

05,07

## Взаимодействие структурной и магнитной подсистем в кристаллах при интенсивной пластической деформации кручением

© Ю.Д. Заворотнев, Е.Г. Пашинская

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
Донецк, Украина

E-mail: zavorotnev.yurii@mail.ru

(Поступила в Редакцию 19 февраля 2015 г.)

Изучено взаимодействие структурной и магнитной подсистем кристалла вблизи линий фазовых переходов. Рассмотрение проведено в рамках феноменологической теории Ландау. Показано, что интенсивная пластическая деформация кручением приводит к вынужденному возникновению неоднородного распределения в магнитной подсистеме. Вблизи линий магнитного или структурного фазового перехода появляется несинусоидальная пространственная модуляция модулей магнитного и структурного параметров порядка. Анализ полученных зависимостей показывает возможность конструирования различных распределений ферромагнитного вектора в кристаллах при воздействии интенсивной пластической деформации кручением.

### 1. Введение

В последнее время активно 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 интенсивная пластическая деформация кручением (ИПДК) в наковальнях Бриджмена приводит к механически индуцированным фазовым превращениям с образованием нанокристаллической мартенситной фазы. При этом имеет место аномально большой по величине эффект памяти формы, а также увеличение электросопротивления на порядок. Наблюдалось изменение знаков обеих холловских констант, возрастание магнитосопротивления и магнитной восприимчивости, а также уменьшение намагниченности на порядок. В [2] указывается на рост намагниченности при переходе в модулированную фазу в ферромагнитном сплаве Гейслера Ni–Mn–Ga. В этом соединении структурные фазовые переходы (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. Влияние интенсивной пластической деформации кручением на магнитную подсистему изучалось в ряде работ [6–8]. В частности, было изучено изменение вида распределения модуля ферромагнитного вектора под влиянием ИПДК с вектором распространения, перпендикулярным оси легкого намагничивания [6,7]. В [8] предполагалось, что к ферромагнитному кристаллу кроме ИПДК прикладывалось также постоянное по времени, но пространственно модулированное давление. Была показана возможность появления пространственного резонанса.

При постановке такой задачи возникает необходимость изучения взаимодействия двух подсистем: двух

параметров порядка (ПП). Эта задача изучалась с помощью феноменологической теории [9–11], построенной на основе разложения термодинамического потенциала. В работе [9] рассмотрены симметричные и несимметричные потенциалы до шестого порядка по обоим ПП включительно. Показано, что допустимыми являются четыре типа состояний: 1)  $\mathbf{q} = 0, \mathbf{F} = 0$ ; 2)  $\mathbf{q} \neq 0, \mathbf{F} = 0$ ; 3)  $\mathbf{q} = 0, \mathbf{F} \neq 0$ ; 4)  $\mathbf{q} \neq 0, \mathbf{F} \neq 0$ , где  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{F}$  — структурный и ферромагнитный ПП. Построены фазовые диаграммы в пространстве коэффициентов при квадратах параметров порядка. Из них следует, что при сближении температур фазовых переходов возможна смена рода одного из ФП при переходе из состояния 1 в состояние 4. Однако ни в одной из указанных выше работ не изучено влияние на ферромагнитную подсистему ИПДК с вектором распространения вдоль легкой оси. Именно решение этой проблемы и стало основной целью настоящей работы.

### 2. Теория

Пусть в модельном кристалле при понижении температуры имеют место разнесенные по температуре структурный и ферромагнитный ФП, которые могут быть переходами как первого, так и второго рода. Рассмотрим поведение соответствующих ПП вблизи и вдали от этих ФП при наложении крутящего момента вдоль оси  $OZ$ . Магнитный ПП является линейной комбинацией магнитных моментов ионов элементарной ячейки. Структурный ПП — линейная комбинация отклонений ионов элементарной ячейки. Оба этих ПП преобразуются по соответствующим представлениям группы симметрии кристалла. Поставленную задачу можно решить в рамках феноменологической теории Ландау с помощью плотности неравновесного термодинамического потен-

циала (НТДП)

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

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 определена далее. В нашей модели описание магнитной спиральной структуры [12] распространено на случай кристаллической структуры, возникающей при ИПДК. Слагаемые с пространственными производными описывают винтовую деформацию (несоразмерная длиннопериодическая спиральная структура) и содержат пропорциональный моменту множитель, т.е. при  $M = 0$  отсутствует пространственная спиральная структура. Если  $\alpha_i, \beta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $\gamma_1$  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  $\mathbf{k}$  — 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 величины  $M$  должен расти и  $k$ .

Для проверки этого утверждения и установления величины разности  $r - s$  был проведен специальный эксперимент, описанный в [6]. По полученным в этой работе результатам степеням присвоены следующие значения:  $r = 6, s = 2$ .

В потенциале (1) следует учесть также упругое и магнитоупругое взаимодействия. Переменные, описывающие эти взаимодействия, можно исключить, определяя с помощью уравнений состояний их равновесные значения в зависимости от величины структурного и магнитного ПП [2]. После подстановки найденных выражений в потенциал получаем новый НТДП. Он формально будет совпадать с НТДП без учета упругого и магнитоупругого взаимодействий. При этом новые константы будут зависеть 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:

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

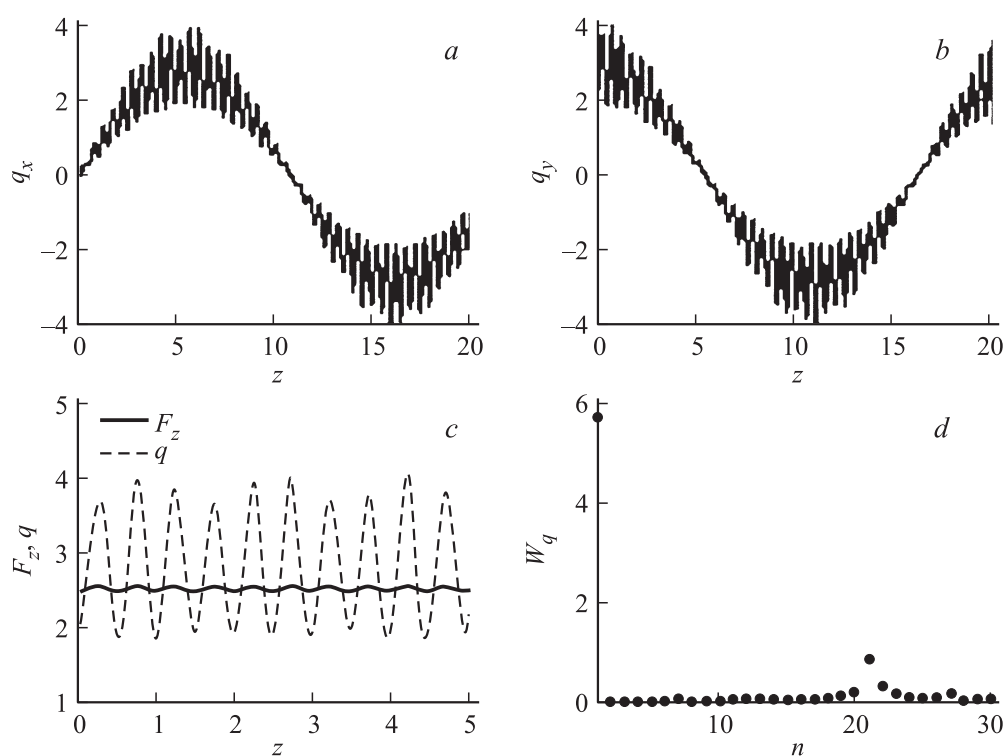
Систему дифференциально-алгебраических уравнений (4) решить аналитически затруднительно. Поэтому с помощью математического пакета MathCad 15 был проведен численный анализ этой системы, результаты которого обсуждаются в следующем разделе. Этот анализ позволил также выявить наличие некратных гармоник, которые обуславливают ряд специфических эффектов, подробно разбираемых далее.

### 3. Обсуждение результатов

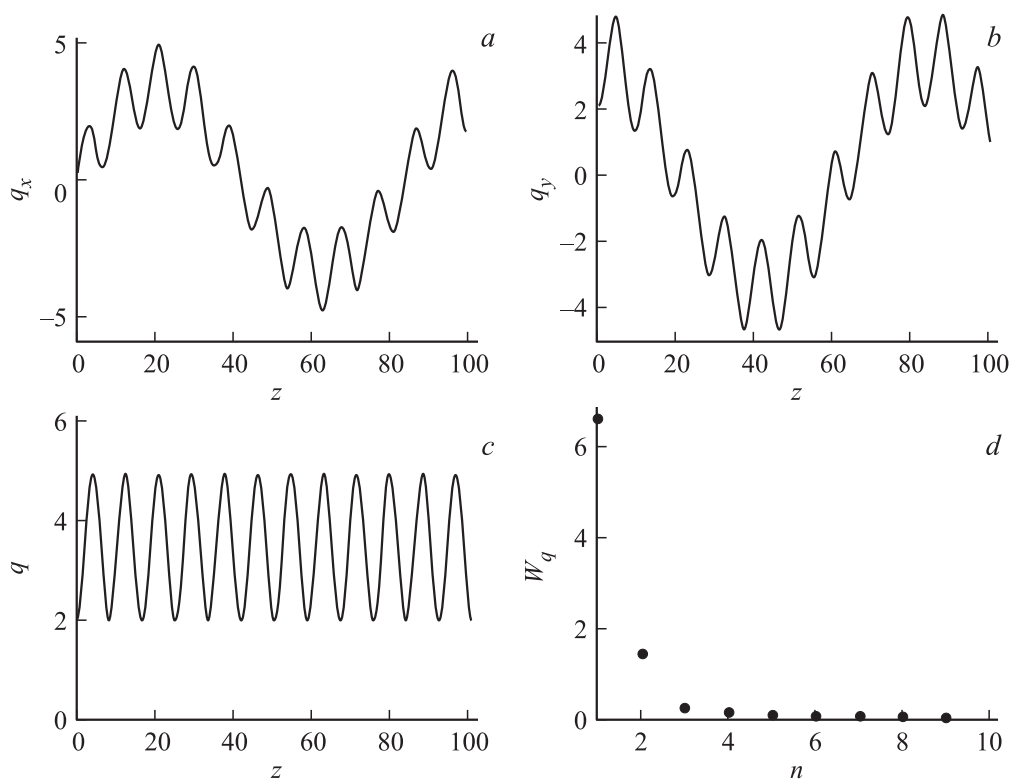
Результаты, представленные в этом разделе, имеют модельный характер. Это объясняется тем, что при решении системы (4) численные значения феноменологических коэффициентов подбирались таким образом, чтобы решение существовало [6–8]. В случае рассмотрения кристалла с определенной химической формулой необходимо использовать конкретные значения этих коэффициентов.

Рассмотрим поведение структурного и магнитного ПП при различных значениях феноменологических параметров НТДП.

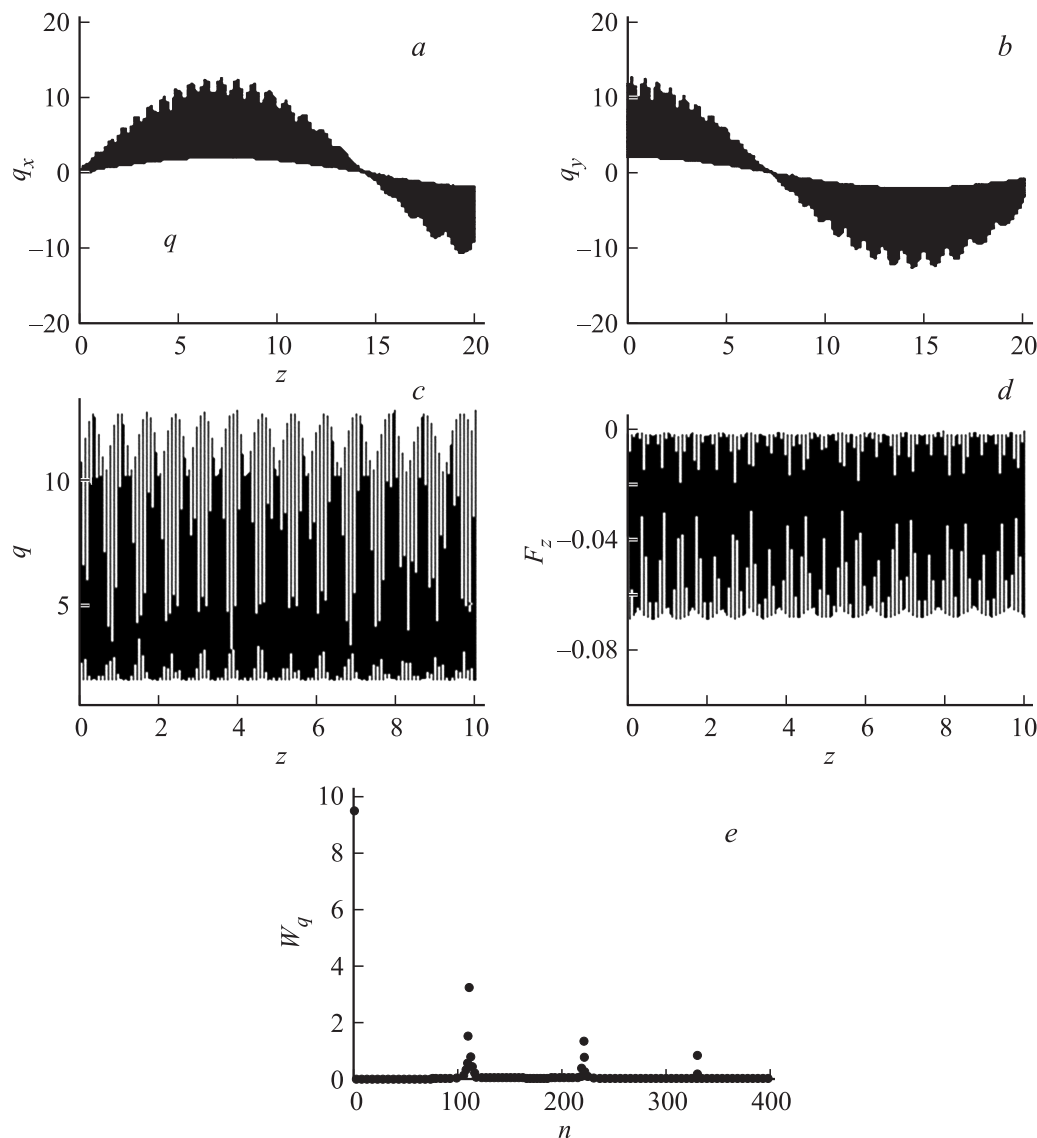
1.  $\alpha_1 < 0, \alpha_2 > 0, \alpha_3 > 0, \beta_1 < 0, \beta_2 > 0, \beta_3 > 0, \gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0, \gamma_3 < 0, r = 6, s = 2, |\alpha_1| \ll |\beta_1|$ . Такой набор знаков коэффициентов означает, что переход в упорядоченное магнитное и искаженное структурное состояние осуществляется путем перехода второго рода при различных температурах. При малых значениях момента кручения составляющие  $q_x(z)$  и  $q_y(z)$  структурного искажения, период которых дает длину поворота на  $360^\circ$ , имеют почти синусоидальную форму (рис. 1, *a, b*) с одинаковыми амплитудами и слабую синусоидальную шумовую составляющую. Последняя обуславливает появление пространственных колебаний величины модуля структурного искажения около определенного (равновесного) значения (шториховая линия рис. 1, *c*). При этом имеет место также амплитудная модуляция с разным размахом и частотой. Фурье-анализ такой зависимости показывает, что для ее описания необходимо учесть 26 гармоник, причем наиболее значимыми являются гармоники с номерами 0, 20, 25 (рис. 1, *d*). Аналогичный характер имеет зависимость  $F_z(z)$ , но с меньшей амплитудой (сплошная кривая рис. 1, *c*). Необходимо различать величины и пространственных векторов распространения при вращении кристалла под воздействием крутящего момента, и модулей структурного (магнитного) ПП.



**Рис. 1.** Пространственные зависимости компонент структурного искажения (*a, b*), пространственная зависимость магнитного и структурного ПП (*c*) и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля структурного искажения (*d*).



**Рис. 2.** Пространственные зависимости компонент структурного искажения при больших значениях крутящего момента (*a, b*), пространственная зависимость структурного ПП (*c*) и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля структурного искажения (*d*).

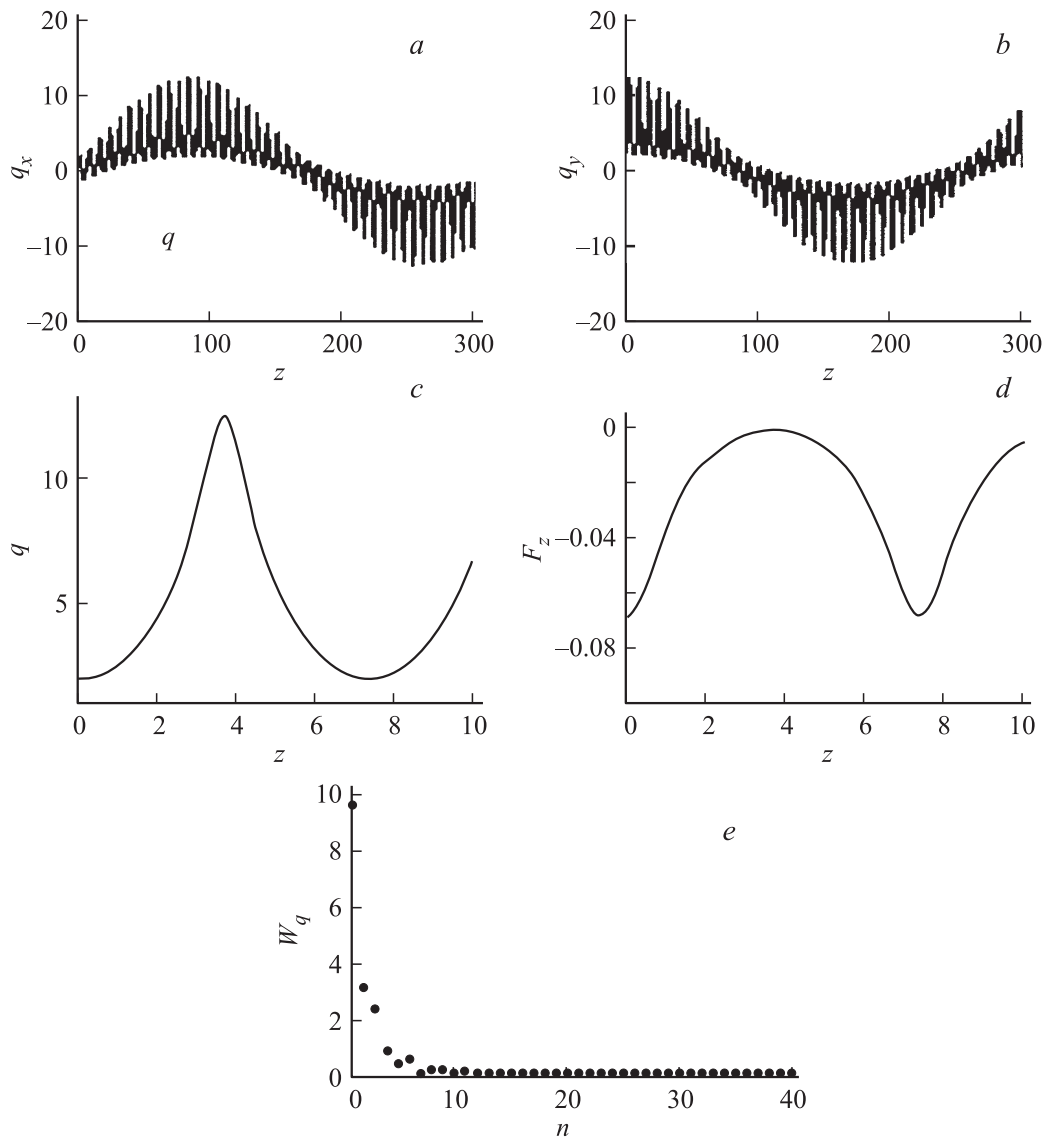


**Рис. 3.** Пространственные зависимости компонент структурного искажения ниже температур ФП первого рода при малых значениях крутящего момента (*a, b*), пространственные зависимости структурного ПП (*c*) и магнитного ПП (*d*) и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля структурного искажения (*e*).

При больших значениях момента кручения периоды основного колебания и шумового возмущения  $q_x(z)$  и  $q_y(z)$  увеличиваются (рис. 2, *a, b*), и модуль вектора структурного искажения по-прежнему имеет колебательную составляющую (рис. 2, *c*). Необходимо отметить, что амплитудная модуляция модуля структурного искажения в этом случае подавляется. Фурье-анализ показал, что колебательный процесс структурного ПП не является чисто синусоидальным, и для адекватного описания необходимо учитывать первые четыре гармоники (рис. 2, *d*). 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 графики обоих ПП вырождаются 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 значительное возрастание роли высших гармоник. Наиболее значимыми при описании структурного ПП оказываются гармоники с номерами 0, 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, частота которой гораздо больше, чем в случае 1 (рис. 3, *a, b*). Эта составляющая приводит



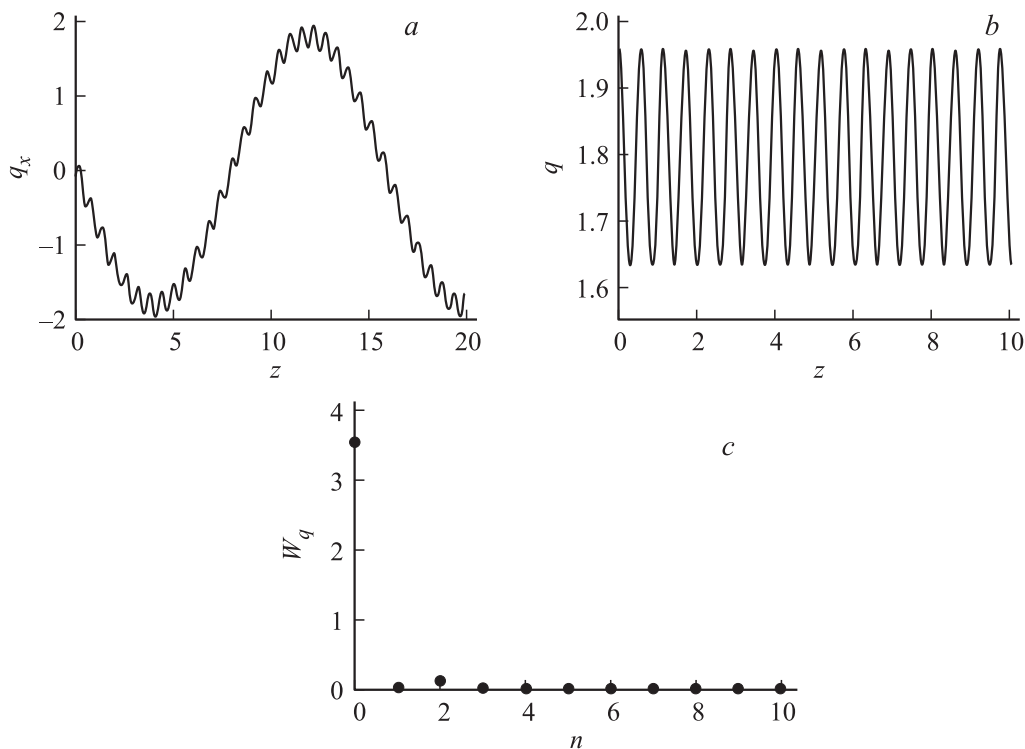
**Рис. 4.** Пространственные зависимости компонент структурного искажения ниже температур ФП первого рода при больших значениях крутящего момента (*a, b*), пространственные зависимости структурного ПП (*c*) и магнитного ПП (*d*) и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля структурного искажения (*e*).

к появлению модуляции колебаний структурного и магнитного ПП (рис. 3, *c, d*), которые характеризуются высокими значениями амплитуд гармоник с большим номером  $n$  (рис. 3, *e*).

При больших значениях  $M$  увеличиваются периоды шумовой составляющей и основного колебания (рис. 4, *a, b*). В этом случае модули структурного и магнитного ПП также имеют колебательную составляющую. При этом отсутствует пространственная амплитудная модуляция. Колебание структурного ПП имеет островевершинный вид (рис. 4, *c*), а магнитного — плосковершинный (рис. 4, *d*). Характер распределений амплитуд гармоник практически одинаковый: экспоненциально спадающий (рис. 4, *e*). Для описания поведения магнитного упорядочения и пространственного искажения достаточно учесть 20 гармоник.

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



**Рис. 5.** Пространственные зависимости компонент (а) и модуля (б) структурного искажения ниже температуры структурного ФП первого рода и выше температуры магнитного ФП и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля структурного искажения (с).

(рис. 5,а) и слабую синусоидальную составляющую, которая имеет меньшую частоту, чем в случае 1. Для описания изменения величины модуля структурного искажения (рис. 5,б) необходимо учесть кроме основной еще пять гармоник с амплитудами одного порядка, из которых вторая является наиболее существенной (рис. 5,с). Аналогичное поведение имеет возникающий вынужденно модуль ферромагнитного неприводимого вектора с меньшей на порядок амплитудой колебаний. При таком наборе знаков коэффициентов НТДП 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 линии структурного ФП и ниже линии 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.

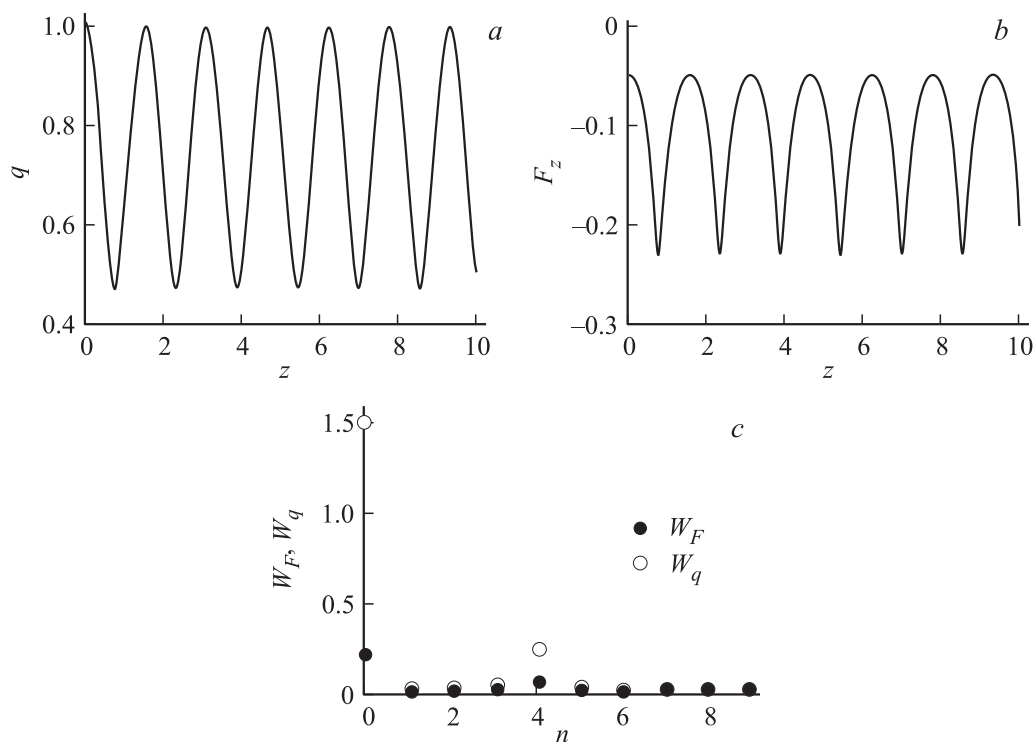
Рассмотрим случай, когда коэффициенты при производных гораздо больше по величине, чем остальные.

1.  $\alpha_i (i = 1, \dots, 3) = 0$ ,  $\beta_i (i = 1, \dots, 3) = 0$ ,  $\gamma_1 = 0$ ,  $\gamma_2 = 0$ ,  $\gamma_3 > 0$ . Такой набор коэффициентов соответствует случаю, когда приложенная ИПДК осуществляется вдали от структурных и магнитных ФП. Пространственные зависимости  $q_x(z)$  и  $q_y(z)$  синусоидальные.

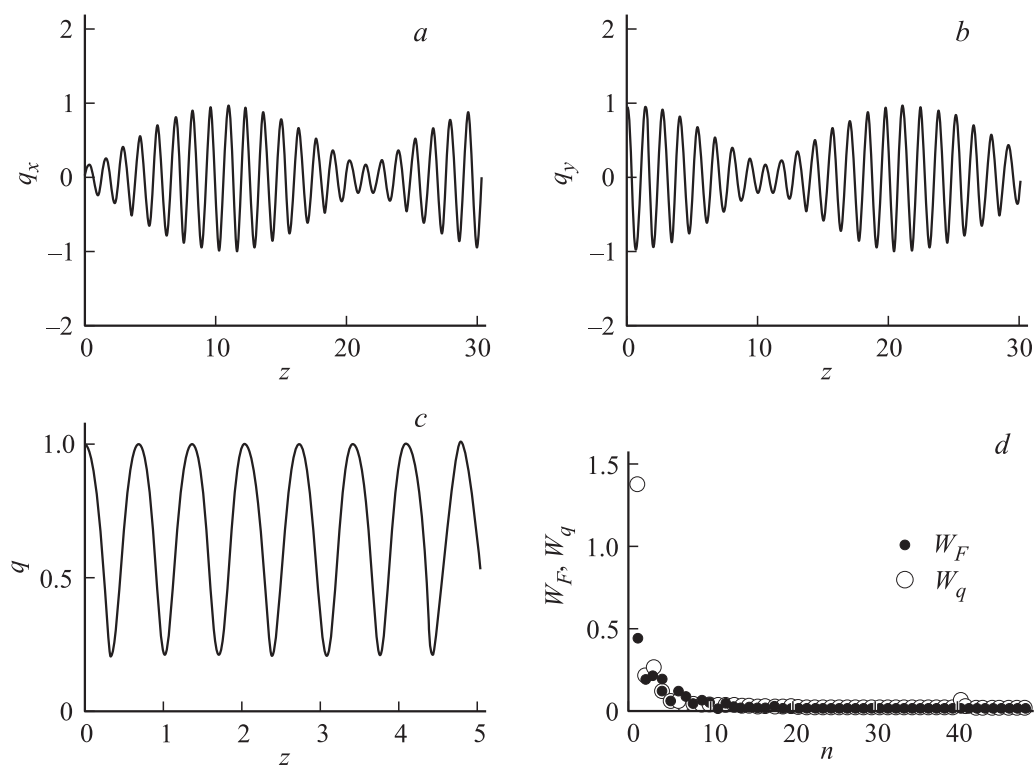
Модуль вектора структурного искажения не меняется в пространстве.

2.  $\alpha_1 \neq 0$ ,  $\alpha_2 > 0$ ,  $\alpha_3 > 0$ ,  $\beta_i (i = 1, \dots, 3) = 0$ ,  $\gamma_1 > 0$ ,  $\gamma_2 < 0$ ,  $\gamma_3 > 0$ ,  $r = 6$ ,  $s = 2$ . При  $\alpha_1 > 0$  ИПДК 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  $\alpha_1$  (понижение температуры) приводит к росту амплитуды осцилляции структурного ПП и слабому отклонению от синусоидальности благодаря увеличению амплитуды первой гармоники.

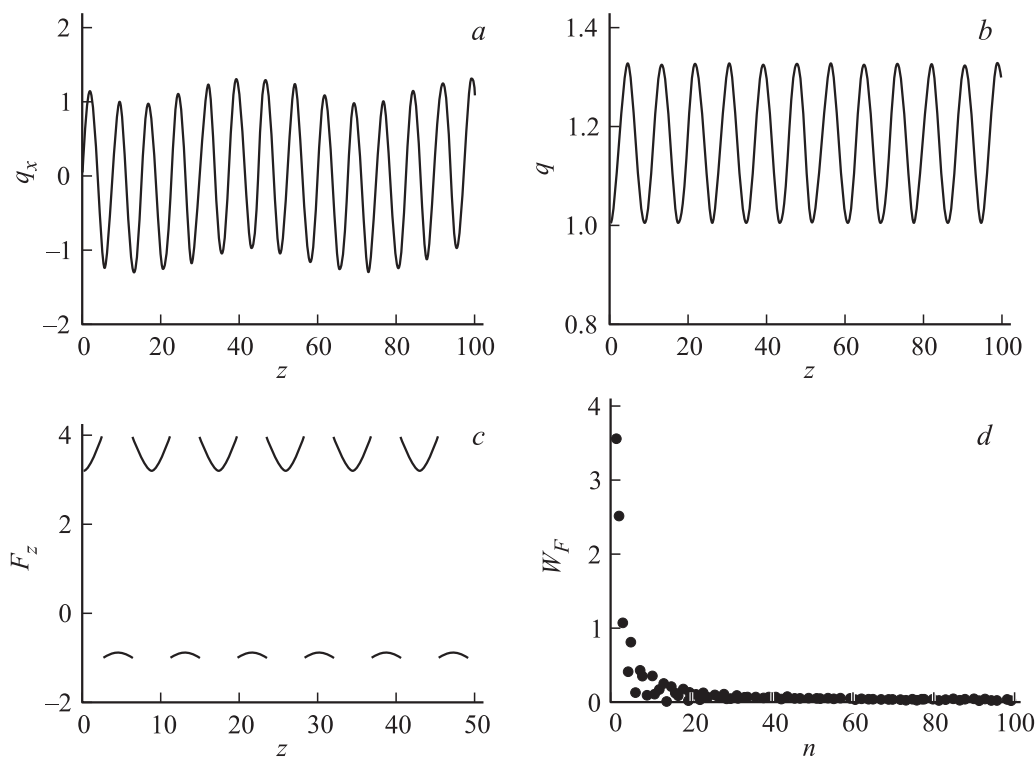
3.  $\alpha_1 < 0$ ,  $\alpha_2 > 0$ ,  $\alpha_3 > 0$ ,  $\beta_1 \neq 0$ ,  $\beta_2 > 0$ ,  $\beta_3 > 0$ ,  $\gamma_1 < 0$ ,  $\gamma_2 < 0$ ,  $\gamma_3 > 0$ ,  $r = 6$ ,  $s = 2$ . При больших значениях крутящего момента и  $\beta_1 > 0$  поведение структурного ПП аналогично предыдущему случаю. Магнитный ПП, который появляется вынужденно, колеблется в противофазе относительно структурного 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.



**Рис. 6.** Пространственные зависимости структурного (a) и магнитного (b) искажений ниже температур ФП первого рода и распределение амплитуд Фурье-разложения модулей магнитного и структурного искажения (c).



**Рис. 7.** Пространственные зависимости компонент (a, b) и модуля (c) структурного искажения ниже температур структурного и магнитного ФП второго рода в мягких материалах и распределение амплитуд Фурье-разложения модулей магнитного и структурного искажения (d).



**Рис. 8.** Пространственные зависимости компоненты  $q_x$  (a) и модуля (b) структурного искажения ниже температур структурного и магнитного ФП первого рода в твердых материалах, пространственное распределение магнитного ПП (c) и распределение амплитуд Фурье-разложения модуля магнитного искажения (d).

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. 6, a, b представлены пространственные зависимости структурного и магнитного ПП, а на рис. 6, c — результат их Фурье-анализа. Видно, что существенной является четвертая гармоника, в то время как при больших значениях она отсутствует.

Рассмотрим мягкие материалы, которые характеризуются большим значением вектора распространения  $\mathbf{k}$ . 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 двухсторонней модуляции (рис. 7, a, b). Основные колебания сдвинуты по фазе, что приводит к появлению зависимостей модулей магнитного и структурного ПП (рис. 7, c), имеющих разные знаки. Для описания этих зависимостей достаточно учесть 10–15 гармоник, но в случае структурного ПП значимой оказывается гармоника с номером 40 (рис. 7, d).

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 слу-

чае, имеет место немодулированное пространственное колебание модулей обоих ПП, которые направлены в одну сторону. Фурье-анализ показывает, что достаточно учесть только пять 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 пять гармоник.

Рассмотрим твердые материалы, которые характеризуются малым значением вектора распространения  $\mathbf{k}$ . Согласно (3), это условие выполняется при  $\gamma_2 \ll \gamma_3$ :  $\alpha_1 < 0$ ,  $\alpha_2 > 0$ ,  $\alpha_3 > 0$ ,  $\beta_1 < 0$ ,  $\beta_2 > 0$ ,  $\beta_3 > 0$ ,  $\gamma_1 < 0$ ,  $\gamma_2 < 0$ ,  $\gamma_3 > 0$ ,  $r = 6$ ,  $s = 2$ . Имеет место минимальное пороговое значение момента  $M$ , при котором существует совместное решение для двух ПП. Пространственные зависимости компонент структурного ПП имеют вид извивающихся лент (рис. 8, a). Подобная модуляция не оказывает влияния на поведение модуля структурного ПП (рис. 8, b). Распределение гармоник имеет быстро спадающий экспоненциальный вид. 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. 8, c). Фурье-анализ дает картину распределения



гармоник, представленную на рис. 8, *d*. С дальнейшим увеличением  $M$  происходит уменьшение пространственной длины отрицательного значения магнитного ПП. При некотором значении  $M$  величина магнитного ПП перестает менять знак и становится положительной, а его график становится непрерывным.

#### 4. Выводы

1. Рассмотрено взаимодействие структурной и магнитной подсистем кристалла вблизи линий фазовых переходов. Показано, что интенсивная пластическая деформация кручением, выполненная вблизи и выше температуры Кюри, приводит к возникновению ферромагнитного параметра порядка со сложной функцией пространственного распределения модуля. В окрестности линий магнитного или структурного фазового перехода появляется несинусоидальная пространственная модуляция модулей магнитного и структурного параметров порядка. Эти особенности были изучены с помощью Фурье-анализа. Показано, что при разных значениях коэффициентов неравновесного термодинамического потенциала распределения магнитного и структурного параметров порядка существенно различаются.

2. На основе проведенного анализа можно сделать вывод, что путем наложения интенсивной пластической деформации 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).

#### Список литературы

- [1] Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, А.В. Королев, В.В. Марченков, Е.Б.Марченкова, В.А. Казанцев, H.W. Weber. ФТТ **53**, 89 (2011).
- [2] F. Zuo, X. Su, K.H. Wu. Phys. Rev. B **58**, 11 127 (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. Fcent, P. Entel. Phys. Rev. B **81**, 094 411 (2010).
- [4] A.N. Vasil'ev, A.D. Bozhko, V.V. Khovailo, I.E. Dikhtein, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, M. Matsumoto, S. Suzuki, T. Takagi, J.Tani. Phys. Rev. B **59**, 1113 (1999).
- [5] А.Д. Божко, А.Н. Васильев, В.В. Ховайло, В.Д. Бучельников, И.Е. Дикштейн, С.М. Селецкий, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **115**, 1740 (1999).
- [6] Yu.D. Zavorotnev, E.H. Pashinskaya, V.N. Varyukhin, O.Yu. Popova. J. Magn. Magn. Mater. **349**, 244 (2014).
- [7] Ю.Д. Заворотнев, Е.Г. Пашинская, В.Н. Варюхин. Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 1011 (2014).
- [8] Ю.Д. Заворотнев, Е.Г. Пашинская. ФНТ **40**, 1237 (2014).
- [9] Ю.М. Гуфан, Е.С. Ларин. ФТТ **22**, 463 (1980).
- [10] V.P. Dmitriev, A.Yu. Kuznetsov, O. Bandilet, P. Bouvier, L. Dubrovinsky, D. Machon, H.W. Weber. Phys. Rev. B **70**, 014 104 (2004),
- [11] А.Я. Брагинский. ФТТ **32**, 10 (1990).
- [12] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **46**, 1420 (1964).