

PACS: 75.25.+z, 75.40.Cx, 75.40.Mg

Ю.Д. Заворонев¹, Е.Г. Пашинская¹, Е.Ю. Томашевская²

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ МОДУЛЯ МАГНИТНОГО ВЕКТОРА В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

²Донецкий педагогический институт

Статья поступила в редакцию 5 января 2017 года

В рамках феноменологической теории Ландау изучено распределение величин модулей ферромагнитных векторов в кристалле вблизи линий фазовых переходов (ФП). Показано, что интенсивная пластическая деформация (ИПД) кручением приводит к вынужденному возникновению неоднородного распределения магнитных моментов. Вблизи линий магнитного или структурного ФП появляется несинусоидальная пространственная модуляция модулей магнитного и структурного параметров порядка (ПП). Анализ полученных зависимостей показывает возможность конструирования различных распределений ферромагнитного вектора в кристаллах под воздействием ИПД кручением.

Ключевые слова: интенсивная пластическая деформация кручением, ферромагнетик, параметр порядка, пространственная модуляция, фазовый переход, гармоника

Введение

К настоящему времени имеется несколько работ, в которых изучается влияние внешнего нагружения на состояние кристаллической решетки и ее физические параметры: плотность, электропроводность, размер зерен, механическую прочность и пластичность. В работе [1] показано, что ИПД кручением в наковальнях Бриджмена приводит к механически индуцированным фазовым превращениям с образованием нанокристаллической мартенситной фазы. При этом имеют место аномально большой по величине эффект памяти формы и увеличение электросопротивления на порядок. Наблюдается изменение знаков обеих холловских констант, возрастание магнитосопротивления и магнитной восприимчивости, а также уменьшение на порядок намагниченности. В работе [2] говорится о росте намагниченности при переходе в модулированную фазу в ферромагнитном сплаве Гейслера Ni–Mn–Ga. В этом соединении структурные ФП происходят в ферромагнитной матрице, что приводит к магнитному ФП. В ряде работ [3–5] показано,

что структурные изменения влияют не только на направление вектора намагниченности, но и на его модуль. Однако влияние ИПД кручением на магнитную подсистему изучено недостаточно.

При постановке такой задачи возникает необходимость исследования взаимодействия структурной и магнитной подсистем (двух ПП). Эту задачу изучали с помощью феноменологической теории [6–9], построенной на основе разложения термодинамического потенциала. В работе [6] рассмотрены симметричные и несимметричные потенциалы до шестого порядка по обоим ПП включительно. Показано, что допустимыми являются четыре типа состояний: I – $q = 0, F = 0$; II – $q \neq 0, F = 0$; III – $q = 0, F \neq 0$; IV – $q \neq 0, F \neq 0$, где q и F – структурный и ферромагнитный ПП. Построены фазовые диаграммы в пространстве коэффициентов при квадратах ПП. Из них следует, что при сближении температур ФП возможна смена рода одного из ФП при переходе из состояния I в состояние IV [10].

В работе [11] с помощью модели Ландау изучалось влияние ИПД кручением на ферромагнитную подсистему. При этом ось ИПД кручением была направлена перпендикулярно «легкой оси» ферромагнетика. Показано, что в зависимости от температуры благодаря наличию соответствующего взаимодействия возможно появление различных распределений модулей ферромагнитного и структурного ПП. При этом учитывали близость и расположение температуры кристалла по отношению к структурным и магнитным ФП как первого, так и второго рода. В настоящей работе предполагается изучить возможные типы распределения модулей структурного и магнитного ПП при наложении ИПД кручением вдоль «легкой оси» ферромагнетика.

Теоретическое обоснование модели

Пусть в модельном кристалле типа «легкая ось» при понижении температуры имеют место разнесенные по температуре структурный и ферромагнитный ФП, которые могут быть как первого, так и второго рода. Рассмотрим поведение соответствующих ПП вблизи и вдали от этих ФП при наложении винтового крутящего момента вдоль оси OZ . Необходимо отметить, что при таком воздействии не происходит какой-либо ФП, но возникает пространственная периодическая спиральная структура. В силу наличия магнитоструктурного взаимодействия наложение ИПД кручением должно оказать влияние и на магнитную подсистему. Поставленная задача сводится к изучению взаимодействия между магнитным и структурным ПП. Магнитный ПП является линейной комбинацией магнитных моментов ионов элементарной ячейки, структурный – линейной комбинацией их отклонений. Оба эти параметра преобразуются по соответствующим представлениям группы симметрии кристалла. Пусть симметрия разрешает существование инвариантов Лифшица [12]. Тогда в рамках феноменологической теории Ландау плотность неравновесного термодинамического потенциала запишем в виде

$$\Phi = \frac{\beta_1}{2} F_z^2 + \frac{\beta_2}{4} F_z^4 + \frac{\beta_3}{6} F_z^6 + \frac{\alpha_1}{2} q^2 + \frac{\alpha_2}{4} q^4 + \frac{\alpha_3}{6} q^6 + \gamma_1 q^2 F_z^2 - \gamma_2 M^r \left(q_x \frac{\partial q_y}{\partial z} - q_y \frac{\partial q_x}{\partial z} \right) + \gamma_3 M^s \left(\left(\frac{\partial q_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial q_y}{\partial z} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ ($i = 1, 2, 3$) – феноменологические коэффициенты; F_z, q – магнитный и структурный ПП соответственно; M – модуль крутящего момента; r, s – показатели степеней, величина которых будет определена ниже.

В нашей модели описание магнитной спиральной структуры [12] распространено на случай кристаллической структуры, возникающей при ИПД кручением. Слагаемые с пространственными производными описывают винтовую деформацию (несоизмеримая длиннопериодическая спиральная структура) и содержат пропорциональный моменту множитель, т.е. при $M = 0$ отсутствует пространственная спиральная структура. Если α_i, β_i ($i = 1, 2, 3$), γ_1 равны нулю, то соответствующее уравнение Эйлера имеет решение в виде структурной периодической спирали, описываемой соотношениями

$$\begin{cases} q_x = |q| \cos(kz), \\ q_y = |q| \sin(kz), \end{cases} \quad (2)$$

где k – вектор распространения, направленный по оси OZ . Подставляя (2) в (1) и дифференцируя по k , находим выражение для величины вектора

$$k = \frac{\gamma_2 M^{r-s}}{2\gamma_3}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что $r > s$, так как с ростом M должен расти и k . Для проверки этого утверждения и установления величины разности $r - s$ был проведен специальный эксперимент. К железной проволоке диаметром 3 mm и длиной 100 mm прикладывали ИПД кручением с разными по величине моментами. При этом измеряли угол поворота θ фиксированной точки на поверхности проволоки. Поскольку $\theta = kz$, зависимость изменения вектора распространения k от величины модуля ИПД кручением в данном эксперименте совпадает с зависимостью $\theta(M)$. Результаты приведены в таблице.

Таблица

Экспериментальная зависимость угла поворота от приложенной нагрузки

Момент M , kN·m	0	50	70	85	90	95
Угол поворота, deg	0	10	25	50	75	90

Полученные экспериментальные результаты хорошо аппроксимируются формулой (3) при $r - s = 4$ и $\gamma_2 / 2\gamma_3 \sim 1.14 \cdot 10^{-7}$. В данной работе степеням присвоены значения $r = 6, s = 2$.

В потенциале (1) следует учесть также упругое и магнитоупругое взаимодействия. Описывающие их переменные можно исключить, определяя с помощью уравнений состояний их равновесные значения в зависимости от величин структурного и магнитного ПП [2]. После подстановки найденных выражений в (1) получаем новый неравновесный потенциал, который формально совпадает со старым без учета упругого и магнитоупругого взаимодействий. При этом новые константы зависят от температуры и давления. В дальнейшем будем предполагать, что процедура исключения проведена.

При отказе от предположения постоянства модулей неприводимых векторов получаем следующую систему уравнений Эйлера:

$$\begin{cases} 2\gamma_3 M^s \frac{\partial^2 q_x}{\partial z^2} + 2\gamma_2 M^r \frac{\partial q_y}{\partial z} - q_x [\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\gamma_1 F_z^2] = 0, \\ 2\gamma_3 M^s \frac{\partial^2 q_y}{\partial z^2} - 2\gamma_2 M^r \frac{\partial q_x}{\partial z} - q_y [\alpha_1 + \alpha_2 q^2 + \alpha_3 q^4 + 2\gamma_1 F_z^2] = 0, \\ \beta_1 + \beta_2 F_z^2 + \beta_3 F_z^4 + 2\gamma_1 q^2 = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Систему (4) решить аналитически затруднительно. Поэтому с помощью математического пакета MathCad 15 выполнен численный анализ. При этом также проведен фурье-анализ полученных решений, который позволил выявить наличие кратных и не кратных гармоник.

Обсуждение результатов

Согласно феноменологической теории Ландау ФП по температуре происходит при изменении знака коэффициентов α_1 и β_1 при квадрате ПП. От рода ФП зависит знак при четвертой степени ПП. Если он положителен, то имеет место ФП второго рода, если отрицателен – то первого.

Рассмотрим поведение структурного и магнитного ПП при некоторых различных значениях феноменологических параметров неравновесного потенциала. Необходимо отметить, что система (4) имеет решение не при любых значениях коэффициентов в указанных ниже интервалах. Поэтому данные значения подбирались так, чтобы решение существовало. Тем не менее подобранные значения коэффициентов оказались того же порядка, что и найденные теоретически по экспериментальным данным в работе [13].

1. $\alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 < 0, r=6, s=2, |\alpha_1| \ll |\beta_1|$. Такой набор знаков коэффициентов означает, что переход в упорядоченное магнитное и искаженное структурное состояния осуществляется путем ФП второго рода при различных температурах. При малых значениях момента кручения составляющие $q_x(z)$ и $q_y(z)$ структурного искажения, пе-

риод которых дает длину поворота на 360° , имеют почти синусоидальную форму (рис. 1,а,б) с одинаковыми амплитудами и слабую синусоидальную шумовую составляющую. Последняя обуславливает появление пространственных колебаний величины модуля структурного искажения около определенного (равновесного) значения (штриховая линия на рис. 1,в). При этом также имеет место амплитудная модуляция с разными размахом и частотой.

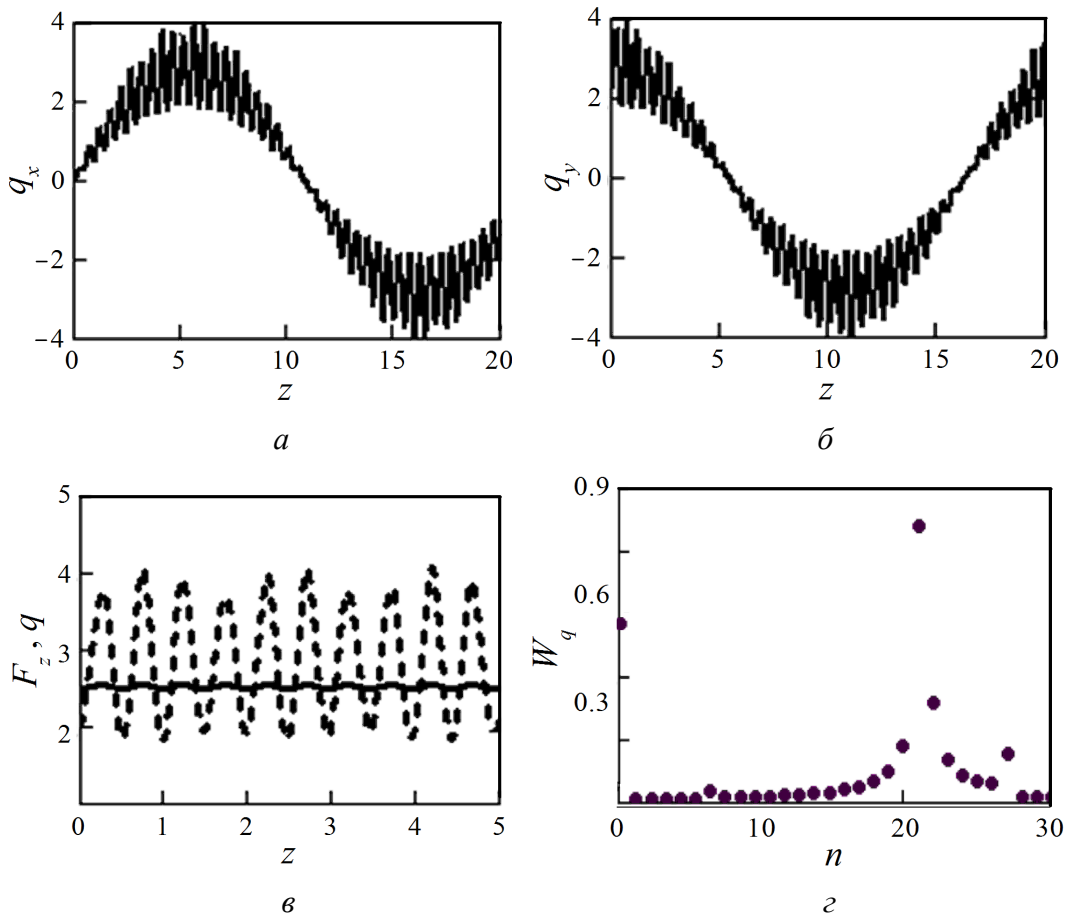


Рис. 1. Пространственные зависимости: а, б – компонент структурного искажения соответственно q_x и q_y ; в – модулей магнитного F (—) и структурного q (---) ПП; г – распределение амплитуд фурье-разложения модуля структурного искажения

Фурье-анализ такой зависимости показывает, что основная частота на графике (рис. 1,г) имеет номер 20. Близлежащие частоты слева и справа описывают пространственную амплитудную модуляцию. Если ограничиться этими частотами, то колебательный процесс модуля пространственного ПП (также и модуля магнитного ПП) приближенно можно описать следующей формулой:

$$q(z)=(1+\cos(k_1z))\cos(kz) + q_0, \quad (5)$$

где q_0 – постоянный сдвиг; k_1, k – векторы распространения, причем $k_1 \ll k$. Колебания, показанные под номерами 26 и 135, обеспечивают несимметричность амплитудной пространственной модуляции. Амплитуда постоянного сдвига на рис. 1,з уменьшена в 10 раз. Аналогичный характер имеет зависимость $F_z(z)$, но с меньшей амплитудой (сплошная кривая рис. 1,е). Необходимо различать величины векторов распространения пространственного вращения кристалла K под воздействием крутящего момента и шумовых колебаний k модулей структурного и магнитного ПП. Как следует из рис. 1, их величины различаются на 1–2 порядка, и выполняется условие $K \ll k$.

При больших значениях момента кручения периоды основного колебания и шумового возмущения $q_x(z)$ и $q_y(z)$ увеличиваются, и модули векторов структурного и магнитного искажений по-прежнему имеют колебательную составляющую. Амплитудная модуляция колебаний модулей ПП в этом случае сильно подавляется. Фурье-анализ показал, что колебательный процесс обоих ПП не является чисто синусоидальным, и их также можно описать формулой (5). Основное колебание имеет номер 12. Симметричные частоты слева и справа дают слабую амплитудную модуляцию пространственных колебаний обоих ПП. Гармоники с номерами 24 и 36 обеспечивают слабую несимметричность амплитудной модуляции. В пределе больших значений M периоды $q_x(z)$ и $q_y(z)$ становятся бесконечными. Амплитуда колебаний магнитного и структурного ПП стремится к нулю. При этом график обоих ПП вырождается в прямые линии.

При $\alpha_1 \sim \beta_1$ и малых значениях крутящего момента поведение структурного и магнитного ПП аналогично случаю $|\alpha_1| \ll |\beta_1|$. Однако при этом увеличиваются амплитуды и периоды колебаний обоих ПП. Фурье-анализ показывает существенное возрастание роли высших гармоник. Наиболее значимыми при описании колебательных процессов ПП оказываются частоты с номерами 20, 69, 90, 110, 135.

$$2. \alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 < 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 < 0, r = 6, s = 2.$$

Такая комбинация знаков коэффициентов описывает ФП первого рода в структурной и магнитной подсистемах при понижении температуры. При малых значениях крутящего момента на колебания $q_x(z)$ и $q_y(z)$ также налагается шумовая составляющая, вектор распространения которой гораздо больше, чем в случае 1. Данная составляющая приводит к появлению модуляции колебаний структурного и магнитного ПП. Эта модуляция несимметричная: с одной стороны – более острые вершины, а с другой – более плоские вершины по сравнению с обычной синусоидой. Основной является частота с номером 110. Она совместно со своим ближайшим окружением описывает колебательный процесс со слабой симметричной амплитудной модуляцией. Учет гармоники с номером 219 приводит к появлению остро- и плосковершинности интерполяционного графика $q(z)$ по сравнению с обычной синусоидой. Все остальные существенные гармоники с номерами 329,

439, 548, 658, 768 обеспечивают совмещение интерполяционной кривой с оригиналом.

При больших значениях M увеличиваются периоды шумовой составляющей и основного колебания (рис. 2,а,б). В этом случае модули структурного и магнитного ПП также имеют колебательную составляющую. При этом отсутствует пространственная амплитудная модуляция. Колебание структурного ПП имеет островершинный характер (рис. 2,в), а магнитного – плосковершинный (рис. 2,г). Характер распределений амплитуд гармоник практически одинаковый и экспоненциально спадающий (рис. 2,д,е). Основные гармоники структурного и магнитного колебаний приведены под номерами 4 и 5 соответственно. В силу несимметричности величин амплитуд гармоник, расположенных слева и справа относительно основных, имеет место разнохарактерная топология пиков максимумов и минимумов. Следующая группа существенных гармоник располагается под номерами 8–12. Их взаимное размещение на рис. 2,д и е различно, что и обуславливает разнохарактерное поведение максимумов и минимумов на рис. 2,в и г. Учет более высоких гармоник приводит к совмещению величин максимумов и минимумов в интерполяционной и расчетной кривых.

3. $\alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 < 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$

Изменение знака коэффициента при квадратичных слагаемых по пространственным производным существенно упрощает спектр колебаний модулей ПП. Они становятся практически синусоидальными со слабой примесью гармоник с 13 по 21, величина которых на порядок меньше амплитуды основного колебания. При увеличении значения модуля крутящего момента амплитуда высших гармоник стремится к нулю.

4. $\alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 > 0, \beta_2 < 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$

Такой набор коэффициентов означает, что температура кристалла находится выше линии магнитного ФП первого рода, но ниже линии структурного ФП тоже первого рода. Обе проекции структурного ПП имеют одинаковую амплитуду и слабую синусоидальную составляющую, которая имеет меньшую частоту, чем в случае 1. Для описания изменения величины модуля структурного искажения необходимо учесть, кроме основной, еще примерно 20 гармоник с экспоненциально спадающими амплитудами, из которых вторая является наиболее существенной. Аналогичное поведение имеет возникающий вынужденно модуль ферромагнитного неприводимого вектора с меньшей на порядок амплитудой колебаний. При таком наборе знаков коэффициентов неравновесного потенциала постоянные составляющие обоих ПП имеют одинаковые знаки. Следовательно, векторы обоих ПП будут направлены в одну сторону.

5. $\alpha_1 > 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 < 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$

В этом случае температура находится выше структурного ФП и ниже магнитного ФП второго рода. Деформация решетки является вынужденной.

На зависимости $q_x(z)$ и $q_y(z)$ налагается очень слабая шумовая составляющая. Она приводит к практически синусоидальной зависимости колебаний структурного и магнитного ПП.

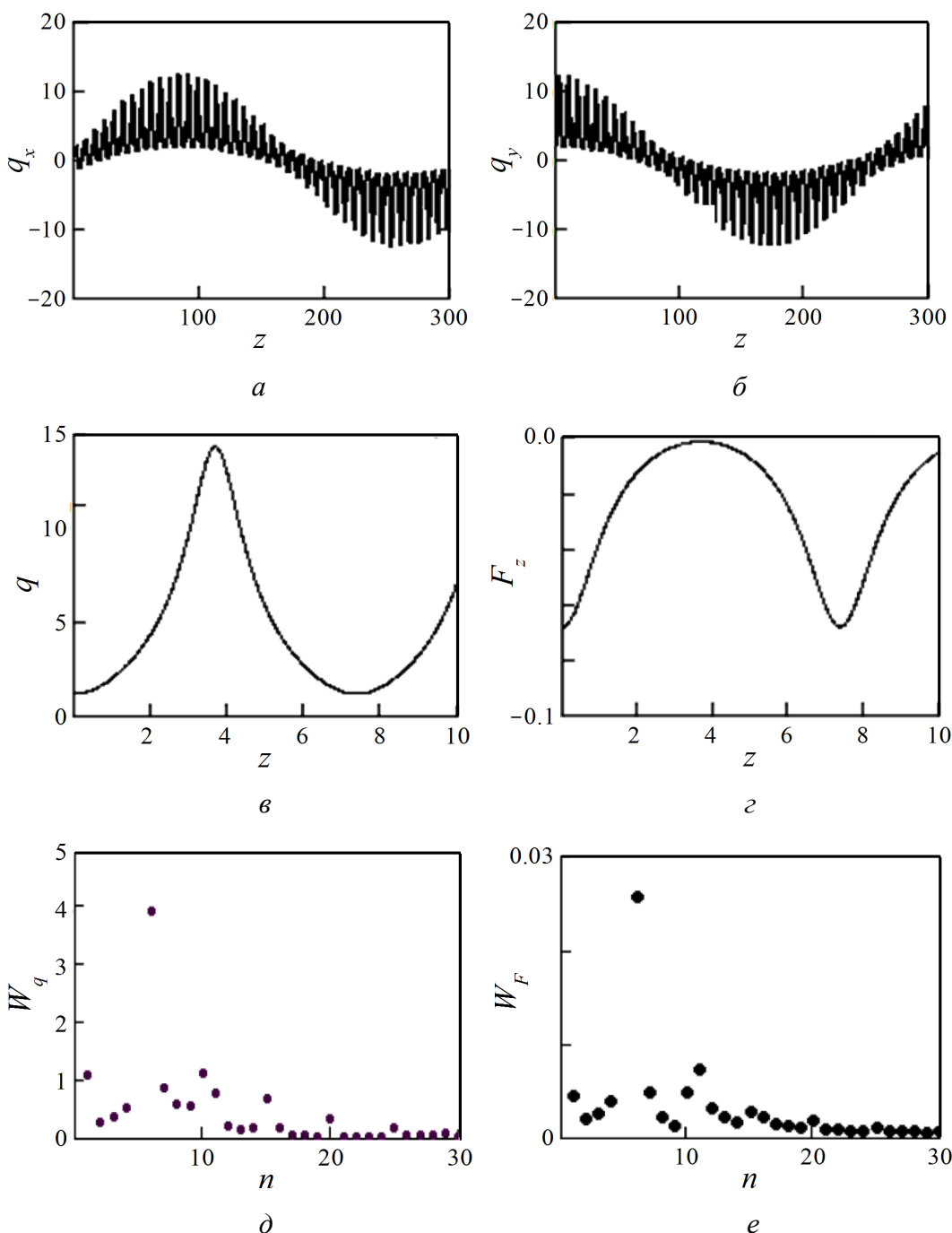


Рис. 2. Пространственные зависимости: *a, б* – компонент структурного искажения соответственно q_x и q_y при температуре ниже температуры ФП первого рода при больших значениях крутящего момента M ; *в, г* – модулей соответственно структурного и магнитного ПП; *д, е* – распределение амплитуд фурье-разложения модулей соответственно структурного W_q и магнитного W_F искажений

Рассмотрим случай, когда коэффициенты при производных гораздо больше по величине, чем остальные.

1. $\alpha_i (i=1,2,3)=0, \beta_i (i=1,2,3)=0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, \gamma_1 = 0$. Такой набор коэффициентов соответствует случаю, когда приложенная ИПД кручением осуществляется вдали от структурных и магнитных ФП. Пространственные зависимости $q_x(z)$ и $q_y(z)$ синусоидальные. Модуль вектора структурного искажения не изменяется в пространстве.

2. $\alpha_1 \neq 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_i (i=1,2,3)=0, \gamma_1 > 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r=6, s=2$.

При $\alpha_1 > 0$ ИПД кручением осуществляется выше линии структурного фазового перехода. Величина магнитного ПП равна нулю. В этом случае появляется слабая осцилляция структурного ПП выше линии постоянного значения ПП в предыдущем случае. Если $\alpha_1 < 0$ (температура ниже температуры ФП), осцилляции смещаются ниже линии постоянства структурного ПП. Фурье-анализ обоих случаев показывает практически синусоидальную осцилляцию. Увеличение по модулю отрицательного значения коэффициента α_1 (понижение температуры) приводит к росту амплитуды осцилляции структурного ПП и слабому отклонению от синусоидальности благодаря увеличению амплитуды первой гармоники.

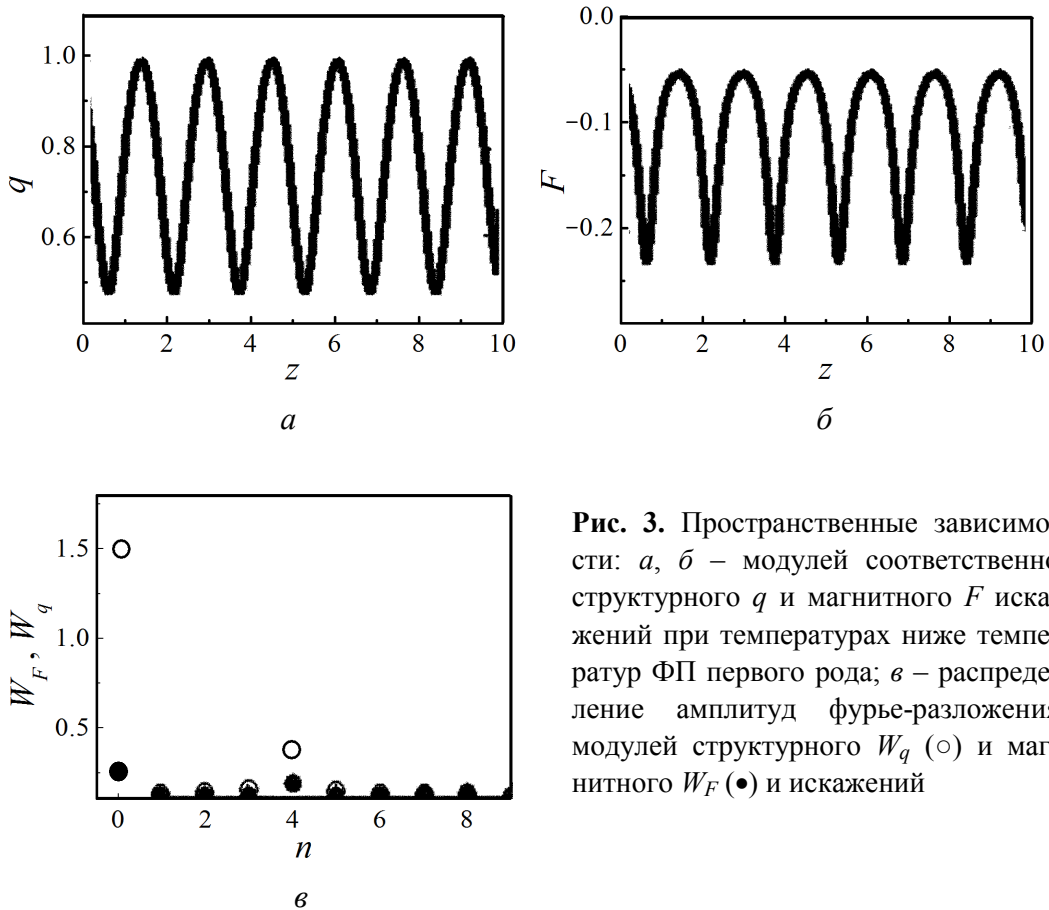


Рис. 3. Пространственные зависимости: *a, б* – модулей соответственно структурного q и магнитного F искажений при температурах ниже температур ФП первого рода; *в* – распределение амплитуд фурье-разложения модулей структурного W_q (\circ) и магнитного W_F (\bullet) и искажений

3. $\alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 \neq 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$

При больших значениях крутящего момента и $\beta_1 > 0$ поведение структурного ПП аналогично предыдущему случаю. Магнитный ПП, который появляется вынужденно, колеблется в противофазе структурному ПП, и имеет место слабое отклонение от синусоидальности (существенна первая гармоника). С уменьшением величины $\beta_1 > 0$ значительно возрастает постоянная составляющая магнитного момента. При $\beta_1 < 0$ (ФП второго рода) знак магнитного ПП меняется, и пространственные колебания осуществляются синхронно.

При малых значениях крутящего момента пространственный колебательный спектр имеет более богатый спектр гармоник. Отсюда следует, что при больших значениях M различные флуктуации подавляются. На рис. 3а,б представлены пространственные зависимости структурного и магнитного ПП, а на рис. 3,в – результат их фурье-анализа. Видно, что существенной является четвертая гармоника, в то время как при больших значениях M она отсутствует.

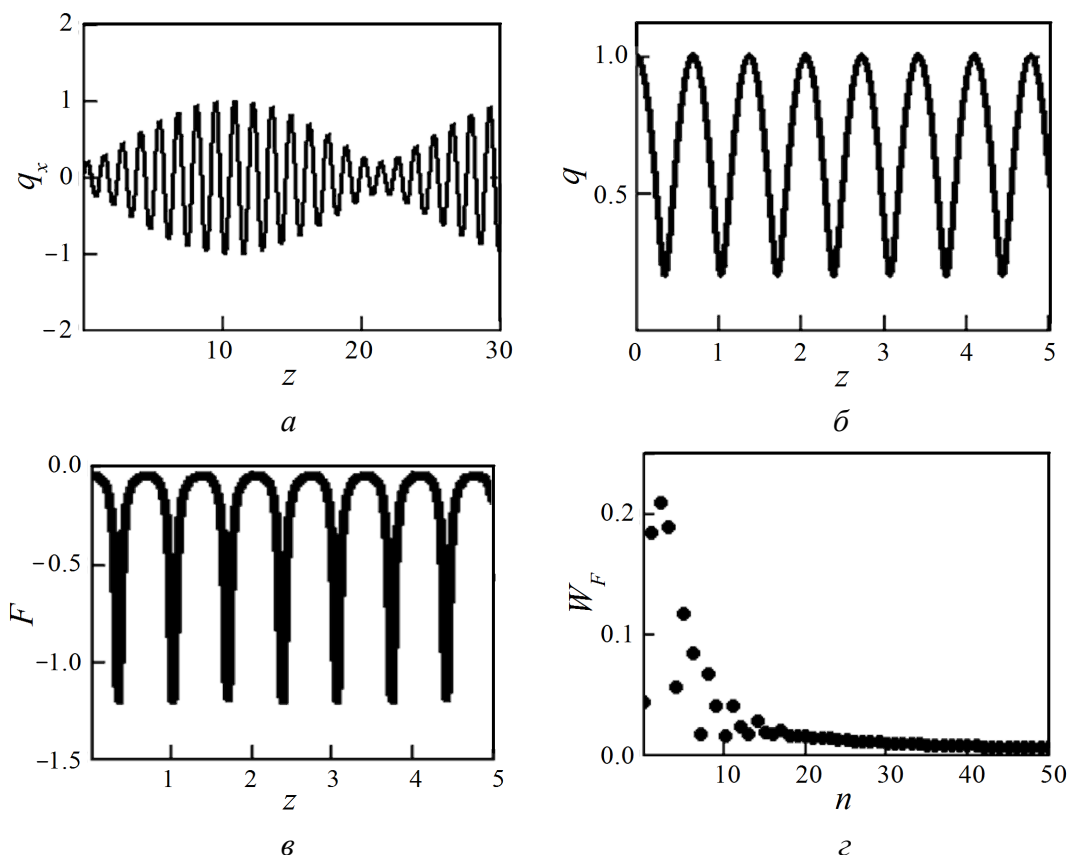


Рис. 4. Пространственные зависимости: а, б – соответственно компоненты структурного искажения q_x и модуля q при температурах ниже температур структурного и магнитного ФП первого рода в мягких материалах; в – модуля магнитного порядка F ; г – распределение амплитуд фурье-разложения модуля магнитного искажения W_F

Рассмотрим мягкие материалы, которые характеризуются большим значением вектора распространения k . Согласно (3) это условие выполняется при $\gamma_2 \gg \gamma_3$.

$$1. \alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$$

Ниже температур магнитного и структурного ФП второго рода колебательные процессы компонент структурного ПП характеризуются наличием двусторонней модуляции (рис. 4,а). Основные колебания сдвинуты по фазе, что приводит к появлению зависимостей модулей магнитного и структурного ПП (рис. 4,б,в), имеющих разные знаки. Первые три гармоники в фурье-разложении в первом приближении описывают плосковершинную кривую (рис. 4,г). Все остальные до 40-й включительно сглаживают возникающие дополнительные осцилляции на интерполяционной кривой.

$$2. \alpha_1 < 0, \alpha_2 < 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$$

Структурный ФП – первого рода, магнитный ФП – второго рода. Существенно возрастает частота модуляции компонент структурного и магнитного ПП. Однако, как и в предыдущем случае, имеет место немодулированное пространственное колебание модулей обоих ПП, которые направлены в одну сторону. Фурье-анализ показывает, что достаточно учесть только 5 гармоник, из которых наиболее существенной является вторая.

$$3. \alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 < 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2.$$

Магнитный ФП – первого рода, структурный – второго рода. Период модуляции составляющих становится еще больше. Знаки искажений обоих ПП разные. Для описания достаточно учесть 5 гармоник.

Рассмотрим твердые материалы, которые характеризуются малым значением вектора распространения k . Согласно (3) это условие выполняется при $\gamma_2 \ll \gamma_3$. При $\alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 > 0, r = 6, s = 2$ имеет место минимальное пороговое значение момента M , при котором существует совместное решение для двух ПП. График пространственных зависимостей компонент структурного ПП имеет вид изгибающихся лент (рис. 5,а). Подобная модуляция не оказывает влияния на поведение модуля структурного ПП (рис. 5,б). Основными являются гармоники под номерами 6 и 12. Остальные осуществляют слабую подстройку интерполяционной кривой под оригинал. С ростом величины M сильно возрастают амплитуды первой, третьей и четвертой гармоник. При малых значениях M магнитный ПП отрицателен и при некоторой величине M начинает периодически менять знак на противоположный (рис. 5,в). Фурье-анализ дает картину распределения гармоник, представленную на рис. 5,г. Шестая гармоника определяет основную частоту колебаний. Совокупность гармоник с 8-й по 14-ю устраняет амплитудные пространственные модуляции. Учет гармоник с 17-й по 20-ю приводит к началу появления на месте минимумов и максимумов плоских участков. Все остальные гармоники сглаживают эти участки. С дальнейшим увеличением M происходит уменьшение

пространственной длины отрицательного значения магнитного ПП. При некотором значении M величина магнитного ПП перестает менять знак, становится положительной, а график потенциала – непрерывным.

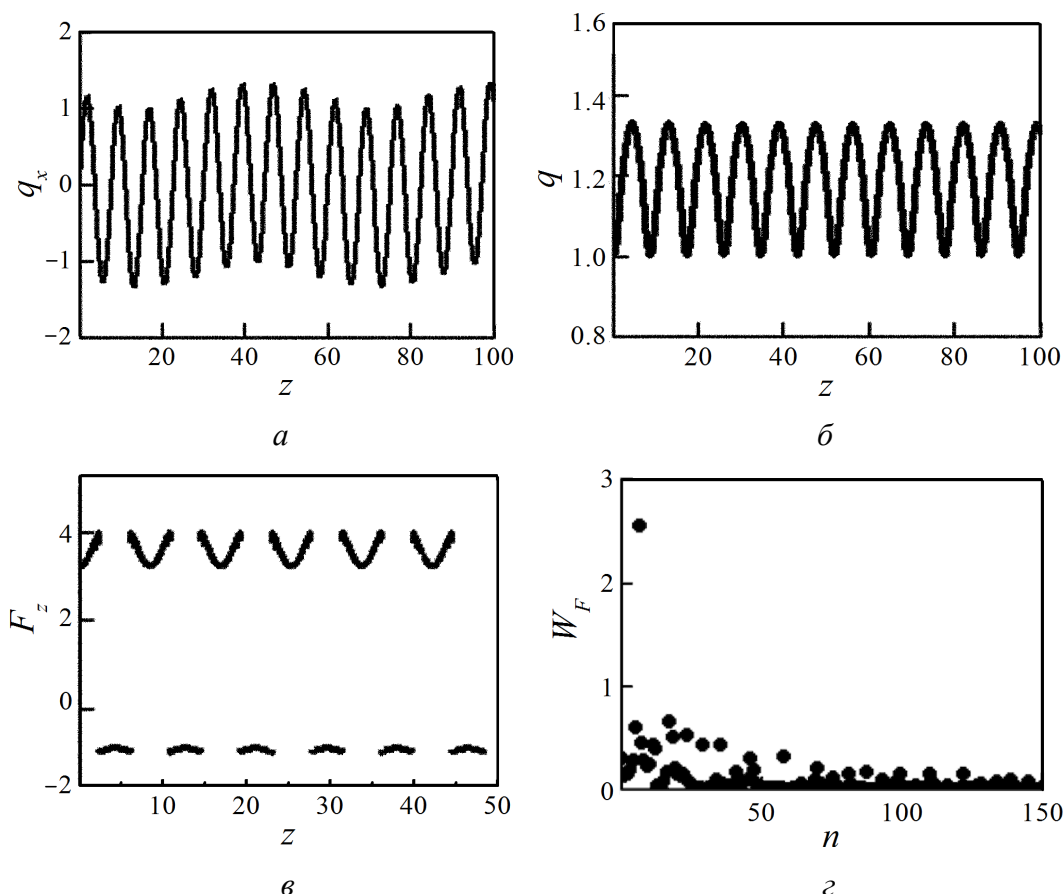


Рис. 5. Пространственные зависимости компоненты q_x (а) и модуля структурного искажения q (б) при температурах ниже температур структурного и магнитного ФП первого рода в твердых материалах; в – пространственное распределение магнитного ПП; г – распределение амплитуд фурье-разложения модуля магнитного искажения W_F

Выводы

1. Рассмотрено взаимодействие структурной и магнитной подсистем кристалла вблизи линий ФП. Показано, что ИПД кручением, выполненная при температурах вблизи и выше температуры Кюри, приводит к возникновению ферромагнитного ПП со сложной функцией пространственного распределения модуля. В окрестности линий магнитного или структурного ФП появляется несинусоидальная пространственная модуляция модулей магнитного и структурного ПП. Эти особенности были изучены с помощью фурье-анализа. Показано, что при разных значениях коэффициентов неравновесного термодинамического потенциала распределения магнитного и структурного ПП, как показано на рис. 1–5, существенно различаются.

2. На основе проведенного анализа можно сделать вывод, что путем наложения ИПД кручением можно управлять распределением модуля ферромагнитного вектора в кристалле. Это возможно за счет наличия взаимодействия между структурной и магнитной подрешетками при изменении условий деформации (величины приложенного момента кручения и температуры).

1. *N.I. Kourov, V.G. Pushin, A.V. Korolev, V.V. Marchenkov, E.B. Marchenkova, V.A. Kazantsev, H.W. Weber*, Phys. Solid State **53**, 91 (2011).
2. *F. Zuo, X. Su, K.H. Wu*, Phys. Rev. **B58**, 11127 (1998).
3. *V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskiy, H.C. Herper, H. Ebert, M.E. Gruner, S.V. Taskaev, V.V. Khovailo, A. Hucht, A. Dannenberg, M. Ogura, H. Akai, M. Acent, P. Entel*, Phys. Rev. **B81**, 094411 (2010).
4. *A.N. Vasil'ev, A.D. Bozhko, V.V. Khovailo, I.E. Dikshtein, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, M. Matsumoto, S. Suzuki, T. Takagi, J. Tani*, Phys. Rev. **B59**, 1113 (1999).
5. *A.D. Bozhko, A.N. Vasil'ev, V.V. Khovailo, I.E. Dikshtein, V.V. Koledov, S.M. Seletskii, A.A. Tulaikova, A.A. Cherechukin, V.G. Shavrov, V.D. Buchel'nikov*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **88**, 954 (1999).
6. *Yu.M. Gufan, E.S. Larin*, Fiz. Tverd. Tela **22**, 463 (1980).
7. *Yu.M. Gufan, V.I. Torgashov*, Fiz. Tverd. Tela **22**, 1629 (1980).
8. *V.P. Dmitriev, A.Yu. Kuznetsov, O. Bandilet, P. Bouvier, L. Dubrovinsky, D. Machon, H. P. Weber*, Phys. Rev. **B70**, 014104 (2004).
9. *A.L. Braginsky*, Soviet Physics-Solid State **32**, 10 (1990).
10. *Yu.D. Zavorotnev*, Low Temp. Phys. **39**, 133 (2013).
11. *Yu.D. Zavorotnev, E.H. Pashinskaya, V.N. Varyukhin, O.Yu. Popova*, JMMM **349**, 244 (2014).
12. *I.E. Dzyaloshinskii*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1420 (1964).
13. *Yu.D. Zavorotnev, L.I. Medvedeva, B.M. Todris, E.A. Dvornikov, O.Yu. Popova*, JMMM **323**, 2808 (2011).

Yu.D. Zavorotnev, E.G. Pashinskaya, E.Yu. Tomashevskaya

SPATIAL VARIATION OF THE MODULUS OF THE MAGNETIC VECTOR IN CRYSTALS DURING SEVERE PLASTIC DEFORMATION BY TWISTING

Within the frameworks of the phenomenological Landau theory, distribution of the moduli of ferromagnetic vectors in a crystal in the vicinity of the lines of phase transitions (PT) is studied. It is demonstrated that severe plastic deformation (SPD) by twisting results in forced generation of inhomogeneous distribution of magnetic moments. In the neighborhood of the lines of magnetic or structural phase transition, a nonsinusoidal spatial modulation of magnetic and structural order parameter module arises. The analysis of the obtained dependencies shows an opportunity of construction of varied distributions of the ferromagnetic vector in crystals under severe plastic deformation by twisting.

Keywords: severe plastic deformation by twisting, ferromagnetic, order parameter, spatial modulation, phase transition, harmonics

Fig. 1. Spatial dependences: a , \bar{b} – components of structural distortion q_x and q_y , respectively; $\bar{\epsilon}$ – moduli of magnetic OP F (—) and structural OP q (---); $\bar{\epsilon}$ – distribution of amplitudes of Fourier expansion of the modulus of structural distortion

Fig. 2. Spatial dependences: a , \bar{b} – components of structural distortion q_x and q_y , respectively, at the temperature below the temperature of the first-order PT at large magnitude of the twisting moment M ; $\bar{\epsilon}$, $\bar{\epsilon}$ – modulus of the structural and magnetic OP, respectively; $\bar{\delta}$, \bar{e} – distribution of amplitudes of Fourier expansion of the modulus of structural distortion W_q and magnetic distortion W_F

Fig. 3. Spatial dependences: a , \bar{b} – modulus of spatial distortion q and magnetic distortion F , respectively, at the temperature below the temperature of the first-order PT; $\bar{\epsilon}$ – distribution of amplitudes of Fourier expansion of the modulus of structural distortion W_q (\circ) and magnetic distortion W_F (\bullet)

Fig. 4. Spatial dependences: a , \bar{b} – components of the structural distortion q_x and modulus q at the temperatures below the temperatures of the first-order structural and magnetic PT in soft materials; $\bar{\epsilon}$ – modulus of magnetic ordering F ; $\bar{\epsilon}$ – distribution of amplitudes of Fourier expansion of the modulus of magnetic distortion W_F

Fig. 5. Spatial dependences of the component q_x (a) and the modulus of structural distortion q (\bar{b}) at the temperatures below the temperatures of the first-order structural and magnetic PT in hard materials; $\bar{\epsilon}$ – spatial distribution of the magnetic OP; $\bar{\epsilon}$ – distribution of amplitudes of Fourier expansion of the modulus of magnetic distortion W_F