdot (T/T_c)^p]^{1/3}, \quad (3)$$

предложенной недавно в работе [18] в качестве универсальной для широкого класса ферромагнитных материалов. В данной формуле предполагается, что низкотемпературное поведение намагниченности следует т.н. закону Блоха $T^{3/2}$ применимость которого для металлов и металлических сплавов обсуждалась ранее и продолжает обсуждаться в последнее время [7,19–23]. Точкой согласия в этих дискуссиях, однако является то, что это поведение должно описываться степенным законом типа $M \propto T^n$, спор касается лишь величины показателя степени ($n = 3/2$ либо 2). Поскольку минимальная температура, при которой мы измеряли кривую намагничивания, составляла 85 К можно считать, что „спорный“ низкотемпературный участок находится вне диапазона полученных данных. В целом, как видно из рис. 6, удастся получить замечательное согласие данных

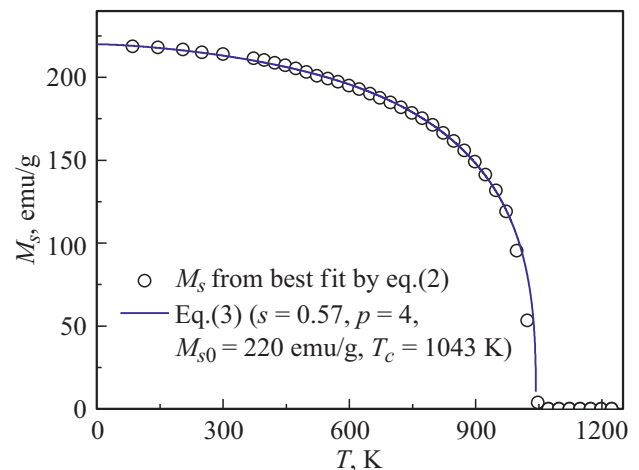


Рис. 6. Температурное поведение намагниченности насыщения стали и его описание уравнением (3).

и предсказаний формулы (3) при выборе подгоночных параметров, приведенных на легенде к рис. 6. Основная весовая доля материала ($\approx 97\%$) представляет собой ОЦК-железо. Это, по-видимому, отражается в том, что величина параметра $p = 4$, совпадает с таковой для чистого Fe, при этом значительно отличаясь от величин для других ферромагнетиков [18]. Параметр $s = 0.57$ несколько отклоняется от параметра для чистого железа ($s = 0.35$), приведенного в [18]. Некоторые отклонения выше 975 К, вероятно, являются следствием частично осуществившегося эвтектоидного превращения в стали (см. п. 3.1 и рис. 1).

Температурное поведение высокополевой магнитной восприимчивости (рис. 7) помимо особенности, свя-

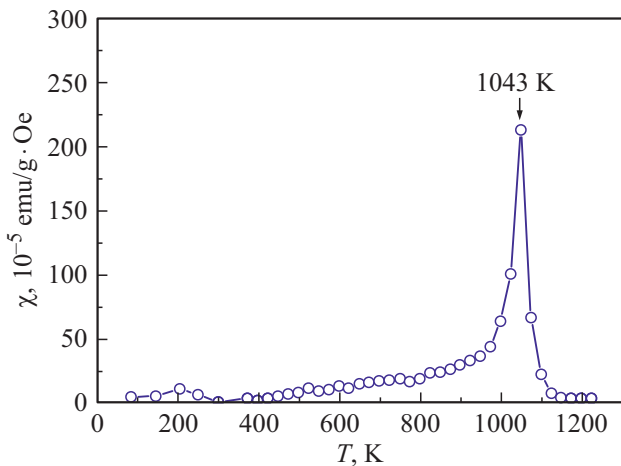


Рис. 7. Температурное поведение высокоуглеродистой магнитной восприимчивости стали.

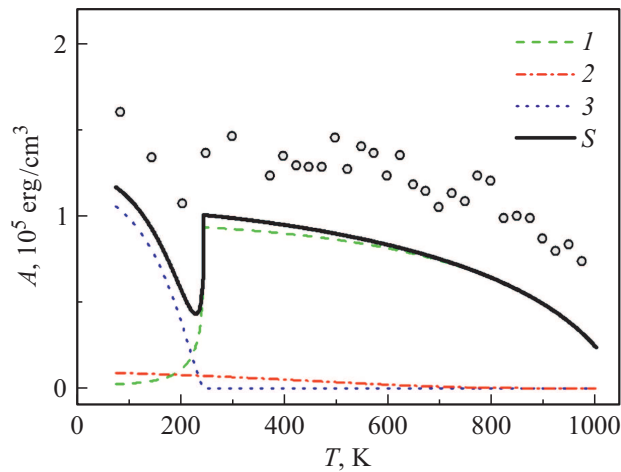


Рис. 8. Температурное поведение коэффициента A , полученное фитингом данных уравнением (2) (символы) и оцененное по уравнению (4) (толстая черная линия — суммарная оценка, тонкие цветные линии — вклады различных слагаемых в уравнении (4): 1 — магнитоэнтатический вклад перлита; 2 — вклад магнитокристаллической анизотропии ОЦК-Fe; 3 — вклад магнитокристаллической анизотропии цементита).

званной с температурой Кюри ОЦК-Fe обнаруживает небольшой пик между 205 и 250 К. Температура Кюри Fe_3C , однако, гораздо выше (около 480 К) [24]. Ниже мы приведем аргументы, что наблюдаемый пик отражает температуру Кюри Mn-замещенного цементита в исследуемом образце стали.

Коэффициент A в выражении (2) является суммарным результатом различных вкладов, приводящих к неоднородности намагниченности в конечном поле, и может рассматриваться как своеобразная мера плотности энергии локальной магнитной анизотропии. Температурное поведение коэффициента A показано на рис. 8. Если, оценить величину A только в виде вклада от магнитокристаллической анизотропии альфа-железа

как $A = \frac{2}{105} H_{a,Fe}^2$ (красная штрихпунктирная линия на рис. 8), оказывается, что измеренные величины A более чем на порядок превосходят эту оценку (для оценки использовали известные данные для ОЦК-Fe [17,25]). Таким образом, в данном случае нельзя, считая, что на альфа-железо приходится основная доля материала (97 wt.%), пренебрегать прочими вкладками, включая вклад цементита. Далее проанализируем зависимость $A(T)$ как сумму следующих вкладов [13,26–30], представляющихся наиболее важными на следующем этапе уточнения нашего анализа поведения $A(T)$:

$$A = \frac{2}{105} H_{a,Fe}^2 (1 - x) + \frac{1}{15} H_{a,Fe_3C}^2 \cdot x + \frac{1}{15} [4\pi(M_{s,Fe} - M_{s,Fe_3C}) \cdot p(1 - p)]^2 \cdot y, \quad (4)$$

здесь x — доля цементита в стали, y — доля перлита в стали (для данного образца стали принято $y = 0.26$), p — доля цементита в составе перлита, $H_{a,Fe}$, H_{a,Fe_3C} — поля магнитокристаллической анизотропии альфа-железа и цементита, $M_{s,Fe}$, M_{s,Fe_3C} — намагниченности насыщения альфа-железа и цементита. Первое и второе слагаемое в выражении (4) дают вклады от магнитокристаллической анизотропии случайно ориентированных кристаллитов альфа-железа и цементита. Различие числовых коэффициентов при этих слагаемых отражает различие симметрии фаз альфа-железа (кубическая 2/105) и цементита (одноосная 1/15) [14]. Третье слагаемое учитывает магнитную анизотропию, вызванную неоднородностью строения перлита (показано схематично справа на рис. 9). Конструкция этого слагаемого отражает идею о том, что пластинчатое строение перлита (рис. 9) должно приводить к неоднородности магнитоэнтатического поля, которое породит локальную магнитную анизотропию, наведенную магнитной анизотропией формы пластин, разностью их намагниченностей и их объемными долями.

Для количественного сравнения экспериментальной зависимости $A(T)$ с выражением (4) мы использовали доступные в литературе константы анизотропии ОЦК-Fe [17,25] и цементита [31,32], а также закон Акулова–Зинера, устанавливающий температурное по-

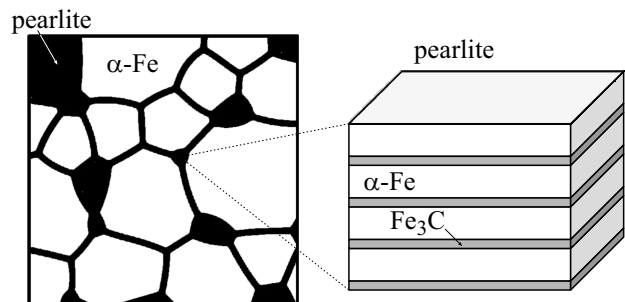


Рис. 9. Схематическое изображение микроструктуры доэвтектоидной стали — справа, строение перлита — слева.

ведение констант анизотропии ферромагнетика и достаточно хорошо согласующийся с экспериментом [17,33]:

$$K(T) = K(0) \cdot (M_s(T)/M_s(0))^m. \quad (5)$$

Поля анизотропии, входящие в уравнение (4), связаны с константами анизотропии как $H_a = 2 \cdot K/M_s$. Показатель $m = 10$ для ОЦК-Fe (кубическая анизотропия) и $m = 3$ для цементита (одноосная анизотропия) [14]. Поведение $M_s(T)$ альфа-железа и цементита оценивали по уравнению (3), используя параметры $M_s(0)$ из [17,25,31,32], для альфа-железа принимали $T_C = 1043$ К, для цементита выбрана $T_C^* = 240$ К (обоснование такого выбора см. ниже), остальные параметры уравнения (3) приняты равными параметрам альфа-железа [18].

Из рис. 8 видно, что суммарное поведение вкладов (выражение (4)) описывает экспериментальные данные с точностью до некоторого постоянного вклада. Также, из рис. 7 видно, что в температурах, превышающих температурный переход цементита в парамагнитное состояние, основной вклад в температурное поведение $A(T)$ дает магнитоэнтальпийский вклад структуры перлита. Кроме того, переход через температуру Кюри цементита неизбежно приводит к скачкообразному изменению вклада, связанного с магнитоэнтальпийской анизотропией перлита, из-за резкого изменения взаимодействия между пластинами ОЦК-железа в структуре перлита. Особенность, связанная с T_C цементита, оказывается в диапазоне 200–250 К, т.е. там же, где наблюдается пик магнитной восприимчивости, см. рис. 7. Причиной столь резкого снижения T_C цементита в сравнении с известной температурой Кюри Fe_3C (480 К) может являться частичное замещение атомов железа атомами марганца. В исследуемой доэвтектоидной стали (Ст-3) марганец является обязательным компонентом (0.4 ÷ 0.65 wt.%). Отрицательная энтальпия формирования Mn_3C (–20 kJ/mole) [34] по модулю значительно выше, чем максимальная энтальпия формирования ОЦК твердых растворов Fe-Mn (–1 kJ/mole) [35]. Это означает, что при формировании перлита в стали Ст-3, когда однородный аустенит должен распасться на цементит и ОЦК-Fe, атомам марганца (первоначально однородно распределенным в аустените), энергетически предпочтительнее войти в состав цементита. Учитывая содержание Mn в исследуемом образце, можно ожидать, что состав Mn-замещенного цементита (Mn_xFe_{1-x})₃C будет варьироваться в пределах $x = 0.11 \div 0.185$. Согласно данным работ [36,37], где исследовались магнитные свойства Mn-замещенного цементита, температуры Кюри при таком уровне замещения должны наблюдаться в диапазоне от 140 до 280 К. Поскольку наблюдаемая на рис. 7 и рис. 8 температура Кюри цементита 200 ÷ 250 К попадает в этот диапазон, можно заключить, что в исследуемом образце стали формируется Mn-замещенный цементит. Этот вывод выглядит неожиданным, в виду того, что добавка марганца в сталях обыкновенного качества

обосновывается необходимостью раскисления (удаления остаточного кислорода) [10,38]. Полученный нами результат означает, что иногда, как это, по-видимому, имеет место в нашем случае, добавка марганца, в следствии малого количества остаточного кислорода, вместо ожидаемого раскисления, встраивается в состав цементита, изменяя при этом его свойства (температура Кюри).

Различие на постоянную величину между данными $A(T)$, полученными из эксперимента, и выражения (4) (см. рис. 8), можно связать с неучтенными в уравнении (4) вкладами. В первую очередь это магнитоупругий вклад, связанный с наличием внутренних напряжений в стали [26,27], далее в перлите характеризующемся развитой межфазной поверхностью можно ожидать вклада в константу локальной магнитной анизотропии от т.н. поверхностной магнитной анизотропии [39,40] и наконец константа магнитокристаллической анизотропии Mn-замещенного цементита может оказаться выше, чем константа анизотропии Fe_3C , использованная для оценки с помощью уравнения (4). Правильный учет этих вкладов требует дополнительных экспериментальных исследований. На данном этапе мы ограничиваемся констатацией хорошего качественного согласия данных и оценки на рис. 8 позволяющей сделать следующие выводы: 1) наблюдаемая особенность (минимум) вблизи $T_C^* \sim 240$ К на $A(T)$ отражает температуру Кюри Mn-замещенного цементита; 2) основной вклад в величину и температурное поведение $A(T)$ выше T_C^* связан с пластинчатым строением перлита. Эти находки также означают, что использованные нами подходы, являются полезным инструментом для анализа состояния перлита в доэвтектоидной стали.

3.4. Кроссовер степенной закономерности приближения намагниченности к насыщению

Для того, чтобы отследить степенные режимы в приближении намагниченности к насыщению, величина $(M_s - (M(H) - \chi \cdot H))/M_s$ (т.н. дисперсия намагниченности [41–43]), согласно уравнению (2), дающая нелинейный вклад в приближение намагниченности к насыщению, представлена на рис. 10 в зависимости от внешнего поля в двойных логарифмических координатах. Отклонение от полного технического насыщения, для данных рис. 10, отложенное по оси ординат не превышает 2%, т.о. основные положения теории приближения намагниченности к насыщению остаются в силе. Участок, описываемый нелинейным слагаемым из уравнения (2) для различных $M(H)$ здесь наблюдается, как прямая линия с тангенсом наклона, равным –2. Также видно, что ниже 4кОе для различных температур (охватывающих практически весь исследованный диапазон температур) наблюдается степенное поведение (прямые линии с тангенсами наклона от –0.75 до –1).

Показатели степени в диапазоне –0.75 ÷ –1, согласно работам [41–44], соответствуют двумерным корреля-

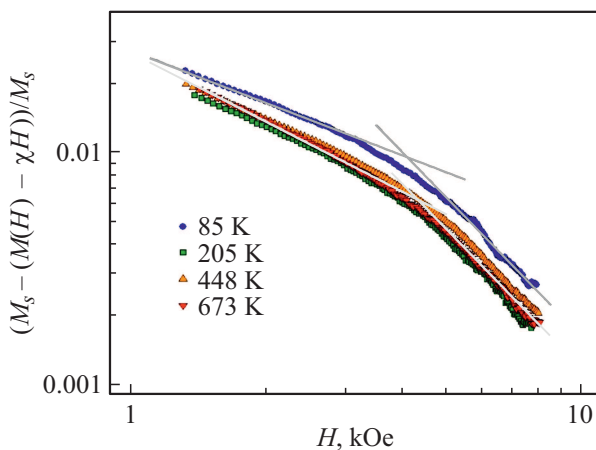


Рис. 10. Степенные закономерности, проявляющиеся в полевом поведении отклонения намагниченности от насыщения (прямолинейные участки).

циям намагниченности. Как показано в п. 3.3, основной вклад в отклонение намагниченности от насыщения возникает от структуры перлита. В этом случае естественно ожидать, что наблюдаемый двумерный характер корреляций намагниченности также будет связан с пластинчатым строением перлита, которое облегчает распространение корреляций в плоскости, но препятствует такому распространению поперек плоскости пластин перлита. Размер структурных неоднородностей — корреляционная длина локальной оси легкого намагничивания — может быть оценен из величины поля $H_R \approx 4.5$ кОе сменны степенных зависимостей, наблюдаемого на рис. 10 как $l_c = \sqrt{2C/(M_s H_R)}$ [43], где $C = 2.1 \cdot 10^{-6}$ эрг/см — константа обменного взаимодействия альфа-железа [20]. Оценка дает $l_c \approx 8$ нм. Столь малый размер означает, что железо в составе пластин перлита структурно неоднородно на наномасштабе. Согласно работам [45,46], в сочетании с наблюдаемыми проявлениями двумерного характера корреляций намагниченности, это также указывает на т.н. анизомерность структурных неоднородностей альфа-железа в составе пластин перлита. Термин анизомерные неоднородности подразумевает, что область однородной ориентации локальной оси легкого намагничивания локализована в двух измерениях на значительно более коротких масштабах, чем в третьем [44]. Для пластин альфа-железа в составе перлита, естественно предположить, что два таких измерения находятся в плоскости пластины, в то время как третье — перпендикулярно ей (сделанная выше оценка $l_c \approx 8$ нм по-видимому относится к размеру неоднородности в плоскости пластины).

4. Заключение

Исследование температурного и полевого поведения намагниченности образца доэвтектоидной стали Ст-3 вблизи магнитного насыщения с помощью современной

магнитометрической техники, позволяет извлекать новую информацию как о поведении магнитной подсистемы, так и об особенностях фазового состава и структуры доэвтектоидной стали (в частности о состоянии перлита в доэвтектоидной стали). Подытожим основные наблюдения и выводы работы, иллюстрирующие это.

На температурной зависимости намагниченности в достаточно большом постоянном внешнем поле ($H = 10$ кОе) наблюдаются особенности, связанные, как с необратимыми превращениями (в окрестности температуры эвтектоидного превращения стали $T_e \approx 1000$ К), так и с обратимым превращением ферромагнетик—парамагнетик при $T_C (\approx 1043$ К).

Описание кривых намагничивания доэвтектоидной стали в области приближения к магнитному насыщению успешно осуществляется с помощью закона Акулова с учетом слагаемого, связанного с парапроцессом, характеризующимся магнитной восприимчивостью χ . Последнее слагаемое вносит большой вклад в намагниченность вблизи температуры Кюри, а магнитная восприимчивость демонстрирует пик при $T_C (\approx 1043$ К). В окрестности $200 \div 250$ К наблюдается еще один пик на зависимости $\chi(T)$. На основе анализа приближения намагниченности к насыщению мы связываем этот пик (вблизи $T_C^* \sim 240$ К) с температурой Кюри замещенного цементита $(Fe, Mn)_3C$, формирующегося в структуре перлита доэвтектоидной стали. Показано, что температурный ход намагниченности насыщения стали успешно описывается универсальным уравнением, предложенным в работе [18]. Магнитостатическая неоднородность, связанная с пластинчатой структурой перлита, дает основной вклад в величину энергии локальной магнитной анизотропии, что приводит к более медленному, в сравнении с чистым железом, приближению намагниченности к техническому насыщению. В окрестности температуры Кюри цементита наблюдается скачкообразное изменение энергии локальной магнитной анизотропии, связанное с резким изменением обменного и диполь-дипольного взаимодействий между пластинами железа и цементита в структуре перлита. Наблюдение смены степенных закономерностей в приближении намагниченности к насыщению указывает на формирование двумерных нанонеоднородностей локальной оси легкого намагничивания в пластинах альфа-железа входящих в состав перлита.

В заключение отметим, что выводы, касающиеся структуры и фазового состава сделанные на основе магнитоструктурных исследований в дальнейшем должны верифицироваться с помощью прямых методов исследования структуры и фазового состава.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-48-242905 р_Енисейская Сибирь „Определение

влияния намагниченности ферромагнетиков на МГД-параметры работы электролизера“.

Магнитные измерения были проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] W. Pepperhoff, M. Acet. Constitution and Magnetism of Iron and its Alloys. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2001). 213 p.
- [2] H. Bhadeshia, R. Honeycombe. Iron-Carbon Equilibrium and Plain Carbon Steels. In: Steels Microstruct. Prop. Elsevier (2017). P. 59–100.
- [3] Y. Li, D. Raabe, M. Herbig, P.-P. Choi, S. Goto, A. Kostka, H. Yarita, C. Borchers, R. Kirchheim. Phys. Rev. Lett. **113**, 106104 (2014).
- [4] M. Reibold, P. Paufler, A.A. Levin, W. Kochmann, N. Pätzke, D.C. Meyer. Nature **444**, 286 (2006).
- [5] Б.А. Апаев. Фазовый магнитный анализ сплавов. Металлургия, М. (1976). 283 с.
- [6] Л.А. Чеканова, Е.А. Денисова, О.А. Гончарова, С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков. ФММ **114**, 136 (2013).
- [7] С.Н. Варнаков, J. Bartolome, J. Sesé, С.Г. Овчинников, С.В. Комогорцев, А.С. Паршин, Г.В. Бондаренко. ФТТ **49**, 1401 (2007).
- [8] M. Dupuis, V. Bojarevics, J. Freibergs. Light Metals TMS (The Minerals, Metals & Materials Society). 453 (2004).
- [9] V. Bojarevics, E. Radionov, Y. Tretiyakov. Light Metals / Ed. O. Martin. The Minerals, Metals & Materials Series. 551–556 (2018). DOI: 10.1007/978-3-319-72284-9_72
- [10] Сталь углеродистая обыкновенного качества (ГОСТ 380-2005), РФ(2008).
- [11] S. Chikazumi. Physics of Ferromagnetism. 2nd ed. (2009). 672 p.
- [12] S.W.J. Smith, W. White, S.G. Barker. Proc. Phys. Soc. London. **24**, 62 (1911).
- [13] N.S. Akulov. Zeitschrift Phys. **69**, 822 (1931).
- [14] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. ЖЭТФ **82**, 1518–1531 (1982).
- [15] R.S. Iskhakov, S.V. Komogortsev. Phys. Met. Metallogr. **112**, 666 (2011).
- [16] К.П. Белов. УФН **65**, 207 (1958).
- [17] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука. М. (1971). 1032 с.
- [18] M.D. Kuz'min. Phys. Rev. Lett. **94**, 107204 (2005).
- [19] В.Р. Khrustalev, A.D. Balaev, V.G. Pozdnyakov. Thin Solid Films **130**, 195 (1985).
- [20] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, А.В. Окотруб, А.Г. Кудашов, В.Л. Кузнецов, Ю.В. Бутенко. Письма в ЖЭТФ **78**, 271 (2003).
- [21] Н.Б. Мельников, Б.И. Резер. ТМФ **181**, 358 (2014).
- [22] D.A. Balaev, S.V. Semenov, S.N. Varnakov, E.Y. Radionov, Y.A. Tretiyakov. J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. **14**, 5 (2021).
- [23] U.Köbler. J. Magn. Magn. Mater. **491**, 165632 (2019).
- [24] Н.К.Д.Н. Bhadeshia. Int. Mater. Rev. **65**, 1 (2020).
- [25] Л.В. Киренский, В.П. Рябинин. Кристаллография **7**, 644 (1962).
- [26] Н.С. Акулов, Л.В. Киренский. ЖТФ **9**, 1145 (1939).
- [27] Л.В. Киренский, Л.И. Слободской. Докл. АН СССР **70**, 809–811 (1950).
- [28] H. Kronmüller, A. Seeger. J. Phys. Chem. Solids **18**, 93 (1961).
- [29] В.В. Парфенов, Ю.П. Лобастов. ФММ **16**, 334 (1963).
- [30] M. Fähnle, H. Kronmüller. J. Magn. Magn. Mater. **8**, 149 (1978).
- [31] S. Yamamoto, T. Terai, T. Fukuda, K. Sato, T. Kakeshita, S. Horii, M. Ito, M. Yonemura. J. Magn. Magn. Mater. **451**, 1 (2018).
- [32] С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, А.Д. Балаев, А.Г. Кудашов, А.В. Окотруб, С.И. Смирнов. ФТТ **49**, 700 (2007).
- [33] C. Zener. Phys. Rev. **96**, 1335 (1954).
- [34] J. Briki, S. Ben Slima. J. Met. **2012**, 1 (2012).
- [35] V.T. Witusiewicz, F. Sommer, E.J. Mittemeijer. Met. Mater. Trans. B **34**, 209 (2003).
- [36] G.P. Huffman, P.R. Errington, R.M. Fisher. Phys. Status Solidi **22**, 473 (1967).
- [37] А.И. Ульянов, А.А. Чулкина, В.А. Волков, Е.П. Елсуков, А.В. Загайнов, А.В. Протасов, И.А. Зыкина. ФММ **113**, 1201 (2012).
- [38] Б.Н. Арзамасов, И.И. Сидорин, Г.Ф. Косолапов. Материаловедение. Машиностроение, М. (1986). 384 с.
- [39] D.A. Balaev, I.S. Poperechny, A.A. Krasikov, K.A. Shaikhutdinov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, A.D. Balaev, S.S. Yakushkin, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov, Y.L. Raikher. J. Appl. Phys. **117**, 063908 (2015).
- [40] D.A. Balaev, I.S. Poperechny, A.A. Krasikov, S.V. Semenov, S.I. Popkov, Y.V. Knyazev, V.L. Kirillov, S.S. Yakushkin, O.N. Martyanov, Y.L. Raikher. J. Phys. D **54**, 275003 (2021).
- [41] H. Hoffmann. J. Appl. Phys. **35**, 1790 (1964).
- [42] K.J. Harte. J. Appl. Phys. **39**, 1503 (1968).
- [43] Р.С. Исхаков, В.А. Игнатченко, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев. Письма в ЖЭТФ **78**, 1142 (2003).
- [44] В.А. Игнатченко. ЖЭТФ **54**, 303 (1968).
- [45] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. ФММ **6**, 75 (1992).
- [46] R.S. Iskhakov, S.V. Komogortsev, A.D. Balaev, A.A. Gavriliuk. J. Magn. Magn. Mater. **374**, 423 (2015).

Редактор Д.В. Жуманов