

УДК 539.2:538.22

О. В. ЕМЧЕНКО

## ЛОКАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ С ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРОЙ

Представлен краткий обзор существующих моделей упругопластических материалов с дефектной структурой. Рассматриваются механическая модель классической теории упругости, класс феноменологических моделей упругопластических материалов, построенный на предположении об аффиннометрической геометрической структуре внутренних взаимодействий между частицами сплошной среды, и промежуточная континуальная модель. На нескольких примерах продемонстрировано использование моделей для практических приложений в теории магнетизма. *Магнитная анизотропия; теория дефектов; теория упругости сплошных сред*

### ВВЕДЕНИЕ

Еще в 1907 году в ранних работах Вейсса [1], позднее в работах Баркгаузена [2], Бозорта и Шокли [3, 4] было показано, что магнитные свойства реальных ферромагнетиков во многом определяются дефектностью их структуры. Существовавшие до настоящего времени модели реальных кристаллов рассматривали лишь весьма ограниченный набор конкретных видов дефектов и не учитывали порождаемые дефектами ансамбли, их возникновение, исчезновение и взаимопревращения.

Исследования влияния полей дислокаций на магнитные свойства вещества, в том числе расчеты полей намагниченности в рамках классической теории твердого тела выполнялись во многих работах, в частности, в работах С. В. Вонсовского [5], У. Ф. Брауна [6], В. В. Ганна [7, 8], С. Тикадзумы [9], Дж. Займана [10], А. Б. Диченко, В. В. Николаева [11–13] и др. Эти работы представляли собой отдельные модели, рассматривающие влияние конкретных дефектов на локальные поля в магнетиках. Построение полной теории локальных магнитных полей на основе существовавшей до сих пор теории дефектов оказалось затруднено из-за исключительно большого количества разнообразных структур в реальных объектах. Напомним, что классическая модель упругопластической сплошной среды основана на гипотезе о совпадении внутренней геометрии материала с геометрией евклидова пространства наблюдателя, она позволя-

ет рассчитывать локальные магнитные поля лишь для некоторых видов точечных, линейных или планарных дефектов в стационарном случае без рассмотрения эволюции структуры. Эта гипотеза сплошности заключается в том, что класс допустимых кинематических движений среды описывается диффеоморфным отображением начального состояния  $\zeta$  в текущее состояние  $x(\zeta, t)$ .

### 1. РАСЧЕТ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Основные причины, определяющие существование однородно намагниченных областей в ферромагнитном образце, — это: однородное магнитное упорядочение, возникающее в результате обменного взаимодействия между спинами электронов; магнитная кристаллографическая анизотропия, выделяющая в кристалле так называемые оси легкого намагничивания, вдоль которых ориентация намагниченности наиболее предпочтительна; магнитостатическое поле, связанное со скачками нормальной составляющей намагниченности однородно намагниченного реального образца конечных размеров; магнитострикционные эффекты; упругие взаимодействия; поля рассеяния, определяемые градиентом намагниченности, и ряд других менее существенных эффектов. Учет влияния всех этих эффектов на распределение вектора намагниченности в магнетике — очень сложная задача. Поэтому ограничимся простейшим примером расчета распределения намагниченности

на основе классической модели упругопластической сплошной среды. Рассмотрим одноосный бесконечный ферромагнитный кристалл типа «легкая ось» ( $K_1 < 0$ ), содержащий прямолинейную краевую дислокацию (рис. 1). Для простоты изложения рассмотрим на примере [13] случай, когда плотность энергии эффективной магнитной анизотропии (МА) определяется как сумма плотностей энергии только кристалломагнитной анизотропии бездефектного кристалла и магнитоупругой энергии, зависящей от напряжений на дефектах.

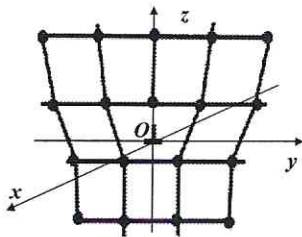


Рис. 1. Одноосный бесконечный ферромагнитный кристалл типа «легкая ось», содержащий прямолинейную краевую дислокацию, параллельную оси (Ox). Вектор Бюргерса параллелен оси (Oy)

Плотность энергии кристалломагнитной анизотропии (КМА) одноосного бездефектного кристалла определяется как

$$\varpi_a = K_1 \alpha_z^2, \quad (1)$$

где  $K_1 < 0$  — первая константа магнитокристаллической анизотропии,  $\vec{\alpha}_i = \frac{M_i}{|M|}$  — единичный вектор ориентации намагниченности,  $\vec{\alpha} = \vec{\alpha}(\vec{r})$ .

Плотность магнитоупругой энергии с внешней в идеальный кристалл краевой дислокацией для областей, лежащих на нескольких межатомных расстояниях от ядра дислокации, определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Delta \varpi_a = & B_1(\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{yy}^0)\alpha_z^2 + B_2\varepsilon_{zz}^0\alpha_z^2 + \\ & + B_3(\varepsilon_{xx}^0\alpha_x^2 + \varepsilon_{yy}^0\alpha_y^2 + 2 \cdot \varepsilon_{xy}^0\alpha_x\alpha_y) + \\ & + B_4(\varepsilon_{yz}^0\alpha_y\alpha_z + \varepsilon_{xz}^0\alpha_x\alpha_z), \quad (2) \end{aligned}$$

где  $B_i$  — константы магнитоупругой связи;  $\varepsilon_{ij}(\vec{r})$  — дислокационные деформации.

Для дислокации, параллельной оси (Ox) с вектором Бюргерса  $\vec{b} \parallel \vec{y}$  отличны от нуля только  $\varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}, \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy}$  — компоненты дис-

локационной деформации [14]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy}(y, z) &= -\frac{bz[2y^2 + (1 - 2\nu)(y^2 + z^2)]}{4\pi(1 - \nu)(y^2 + z^2)^2}, \\ \varepsilon_{zz}(y, z) &= \frac{bz[(1 + 2\nu)y^2 - (1 - 2\nu)z^2]}{4\pi(1 - \nu)(y^2 + z^2)^2}, \\ \varepsilon_{yz}(y, z) = \varepsilon_{zy}(y, z) &= \frac{by(y^2 - z^2)}{4\pi(1 - \nu)(y^2 + z^2)^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Плотность энергии эффективной магнитной анизотропии имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{\varpi}_a = \varpi_a + \Delta \varpi_a = \\ = \tilde{K}_1 \alpha_z^2 + \tilde{K}_{yy} \alpha_y^2 + \tilde{K}_{yz} \alpha_y \alpha_z, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\tilde{K}_1 = K_1 + B_1 \varepsilon_{yy}^0 + B_2 \varepsilon_{zz}^0, \quad (5)$$

$$\tilde{K}_{yy} = B_3 \varepsilon_{yy}^0, \quad (6)$$

$$\tilde{K}_{yz} = B_4 \varepsilon_{yz}^0. \quad (7)$$

Распределение  $\alpha(\vec{r})$ , минимизирующее  $\tilde{\varpi}_a$ , определяет поле магнитной анизотропии. Вдали от дефекта поле однородно и может быть описано углом  $\psi(\vec{r})$ , отсчитываемым в плоскости  $yz$  от оси (Oz),  $\psi \in [-\pi, \pi]$ .

Получим решение, минимизирующее (4):

$$\operatorname{tg} 2\psi(\vec{r}) = -\frac{\tilde{K}_{yz}(\vec{r})}{\tilde{K}_1(\vec{r}) - \tilde{K}_{yy}(\vec{r})}. \quad (8)$$

Форма контура  $\tilde{K}_1(\vec{r}) - \tilde{K}_{yy}(\vec{r})$ , положение и число особых точек зависят от соотношения констант  $B_i$ .

На рис. 2 изображен один из возможных контуров  $\tilde{K}_1(\vec{r}) - \tilde{K}_{yy}(\vec{r}) = 0$ , особые точки A, B, C, O, а также показано изменение  $\alpha(\vec{r})$  при обходе вокруг особой точки C.

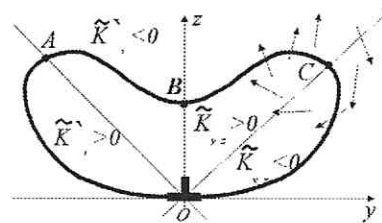


Рис. 2. Распределение  $\vec{\alpha}(\vec{r})$  вблизи особой точки C. При обходе особых точек  $\Delta\psi = \psi^+ - \psi^- = \pm\pi$ . Все особые точки эквивалентны с точностью до знака

Представляет интерес детальное исследование этих особенностей как пространственных областей с определенной спецификой зародышеобразования доменов новых магнит-

ных фаз. По распределению  $\vec{a}(\vec{r})$  вблизи особых точек и по исследованному решению возможно восстановить одну из вероятных картин образования доменных границ вблизи дефекта (рис. 3).

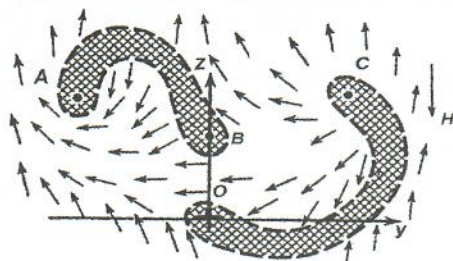


Рис. 3. Образование доменных границ и доменов обратной намагниченности вблизи дислокации. Заштрихованные области — доменные границы

Согласие теоретической и экспериментальной доменных структур позволило сделать вывод о том, что для качественного предсказания типов и расположения зародышей новых доменов вблизи дефектов достаточно знать типы и расположение дефектов.

Несмотря на существенные ограничения такого метода при расчетах можно получить аналитическое описание локальных магнитных полей, рассмотреть поля перенормировки, возможные доменные структуры, образующиеся в идеальном кристалле с внесенными в него дефектами дислокации. Заштрихованные области — доменные границы.

Но предложенная теория расчета полей не позволяет производить расчеты в кристаллах вблизи самого дефекта, с рождением или исчезновением дефектов, со взаимопревращениями. Предложенная теория является статической и не дает возможности предсказывать эволюцию свойств материала, связанных с его структурой. Об описании сложных многокомпонентных деформированных структур, таких как аморфные магнетики, субмикроструктурные вещества, межкуристаллитные границы, многофазовые (многокомпонентные) смеси, речи вообще не идет, для них могут быть приведены лишь общие оценочные соотношения.

## 2. КONTИНУАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ

Было предпринято немало попыток решить эту проблему с других точек зрения, в частности, сошлемся на дисклинационно-структурную модель границы зерна, на основе которой возможно моделирование доменной структуры с учетом энергии доменных стенок [15]. В этих работах показано, что для определенного типа кристалла и для каждого типа

границ существует свой определенный набор так называемых предпочтительных границ, состоящих из структурных элементов одного типа, а не предпочтительные границы состоят из структурных элементов двух предпочтительных границ, взятых в определенной пропорции и последовательности (модель структурных единиц). Предложенная модель является очень удобной для машинного моделирования, но результаты численного расчета носят в значительной степени иллюстративный характер, поскольку невозможно проследить за зависимостью полученных решений от параметров задачи, а также использовать их в дальнейших аналитических вычислениях.

Из-за отсутствия удовлетворительной теории структурно-аналитической механики материалов многие подобные исследования не дали ожидаемого эффекта. Было очевидно, что адекватная действительности физическая модель макроскопических свойств кристаллов как реальных объектов должна основываться на представлениях о кристалле как дефектной среде. Это означает, что необходима такая теория дефектов, которая была бы способна описывать состояние реальной среды, предсказывать эволюцию ее структуры и позволять на основании таких сведений рассчитывать макроскопические свойства вещества. Исследования последних лет позволяют считать, что физики близки к построению фундаментальной теории дефектов, пригодной в равной мере как для объяснения физических явлений в твердом теле, так и для решения многочисленных задач практического характера. Построение гибкого математического аппарата в теории дефектов затруднено исключительно большим количеством разнообразных структур в реальных объектах. Таким образом, теория дефектов должна включать представления не только о линейных несовершенствах, но и о планарных дефектах, фазовом составе вещества и т. д. Очевидно, что кусочная неоднородность среды требует введения в теорию структурной иерархии, аналогично тому, как в физике прочности и пластичности рассматривают структурные уровни деформации.

К настоящему времени сделаны серьезные попытки создания континуальной теории дефектов реального кристалла (концепция дислокаций, дисклинаций и планарных дефектов). В рамках этих идей, предложенных в работах Дж. Эшелби [16], А. М. Косевича [17], Р. де Вита [18], В. Е. Шудекова, В. А. Лухачева [19] и др.,

оказалось возможным вычислить основные пластические характеристики материалов. Созданы элементы теории аморфного состояния [10], теории деформации для кусочно-неоднородных сред со структурной иерархией и фазовыми превращениями.

На основе упоминавшейся выше континуальной теории дефектов были проведены расчеты локальных магнитных полей в магнетиках с движущимися границами. В полной постановке задача слишком объемна, поэтому рассмотрим простейший пример: одноосный бесконечный ферромагнетик с  $K_u > 0$ , содержащий границу раздела. Усложним задачу, считая доменную границу движущейся под действием внутренних напряжений. Граница, как и всякий дефект, испытывает действие вызывающих ее движение сил. В любом случае, если какое-либо движение, характеризуемое обобщенными координатами  $q$ , вызывает изменение термодинамического потенциала системы, то сила  $F$ , по определению, может быть представлена в виде  $F = -\frac{\Delta A}{\Delta q}$ . Механические силы  $F_i^\sigma$ , действующие на границу зерна, возникают из-за того, что напряжение совершает работу на пластической дисторсии, создаваемой движущейся границей [19]. В этом случае баланс работ на единицу площади границы имеет вид

$$F_i^\sigma \Delta \lambda_i = \frac{1}{|S|} \int_V \sigma_{ik} (\Delta \beta_{ik}^p + \Delta \beta_{ik}^{\Delta Q}) dV, \quad |\Delta \lambda_i|^2 \ll |S|, \quad (9)$$

где  $V$  — объем тела;  $|S|$  — площадь границы;  $\sigma_{ik}$  — упругие напряжения;  $\Delta Q$  — объем, занятый дефектами;  $\beta_{ik}^p$  — тензор пластической дисторсии, определяемый из соотношений:  $\varepsilon_{ij} = (\beta_{ij} + \beta_{ji})/2$  — тензор упругих деформаций;  $w_{ij} = [\beta_{ij} - \beta_{ji}]/2$  — тензор поворота.

Плотность не зависящей от изменения намагниченности потенциальной энергии равна

$$w_p = \frac{1}{2} C_{ijklm} \varepsilon_{ij} \varepsilon_{lm} + \beta_{ijklm} \varepsilon_{ij} \alpha_l \alpha_m + K_{ij} \alpha_i \alpha_j, \quad (10)$$

где  $C_{ijklm}$  — модули упругости;  $\beta_{ijklm}$  — константы магнитоупругой связи;  $K_{ij}$  — константы анизотропии;  $\alpha_l$  — направляющие косинусы вектора намагниченности.

Заметим, что возникающие однородные деформации определяются из условия равенства нулю полных упругих напряжений,

но вблизи границы напряжения отличны от нуля

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^0 + r_p \nabla_p \sigma_{ik}^0 + \frac{1}{2} r_m r_n \nabla_n \nabla_m \sigma_{ik}^0 + \dots, \quad (11)$$

где  $r_p$  — радиус-вектор рассматриваемой точки среды.

Учтем, что поля напряжений от зернограницных дислокаций являются дальнедействующими, а закон их изменения  $\frac{1}{\sqrt{r}}$  [17].

С учетом наведенной магнитной анизотропии (МА) плотность энергии МА кристалла с напряжениями определяется по формулам (4)–(7).

Наконец, оси легкого намагничивания по обе стороны от границы составляют с нормалью углы  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ , следовательно, магнитостатическая энергия определяется как

$$w_{мс} = k I_s^2 (\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2)^2. \quad (12)$$

Будем считать границу зерна в базисной плоскости правильным шестиугольником [20].

Используя значения общей энергии, определяемой как сумма магнитостатической, магнитоупругой, магнитокристаллической энергий и работы на пластических дисторсиях в качестве модельного потенциала, численно рассчитаем область изменения знака константы анизотропии и распределение намагниченности при комнатной температуре для кобальта по данным [12, 21]. Одно из возможных распределений намагниченности и области изменения константы анизотропии, полученное численным моделированием с использованием методов молекулярной динамики и Монте-Карло, иллюстрируется на рис. 4.

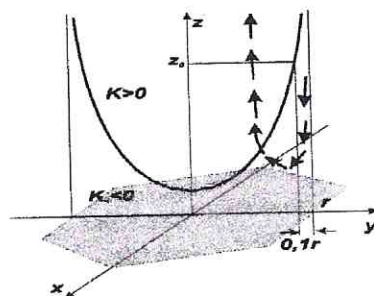


Рис. 4. Схема распределения доменных границ в одноосном ферромагнетике с движущимися границами. Численные расчеты проводились методом молекулярной динамики

Наблюдающееся экспериментально изменение локальных магнитных полей и положение доменных границ в нанокристаллическом кобальте, представленное на рис. 5, достаточно хорошо описывается рассмотренной выше моделью.

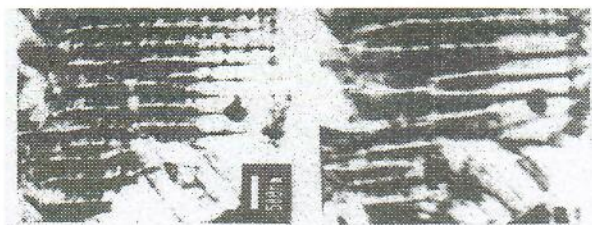


Рис. 5. Доменная структура кобальта. По материалам [21]

Перечисленные выше факты дают реальную возможность решить некоторые до сих пор не решенные в рамках классической теории задачи физики магнитных явлений: а именно, задачу изменения магнитного состояния вещества при изменении его фазового состояния, задачу об образовании доменов при перемагничивании ферромагнетика (а не из размагниченного состояния, как это возможно было просчитать до сих пор), задачу о распределении намагниченности вблизи дислокации в ферромагнетике с большой магнитострикцией.

### 3. РАСЧЕТ ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ НЕЕВКЛИДОВОЙ МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ УРОВНЯХ

Очевидно, полную картину поведения материала нельзя ограничить описанием только его макроскопических свойств или только описанием характера эволюции структуры. Полезность теории поведения вещества сегодня определяется её способностью объяснять и прогнозировать макроскопические свойства в связи с его структурным поведением. В отличие от классической механики сплошной среды, когда структура среды считается известной, от физики, когда анализ эволюции структуры может быть самоцелью, интересно рассмотреть случай, когда обе задачи формулируются в единой постановке. Фактически это означает необходимость создания нового раздела теории структурно-аналитической механики материалов, в котором решение краевых задач в классической формулировке было бы неотделимо от решения структурно-эволюционных задач в традиционной физической постановке.

В физической литературе на необходимость пересмотра евклидовой теории дефектной структуры указывали еще в середине 50-х годов Кондо и Билби, в 70-х годах — Годунов [22], что и предопределило разработку новой неевклидовой модели дефектной структуры упругопластической сплошной среды.

Параллельно представлениям о средах Коссера, моментных напряжениях (континуальная теория) разрабатывалась аффиннометрическая модель дефектов реального кристалла (А. Кадич, Д. Эделен [23], Л. И. Седов [24], В. Е. Панин, Ю. В. Гриняев и др. [25], В. П. Мясников, М. А. Гузев [26, 27]). Основоположающим в этой модели оказалось вариационное уравнение механики сплошных сред, предложенное акад. Л. И. Седовым. В рамках предложенной модели возможно вычисление основных пластических характеристик материалов. На ее основе созданы элементы теории деформации для кусочно-неоднородных сред со структурной иерархией и фазовыми превращениями, обсуждается природа аморфного состояния.

Рассмотрим несколько подробнее идеи расчета локальных магнитных полей на основе неевклидовой модели дефектной структуры упругопластической сплошной среды.

Евклидова модель сплошной среды основывается на диффеоморфности отображения начального состояния в последующее, что постулируется в классической теории. Новым подходом является введение в теорию геометрических неевклидовых объектов. Принято сопоставлять дислокациям тензор кручения  $*C_{ij}^k$ , дисклинациям — тензор Римана  $K_{kij}$ , точечным дефектам — тензор сегментарной кривизны  $*R_{ijg}$ . В классической теории упругости эти тензоры равны нулю, что связано с гипотезой о совпадении внутренней геометрии материала с геометрией евклидова пространства наблюдателя. С физической точки зрения геометрические характеристики аффиннометрических пространств являются внутренними переменными и не могут быть измерены непосредственно. Реально схема построения неевклидовой модели в настоящее время сводится к следующему: первоначально используется представление идеального кристалла для описания начального состояния материала. Для учета внутренних свойств материала вводится отображение, переводящее идеальный кристалл в кристалл, содержащий дефекты. Отличие внутренней геометрической структуры материала

ла от евклидовой структуры определяется характером диссипативных процессов в материале. Дополнительными термодинамическими параметрами как раз и являются те объекты, которые характеризуют отклонения вводимого отображения от диффеоморфизма.

В результате внутренняя энергия материала с дефектами во внешнем магнитном поле в рамках неевклидовой модели сплошной среды определяется как функция следующих параметров [26]:

$$U = U(s, G_{ij}, g_k, B^{\alpha\beta}, \Pi_w, \Pi_{g\alpha\beta}, \Pi_{g\rho\alpha\beta}, \Pi_A, H), \quad (13)$$

где  $s$  — энтропия;  $G_{ij}$  — внешний метрический тензор деформации малой ячейки в окрестности выбранной точки:  $G_{ij} = \frac{\partial \xi^\alpha}{\partial x^i} \frac{\partial \xi^\alpha}{\partial x^j}$  ( $\xi$  — начальное состояние,  $x(\xi, t)$  — текущее состояние);  $g_k$  — базисные инварианты (определяют тензоры кривизны и кручения); инварианты:  $B^{\alpha\beta} = B^{\alpha\alpha}$  (при  $\alpha = \beta$ ) геометрически соответствуют длине вектора (линейные дефекты);  $B^{\alpha\beta}$  при  $\alpha \neq \beta$  соответствуют углу между двумя векторами (планарные дефекты);  $\Pi_w$  отвечает объему, построенному на трех векторах (объемные дефекты); инварианты  $\Pi_{g\alpha\beta}, \Pi_{g\rho\alpha\beta}, \Pi_A$  описывают рождение всех трех видов пространственных дефектов в результате взаимодействия дефектной структуры  $w^\alpha$  с полем дефектов  $g_{ij}$  и магнитным полем  $\vec{H}$ .

Обозначим через  $\mu^c$  и  $B^c$  контрвариантные компоненты векторов намагниченности единицы массы и индукции магнитного поля:

$$B^c = \varepsilon^{cab} \nabla_a A_b,$$

где  $\varepsilon^{cab}$  — компоненты тензора Леви-Чивита,  $\nabla_a$  — ковариантная производная,  $A_b$  — компоненты векторного потенциала.

Компоненты вектора напряженности магнитного поля определяются как

$$H^c = B^c - 4\pi \rho \mu^c, \quad (14)$$

где  $\rho$  — плотность среды, причем  $\rho = \rho^0 (|g_{ab}^0| / |g_{ab}|)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\rho^0$  и  $g_{ab}^0$  — плотность среды и компоненты метричного тензора в начальном состоянии.

Не учитывая химические и фазовые превращения для построения модели упругопластического тела с дефектами, дополнительно к перечисленным выше, получим следующий набор определяющих параметров [28–30]:  $v_a, g_{ab}, \mu^a, \nabla_b \mu^a, B_c, g_{ab}^*, \mu_a^*$ ,

$\chi_B$ , где  $v_a$  — компоненты скорости точек среды;  $\chi_B$  — набор компонент тензоров, характеризующих свойства среды в начальном состоянии, по определению  $(d\chi_B/dt)_{\xi^a = \text{const}} = 0$ .

Система уравнений, включающая уравнения Максвелла для напряженности магнитного поля и уравнения импульсов, уравнения для определения остаточных деформаций, температуры, состояния обратимой намагниченности, наконец, уравнение энергии, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial s} &= T, \quad H_a - \frac{\partial U}{\partial \mu^a} + \frac{1}{\rho} \nabla_c \rho \frac{\partial U}{\partial \nabla_c \mu^a} = h_a; \\ \text{rot}^a H &= \frac{4\pi}{c} j^a, \quad \rho D v^k = \nabla_r (T^{kr} + \tau^{kr}); \\ -\frac{\partial U}{\partial \mu^{*a}} &= R_a, \quad -2 \frac{\partial U}{\partial g_{ab}^*} = R^{ab}; \\ T^{ab} &= 2\rho \frac{\partial U}{\partial g_{ab}} - \nabla_c \left( \rho \frac{\partial U}{\partial \nabla_c \mu^d} g^{da} \mu^b \right) + \\ &+ \frac{1}{4\pi} \left( H^a H^b - \frac{1}{2} H^2 g^{ab} \right); \\ \rho \frac{d \dot{E}}{dt} &+ \nabla_c \left( \frac{c}{4\pi} \varepsilon^{cab} E_a^* H_b - \right. \\ &- \rho \frac{\partial U}{\partial \nabla_c \mu^a} \left( \frac{d\mu^a}{dt} + \mu^b \nabla_b v^a \right) - \\ &- (T^{ac} + \tau^{ac}) v_a + q^c) = 0; \\ \text{div } B &= 0, \quad \text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $h_a, R_a, R^{ab}$  — обобщенные силы, определяющие необратимые эффекты релаксации намагниченности, магнитного гистерезиса и пластической деформации;  $j_a$  — компоненты вектора электрического тока;  $D \equiv \partial/\partial t + v_k \nabla_k$ ;  $\tau^{ac}$  — компоненты тензора вязких напряжений;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\dot{E} = \frac{1}{2} \rho v^a v_a + \frac{1}{8} H^a H_a + \rho U$  — объемная плотность энергии сплошной среды и магнитного поля;  $q_a$  — компоненты вектора потока тепла;

$$E_a^* = x_a^k \left( E_k + \frac{1}{c} \varepsilon_{kij} v^i B^j \right),$$

$$E_k = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_k}{\partial t} - \nabla_k \varphi,$$

$$\varphi' = \varphi - \frac{1}{c} v^k A_k,$$

$E_k$  и  $\varphi$  — компоненты вектора напряженности и потенциал электрического поля в системе отсчета наблюдателя.

Система уравнений (15) с учетом (13) является замкнутой и при заданных началь-

ных и краевых условиях определяет механическую, термическую и магнитную эволюции материала.

#### 4. ВЫВОДЫ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В рассмотренных выше примерах показаны возможности расчета магнитных характеристик реальных магнетиков на основе различных моделей упругопластической сплошной среды с дефектами. Всякая модель является достаточно условным подобием реального моделируемого объекта, поэтому у каждой из них имеются свои ограничения и недостатки. Тем не менее, возможности практического применения рассмотренных методов дают надежду на построение на их основе моделей реальных магнетиков, учитывающих дефектность структуры вещества. Рассмотренные методы моделирования позволяют связать классические характеристики теории магнетизма с полями плотностей дефектов в упругопластических средах.

В свете изложенного становятся очевидными возможности решения на основе обобщенной аффиннометрической модели упругопластической сплошной среды задач расчета локальных магнитных полей для магнетиков с большой константой магнитострикции, так как такие задачи сводятся к эволюционным задачам с диссипациями.

Становится понятна методика расчета для эффектов перемагничивания из состояния насыщения, а также описание магнитных фазовых переходов, зарождающихся на дефектах реального вещества. Эта задача возникает в связи с тем, что, постулируя существование доменной структуры, мы отталкиваемся от предположения, что образец уже (почти) размагничен. Но в состоянии магнитного насыщения доменные границы (в их традиционном понимании) отсутствуют, поэтому остаётся открытым вопрос о том, каким образом возникают доменные границы и домены при уменьшении внешнего магнитного поля или при изменении его направления. Вопрос состоит в том, как достигается новое состояние из однородного без промежуточного возрастания энергии. Очевидно, что для понимания этих процессов необходимы представления о закономерностях возникновения и развития хотя бы небольшого числа зародышей доменных границ и доменов.

Аналогичные проблемы возникают при решении задачи о распределении намагниченности вблизи дислокации в ферромагнетике с большой магнитострикцией  $\lambda$ . Аналитиче-

ские методы последовательного решения таких задач к настоящему времени не разработаны.

Наконец, встает вопрос о применимости изложенной теории к реальным дефектным структурам.

Рассмотрим такие сильнодеформированные структуры, как нанокристаллические и аморфные сплавы.

Стремление к миниатюризации, например при создании высокоплотных носителей информации, требует ответа на вопрос: останутся ли неизменными физические характеристики, если объем вещества сократится до значений  $10^5$  атомов и менее. Как изменятся свойства материала, если он будет состоять из кристалликов размером 1–15 нм и прослоек между ними? В таких материалах от 2 до 50% объёма приходится на межзеренные или межфазные границы. Существует множество предположений о том, что структурное состояние атомов, составляющих межзеренные или межфазные границы, отличается от структурного расположения атомов не только в кристаллах, но и в аморфных твердых телах. Разупорядоченная структура границ зерен или межфазных границ в нанокристаллических материалах может быть подобна жидкому или даже газообразному беспорядку расположения атомов в пространстве, что может быть описано на основе моделей беспорядка в разбавленных и аморфных магнетиках. Аморфные и нанокристаллические ферромагнетики являются сильнодеформированными веществами, поэтому логично применение перечисленных выше методов к решению задачи о магнитных полях в таких структурах.

В рамках рассматриваемой теории аморфное состояние можно рассматривать как кристаллическую структуру с дальним порядком в римановом пространстве. Заметим, что дисклинации, формирующие структуру стекла, являются структурными элементами с осями псевдосимметрии 5- или 7-го порядка. Для макрокристаллов симметрия пятого порядка недопустима, существует некоторый критический размер, меньше которого пентагональная структура стабильнее кристаллической (модельные расчеты показали, что при размерах зерна меньше 50 нм четкая граница, характерная для кристаллов, оказывается нестабильной). Вообще, если в исходном состоянии кристалл имел гексагональную симметрию, то в нанокристаллических магнетиках и аморфных сплавах все кольца связей,

отличные от гексагональных, следует рассматривать в качестве топологических дефектов.

Подводя итог, отметим, что рассмотренные в статье модели позволяют с различным уровнем ограничений понять картину деформационных процессов на различных масштабных уровнях в материалах и на их основе описать магнитные свойства реальных магнетиков.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weiss P. // J. Phys. 1907. V. 6. P. 661.
2. Barkhausen H. // Phys. Z. 1919. V. 20. P. 401.
3. Williams H. J., Bozorth R. M., Shockley W. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 155.
4. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 138 с.
5. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1031 с.
6. Браун У. Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 180 с.
7. Ганн В. В., Фельдман Э. П. Распределение намагниченности в одноосных и кубических ферромагнетиках, содержащих дислокации // ФТТ. 1976. Т. 2, № 1. С. 30–36.
8. Ганн В. В., Жуков А. И. Дислокационные домены // ФТТ. 1979. Т. 21, № 7. С. 1997–2003.
9. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / Пер. с яп. М.: Мир, 1987. 419 с.
10. Займан Дж. Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 592 с.
11. Диченко А. Б., Николаев В. В., Танкеев А. П. Локальное изменение констант магнитной анизотропии, обусловленное линейными дефектами // ФММ. 1978. Т. 48, № 5. С. 958–967.
12. Диченко А. Б., Николаев В. В. О распределении осей легкого намагничивания вблизи краевой дислокации в кубическом ферромагнетике // ФММ. 1979. Т. 48, № 6. С. 1173–1179.
13. Диченко А. Б., Николаев В. В. О возникновении особых линий в распределении намагниченности одноосного ферромагнетика с дислокацией // ЖЭТФ. 1982. Т. 82, № 4. С. 1230–1233.
14. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
15. Валиев Р. З., Владимиров В. И., Герцман В. Ю. и др. Дисклинационно-структурная модель и энергия границ зерен в металлах с ГЦК решеткой // ФММ. 1990. № 3. С. 31–39.
16. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 247 с.
17. Косевич А. М. Дислокации в теории упругости. (Влияние дислокаций на механические свойства кристаллов). Киев: Наук. думка, 1978. 219 с.
18. де Вит Р. Континуальная теория дисклинаций / Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 208 с.
19. Лихачев В. А., Волков А. Е., Шудегов В. Е. Континуальная теория дефектов (структурно-аналитическая механика материалов). Л.: Изд-во ленингр. ун-та, 1986. 232 с.
20. Валиев Р. З. Синтез и структура кристаллов с неперiodической решеткой // Физика в Башкортостане. Уфа: Гилем, 1996. С. 213–221.
21. Мулюков Х. Я. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Уфа, 1998. 90 с.
22. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978. 304 с.
23. Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М.: Мир, 1987. 168 с.
24. Седов Л. И. Применение базисного вариационного уравнения для построения моделей сплошных сред // Избран. вопр. соврем. мех. Ч. 1. М.: МГУ, 1981. С. 11–64.
25. Панин В. Е., Гриняев Ю. В., Данилов В. И. и др. Структурные уравнения пластической деформации и разрушения. Новосибирск: Наука, 1990. 225 с.
26. Гузев М. А., Мясников В. П. Термомеханическая модель упругопластического материала с дефектами структуры // МТТ. 1998. № 4. С. 156–172.
27. Мясников В. П., Гузев М. А. Неевклидова модель деформирования материалов на различных структурных уровнях // Физическая мезомеханика. 2000. Т. 3, № 1. С. 5–16.
28. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
29. Седов Л. И. О пондеромоторных силах взаимодействия электромагнитного поля и ускоренно движущегося материального континуума с учетом конечности деформаций // Прикл. мат. и мех. 1965. Т. 29, вып. 1. С. 4–17.
30. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

#### ОБ АВТОРЕ



Емченко Ольга Владимировна, доцент кафедры ВВТиС УГАТУ. Дипл. физик (БГУ, 1983). Канд. физ.-мат. наук. (физика магнитных явлений) (защ. в МГУ, 1991). Исследования в области физики магнетизма, теории упругопластических сред.