

УДК 537.621.4

©1995

СТРУКТУРА ОДНОМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ РОМБИЧЕСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

П. П. Шатский

Донецкий физико-технический институт академии наук Украины,
340114, Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 11 января 1995 г.)

Изучается изолированная одномерная доменная граница (ДГ) в модели бесконечного ромбического ферромагнетика. Определена полная совокупность аналитических решений, описывающая все допустимые статические структуры исследуемой системы. Показано, что в ромбических ферромагнетиках наряду с блоховскими и неелевскими типами границ, в которых вектор намагниченности при переходе от одного домена к другому вращается в фиксированной плоскости, возможно также существование новых структур ДГ, в которых плоскость разворота вектора намагниченности не фиксирована. Новые ДГ состоят из ядра и двух ответвлений. Ядро новых ДГ по всей структуре аналогично неелевской границе. Предсказывается возможность блокировки блоховских границ — явления, при котором эти границы не могут существовать в ромбическом ферромагнетике.

В настоящей работе уравнение траектории намагниченности в конфигурационном пространстве и уравнение пространственной развертки траектории используются для определения влияния ромбической анизотропии на структуру новых доменных границ (ДГ) [1].

Вначале мы описываем постановку задачи, затем с помощью указанной системы уравнений находятся все типы ДГ и показывается, что новые ДГ могут существовать только в области устойчивости блоховских границ. Далее описывается эволюция ДГ при изменении ромбической анизотропии, причем показано, что блоховские границы не могут реализоваться в данной системе.

1. Постановка задачи

В нашем подходе при изучении структур одномерных ДГ используется постановка задачи, предложенная Ландау и Лифшицем [2,3]. Имеем бесконечный ферромагнетик, энергия которого представляется выражением

$$e = \int dx \left[A \left(\frac{dm}{dx} \right)^2 - K m_z^2 + (\beta + 2\pi M^2) m_x^2 \right], \quad (1)$$

где A , $K (> 0)$ и β — константы неоднородного обмена, одноосной и ромбической анизотропии; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, \mathbf{M} — вектор намагниченности, M — намагниченность насыщения; слагаемое, пропорциональное $2\pi M^2$, — энергия магнитодипольного взаимодействия.

В доменах вектор намагниченности однороден и направлен по или против легкой оси [2,3]. Мы будем считать, что ось OZ является легкой осью, а изменение ромбической анизотропии не приводит к изменению направления оси легкого намагничивания, т.е. $\beta + 2\pi M^2 > -K$. Таким образом, в доменах

$$\mathbf{M}_{1,2} = M(0, 0, \mp 1), \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 классифицируют домены. Положив единичный вектор \mathbf{m} равным

$$\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta), \quad (3)$$

запишем энергию (1) в следующем виде:

$$e = \int dx (T - U),$$

$$T = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right], \quad U = K \cos^2 \theta - (\beta + 2\pi M^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (4)$$

Из (2), (3) находим, что в доменах угол θ равен $\theta_1 = 0$ или $\theta_2 = \pi$, а угол φ не определен. Однородность намагниченности в доменах за нуляет неоднородную часть магнитной энергии, и из (4) следует, что граничные условия, накладываемые на производные, представляются следующими соотношениями:

$$\left. \frac{d\theta}{dx} \right|_{1,2} = 0, \quad \left. \sin \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) \right|_{1,2} = 0. \quad (5)$$

Условие, накладываемое на производную $\frac{d\varphi}{dx}$ в (5), просто показывает, что эта производная должна быть ограничена в домене.

Плотность магнитной энергии не зависит явно от пространственной переменной, поэтому в задаче имеется интеграл

$$T + U = U_0, \quad (6)$$

где U_0 — константа интегрирования, и вместо вариационного принципа

$$\delta e = 0 \quad (7)$$

система может быть описана вариационным принципом

$$\delta \sigma = 0, \quad (8)$$

$$\sigma = 2 \int \sqrt{A(U_0 - U)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)}, \quad (9)$$

где δ обозначает вариационную производную, σ — поверхностная плотность энергии ДГ.

Принцип (8) позволяет находить траектории намагниченности в конфигурационном пространстве. Переход от (7) к (8) можно найти, например, в [4-6]. Пространственная развертка траектории находится с помощью интеграла (6), где T и U определены в (4).

Таким образом, в нашем подходе исходная задача становится чисто геометрической: нам необходимо найти кривые, задаваемые принципом (8) и соединяющие точки, соответствующие доменам. В этой связи необходимо отметить, что механическая аналогия, лежащая в основе данного подхода, позволяет считать θ и φ обобщенными координатами системы. Поэтому на метрику конфигурационного пространства изначально не накладывается никаких ограничений и она может быть выбрана произвольным образом. В [1] мы считали, что геометрия пространства состояний является евклидовой; это позволяло без лишних хлопот показать, что новые ДГ состоят из ядра и двух ответвлений. В настоящей работе, описывая структуру новых ДГ, мы используем результаты [1], а так как для описания эволюции ДГ удобно использовать криволинейную метрику, то будем считать, что в данной работе геометрия конфигурационного пространства определяется с помощью выражения (9) и соответствует пространству с деформированной сферической метрикой.

Подчеркнем, что выбор метрики $\theta\varphi$ -пространства особой смысловой нагрузки не несет и практически используется только при выполнении рисунка. Но ввиду того что интерпретация тех или иных результатов может видоизменяться в зависимости от геометрии конфигурационного пространства (просто может изменяться соответствие физическое понятие — графический образ), мы изначально задали метрику задачи.

В основе нашего решения лежит принцип (8). Граничные условия для θ и φ задаются состояниями доменов, а производная $d\varphi/d\theta$ (или $d\theta/d\varphi$), как следует из (5), является неопределенной величиной.

В [1] было показано, что уравнение траектории намагниченности (вариационное уравнение принципа (8)) может быть записано в виде

$$\frac{d\theta^2}{\sin^2 \theta \int_{(L)} \frac{\partial V}{\partial \theta} d\theta} = \frac{d\varphi^2}{\int_{(L)} \frac{\partial V}{\partial \varphi} d\varphi}, \quad (10)$$

а уравнение пространственной развертки соответственно в виде

$$\frac{dx^2}{A} = \frac{\sin^2 \theta d\theta^2}{\int_{(L)} \frac{\partial V}{\partial \theta} d\theta}, \quad (11)$$

где $V = \sin^2 \theta (U_0 - U)$ и интегрирование ведется вдоль траектории намагниченности L от начальной точки, соответствующей одному из доменных состояний, до некоторой произвольной точки траектории, задаваемой координатами θ и φ .

Напомним, что система уравнений (10), (11) описывает только те геодезические линии, вдоль которых $\theta = \theta(\varphi)$ или $\varphi = \varphi(\theta)$. Частные случаи $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ данной системой уравнений не описываются и должны рассматриваться отдельно в рамках традиционного исследования структур ДГ [7].

Прежде всего мы рассмотрим экстремали принципа (8), которые описываются частными случаями $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$.

а) $\theta = \text{const}$. Решения представляются точками $\theta = 0$ и π (геодезические линии просто вырождаются в точки). Этот случай описывает однородно намагниченные состояния ромбического ферромагнетика при $\beta + 2\pi M^2 > -K$. В постановке задачи Ландау–Лифшица состояния доменов задаются изначально, поэтому при условии $\theta = \text{const}$ мы получили тривиальные решения.

б) $\varphi = \text{const}$. Решения описывают блоховские и неелевские границы. В этих ДГ вектор намагниченности при переходе от одного домена к другому вращается в одной и той же плоскости, но в блоховских границах разворот происходит в плоскости ДГ, а в неелевских — в плоскости, перпендикулярной поверхности ДГ [2,3,7]. Функциональная зависимость угла θ задается решением Ландау–Лифшица и одинакова для обеих ДГ (пространственное расположение доменов фиксировано)

$$\theta(x) = 2 \arctg e^{x/\Delta}, \quad (12)$$

но в блоховской границе $\Delta = (A/K)^{1/2}$ и угол, фиксирующий плоскость разворота, равен

$$\varphi = \pi/2 + \pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (13)$$

а в неелевской границе $\Delta = \Delta_N = (A/(K + \beta + 2\pi M^2))^{1/2}$ и

$$\varphi = \pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (14)$$

Оба типа ДГ существуют при всех значениях ромбической анизотропии. При $\beta + 2\pi M^2 > 0$ энергетически выгодны блоховские границы, а при $\beta + 2\pi M^2 < 0$ — неелевские границы. При $\beta + 2\pi M^2 = 0$ энергии этих ДГ равны друг другу.

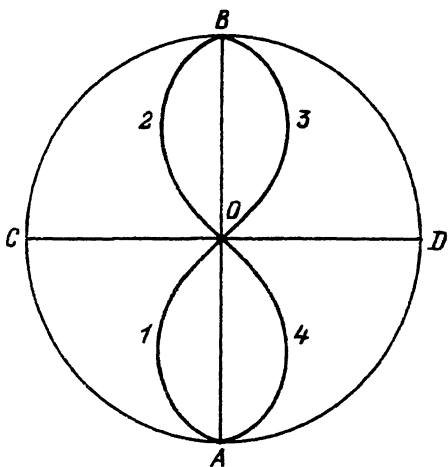


Рис. 1. Траектория намагниченности в ДГ ромбического ферромагнетика ($\beta + 2\pi M^2 > 0$).

Пространство конфигураций представляет собой сферу с метрикой, задаваемой выражением (9). Углы θ и φ определяются соотношением (3). Показана проекция «восточной» полушеры на большой круг. В точке А угол $\theta = 0$, а в В — $\theta = \pi$. Линии ACВ и ADB изображают блоховские границы. На линии ACВ угол $\varphi = -\pi/2$, а на линии ADB — $\varphi = \pi/2$. Линия AOB представляет собой неелевскую границу ($\varphi = 0$). Линии A102В и A403В соответствуют ДГ1, а линии A103В и A402В — ДГ2. Потенциальный барьер, обусловленный ромбической анизотропией и магнитодипольным взаимодействием, максимален вдоль линии AOB и минимален вдоль линий ACВ и ADB. ДГ1 «висят» на одной стороне этого барьера, а ДГ2 располагаются на различных склонах барьера.

В конфигурационном пространстве (см. рисунок) траектория намагниченности, соответствующая указанным ДГ, представляется следующими линиями: блоховские границы изображены линиями ACB ($\varphi = -\pi/2$) и ADB ($\varphi = \pi/2$), а неелевская граница — линией AOB ($\varphi = 0$). На рисунке показана проекция конфигурационного пространства, имеющего форму сферы, на поверхность большого круга. Спроектировано только «восточное» полушарие, проекция «западного» полушария имеет аналогичный вид, только центральная линия AOB будет соответствовать неелевской границе, в которой $\varphi = \pi$.

Исследуем теперь общий случай и найдем экстремали (8), вдоль которых $\theta = \theta(\varphi)$ или $\varphi = \varphi(\theta)$, т.е. найдем геодезические общего вида, проходящие через доменные состояния. Для этого воспользуемся системой (10), (11). В нашем случае

$$V = \sin^2 \theta (U_0 - U) = K \sin^4 \theta (1 + \varepsilon \cos^2 \varphi), \quad (15)$$

поэтому уравнения запишутся в виде

$$\frac{d\theta^2}{\sin^2 \theta \int_{(L)} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^4 \theta (1 + \varepsilon \cos^2 \varphi) d\theta} = \frac{d\varphi^2}{\varepsilon \int \frac{\partial}{\partial \varphi} \sin^4 \theta \cos^2 \varphi d\varphi}, \quad (16)$$

$$(dx')^2 = \frac{\sin^2 \theta d\theta^2}{\int_{(L)} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin^4 \theta (1 + \varepsilon \cos^2 \varphi) d\theta}, \quad (17)$$

где $x' = x/\Delta$, $\Delta = (A/K)^{1/2}$, $\varepsilon = (\beta + 2\pi M^2)/K$.

При решении этой системы уравнений мы воспользуемся результатами [1] и положим $\varepsilon \ll 1$, тогда можно пренебречь вкладом энергии «взаимодействия» в энергию θ -подсистемы (этот вклад порядка ε , а энергия этой подсистемы во «внешнем поле» порядка единицы), а изменение энергии φ -подсистемы можно считать равным полному изменению энергии «взаимодействия» всей системы (т.е. к слагаемому порядка ε мы добавляем еще одно слагаемое порядка ε). Другими словами, в нашем приближении ввиду малой корреляции между переменными θ и φ мы полагаем, что $\theta = \theta(x)$ формируется независимо от переменной φ , которая в свою очередь просто «подстраивается» потенциалом «взаимодействия» под соответствующее значение $\theta = \theta(x)$ в каждой точке x [1].

В рамках этого приближения имеем

$$\frac{d\theta^2}{\sin^6 \theta} = \frac{d\varphi^2}{\varepsilon \sin^4 \theta \cos^2 \varphi}, \quad (18)$$

$$(dx')^2 = \frac{\sin^2 \theta d\theta^2}{\sin^4 \theta}. \quad (19)$$

Решая (18) и (19), находим, что траектория намагниченности имеет вид

$$\left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right|^{\mp \sqrt{\varepsilon}} = R \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right|, \quad (20)$$

$$|x' - x'_0| = \ln \left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right|, \quad (21)$$

где x'_0 и $R (> 0)$ — константы. Следует отметить, что траектория намагниченности определена точнее чем с точностью до членов порядка ε , так как «глобальное» приближение для произвольной части траектории, задаваемое оценочным значением интеграла, локально еще и уточняется, поскольку мы решаем дифференциальное уравнение. Пространственная развертка траектории определена с точностью до нулевых по ε слагаемых, но, используя траекторию (20), можно при необходимости улучшить точность решения.

Итак, совокупность соотношений (20) и (21) представляет собой общее решение, описывающее ДГ с $\theta = \theta(\varphi)$. Таким образом, с учетом частных случаев $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ мы получили полное решение задачи при $\varepsilon \ll 1$. Постоянная x'_0 характеризует положение центра ДГ, и в статике обычно полагается, что $x'_0 = 0$ (центр ДГ находится в начале координат). По симметричным соображениям $R = 1$ [1].

Равенство параметра R единице подразумевает совпадение центров пространственного распределения для обеих угловых переменных. В статике это естественно, а в динамике центры распределений могут смещаться друг относительно друга и соответственно параметр R характеризует динамическую реакцию ДГ. Подробное исследование этого вопроса выходит за рамки данной работы.

С учетом сказанного выпишем окончательные выражения для траектории намагниченности

$$\left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right|^{\mp \sqrt{\varepsilon}} = \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right| \quad (22)$$

и для пространственной развертки траектории

$$|x'| = \ln \left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right|. \quad (23)$$

Напомним, что в (22) выписаны все типы траекторий намагниченности в ДГ с $\theta = \theta(\varphi)$. Пространственная развертка для каждого типа траектории задается выражением (23). Учитывая, что при определении траектории мы использовали только одно доменное состояние, можно также сказать, что в (22) выписан весь пучок геодезических линий, вдоль которых $\theta = \theta(\varphi)$ и которые проходят через точку $\theta = 0$ или точку $\theta = \pi$.

Используя выражения (22), (23), можно выписать функциональные зависимости угловых переменных для ДГ I и ДГ II. Вначале рассмотрим ДГ II. Структура этих границ описывается следующими парами функций:

- a) $\theta = 2 \operatorname{arctg} e^{x'}$, $\varphi = -\frac{\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{\sqrt{\varepsilon} x'}$,
- b) $\theta = 2 \operatorname{arctg} e^{x'}$, $\varphi = -\frac{\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{-\sqrt{\varepsilon} x'}$,
- c) $\theta = 2 \operatorname{arctg} e^{x'}$, $\varphi = -\frac{3\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{\sqrt{\varepsilon} x'}$,
- d) $\theta = 2 \operatorname{arctg} e^{x'}$, $\varphi = -\frac{3\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{-\sqrt{\varepsilon} x'}$.

В центре ДГ, описываемых выражениями а и b, вектор $\mathbf{m} = (1, 0, 0)$, а в центре ДГ, задаваемых выражениями с и d, — $\mathbf{m} = (-1, 0, 0)$. Отметим, что при записи ДГП расположение доменов было фиксировано.

Структура ДГП при фиксированном расположении доменов также задается четырьмя парами функций, но мы выпишем только одну, а из сопоставления с предыдущим случаем нетрудно получить и другие пары.

$$a) \quad \theta = 2 \operatorname{arctg} e^{x'}, \quad \varphi = \begin{cases} x' < 0, & -\frac{\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{\sqrt{\epsilon} x'}, \\ x' \geq 0, & -\frac{\pi}{2} + 2 \operatorname{arctg} e^{-\sqrt{\epsilon} x'}. \end{cases}$$

Видно, что производная $d\varphi/dx$ в центре ДГП претерпевает разрыв.

Новые ДГ состоят из ядра и двух ответвлений [1]. В ответвлениях происходит резкое изменение угла φ , а угол θ практически не изменяется. Поэтому в ответвлениях в основном изменяются компоненты m_x и m_y вектора намагниченности. В центральной части ДГ резко изменяется угол θ , что вызывает изменение всех компонент вектора намагниченности. Структура ядра новой ДГ аналогична неелевской границе.

Существование такой структуры у ДГ обусловлено различными масштабами характерных изменений компонент вектора намагниченности, что следует из (3) и функциональных зависимостей угловых переменных. Используя (22), (23), (3) и (9), можно определить как характерные размеры составных «частей» ДГ, так и поверхностную плотность энергии ДГ. В настоящей работе мы этого делать не будем.

Как видно, решения, описывающие ДГ общего вида, существуют только при $\epsilon > 0$ ($\beta + 2\pi M^2 > 0$). Энергия новых ДГ больше энергии блоховских границ, но меньше энергии неелевских границ (систему неравенств нетрудно получить с помощью выражения (9)). Необходимо отметить, что область существования новых решений не зависит от метода решения: используя общую форму уравнения траектории, можно показать, что вещественные решения существуют только при положительных ϵ (интегралы в (10) являются положительно-определенными величинами, и соответственно при изменении знака ϵ решения не могут быть вещественными).

3. Эволюция ДГ

Мы показали, что в ромбическом ферромагнетике при условиях $M^2 = \text{const}$ и $\epsilon \ll 1$ возможно существование четырех различных типов ДГ: блоховских, неелевских и новых границ — ДГ1 и ДГП. С учетом вырождения и при фиксированном расположении доменов в системе существуют 12 неэквивалентных структур ДГ. Отметим, что совокупность полученных нами решений образует полное множество решений исходной нелинейной задачи: при указанных выше условиях никаких иных одномерных ДГ в ромбическом ферромагнетике нет.

Теперь обсудим вопрос о том, какой из типов ДГ реализуется при том или ином значении ромбической анизотропии. Из-за математических трудностей исследования устойчивости микромагнитных решений, обусловленных нелокальным характером магнитодипольного взаимодействия, при описании эволюции ДГ мы в основной ограничимся топологическими соображениями.

Будем считать, что в начальном состоянии $\beta + 2\pi M^2 > 0$ и ДГ является блоховской границей. Потенциальный барьер, разделяющий доменные состояния A и B (см. рисунок), формируется одноосной и ромбической анизотропиями и магнитодипольным взаимодействием. Рельеф барьера определяется кооперативным действием двух последних типов энергии. Вдоль блоховских экстремалей на поверхности потенциального барьера расположены ложбины, а вдоль неелевских — «хребты». Максимального значения величина потенциального барьера достигает в точке 0 . Расположение новых ДГ на поверхности определяется «хребтом», идущим вдоль неелевской экстремали: ДГ_I расположены на одной стороне хребта, а ДГ_{II} — по обе стороны.

При уменьшении ромбической анизотропии «хребет» опускается и рельеф потенциального барьера сглаживается. Изменение рельефа не влияет на расположение блоховских и неелевских границ (линии, представляющие эти ДГ, остаются неподвижными). При этом энергия блоховских границ не изменяется, а энергия неелевских границ уменьшается. Сглаживание рельефа потенциального барьера деформирует траекторию намагниченности в новых ДГ, и линии, представляющие эти ДГ, прижимаются к неелевской экстремали, т.е. структура новых ДГ приближается к структуре неелевских границ.

Когда эффективное действие ромбической анизотропии и магнитодипольного взаимодействия становится равным нулю, рельеф потенциального барьера исчезает. При $B = \beta + 2\pi M^2 = 0$ энергии всех типов ДГ сравниваются и ДГ различаются расположением на потенциальном барьере. Но при обращении величины B в нуль среди траекторий «выживают» только те, которые мы изначально называли блоховскими и неелевскими. Система траекторий, представлявших новые ДГ, при $B = 0$ вырождается в линию, совпадающую с неелевской экстремалью, т.е. новые ДГ попросту переходят в неелевские границы. Таким образом, неелевская экстремаль при $B = 0$ может являться результатом эволюции как собственно самой неелевской экстремали, так и результатом эволюции любой из траекторий новых ДГ.

При изменении знака величины B на потенциальном барьере вновь появляется рельеф, только в этом случае минимум функционала (9) реализуется на неелевской экстремали, а максимум — на блоховской. Поскольку при $B < 0$ других экстремалей функционал (9) не имеет, то основным состоянием ДГ становится неелевская граница. Поэтому ДГ, основное состояние которой при $B > 0$ представлялось блоховской экстремалью, при $B < 0$ «скатывается» в неелевскую ложбину.

Рассмотрим обратную эволюцию ДГ. Теперь в начальном состоянии $B < 0$, ДГ является неелевской границей, и мы начинаем увеличивать ромбическую анизотропию. Как и ранее, при $B = 0$ рельеф потенциального барьера исчезает, энергии всех типов ДГ сравниваются и существует только два типа экстремалей: неелевские и блоховские. Как только величина B становится отличной от нуля, появляется дополнительное семейство геодезических линий, соответствующее новым ДГ. При положительных B неелевская экстремаль располагается вдоль «хребта» потенциального барьера, поэтому линия, представляющая основное состояние ДГ, «скатывается» с неелевской экстремали. Ввиду того что семейство траекторий, представляющих новые ДГ, полностью окружает неелевскую экстремаль, неелевская граница может перейти только в ДГ_I или в ДГ_{II}, но не в блоховскую границу.

Итак, при обратном эволюции одномерная ДГ переходит из неелевского состояния в одно из новых. Понятно, что если мы опять начнем уменьшать ромбическую анизотропию, полагая, что при $B > 0$ основным состоянием является новая ДГ, то при $B < 0$ получим неелевскую границу. Следовательно, при изменении ромбической анизотропии в системе будут реализовываться только переходы типа неелевские границы \longleftrightarrow новые границы. Это показывает, что в исследуемой системе нет места блоховским границам, хотя они и обладают минимально возможной энергией.

Математического исследования устойчивости новых ДГ мы не проводим. Из топологических соображений следует, что ДГ топологически устойчивы относительно перехода в блоховские границы, так как линии, представляющие эти ДГ, располагаются по обе стороны от «хребта» и поэтому не могут соскользнуть в одну из блоховских ложбин. ДГ расположены с одной стороны «хребта», но, ввиду того что в точке O энергия системы стационарна, «сила», действующая на траекторию в этой точке, равна нулю. Наличие такой «неподвижной» точки на траектории препятствует соскальзыванию всей траектории ДГ в блоховскую ложбину.

Таким образом, из нашего качественного анализа следует, что в ромбическом ферромагнетике блоховские границы реализоваться не могут. Строгое подтверждение или, наоборот, отрицание этого факта можно получить только определив область устойчивости всех одномерных ДГ.

Приведенное выше исследование эволюции ДГ в общем эквивалентно рассмотрению этого вопроса при учете устойчивости ДГ только относительно однородной деформации ее структуры. Из [8] следует, что в бесконечном ромбическом ферромагнетике блоховские и неелевские границы устойчивы относительно однородного отклонения вектора намагниченности от исходного положения соответственно при $B > 0$ и при $B < 0$. Допуская, что какой-нибудь из видов новых ДГ также устойчив относительно такой деформации, мы получим эволюцию описанного типа.

Теперь мы рассмотрим общие характеристики эволюции системы. В [8] были определены области устойчивости блоховских и неелевских границ при учете возможности изгибной деформации структуры этих ДГ. Из [8] следует, что в случае бесконечного ромбического ферромагнетика неелевские границы устойчивы при $B < 0$, а блоховские — при $B = B_1 > 2\pi M^2(1 + \pi^4/64)/Q$. На границе области устойчивости блоховские границы становятся неустойчивыми относительно изгибной деформации своей структуры, а неелевские — относительно однородной, т.е. учет изгибной деформации влияет только на область устойчивости блоховских границ, но не неелевских. В «буферной» области ($0 < B < B_1$) ДГ бесконечного ромбического ферромагнетика не имеет устойчивых одномерных состояний вида $\theta = \theta(x)$, $\varphi = \text{const}$, где $\theta(x)$ задается (12).

В [8] мы просто констатировали то, что существование буферной области обусловлено нелокальным характером магнитодипольного взаимодействия, так как именно это свойство приводит к неустойчивости блоховских границ. Сейчас вопрос о существовании этой области мы обсудим с иной точки зрения.

Принципиально различие между блоховскими и неелевскими границами состоит в том, что в блоховских границах энергия магнитодипольного взаимодействия равна нулю, т.е., другими словами, в блоховских состояниях ДГ магнитодипольное взаимодействие отсутствует, а в неелевских границах энергия магнитодипольного взаимодействия не равна нулю и соответственно в неелевских состояниях ДГ заложена информация о присутствии в системе магнитодипольного взаимодействия. Таким образом, переход блоховская граница—неелевская граница и наоборот сводится к проблеме «включения» («выключения») магнитодипольного взаимодействия. Этот процесс происходит дискретным образом (нуль — максимальное значение) без буфера и плавно (с бесконечно малым изменением величины) при наличии буфера. Таким образом существование буферной области показывает, что в исследуемой системе магнитодипольное взаимодействие включается (выключается) только непрерывным образом. Наличие буфера также показывает, каким образом блоховская граница преодолевает магнитодипольный потенциальный барьер: преодолевая его, одномерная система становится многомерной.

Новые ДГ качественным образом изменяют ситуацию. Аналогично случаю неелевских границ в структуре новых ДГ содержится информация о всех взаимодействиях, характеризующих исследуемую систему. Поэтому при переходах неелевские границы → новые границы в системе нет места спонтанному включению (выключению) магнитодипольного взаимодействия.

Таким образом, мы имеем два принципиально различных пути эволюции. Первый из них позволяет рождать (в общем, из ничего) или уничтожать магнитодипольное взаимодействие, а второй показывает, что в любом возможном состоянии система характеризуется всеми типами взаимодействий, изначально заложенными в ее описание. Математически, как следует из топологического анализа эволюции системы, это означает, что в первом случае траектории, представляющие состояния системы, не имеют общих точек (кроме, конечно, доменов), а во втором имеется общая точка (точка ветвления решения), которую можно считать хранителем информации о системе или зародышем, который при соответствующих условиях разовьется в любое допустимое состояние системы.

Напомним, что наше описание эволюции ДГ является в основном качественным, а конкретно этот вопрос, как было уже сказано, можно рассмотреть только определив области устойчивости одномерных ДГ.

Новые ДГ, описанные в настоящей работе, принципиально отличаются от ДГ, предсказанных Неелем (см. [7] и ссылки там), так как они могут существовать и в массивных ферромагнетиках.

Мы также хотели бы отметить, что полученные нами решения описывают также экстремали, начальное и конечное состояния которых совпадают (на рисунке это, например, кривая A104A или, что, правда, не столь очевидно, кривая A101A). Это семейство решений описывает одномерные магнитные неоднородности, после перехода через которые вектор намагниченности возвращается в исходное состояние. Поэтому данные решения могут описывать одномерные неоднородные включения в доменах при условии, что характерные размеры этих дефектов много меньше характерных размеров доменов. Неоднородности могут классифицироваться так же, как и ДГ, т.е. быть блоховского, неелев-

ского и нового типов. В общем, это чисто солитонные решения [9], подробное рассмотрение которых выходит за пределы нашей задачи. Поскольку внутри траекторий содержится точка, в которой энергия стационарна, то вопрос об устойчивости этих решений остается открытым. На эксперименте они могут появляться в виде контрастирующих линий на однотонном фоне домена.

Список литературы

- [1] Шатский П.П. ФТТ **37**, 5, 1445 (1995).
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М. (1982). 620 с.
- [3] Ландау Л.Д. Собрание трудов. М. (1969). Т. 1. С. 128.
- [4] Ланцош К. Вариационные принципы механики. М. (1965). 408 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М. (1973). 208 с.
- [6] Дубровин Д.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. М. (1979). 760 с.
- [7] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М. (1977). 306 с.
- [8] Димашко Ю.А., Шатский П.П., Яблонский Д.А. ФТТ **31**, 8, 164 (1989).
- [9] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев (1983). 189 с.