

PACS: 64.70.Kb, 05.70.Ln

Л.С. Метлов<sup>1,2</sup>, В.В. Коледов<sup>3</sup>, В.Г. Шавров<sup>3</sup>,  
Ю.Д. Заворотнев<sup>1</sup>, Ю.В. Тхетелев<sup>1,4</sup>

## ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЕРВОГО РОДА В СИСТЕМАХ С МНОГОМИНИМУМНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

<sup>2</sup>Донецкий национальный университет

<sup>3</sup>Институт радио и электроники им. А.А. Котельникова РАН, Москва

<sup>4</sup>Луганский национальный университет им. Т.Г. Шевченко

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2020 года

*Для описания движения доменной границы предложена модель в форме одномерной цепочки однородных ячеек. Функционал свободной энергии включает градиентные вклады, учитывающие взаимодействие между соседними ячейками. Для обратного мартенситного перехода приведены расчеты и графики движения доменной границы между мартенситной и аустенитной фазами в процессе нагревания в отсутствие и при наличии внешней (сжимающей) нагрузки. Показано, что в соответствии с принципом Клапейрона–Клаузиуса эта нагрузка приводит к сдвигу всех стадий фазового перехода в область более высоких температур.*

**Ключевые слова:** структурный параметр порядка, доменная граница, прямой и обратный мартенситные переходы, многоминимумный потенциал

### Введение

Сплавы и соединения кубической симметрии с многоминимумным термодинамическим потенциалом, такие как перовскиты [1–3], шпинели [4–9], гранаты [10,11], а также сплавы и соединения, обладающие эффектом памяти формы (ЭПФ) [12–18], составляют важный класс материалов, имеющих практическое и научное значение. Переходы между минимумами термодинамического потенциала могут осуществляться и вынужденно – в результате внешних воздействий, и спонтанно, когда высоты потенциальных барьеров становятся сопоставимы с уровнем тепловых флуктуаций или шумов. Эти переходы в большинстве случаев протекают как фазовые переходы 1-го рода, которым свойствен гистерезис. Особое значение имеют материалы с узким гистерезисом, поскольку в этом случае их структуры до и после перехода различаются несущественно, благодаря чему в них возможны когерентные явления и спонтанные переходы между потенциальными ямами [19–21]. Наиболее яркими представителями таких материалов являются сплавы и соединения, обладающие ЭПФ [12–18].

В работах [19–23] исследовались небольшие по размеру однородные системы, в которых фазовый переход 1-го рода протекал одновременно во всем объеме. Система в этом случае всегда находится в однодоменном состоянии, и в ней всегда отсутствует граница между фазами. Тем не менее данные расчетов, полученные в результате такого моделирования, вполне могут быть применены и для интерпретации, и для качественной оценки доменной структуры в больших системах. Это утверждение базируется на том основании, что количество доменов различных фаз (аустенитной и нескольких мартенситных) будет определяться вероятностью нахождения малой системы (как части объема большой системы) в том или ином состоянии в соответствии с результатами компьютерных экспериментов для таких систем.

В то же время наличие границ может существенно отразиться на характере кинетики структурного перехода. Между различными доменами может возникнуть взаимодействие, или «взаимопомощь», когда домен с более глубокой потенциальной ямой пытается затянуть в себя соседние домены с менее глубокими потенциальными ямами, в результате чего вероятность его реализации существенно возрастает. Особенно это важно для случаев простого нагрева или охлаждения материала, а также для внешних, в том числе переменных, воздействий (магнитокалорический [24], электрокалорический [25], барокалорический [26], эластокалорический [27] и мультикалорический [28] эффекты), когда в процесс вмешивается возможность движения доменных границ.

При описании неоднородных доменных структур в методах теории фазовых полей используют уравнения типа Гинзбурга–Ландау [29–31]. Хороший пример описания магнитных доменных границ можно найти в работе В.Г. Барьяхтара с соавторами [32], где неоднородность учитывается в форме энергии обменного взаимодействия, пропорциональной градиенту (дивергенции) намагниченности.

Цель настоящей статьи – формулирование феноменологической теории фазового перехода в сплавах с многоминимумным потенциалом свободной энергии с учетом движения доменных границ и разработка на ее основе модели явления.

### Теоретическая модель с учетом движения доменных границ

Как известно, сплавы Гейслера  $Ni_{2-x}Mn_{1+x}Ga$  описываются многоминимумным неравновесным термодинамическим потенциалом (НТДП). Для описания такого числа минимумов НТДП должен содержать в разложении слабые порядки выше четвертого по первичному параметру порядка (ПП), в роли которого выступает линейная комбинация смещений атомов элементарной ячейки. Однако для более точного учета симметрии к рассмотрению необходимо привлечь тензор деформации  $\varepsilon_{ij}$ , являющийся вторичным ПП. Если разложение в ряд по степеням первичного ПП очевидно, поскольку квадрат вектора инвариантен относительно любого преобразования точечной группы симметрии, то разложение по степеням вторичного ПП неочевидно. В силу

этого обстоятельства сначала необходимо вычислить целый рациональный базис инвариантов (ЦРБИ), составленный из компонент симметричного тензора деформации. Как показано в [33], для кристаллов кубической симметрии имеется девять инвариантов, которые записываются в виде

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}, \\
 R_2 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}, \\
 R_3 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}, \\
 R_4 &= \varepsilon_{yx}^2 + \varepsilon_{zx}^2 + \varepsilon_{zy}^2, \\
 R_5 &= \varepsilon_{yx}^2\varepsilon_{zx}^2 + \varepsilon_{yx}^2\varepsilon_{zy}^2 + \varepsilon_{zx}^2\varepsilon_{zy}^2, \\
 R_6 &= \varepsilon_{yx}^2\varepsilon_{zx}^2\varepsilon_{zy}^2, \\
 R_7 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yx}^2 + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zx}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{zy}^2, \\
 R_8 &= \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zx}^2 + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{yx}^2, \\
 R_9 &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zx}^2\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zy}^2\varepsilon_{yx}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{yx}^2\varepsilon_{zx}^2.
 \end{aligned} \tag{1}$$

При учете только диагональных компонент тензора деформации отличны от нуля инварианты  $R_1, R_2, R_3$ . Путем несложных преобразований и некоторых упрощений НТДП можно записать в виде [15]:

$$\Phi_S = \Phi_0 + \frac{1}{2}a(e_2^2 + e_3^2) + \frac{1}{3}be_3(e_3^2 - 3e_2^2) + \frac{1}{4}c(e_2^2 + e_3^2)^2, \tag{2}$$

где  $e_2$  и  $e_3$  – соответственно сдвиговая (отвечающая за ромбические искажения) и дилатансионная составляющие деформации (вторичные ПП), которые связаны с тензором деформации:

$$e_2 = (e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{2}, \quad e_3 = (2e_{zz} - e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{6}. \tag{3}$$

Поскольку независимые переменные (3) безразмерны, все коэффициенты в (2) имеют одинаковую очевидную размерность. Необходимо отметить отсутствие в выражении (2) слагаемых с первичным ПП. Процедура исключения последнего состоит в нахождении из полного НТДП равновесного значения ПП как функции от ЦРБИ. После подстановки полученных выражений в полный НТДП получаем потенциал, зависящий только от ЦРБИ в форме (2).

Согласно Ландау критическая температурная зависимость осуществляется через коэффициент при второй степени структурного ПП в форме

$$a = a_0(T - T_M), \tag{4}$$

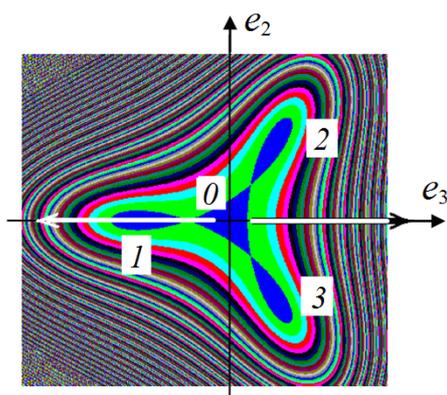
где  $a_0$  – некоторая новая постоянная,  $T_M$  – критическая температура мартенситного перехода. Поскольку термодинамический потенциал содержит кубическую степень по структурному ПП, мартенситный фазовый переход будет 1-го рода. Для параметров модели  $T_M = 150$  К,  $b = 0.3$ ,  $a_0 = 0.005$ ,  $c = 1$

ширина интервала лабильности составляет 6 К [19,20]. При этом температура абсолютной неустойчивости мартенситной фазы  $T_A = 156$  К.

Необходимо отметить, что строгое обоснование существования решения уравнения Ландау–Халатникова для НТДП с разложением по четным степеням ПП дано в [34,35]. В нашей работе рассматривается случай, когда в разложении НТДП имеются и нечетные степени разложения по ПП.

Важной точкой является также температура  $T_{eq}$ , при которой минимумы аустенитной и трех мартенситных фаз равны между собой (рис. 1) [20,21]. При этой температуре потенциальный барьер, разделяющий минимумы разных типов, невысок. Он пропорционален малому отношению  $b/c$ , благодаря чему именно при данной температуре осуществляются как прямой, так и обратный фазовые переходы (практически без гистерезиса). Это и послужило основанием для определения точки фазового перехода в упрощенном варианте классической теории, когда термодинамические потенциалы строятся отдельно для мартенситной и отдельно для аустенитной фазы, а точка перехода определяется из условия равенства минимумов этих потенциалов.

Если отсутствуют факторы, приводящие к снятию вырождения [20,21,36], то согласно принципу Кюри [37] доменная структура при температурах ниже температуры  $T_M$  должна представлять собой смесь, состоящую из приблизительно равных долей трех мартенситных фаз (рис. 1, минимумы 1–3). При температурах выше  $T_A$  каждое отдельное зерно фактически находится в однодоменном аустенитном состоянии. На интервале лабильности  $T_M–T_A$  в равновесии могут находиться все четыре фазы – три мартенситные и одна аустенитная. При понижении температуры в исходной аустенитной фазе будут спонтанно возникать зародыши мартенситных фаз, которые будут разрастаться за счет движения доменных границ.



**Рис. 1.** Рельеф свободной энергии на плоскости ПП  $e_2$  и  $e_3$ : 0 – аустенитный минимум; 1, 2 и 3 – мартенситные минимумы. Горизонтальные стрелки указывают направление положительного или отрицательного (либо периодического) внешнего воздействия

Наличие трех типов мартенситных доменов существенно усложняет нашу задачу, поскольку требует пространственного трехмерного рассмотрения. В то же время имеются задачи, например, при описании эластокалорического эффекта [27,38–40], когда вследствие поляризации внешнего воздействия процесс развивается в некотором выделенном направлении, допустим в направлении координаты  $e_3$  (горизонтальные стрелки на рис. 1). В этом случае в

выражении свободной энергии (2) можно положить  $e_2 = 0$ , и оно приобретает более универсальный стандартный вид

$$\Phi_S = \Phi_0 + \frac{1}{2}ae_3^2 + \frac{1}{3}be_3^3 + \frac{1}{4}ce_3^4 + \sigma e_3, \quad (5)$$

пригодный для описания внешнего поляризованного воздействия для любого кубического сплава или соединения. Например, выражением (5) могут быть описаны и сплавы Гейслера, и соединения TiNi или Ti<sub>2</sub>NiCu, причем каждый материал со своим набором параметров  $a$ ,  $b$  и  $c$ . При этом более короткий мартенсит по сравнению с аустенитной фазой (сплав Гейслера) будет задаваться положительными значениями  $b$ , а более длинный (соединения TiNi и Ti<sub>2</sub>NiCu) – отрицательными. При равенстве нулю данного коэффициента фазовый переход становится фазовым переходом 2-го рода. Кроме того, в выражение (5) для общности добавлено внешнее поляризующее напряжение  $\sigma$ , указанное на рис. 1 горизонтальными стрелками.

Для описания неоднородностей в форме доменных границ рассмотрим функционал свободной энергии в виде

$$\Phi = \int \left( \frac{1}{2}D \left( \frac{\partial e_3(x)}{\partial x} \right)^2 + \Phi_S(x) \right) dx, \quad (6)$$

где  $D$  – коэффициент, характеризующий взаимодействие ПП в различных областях пространства, по сути в области границ доменов. Процедура Эйлера приводит к эволюционным уравнениям типа Гинзбурга–Ландау:

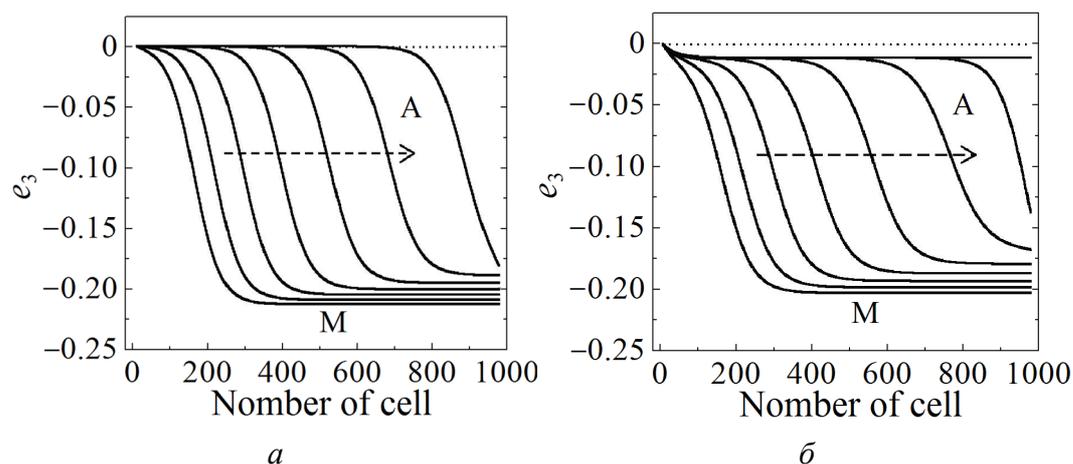
$$\frac{\partial e_3}{\partial t} = -D \frac{\partial^2 e_3}{\partial x^2} - \gamma \left[ e_3 (a + be_3 + ce_3^2) - \sigma \right]. \quad (7)$$

Если отбросить алгебраическую часть уравнения (7), то при  $D < 0$  оно будет представлять собой по сути диффузионное уравнение. Параметр порядка как бы «диффундирует» от большего значения к меньшему. В то же время «диффузия» ПП осуществляется не в однородном пространстве, а на «пересеченной местности» в соответствии с рельефом свободной энергии. «Диффузия» (взаимодействие) снижает потенциальный барьер, в результате чего соседняя ячейка переходит в новое состояние раньше, нежели бы она перешла сама по себе. После перехода граница между доменами передвигается на одну ячейку и т.д.

Для моделирования движения доменной границы можно ограничиться 1D-цепочкой, состоящей из малых элементов среды, в которых успевает установиться однородное состояние. Для описания эволюции ПП в этих областях можно пренебречь неоднородной частью уравнения (7) и ограничиться только алгебраической частью (уравнение типа Ландау–Халатникова). Алгебраические части, входящие в (7) со знаком «плюс», отвечают за генерацию ПП, а со знаком «минус» – за его аннигиляцию. Уравновешивание этих тенденций приводит к наступлению стационарного (равновесного) состояния в данном элементе среды.

Отметим, что для существования самой доменной границы совершенно необходимо соблюдение условия  $b \neq 0$ , что является признаком фазового перехода 1-го рода. При уменьшении этого коэффициента по абсолютной величине доменная граница становится шире и при нулевом значении полностью размывается. Для сплавов и соединений, обладающих ЭПФ, типичным является именно малое значение коэффициента  $b$ , вследствие чего фазовые переходы в них близки к фазовым переходам 2-го рода. Для таких материалов типичными являются узкий гистерезис и невысокий потенциальный барьер, разделяющий мартенситные и аустенитный минимумы. В результате в этих материалах возможно флуктуационное или шумовое преодоление потенциальных барьеров – спонтанные фазовые переходы (в отличие от мартенситных переходов в сталях [41]) [19–21].

При нагревании зародыш новой (аустенитной) фазы будем моделировать граничными условиями, задавая на левом конце цепочки нулевое значение параметра порядка  $e_3 = 0$ . В этом случае при нагревании с постоянным шагом в определенный момент профиль доменной границы начинает перемещаться слева направо, причем скорость его движения будет увеличиваться при более высокой температуре (рис. 2,а). Поскольку нагрев осуществляется с постоянной скоростью, шаг по температуре между кривыми на рис. 2,а равен 0.1 К, при этом левая крайняя кривая соответствует температуре 207.3 К, а правая крайняя – температуре 207.9 К.



**Рис. 2.** Движение профиля доменной границы мартенсит–аустенит при нагревании с некоторым постоянным шагом в отсутствие (а) и при наличии (б) внешней нагрузки: А, М – соответственно аустенитная и мартенситная фазы. Стрелка указывает направление изменения профиля при нагревании

Для сравнения на рис. 2,б показано движение профиля доменной границы при наличии внешней одноосной сжимающей нагрузки для сплава типа Гейслера. Сжимающая нагрузка приводит к более устойчивому существованию более короткой фазы, в данном случае – мартенситной. Поэтому здесь при общем качественном сходстве с рис. 2,а переход в аустенитную фазу протекает

в более поздние времена (при более высокой температуре). Кроме того, ПП в аустенитной фазе не равен нулю, что связано с его поляризацией внешней силой. Здесь шаг по температуре между кривыми также равен 0.1 К, левая крайняя кривая соответствует температуре 208.1 К, а правая крайняя – температуре 208.7 К. Следовательно, благодаря внешней сжимающей нагрузке обратный мартенситный переход сдвигается в область более высоких температур.

В завершение отметим, что толщина внутренних границ между различными мартенситными фазами, а также между мартенситной и аустенитной фазами порядка одного нанометра [42]. Разрешимость ПП в данном случае порядка размеров нескольких элементарных ячеек, что создает определенные трудности для феноменологического описания доменных границ, в том числе их движения, при фазовых переходах. При этом приходится прибегать к избыточно мелкому пространственному шагу в численных экспериментах [42–44], что требует повышенных вычислительных ресурсов. В нашем случае толщина границы зависит от соотношения констант  $D$  и  $\gamma$ , и для наглядности движения границы в рамках возможностей серийных компьютеров умышленно была выбрана достаточно большой.

Для одномерной цепочки однородных ячеек предложен функционал свободной энергии, учитывающий неоднородное взаимодействие между ячейками. Благодаря этому удалось в обратном мартенситном переходе описать движение доменной границы между мартенситной и аустенитной фазами в процессе нагревания в отсутствие и при наличии внешней (сжимающей) нагрузки. Продемонстрировано, что в рамках предложенной модели в соответствии с принципом Клапейрона–Клаузиуса внешняя сжимающая нагрузка приводит к сдвигу всех стадий фазового перехода в область более высоких температур.

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН при частичном финансировании РФФИ, грант № 18-07-01320.

1. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, УФН **171**, 577 (2001).
2. M.R. Levy, Crystal Structure and Defect Property Predictions in Ceramic Materials, PhD thesis, University of London, London, UK (2005).
3. M. Paraskevopoulos, F. Mayr, C. Hartinger, A. Pimenov, J. Hemberger, P. Lunkenheimer, A. Loidl, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, A.M. Balbashov, JMMM **211**, 118 (2000).
4. В.А. Шаповалов, Дис. ... д-ра физ.-мат. наук, ДонФТИ им. А.А. Галкина, Донецк (2013).
5. А.Ю. Кожухарь, В.Н. Селезнев, Г.А. Цинцадзе, В.А. Шаповалов, ФТТ **15**, 706 (1973).
6. M.P. Ivliev, A.A. Mukovnin, V.P. Sakhnenko, V.M. Talanov, Phys. Solid State **56**, 2077 (2014).
7. A.S. Mikheykin, V.I. Torgashev, V.M. Talanov, A.A. Bush, D. Chernyshov, I.Yu. Yuzyuk, V.P. Dmitriev, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 505401 (2014).
8. А.А. Муковнин, В.М. Таланов, Fundamental Research № 8, 82 (2013).
9. И.С. Любутин, А.Г. Гаврилюк, И.А. Троян, Р.А. Садыков, Письма в ЖЭТФ **82**, 797 (2005).
10. И.С. Любутин, А.Г. Гаврилюк, УФН **179**, 1070 (2009).

11. *V.F. Shkar, V.N. Spiridonov, I.G. Salkov, V.V. Morenko*, Proceedings of the European Conference Physics of Magnetism 2011 (PM'11), Poznan, June 27–July 1, 2011.
12. *V.A. Chernenko, E. Cesari, V.V. Kokorin, I.N. Vitenko*, Scripta Metall. Mater. **33**, 1239 (1995).
13. *A. Zheludev, S.M. Shapiro, P. Wochner, L.E. Tanner*, Phys. Rev. **B54**, 15045 (1996).
14. *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).
15. *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).
16. *В.Г. Пушин, Н.И. Коуров, А.В. Королев, Е.Б. Марченкова, Н.Н. Куранова, Е.С. Белослудцева*, ФТТ **57**, 43 (2015).
17. *J.A. Monroe, I. Karaman, B. Basaran, W. Ito, R.Y. Umetsu, R. Kainuma, K. Koyama, Y.I. Chumlyakov*, Acta Mater. **60**, 6883 (2012).
18. *Д.С. Кучин, В.В. Коледов, Ю.С. Кошкидько, К. Рогатский, Я. Цвик*, Сборник трудов международной конференции «Фазовые переходы и нелинейные явления в конденсированных средах», 6–9 сентября 2017 г., Махачкала (2017), с. 145–148.
19. *Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров*, ФТВД **28**, № 1, 46 (2018).
20. *Л.С. Метлов, В.Д. Пойманов*, ФТВД **28**, № 1, 62 (2018).
21. *Л.С. Метлов*, ФТВД **29**, № 1, 28 (2019).
22. *Л.С. Метлов, А.Г. Петренко*, ФТВД **28**, № 3, 46 (2018).
23. *Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров*, Тез. докл. VIII Байкальской Международной конференции «Магнитные материалы. Новые технологии», г. Иркутск 24–28 августа 2018, Изд-во ООО «Репроцентр А1», Иркутск (2018), с. 187.
24. *A. Planes, L. Mañosa, M. Acet*, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 233201 (2009).
25. *Л.П. Булат*, Холодильный бизнес № 8, 10 (2008).
26. *М.В. Горев, И.Н. Флёров, Е.В. Богданов, В.Н. Воронов, Н.М. Лапташ*, ФТТ **52**, 351 (2010).
27. *С.А. Никитин*, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астрон. № 6, 27 (2011).
28. *A. Planes, T. Castan A. Saxena*, Philos. Mag. **94**, 1893 (2014).
29. *K. Sungwon*, Optical, electrical and elastic properties of ferroelectric domain walls in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>, PhD thesis, Pennsylvania State University (2003).
30. *A. Onuki*, Phase Transition Dynamics, Cambridge University Press (2004).
31. *H. Pleiner, H.R. Brand*, Braz. J. Phys. **46**, 565 (2016).
32. *В.Г. Барьхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец, Г.А. Смоленский, Б.И. Филиппов*, УФН **121**, 593 (1977).
33. *Э. Спенсер*, Теория инвариантов, Мир, Москва (1974).
34. *В.Н. Кащеев*, Препринт ЛАФИ-098 Института физики АН Латв. ССР, Саласпилс (1986).
35. *В.Н. Кащеев*, Препринт ЛАФИ-107 Института физики АН Латв. ССР, Саласпилс (1987).
36. *Л.С. Метлов*, Вестник Луганского национального университета имени Владимира Даля № 5(11), 88 (2017).
37. *Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников*, Фазовые переходы и симметрия кристаллов, Наука, Москва (1984).
38. *Е.В. Морозов, Д.С. Кучин, В.В. Коледов, В.Г. Шавров*, ЖТФ **86**, № 11, 75 (2016).
39. *С.Ю. Федотов, Е.В. Морозов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, А.В. Шевляков*, Известия РАН. Серия физическая **81**, 1538 (2017).

40. *E.B. Морозов, С.Ю. Федотов, А.В. Петров, М.С. Быбик, Т.А. Кулизаде, И.А. Знаменская, В.В. Коледов В.Г. Шавров, А.В. Шеляков*, ФТТ **62**, 864 (2020).
41. *M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina*, Lett. Mater. **5**, 82 (2015).
42. *V.I. Levitas, A.V. Idesman, D.L. Preston*, Phys. Rev. Lett. **93**, 105701 (2004).
43. *J.X. Zhang, L.Q. Chen*, Philos. Mag. Lett. **85**, 533 (2005).
44. *N.T. Tsou, J.E. Huber, Y.C. Shu*, Smart Mater. Struct. **21**, 094010 (2012).

*L.S. Metlov, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, Yu.D. Zavorotnev, Yu.V. Tehtev*

## THE THEORY OF THE MOTION OF DOMAIN WALLS IN THE FIRST-ORDER STRUCTURAL PHASE TRANSITIONS IN SYSTEMS WITH A MULTI-MINIMUM POTENTIAL

To describe the motion of the domain wall, a model is proposed in the form of a one-dimensional chain of homogeneous cells. The free energy functional includes gradient contributions that take into account the interaction between the neighbor cells. For the reverse martensitic transition, calculations and graphs of the motion of the domain wall between the martensitic and austenitic phases during heating without and with an external (compressive) load are presented. It is shown that, in accordance with the Klaipeon–Clausius principle, the external compressive load shifts all the stages of the phase transition to the region of higher temperatures.

**Keywords:** structural order parameter, domain wall, forward and reverse martensitic transitions, multi-minimum potential

**Fig. 1.** Free energy profile at the OP plane  $e_2$  and  $e_3$ : 0 – austenitic minimum; 1, 2 and 3 – martensitic minima. Horizontal arrows mark the direction of the positive or negative (or periodic) external influence

**Fig. 2.** Motion of the profile of the martensite–austenite domain wall under gradual heating without ( $a$ ) and with ( $b$ ) external loading: A, M are austenitic and martensitic phases, respectively. The arrow marks the direction of profile changes under heating