

УДК 537.311

ДОМЕННАЯ ГРАНИЦА В СЕГНЕТОМАГНЕТИКЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. А. Лыкаж

Теоретически исследован сегнетоферромагнетик с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием легкоплоскостной ферромагнитной и легкоосной сегнетоэлектрической (СЭ) подсистем. Найдена индуцированная однородной электрической поляризацией геликоидальная магнитная структура с периодом и направлением вращения, зависящими от величины и направления поляризации. Исследована структура доменной границы (ДГ), параллельной СЭ оси и разделяющей домены с противоположными направлениями поляризации. Предполагалось, что в плоскости ДГ изменение поляризации происходит очень быстро по сравнению с изменением магнитного момента, не выходящего из легкой плоскости, а период магнитной неоднородности вдоль ДГ задается периодом спиральной структуры в домене. Уравнение Ландау—Лифшица сводится к уравнению Лапласа на плоскости для азимутального угла. Найдено его аналитическое решение в зависимости от двух координат, перпендикулярной и параллельной ДГ. Найдена плотность энергии различных сечений и единицы площади ДГ. Магнитная структура определяется периодически расположенными в плоскости ДГ линейными топологическими дефектами (топология аналогична линиям Блоха).

Сегнетомагнетики — нетрадиционные материалы, в которых сосуществует упорядочение магнитной и электрической подсистем [1, 2]. Магнитоэлектрическое (МЭ) взаимодействие между подсистемами приводит к возникновению в сегнетомагнетиках качественно новых явлений. До недавнего времени экспериментально и теоретически исследовались однородные равновесные состояния сегнетомагнетиков (СМ) и их малые возбуждения [1, 2]. В работе [3] и предшествующих ей рассматривалось неоднородное МЭ взаимодействие. Для параэлектрической и ферромагнитной подсистем оно приводит к появлению спонтанной поляризации области доменной границы (ДГ).

В настоящей работе теоретически рассматривается сегнетоферромагнетик с неоднородным МЭ взаимодействием легкоплоскостной ферромагнитной и легкоосной сегнетоэлектрической подсистем. В однодоменном состоянии найдена индуцированная однородной электрической поляризацией геликоидальная магнитная структура с периодом и направлением вращения, зависящими от величины и направления поляризации. Исследована структура ДГ, параллельной сегнетоэлектрической (СЭ) оси и разделяющей домены с противоположными направлениями электрической поляризации и направлениями вращения магнитной спирали.

1. Свободная энергия сегнетоферромагнетика имеет вид [1, 3-5]

$$\Phi = \frac{\alpha}{2} (\nabla M)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 + \frac{\nu}{2} (\nabla P)^2 - \frac{\chi}{2} P^2 + \frac{\delta}{4} P^4 - \frac{\lambda}{2} P^2 M_z^2 - \gamma P \left(M_x \frac{\partial M_y}{\partial z} - M_y \frac{\partial M_x}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где α , β — постоянные неоднородного обмена и анизотропии ферромагнетика с магнитным моментом M ; ν , χ , δ — эффективный параметр неодно-

родности и постоянные разложения свободной энергии сегнетоэлектрика (СЭ) по степеням электрической поляризации $P \equiv P_z$; λ , γ — постоянные однородного и неоднородного МЭ взаимодействия. Однородное МЭ взаимодействие имеет релятивистскую природу. Неоднородное МЭ взаимодействие имеет обменно-релятивистскую природу. Магнитная часть этого неоднородного члена — инвариант Лифшица, приводящий к геликоидальному упорядочению магнитного момента. Симметрия кристалла при таком упорядочении не должна содержать центра инверсии в магнитной парафазе [6, 7]. Если СЭ переход совершается при более высокой температуре, то это условие выполняется, так как возникновение спонтанной электрической поляризации происходит при смещении одной или нескольких подрешеток из симметричного положения. Степень нарушения симметрии как раз пропорциональна величине поляризации P , а направление смещения соответствует знаку поляризации. В [4] доказано существование инвариантов неоднородного МЭ взаимодействия вида (1) для электрического поля, приводящего к ромбоэдрическому искажению кристаллов ферримагнетиков NiMnO_3 . Если учесть, что 1) электрическая поляризация имеет такие же свойства симметрии, как и электрическое поле [2], 2) среди сегнетомагнетиков существуют ферримагнетики $\text{Ba}_2\text{CoReO}_6$ и $\text{Ba}_2\text{MnReO}_6$ типа перовскита со спиральной магнитной структурой вдоль оси [100] [2], 3) ферримагнетики часто описывают как ферромагнетики (магнитные моменты атомов Mn, Co и Re в магнетонах Бора соответственно $\mu_1 = 4.8\mu_B$, $\mu_2 = 2.5\mu_B$, $\mu_3 = 0.2 \div 0.3\mu_B$ [2]), то свободная энергия (1) может быть применима для сегнетоферримагнетиков с $\mu_1, \mu_2 \gg \mu_3$. Из обзора [1] известен лишь один сегнетоферромагнетик $\text{EuBaTi}_2\text{O}_6$. В нем атомы Eu и Ba расположены регулярно. Тетрагональная СЭ фаза удлиняет одно из ребер и уменьшает поперечные размеры кристаллической ячейки, что способствовало бы образованию анизотропии «легкая плоскость» в ферромагнетиках этого типа. Но для существования спирального магнитного упорядочения и члена неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия необходимо еще наличие определенного набора ротационных мод кислородных октаэдров. В сегнетоферромагнетиках на основе твердых растворов [2] трудно ожидать возникновения спиральной магнитной структуры из-за неупорядоченного расположения магнитных ионов.

2. Рассмотрим однородное по поляризации P состояние СМ. Равновесное значение P определяется из условия минимума свободной энергии по этому параметру и равно $P^2 = (\chi + \lambda M_s^2) \delta^{-1}$. Состояние магнитной подсистемы может быть различным в зависимости от соотношения эффективной магнитной анизотропии $\beta_s = \beta + \lambda P^2$ и коэффициента γP перед инвариантом Лифшица [6, 7] в неоднородном МЭ взаимодействии. Если $\beta_s < < \gamma^2 P^2 / \alpha$, то реализуется пространственно-неоднородное геликоидальное (спиральное) магнитное упорядочение. Магнитный момент при этом ориентирован перпендикулярно оси Oz и его конец описывает при продвижении вдоль этой оси спираль с шагом

$$d = 2\pi/k \quad (k = \gamma P/\alpha). \quad (2)$$

Важно отметить, что направление вращения спирали определяется знаком вектора поляризации. При переходе в сферическую систему координат $\mathbf{M} = M_0 (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ решение уравнения Ландау—Лифшица можно записать для геликоидального упорядочения в виде

$$\theta = \pi/2, \quad \varphi = \varphi_0 - kz. \quad (3)$$

В такой магнитной структуре $M_x = 0$, поэтому однородное МЭ взаимодействие в (1) отсутствует.

Оценки неоднородного МЭ взаимодействия были даны в [3] исходя из того, что однородное и неоднородное взаимодействия имеют одинаковую природу (т. е. одного порядка), и из соображений размерности $\lambda P^2 \sim \sim \gamma P/a$. Здесь a — постоянная решетки, единственный параметр размерности длины. Отсюда $\gamma \sim \lambda Pa$ и $d \sim 2\pi a / \lambda P^2 a$. Характерные значения пара-

метров сегнетомагнетиков [1, 2]: $P \sim 0.1$ Кл/м², $a \approx 0.5$ нм, $\alpha \sim 10^{-13} \div 10^{-16}$ м², постоянная однородного обменного МЭ взаимодействия $\lambda \sim 10^{-6}$ м²/н, что дает $d \sim 10^{-8} \div 10^{-5}$ м. Пересчет угла поворота между плоскостями Ва₂СоReO₆ [2] в период магнитной спирали дает $d \approx 23$ нм, что согласуется с оценками и является обычным для спиральных магнетиков [7]. Исходя из оценок, можно было бы ожидать в СМ превышения наибольшего известного значения $d=230$ нм [7] хотя бы на порядок, а в окрестности СЭ фазового перехода при уменьшении P и на несколько порядков. Внешнее электрическое поле может уменьшать шаг спирали.

3. Рассмотрим неоднородное по электрической поляризации состояние кристалла, т. е. ДГ, разделяющую области с противоположной ориентацией поляризации. В одноосном кристалле со свободной энергией (1) возможно существование доменных границ двух типов: параллельных и перпендикулярных по отношению к направлению поляризации. Но второй тип границы должен обладать электрическим зарядом и потому исключается в непроводящем кристалле, рассматриваемом в данной работе. Поскольку, как отмечалось выше, противоположным направлениям поляризации соответствуют противоположные направления вращения магнитной спирали, то в окрестности СЭ ДГ возникает нетривиальная магнитная структура. В монографии [8] изложены результаты для магнитной ДГ между кристаллитами с противоположным направлением вращения спирали: граница перпендикулярна оси магнитной спирали и качественно похожа на ДГ в легкоосном ферромагнетике. Но такая геометрия не реализуется в непроводящем сегнетоферромагнетике. Исследование магнитной ДГ, параллельной оси магнитных спиралей противоположного направления вращения, в спиральных магнетиках автору неизвестно.

Задача двумерная, так как помимо обычного изменения параметров в направлении, перпендикулярном ДГ, имеется периодическая зависимость от координаты в направлении, параллельном оси поляризации (магнитной спирали). Но существуют два упрощающих обстоятельства: 1) ширина 180°-ной ДГ в СЭ очень мала по сравнению с шириной магнитной ДГ [9], поэтому в нулевом приближении структуру СЭ ДГ можно не рассматривать, а считать, что в разных СЭ доменах направление поляризации противоположно и переход между ними скачкообразный; 2) внутри домена вектор намагниченности лежит в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации. Будем предполагать, что это условие выполняется и в переходной области. Тогда $\theta = \pi/2$ и уравнение Ландау—Лифшица сводится к уравнению Лапласа на плоскости для азимутального угла

$$\Delta \varphi = 0, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\varphi(x = \pm \infty) = \mp kz + \varphi_0^\pm, \quad (5)$$

где φ_0^- и φ_0^+ — значения угла слева и справа далеко от границы при $z=0$. При любом относительном сдвиге спиралей вдоль оси Oz существуют периодически расположенные на границе ($x=0$) точки, в которых векторы намагниченности справа и слева противоположны по направлению и либо входят в точку, либо выходят из нее. Для определенности (рис. 1) такую точку плоскости (x, z) поместим в точку (0, 0) и выберем

$$\varphi_0^+ = \pi, \quad \varphi_0^- = 0. \quad (5a)$$

Из симметрии областей $z > 0$ и $z < 0$ следует, что направление вектора намагниченности неизменно на всей полупрямой $z=0, x < 0$ или $z=0, x > 0$. Это утверждение справедливо для любой из прямых $z = nd/2 = n\pi/k$ (n — целое число). Таким образом, можно перейти от уравнения Лапласа на всей плоскости (x, z) к полосе

$$-\infty < x < \infty, \quad 0 \leq z \leq \pi/k \quad (6)$$

$$\varphi(z=0) = \pi\theta(x), \quad \varphi(z=\pi/k) = \pi\theta(-x), \quad (7)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. После введения безразмерных координат kz и kx получается граничная задача Дирихле для уравнения Лапласа на полосе, рассмотренная в [10]. Решение имеет вид

$$\varphi = \pi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{th} kx}{\operatorname{tg} kz} \right). \quad (8)$$

Анализ решения показывает, что оно удовлетворяет граничным условиям (5), (5a) и непрерывно в полосе (6). Аналитическим продолжением функции $\operatorname{arctg} t$ является функция $\operatorname{Arctg} t$. Она продолжает решение (8) за пределы полосы (6). Как видно из рис. 2, при таком продолжении функция $\varphi(x, z)$ становится непрерывной при $x > 0$ или $x < 0$, т. е. внутри доменов, но разрывна при $x=0$ на границе доменов. Для устранения разрывов необходимо изменение φ на $2\pi N$, где N — целое число, имеющее смысл топологического заряда. Действительно, если в плоскости (x, z) обходить по замкнутому контуру по часовой стрелке точку с координатами $x=0, z=\pi/k$, то угол φ изменится на 2π , а при обходе N точек — на $2\pi N$.

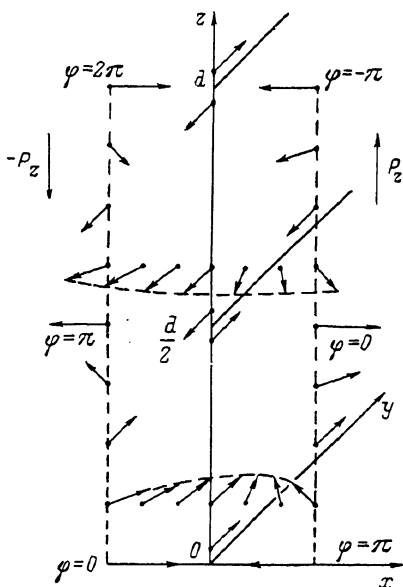


Рис. 1. Ориентация векторов электрической поляризации и намагнитченности, значения азимутального угла в доменах.

На границе отмечены особые линии.

В общем случае магнитный момент во встречно-ориентированных плоскостях может располагаться не перпендикулярно по отношению к плоскости границы. Тогда при $z=0$

$$\varphi(x=-\infty) = \varphi_0, \quad \varphi(x=\infty) = \pi + \varphi_0$$

и решение имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\pi}{2} + \operatorname{Arctg} \frac{\operatorname{th} kx}{\operatorname{tg} kz}. \quad (9)$$

Плотность магнитной энергии ДГ находится подстановкой в выражение (1) зависимости (9) для азимутального угла в ДГ и вычитанием плотности внутри домена. Интегрирование по одной из координат дает свободную энергию единичной по ширине полосы, перпендикулярной к ДГ и оси геликоида для $0 < z < d/2$ (далее берется абсолютное значение k)

$$\Phi_{\perp}(z) = 2\alpha M_0^2 \left\{ \ln(2 \sin kz) - \left(kz - \frac{\pi}{2} \right) \operatorname{ctg} 2kz \right\},$$

расходящуюся вблизи $z=0, z=d/2$, и свободную энергию единичной площадки, параллельной ДГ

$$\Phi_{\parallel}(x) = \frac{k}{2} \alpha M_0^2 (1 - \operatorname{th} |kx|)^2 \operatorname{cth} |kx|,$$

нулевую вдали от ДГ и расходящуюся в плоскости ДГ.

Свободная энергия единицы площади всей ДГ

$$\Phi = -kaM_0^2 \ln 4kb + \Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel}.$$

Здесь b — радиус ядра топологического дефекта, kb — параметр обрезания логарифмической расходимости (масштаб — расстояние между дефектами). Нахождение структуры и размеров ядра дефекта представляет собой отдельную задачу, но для оценок можно взять $b \approx a \approx 0.5$ нм, $d \sim \sim 0.1$ мкм, тогда $-\ln(8\pi b/d) \approx 2$. Второй член — энергия ядра дефекта — для $b \approx a$ и кубической решетки спинов $\Phi_p \approx 4\mathcal{J}s^2/ad$, где \mathcal{J} — обменный интеграл взаимодействия между соседними спинами s . Последний член $\Phi_p = 2\sqrt{2}\delta P_0^3/3$ — энергия сегнетоэлектрической подсистемы ДГ.

4. Обсудим общие свойства полученной доменной границы. 1) Единственным масштабom размерности длины является период магнитной спирали, он же задает и среднюю толщину ДГ. 2) В целом поведение вектора момента, не выходящего из плоскости, перпендикулярной ДГ, делает

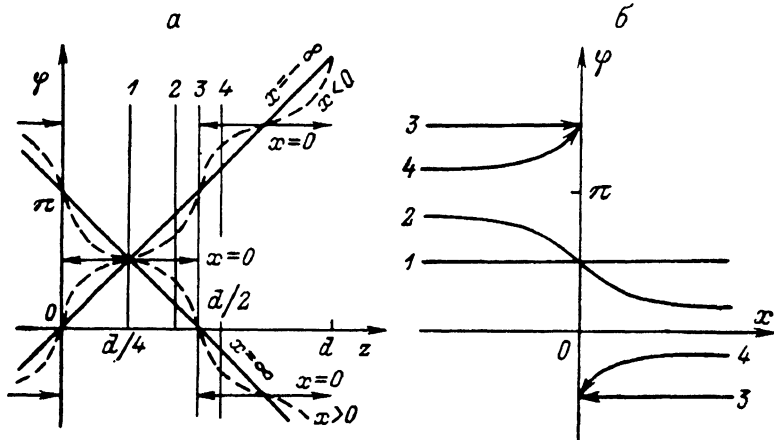


Рис. 2. Изменение азимутального угла при фиксированных x (а) и z (б).

Стрелками указаны места разрывов на топологических дефектах. Сечениям на рис. 2, а соответствуют линии под тем же номером на рис. 2, б.

границу похожей на неелевскую. Но в неелевской ДГ векторы момента на бесконечности постоянны и антипараллельны (параллельны ДГ). В полученной ДГ происходит постоянный поворот моментов в противоположных направлениях по разные стороны от ДГ при движении вдоль осей магнитных спиралей. 3) Топологические дефекты разделяют участки ДГ с противоположными направлениями поворота вектора момента. Это делает их похожими на линии Блоха. 4) Разрывы азимутального угла, задающего ориентацию вектора момента, не нарушают непрерывности самого момента на ДГ вне топологических дефектов. Разрывы момента на дефекте могут быть устранены двумя путями. Если момент остается в легкой плоскости, то его величина уменьшается до нуля в центре ядра дефекта. Если же величина момента остается ненулевой, то его непрерывность достигается выходом из легкой плоскости в ядре дефекта. 5) Логарифмические расходимости в энергии являются обычными для магнитных вихрей и таких топологических дефектов, как дислокации и дисклинации.

Таким образом, полученная ДГ имеет для сегнетоэлектрической подсистемы структуру обычной 180° -ной границы, а для магнитной подсистемы — это некоторая разновидность неелевской ДГ с периодически расположенными линейными топологическими дефектами (топология такая же, как у линий Блоха).

Автор благодарен И. Н. Олейнику, Е. И. Лукашенко за внимание к работе и Г. Е. Ходенкову, Л. И. Антонову за полезные дискуссии по части результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Смоленский Г. А., Чупис И. Е. УФН, 1982, т. 137, № 3, с. 415—448.
- [2] Веневцев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. И. Сегнетомагнетика. М.: Наука, 1982. 224 с.
- [3] Стефановский Е. П., Яблонский Д. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1125—1128.

- [4] Витебский И. М. ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 2, с. 357—361.
- [5] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [7] Изюмов Ю. А. УФН, 1984, т. 144, № 3, с. 439—474.
- [8] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977.
- [9] Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965. 555 с.
- [10] Владимиров В. С. и др. Сборник задач по уравнениям математической физики. М.: Наука, 1974. 272 с.

Харьковский политехнический институт
им. В. И. Ленина
Харьков

Поступило в Редакцию
2 февраля 1988 г.

