

СТРУКТУРА,
ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ДИФФУЗИЯ

УДК 669.1'24:537.636

МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ
В СПЛАВАХ Fe–Ni, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ,
МАРГАНЦЕМ И УГЛЕРОДОМ

© 2021 г. И. В. Золотаревский^а, *, М. О. Щетинина^а, А. И. Золотаревский^а

^аНациональный университет “Запорожская политехника”, ул. Жуковского, 64, Запорожье, 69063 Украина

*e-mail: zolotarevsky.i@gmail.com

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 30.09.2020 г.

Принята к публикации 01.10.2020 г.

Обосновывается точка зрения, согласно которой мартенситное превращение в сплавах железа в сильном импульсном магнитном поле осуществляется двумя различными путями. В первом случае оно соответствует уравнению Клапейрона–Клаузиуса и его можно считать “типично структурным фазовым переходом”. Второй путь обусловлен перераспределением сил обменного взаимодействия электронов в решетке ГЦК-фазы под воздействием внешних факторов, увеличивающих межатомное расстояние (магнитострикция парапроцесса). Такой путь превращения можно отнести к “магнитным фазовым переходам первого рода”. В ряде сплавов в магнитном поле может наблюдаться смена “структурного фазового перехода” на “магнитный фазовый переход первого рода”. Высказана гипотеза о том, что мартенситное превращение в некоторых сталях и сплавах железа может происходить по типу “магнитного фазового перехода первого рода” и в отсутствие магнитных полей (при растяжении решетки спонтанной магнитострикцией, легировании углеродом и др.).

Ключевые слова: структурный фазовый переход, магнитные переходы второго и первого рода, сильное импульсное магнитное поле, отрицательное давление, антиферромагнетизм γ -железа

DOI: 10.31857/S001532302102011X

ВВЕДЕНИЕ

Сплавы железа с никелем обладают аномалиями многих физических свойств. Наиболее известной особенностью этих сплавов является свойственное им аномально малое термическое расширение при нагреве. Причина этого явления кроется в том, что высокотемпературная γ -фаза (ГЦК) ниже точки Кюри имеет большую спонтанную магнитострикцию. Изотропное магнитострикционное изменение объема при нагреве или охлаждении компенсирует нормальное термическое изменение объема, и оно становится аномально малым [1].

Второй важной особенностью сплавов железа с никелем является наличие границы стабильности их γ -фазы. При большом содержании железа наблюдается мартенситный $\gamma \rightarrow \alpha$ -переход (ГЦК \rightarrow ОЦК). Этот переход в определенных пределах обратим, но его температурный гистерезис имеет аномально большую величину (~ 400 – 500 K) [2, 3].

Сильное импульсное магнитное поле приводит к смещению температуры $\gamma \rightarrow \alpha$ -перехода в сплавах Fe–Ni [4, 5]. Еще большее смещение мартенситной точки наблюдается в сплавах Fe–Ni с добавкой переходных элементов, таких как мар-

ганец и хром [6–11], которые вместе с γ -Fe в решетке ГЦК могут взаимодействовать антиферромагнитно [1]. Особенно сильно это проявляется при низких температурах.

Сплавы Fe–Ni в γ -фазе также обладают высокой сжимаемостью при всестороннем сжатии и сильной зависимостью обменного интеграла от межатомного расстояния [1, 2, 12]. Учитывая аномально большую спонтанную магнитострикцию, можно утверждать, что они имеют полный набор свойств, характерных для фазовых переходов первого рода, которые именуют “магнитными” [13]. Однако, как правило, магнитные фазовые переходы первого рода имеют малый температурный гистерезис превращения (десятки Кельвинов). Вместе с тем, как было показано в [14, 15], магнитные фазовые переходы первого рода типа антиферромагнетик \leftrightarrow ферромагнетик могут иметь большой гистерезис (более ста Кельвинов). При этом температурный гистерезис значительно уменьшается под давлением или в сильном магнитном поле.

В настоящей работе анализируются известные результаты экспериментальных исследований зависимости критического магнитного поля, приводящего к появлению первых порций мартенси-

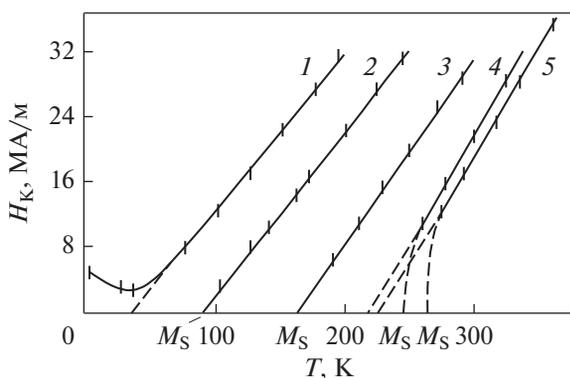


Рис. 1. Зависимость критического магнитного поля от температуры в хромоникелевых сталях [24]: 1 – 67X2H22; 2 – 52X2H20; 3 – 36X2H22; 4 – 52X2H15; 5 – 24X2H22 (M_S – мартенситные точки при охлаждении без поля).

та, от величины смещения мартенситной точки. Выяснение причин большой восприимчивости $\gamma \rightarrow \alpha$ -перехода некоторых сплавов на железо-никелевой основе к сильному магнитному полю, кроме самостоятельного интереса, важно также для решения проблемы двойной кинетики мартенситного превращения в этих сплавах – “изотермической” и “атермической” [16–19].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Влияние сильных импульсных магнитных полей на мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращение (МП) в сталях было обнаружено в работе [20]. Смещение мартенситной точки M_S было объяснено обобщением уравнения Клапейрона–Клаузиуса, учитывая, что изменение термодинамического потенциала в сильном внешнем поле напряженностью H определяется разностью магнитных моментов фаз [21] и изменением упругой энергии вследствие магнитострикционной деформации фаз при парапроцессе [22, 23]. Опыт показывает, что во многих случаях смещение мартенситной точки в магнитном поле пропорционально напряженности критического магнитного поля H_K , как это видно на рис. 1 (кривые 2 и 3), заимствованном из обзорной работы [24]. Это качественно согласуется с теоретическими оценками [21, 23]. Однако приведенные на этом же рисунке экспериментальные кривые 1, 4 и 5, существенно отклоняющиеся от прямой линии в области сравнительно более слабых полей, не находят объяснений в рамках предложенных моделей. Кроме того, эффективность воздействия сильного магнитного поля на смещение мартенситной точки в хромоникелевых сталях во много раз превышает рас-

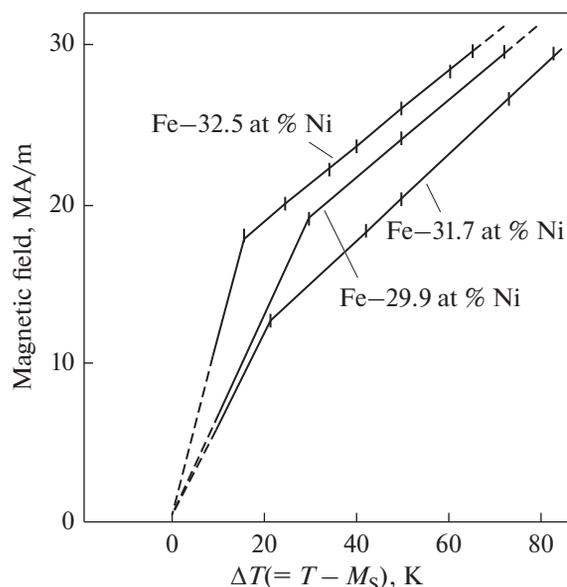


Рис. 2. Зависимость критического магнитного поля H_K от величины смещения мартенситной точки ($T - M_S$) в сплавах Fe–Ni [30].

считанное значение по уравнению Клапейрона–Клаузиуса [25, 26].

В работах [25–28] предполагается, что мартенситное превращение в сплавах железа в сильном магнитном поле может происходить по двум различным механизмам: типично “структурному фазовому переходу” и “магнитному фазовому переходу первого рода”. Как будет показано ниже, нельзя исключить возможность $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения в некоторых сплавах железа по типу “магнитного фазового перехода первого рода” и в отсутствие магнитных полей.

На рис. 2 и 3 приведены результаты экспериментального исследования смещения мартенситной точки в сильном магнитном поле в сплавах Fe–Ni и малоуглеродистых сталях Fe–Ni–C, выполненные в работах [29, 30]. Как видно из рисунков, большинство кривых имеют такой же вид, как кривые 4 и 5 на рис. 1. Они имеют излом в одной точке и состоят из двух прямолинейных отрезков. Из приведенных зависимостей критического магнитного поля H_K от ($T - M_S$) лишь один сплав не имеет излома (см. рис. 3, сплав С), как и некоторые хромоникелевые стали на рис. 1, кривые 2 и 3.

Авторы [29, 30] объяснили существование двух видов зависимости $H_K(T - M_S)$ двумя состояниями γ -фазы сплавов: “инварного” и “неинварного”. В [30] приведено схематическое объяснение влияния магнитного поля напряженностью H на смещение мартенситной точки $\Delta T = T - M_S$ в “инварных” и “неинварных” сплавах (рис. 4). В

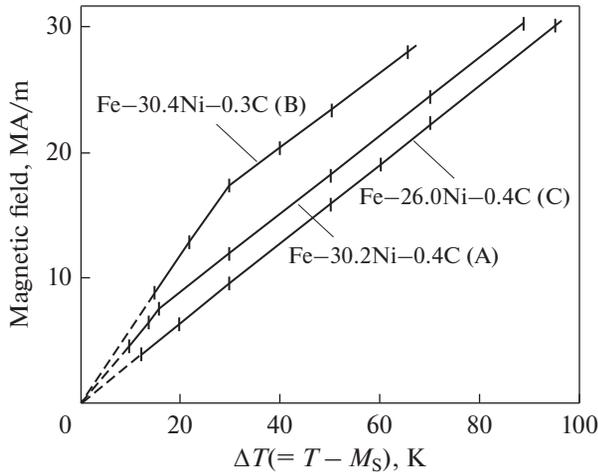


Рис. 3. Зависимость критического магнитного поля H_K от величины смещения мартенситной точки ($T - M_S$) в никелевых сталях [29].

“инварных” сплавах влияние сильного магнитного поля обусловлено преимущественно фактором Z.E. (эффектом Зеемана – разностью магнитных моментов фаз). В этом случае смещение мартенситной точки пропорционально напряженности магнитного поля, что соответствует сплаву С (рис. 3) и линейным зависимостям 2 и 3 (рис. 1).

В “инварных” сплавах авторы теории учитывают фактор Н.Ф.Е. – эффект магнитной восприимчивости при парапроцессе

$$\Delta M_S^x = -M_S \chi_\gamma H^2 / 2q, \quad (1)$$

где χ_γ – магнитная восприимчивость парапроцесса γ -фазы, M_S – мартенситная точка, q – удельная теплота превращения, H – напряженность магнитного поля, приводящая к появлению первых порций мартенсита и фактор F.M.E. – эффект магнитострикции парапроцесса в виде

$$\Delta M_S = M_S \epsilon_0 (\partial \omega / \partial H) HB / q, \quad (2)$$

где ϵ_0 – дилатация при превращении, B – модуль всестороннего сжатия исходной фазы, $(\partial \omega / \partial H) H = \Delta V / V$ – магнитострикционное увеличение объема в сильном магнитном поле. Как следует из схемы рис. 4, в результате совместного действия отмеченных выше факторов, получается кривая, похожая на экспериментальные зависимости $H_K(T - M_S)$ рис. 2 и 3 (см. рис. 4, штриховая линия).

В [27] подробно рассмотрены возможные механизмы влияния сильного магнитного поля на МП в сплавах железа. Показано, что реальное значение имеют два основных фактора: магнитного момента и объемной магнитострикции. Та-

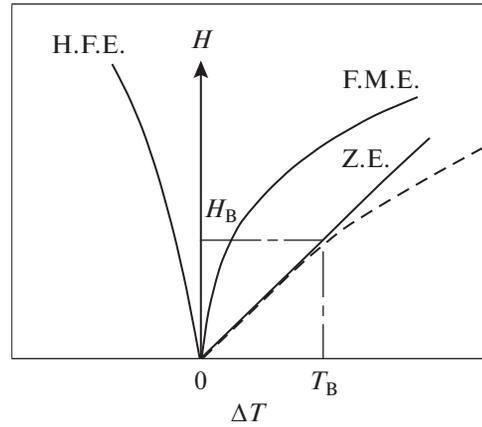


Рис. 4. Схематичное объяснение влияния магнитного поля напряженностью H на смещение мартенситной точки в “инварных” и “неинварных” сплавах [30]. Z.E. – эффект намагниченности (Зеемана); H.F.E. – эффект магнитной восприимчивости при парапроцессе; F.M.E. – эффект магнитострикции парапроцесса. Штриховая кривая – результирующий эффект по трем слагаемым для “инварных” сплавов. H_B , T_B – координаты точки излома кривой $H_K(\Delta T)$.

кие факторы как магнетокалорический эффект, магнитная восприимчивость, изменение модулей упругости фаз в сильном магнитном поле, компенсируют друг друга, так как имеют противоположные знаки, и не могут существенно влиять на сдвиг мартенситной точки и характер превращения. В то же время основные факторы приводят к линейной зависимости смещения мартенситной точки от напряженности магнитного поля.

Возвращаясь к схеме на рис. 4, отметим следующее. Фактор H.F.E. уменьшает разность магнитных моментов фаз в сильном поле и согласно формуле (1) имеет параболическую зависимость от напряженности магнитного поля H , как это изображено на рисунке. Фактор F.M.E. – результат влияния магнитострикции, – на схеме рис. 4 кривая также изображена в виде параболы, отклоняющейся в область более высоких температур. Однако эта кривая описывается формулой (2), в которой все величины выше технического намагничивания образцов, практически не зависят от H . Следовательно, зависимость (2) в координатах напряженность–температура – прямая линия.

На рис. 5 приведены измеренные нами ранее тензометрическим методом [31] полевые зависимости объемной магнитострикции $\partial \omega / \partial H$ в сплавах Fe–29.8Ni (кривая 1) и Fe–28.7Ni (2) при температуре 295 К. Определенные методом термодинамических коэффициентов [12] точки Кюри их γ -фазы составили соответственно 324 и 283 К. Из рисунка видно, что величина $\partial \omega / \partial H$ весьма сильно изменяется в сравнительно слабых магнитных

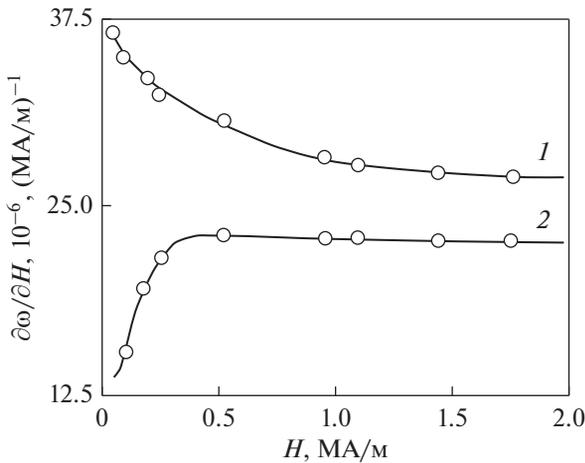


Рис. 5. Зависимость магнитострикции парапроцесса $\Delta\omega/\Delta H$ от напряженности магнитного поля H при температуре 295 К в ферромагнитном (1) и парамагнитном (2) аустените [31]. 1 – Fe–29.8Ni ($T_C = 324$ К); 2 – Fe–28.7Ni ($T_C = 283$ К).

полях от нуля до 0.5 МА/м в “парамагнитном” сплаве (2) и до ≈ 1 МА/м в ферромагнитном сплаве (1). Однако уже в полях напряженностью 1–2 МА/м достигается насыщение, и далее в обоих сплавах $\Delta\omega/\Delta H = \text{const}$, т.е. $\Delta V/V$ изменяется пропорционально напряженности магнитного поля H . Переход нелинейной зависимости $\Delta V/V(H)$ в линейную при $H > 0.5$ МА/м наблюдается и в сплаве Fe–24Ni–3.5Mn (рис. 6), в котором смещение мартенситной точки в магнитном поле также пропорционально H и имеет аномально большую величину [4, 6, 7].

В [32] приведены результаты исследования продольной магнитострикции $\Delta l/l$ сплавов Fe–Ni в импульсных магнитных полях выносным пьезодатчиком с амплитудным значением напряженности поля в соленоиде порядка 10 МА/м при длительности импульса ≈ 5 мс (период собственных колебаний датчика 0.11 мс). Результаты измерений $\Delta l/l$ в пересчете на $3(\Delta l/l) \approx \Delta V/V$ в сплаве Fe–29.8Ni показаны на рис. 7. В магнитных полях напряженностью до ~ 2 МА/м наблюдается уменьшение величины $\Delta\omega/\Delta H$. В полях напряженностью 5–10 МА/м зависимость $\Delta V/V(H)$ практически линейна.

Таким образом, экспериментальные исследования магнитострикции γ -фазы сплавов Fe–Ni в магнитных полях, превышающих техническое намагничивание, свидетельствуют о пропорциональности приращения объема образца к приращению напряженности магнитного поля. Можно предполагать, что в более сильных магнитных полях (выше 10–20 МА/м) величина $\Delta\omega/\Delta H$ немного уменьшится вследствие снижения интенсивности парапроцесса, но сомнительно ожидать ее параболического увеличения, как это изображено на представленной авторами [30] схеме (см. рис. 4, кривая Ф.М.Е.).

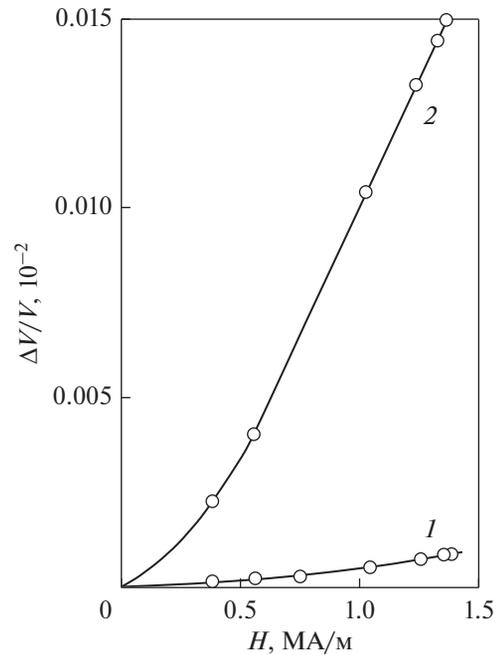


Рис. 6. Изменение объема аустенита $\Delta V/V$ в сплаве Fe–24Ni–3.5Mn в магнитном поле напряженностью до 1.5 МА/м при температурах: 1 – 295 К; 2 – 77 К (точка Кюри $T_C < 77$ К) [31].

ности парапроцесса, но сомнительно ожидать ее параболического увеличения, как это изображено на представленной авторами [30] схеме (см. рис. 4, кривая Ф.М.Е.).

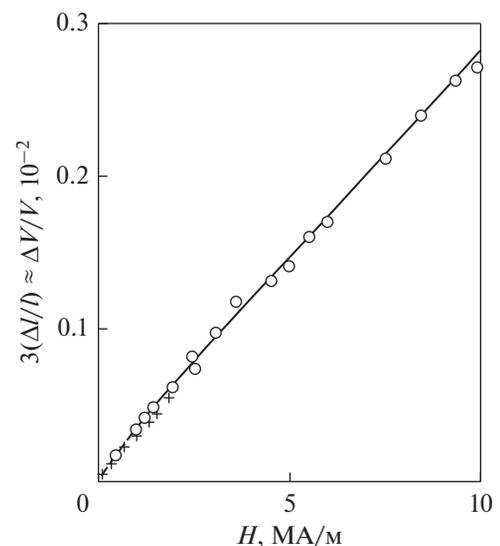


Рис. 7. Изменение трехкратной величины продольной магнитострикции аустенита $3(\Delta l/l) \approx \Delta V/V$ сплава Fe–29.8Ni ($T_C = 324$ К) в импульсном магнитном поле напряженностью до 10 МА/м (○) и постоянном поле (+) при температуре 295 К [32].

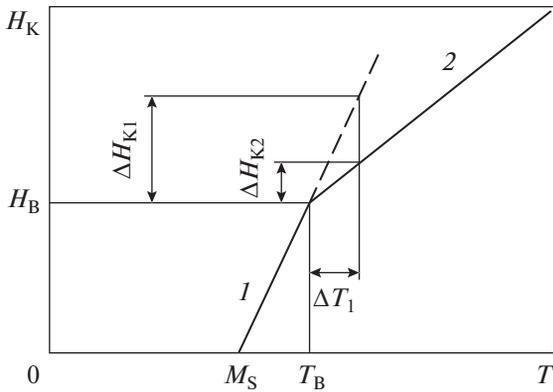


Рис. 8. Схематичное объяснение зависимости критического магнитного поля H_K от температуры T выше мартенситной точки M_S в сплавах железа. H_B ; T_B – координаты точки на кривой при критическом межатомном расстоянии d_K , отделяющей структурный фазовый переход (1) от магнитного фазового перехода первого рода (2).

Необходимо отметить, что параболическая зависимость магнитоэлектричества от напряженности в сильных полях возможна при условии, если образец находится в парамагнитном состоянии. В сплавах Fe–Ni закон Кюри–Вейсса не выполняется [1], и, по-видимому, такая зависимость может быть лишь при достаточно большом удалении от точки Кюри, например, в сплаве Fe–24Ni–3.5Mn при $T = 295$ К (см. рис. 6, кривая 1; $T_C < 77$ К). Однако все “инвариантные” сплавы, обладающие изломом на зависимостях $H_K(T - M_S)$, приведенных на рис. 2 и рис. 3, являются ферромагнетиками. Следовательно зависимость $\frac{\Delta V}{V}(H)$ у них в полях выше технического намагничивания должна быть линейной. Это подтверждает теория (см. [12], с. 80) и эксперимент (см. рис. 5–7).

ТРАНСФОРМАЦИЯ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА В МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА

По нашему мнению, резкое увеличение эффективности влияния сильного магнитного поля при некоторой величине H_K на смещение мартенситной точки (см. рис. 2 и 3) вызвано сменой механизма фазового перехода с “типично структурного” на “магнитный фазовый переход первого рода”. В области магнитных полей напряженностью от 0 до точки излома (рис. 8, координаты H_B , T_B), смещение мартенситной точки происходит линейно, в соответствии с обобщенными уравнениями Клапейрона–Клаузиуса, предложенными в [21, 23]. В точке излома, вследствие маг-

нитоэлектрического расширения ГЦК-фазы, межатомное расстояние d может стать критическим d_K . Если теперь увеличить температуру смещения мартенситной точки на величину ΔT_1 , то прирост критического магнитного поля уменьшится с предполагаемой ΔH_{K1} , соответствующей обычному структурному фазовому переходу, до ΔH_{K2} (см. рис. 8). Переход решетки ГЦК в ОЦК может быть осуществлен силами обменного взаимодействия внутри ГЦК-фазы. Эти силы по своей природе изотропны и во многих случаях их можно не учитывать. Но стоит отметить, что энергия обменного взаимодействия в 10^3 – 10^5 раз больше энергии магнитной анизотропии [33], которая играет важную роль при техническом намагничивании ферромагнетиков.

Это явление можно объяснить, опираясь на хорошо известные модели, дополняющие друг друга. В [27] привлечена модель Зинера (см. [1] с. 162–163), которая объясняет магнитные свойства всех переходных металлов группы железа конкуренцией двух механизмов обмена: ферромагнитного взаимодействия $3d$ -электронов, локализованных в разных узлах кристаллической решетки (косвенный обмен через электроны проводимости) и прямого антиферромагнитного взаимодействия между $3d$ -электронами, находящимися в соседних узлах кристаллической решетки.

Более конкретной является модель Кондорского и Седова [1]. В ней интерпретация особенностей сплавов Fe–Ni основывается на антиферромагнетизме γ -Fe, экспериментально обнаруженного в работе [34]. Модель предполагает, что в сплавах Fe–Ni интеграл обмена между соседними атомами железа является отрицательной величиной. Обменное взаимодействие между парами соседних атомов типа никель–никель и никель–железо считается положительным.

Данная модель допускает возможность возникновения значительных изменений спонтанной намагниченности сплава при низких температурах под действием магнитного поля или давления (см. [1], с. 162). В частности, аустенит сплава Fe–30Ni (ат. %) при температуре 100 К и давлении 70 кбар является антиферромагнетиком [35], тогда как при нулевом давлении он ферромагнетик с неколлинеарной магнитной структурой. В сильном магнитном поле, вследствие парапроцесса, объем, намагниченность и степень коллинеарности аустенита увеличиваются и приближаются к соответствующим значениям α -фазы. Однако при достижении критического межатомного расстояния d_K в локальных объемах сплава, антиферромагнитная составляющая очевидно “теряет устойчивость”, как это представлено, например, в [13], и возникает коллинеарное магнитное состояние, сопровождающееся сменой кристаллической решетки по типу деформации Бейна [3].

Обращает на себя внимание тот факт, что наклон зависимостей $H_K(T-M_S)$ в сильных магнитных полях (рис. 3) в сплавах А и В практически совпадает с наклоном в сплаве С, в котором излома графика вовсе не наблюдается (смещение M_S на единицу поля во всех сплавах $\Delta M_S/\Delta H \approx 3.2$ К/(МА/м)). Это позволяет предположить, что в сплаве С критическое межатомное расстояние d_K достигается и в отсутствие магнитного поля, при охлаждении сплава до мартенситной точки M_S . Подобное также можно наблюдать в сталях 52Х2Н20 и 36Х2Н22 (рис. 1, кривые 2 и 3), в которых смещение M_S в магнитном поле составляет соответственно 4.78 и 4.31 К/(МА/м), больше, чем в сплаве С, рис. 3.

Сравнивая вид кривых на рис. 2 и 3 с химическим составом приведенных сплавов, можно также предположить, что количество углерода в решетке аустенита оказывает весьма заметную роль на положение критической точки, отделяющей “структурный фазовый переход” от “магнитного перехода первого рода”. Для сплавов, не содержащих углерода (рис. 2), все кривые обладают сильным изломом на зависимости $H_K(T - M_S)$ при $H_K \approx 19.2, 18.9$ и 13 МА/м для разных составов. На рис. 3 наиболее заметный излом графика для сплава В, содержащего в своем составе 0.3% углерода ($H_K \approx 17$ МА/м). Сплавы А и С содержат больше углерода – 0.4%. При этом сплав А имеет излом графика при заметно меньшей напряженности критического магнитного поля $H_K \approx 7$ МА/м, а кривая для сплава С излома не имеет вовсе ($H_K = 0$), что можно объяснить большим содержанием атомов железа в нем, в сравнении со сплавом А [27].

Влияние углерода на предполагаемое расширение области существования магнитного фазового перехода, можно также видеть на рис. 1, в хромоникелевых сталях. Графики 1, 3 и 5 соответствуют сталям с одним и тем же содержанием хрома ($\approx 2\%$) и никеля ($\approx 22\%$), но они содержат разное количество атомов углерода, соответственно 0.67, 0.36 и 0.24% (по массе). Все графики имеют различный вид. При содержании 0.24% С (график 5), превращение в магнитном поле начинается как обычный структурный фазовый переход с дальнейшей трансформацией в магнитный переход первого рода при напряженности поля $H_K \approx 13$ МА/м. При содержании 0.36% С (график 3) магнитный фазовый переход первого рода происходит во всем интервале магнитных полей от 0 до 30 МА/м (как и в сплаве С, рис. 3), т.е. и при обычном охлаждении в мартенситной точке. В стали с содержанием углерода 0.67% (график 1), в отсутствие магнитных полей мартенситное превращение вплоть до гелиевых температур не реализуется. Это связано с рядом последовательных

(или параллельных) магнитных фазовых превращений второго рода в неоднородном аустените [9]: парамагнетизм \rightarrow суперпарамагнетизм \rightarrow ферромагнетизм ($T_C = 70$ К) \rightarrow антиферромагнетизм (точка Нееля $T_N = 28$ К). При этом температурная зависимость критического магнитного поля имеет U-образный вид (см. кривая 1, рис. 1), как и подобная зависимость в арсениде марганца, легированном 3% кобальта при магнитном фазовом переходе первого рода “антиферромагнетизм–ферромагнетизм” в магнитном поле [14, 15].

Таким образом, мартенситное превращение в сталях и сплавах железа в импульсном магнитном поле (и, возможно, в его отсутствие) может протекать двумя различными путями: как “типично структурный фазовый переход” и как “магнитный фазовый переход первого рода”. Реализация того или иного пути превращения зависит от магнитного состояния γ -фазы и внешних факторов (температуры, давления, спонтанной и парапроцессной магнитострикции, степени легирования углеродом и др.). Поскольку длительность импульсов магнитного поля мала (0.05–1 мс), естественно считать оба эти превращения атермическими.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987. 288 с.
2. Белов К.П. Магнитные превращения. М.: ГИФМЛ, 1959. 260 с.
3. Лысак Л.И., Николин Б.И. Физические основы термической обработки стали. Киев: Техніка, 1975. 304 с.
4. Кривоглаз М.А., Садовский В.Д., Смирнов Л.В., Фокина Е.А. Закалка стали в магнитном поле. М.: Наука, 1977. 120 с.
5. Поволоцкий В.Д., Журавлев Л.Г., Штейнберг М.М. Мартенситное превращение в сплавах железо-никель в импульсном магнитном поле // ФММ. 1973. Т. 35. № 3. С. 567–571.
6. Счастливцев В.М., Калетина Ю.В., Фокина Е.А., Королев А.В., Марченков В.В. Особенности влияния постоянного магнитного поля на изотермическое мартенситное превращение в сплаве Fe–24Ni–4Mn // ФММ. 2001. Т. 91. С. 165–172.
7. Садовский В.Д., Малинен П.А., Мельников Л.А. Влияние высокого давления и импульсного магнитного поля на мартенситное превращение в Fe–Ni и Fe–Ni–Mn сплавах // МиТОМ. 1972. № 9. С. 30–37.
8. Sun E., Yang D., Xu Z., Yang F., Zhao R. Effect of Magnetic Field on Martensitic Transformation in Fe–21Ni–4Mn Alloy // Acta metallurgica sinica (engl.). Series A. 1991. V. 4. № 1. P. 8–12.
9. Ромашев Л.Н., Леонтьев А.А., Садовский В.Д. Мартенситное превращение в хромоникелевой стали под действием магнитного поля при температурах ниже 77 К // ФММ. 1988. Т. 66. № 5. С. 936–942.

10. Ромашев Л.Н., Леонтьев А.А., Счастливцев В.М., Садовский В.Д. Влияние импульсного магнитного поля на мартенситное превращение в низкоуглеродистой хромо-никелевой стали // ФММ. 1984. Т. 57. № 4. С. 768–775.
11. Счастливцев В.М., Ромашев Л.Н., Садовский В.Д. Структура и кристаллогеометрия мартенсита, образующегося под действием магнитного поля // ФММ. 1989. Т. 67. № 4. С. 629–648.
12. Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах. М.—Л.: ГИТТЛ, 1951. 256 с.
13. Гражданкина Н.П. Магнитные фазовые переходы I рода // Успехи физических наук. 1968. Т. 96. № 2. С. 291–325.
14. Завадский Э.А., Вальков В.И. Магнитные фазовые переходы. Киев: Наукова думка, 1980. 196 с.
15. Кузьмин Е.В., Петраковский Г.А., Завадский Э.А. Физика магнитоупорядоченных веществ. Новосибирск: Наука, 1976. 288 с.
16. Курдюмов Г.В., Максимова О.П. Превращение аустенита в мартенсит при низких температурах // Проблемы металловедения и физики металлов. М.: Металлургиздат, 1951. Вып. 2. С. 64–97.
17. Георгиева И.Я., Максимова О.П. О взаимосвязи между кинетикой и структурой при мартенситных превращениях // ФММ. 1971. Т. 32. Вып. 2. С. 364–376.
18. Ворончихин Л.Д., Георгиева И.Я. Две кинетики мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ -превращения в сплавах Fe–Ni–Mn // ФММ. 1977. Т. 44. С. 207–208.
19. Золотаревский И.В., Снежной В.Л., Георгиева И.Я., Матюшенко Л.А. Магнитоупорядоченность аустенита железо-никель-марганцевых сплавов, обладающих двойной кинетикой мартенситных превращений // ФММ. 1981. Т. 51. Вып. 3. С. 669–672.
20. Садовский В.Д., Родигин Н.М., Смирнов Л.В., Филончик Г.М., Факидов И.Г. К вопросу о влиянии магнитного поля на мартенситное превращение в стали // ФММ. 1961. Т. 12. № 2. С. 302–304.
21. Кривоглаз М.А., Садовский В.Д. О влиянии сильных магнитных полей на фазовые переходы // ФММ. 1964. Т. 18. Вып. 4. С. 502–505.
22. Золотаревский И.В., Снежной В.Л., Шейко Л.М. О магнитоупорядоченности парапроцесса аустенитных сплавов вблизи мартенситной точки // ФММ. 1979. Т. 47. Вып. 6. С. 1312–1313.
23. Золотаревский И.В., Косенко Н.С., Кривоглаз М.А. Влияние магнитоупорядоченности на сдвиг точки мартенситного превращения в сильном магнитном поле // Металлофизика. 1979. Т. 1. № 2. С. 17–22.
24. Счастливцев В.М., Ромашев Л.Н., Садовский В.Д. Структура и кристаллогеометрия мартенсита, образующегося под действием магнитного поля // ФММ. 1989. Т. 67. № 4. С. 629–648.
25. Золотаревский И.В. Влияние объемной магнитоупорядоченности на мартенситное превращение в сплавах железа. Магнитный фазовый переход первого рода // Металлофизика и новейшие технологии. 2015. Т. 37. № 5. С. 625–636.
26. Золотаревский И.В., Лоскутов С.В., Шетинина М.О. Влияние магнитного состояния аустенита на мартенситное превращение в сплавах Fe–Ni в сильном магнитном поле и без него // ФММ. 2018. Т. 119. № 8. С. 794–801.
27. Золотаревский И.В. Мартенситное превращение в системах на основе инварных сплавов Fe–Ni в сильных магнитных полях // ФММ. 2021. Т. 122 (в печати).
28. Zolotarevsky I.V., Schetininina M.O. Invar anomalies in Fe–Ni alloys and $\gamma \rightarrow \alpha$ -transformation in a high magnetic field in some alloys on their basis // Proceedings of the XV International conference “Electronics and applied physics”. October 22–26, 2019, Kyiv, Ukraine, National University of Kyiv. P. 49–50.
29. Kakeshita T., Shimizu K., Kijima S., Yu Z., Date M. Magnetic field-induced martensitic transformations in Fe–Ni–C invar and non-invar alloys // Trans. Jpn. Inst. Met. 1985. V. 26. P. 630–637.
30. Kakeshita T., Shimizu K., Funada S., Date M. Composition dependence of magnetic field-induced martensitic transformations in Fe–Ni alloys // Acta Metal. 1985. V. 33/ No 8. P. 1381–1389.
31. Золотаревский И.В., Снежной В.Л., Шейко Л.М. Магнитоупорядоченность аустенита железо-никель-марганцевых сплавов и мартенситное превращение под действием сильного магнитного поля // ФММ. 1983. Т. 55. Вып. 3. С. 548–553.
32. Куценко Ю.Н., Каниболоцкий В.Г., Золотаревский И.В. Магнитоупорядоченность гетерогенных структур. Днепродзержинск: Лира ЛТД, 2006. 200 с.
33. Боровик Е.С., Мильнер А.С. Лекции по магнетизму. Харьков: ХГУ, 1966. 260 с.
34. Кондорский Е.И., Седов В.Л. Об антиферромагнетизме γ -фазы железа // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1579.
35. Rhiger D.R., Ingalls R. Evidence for Antiferromagnetism in Invar at High Pressures // Physical Review Letters. 1972. V. 28. № 12. P. 749–753.