

# ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

*T. Наттерман <sup>a\*</sup>, В. Л. Покровский <sup>b,c\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Institute for Theoretical Physics, University of Cologne  
50937, Köln, Germany*

<sup>b</sup> *Dept. of Physics, Texas A & M University,  
College Station, TX 77843-4242*

<sup>c</sup> *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 85-летию Л. П. Питаевского*

**DOI:** 10.1134/S0044451018110135

В геликоидальных магнетиках с нарушенной симметрией относительно пространственной инверсии топологические дефекты имеют ряд особенностей. В изотропных магнетиках геликоидальная структура возникает, если кроме обменного взаимодействия с обменной константой  $J$  имеется взаимодействие Дзялошинского–Мориа (ДМ), характеризуемое константой  $g$ . Минимум энергии в такой системе осуществляется геликоидальной магнитной структурой (геликоидом), в которой намагниченность (спин) изменяется в пространстве по закону

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_1 \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{e}_2 \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где вектор  $\mathbf{q}$ , называемый волновым вектором геликоида, равен по модулю  $2g/J$ , но от его направления энергия геликоида не зависит. Единичные взаимно ортогональные векторы  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_2$  вместе с единичным вектором  $\hat{\mathbf{q}}$ , параллельным  $\mathbf{q}$ , образуют либо правый, либо левый триплет в зависимости от знака  $g$ . Вектор  $\mathbf{e}_1$  можно выбрать произвольно, тогда вектор  $\mathbf{e}_2 = \hat{\mathbf{q}} \times \mathbf{e}_1$ . Из этого следует, что  $\mathbf{q}$  и  $-\mathbf{q}$  соответствуют одному и тому же геликоиду. Он определяется осью вращения и вектором  $\mathbf{e}_1$ . Таким образом, группа симметрии параметра порядка, оставляющая неизменной энергию (точнее, свободную энергию) магнетика, совпадает с группой всевозможных

вращений правого (левого) триплета с отождествлением поворотов, отличающихся на  $\pi$ , т. е.  $SO_3/Z_2$ . В этом случае набор топологических дефектов ограничен тремя типами дискиназий:  $\pi, -\pi, 2\pi$  [1, 2]. В геликоидальной структуре абсолютная величина намагниченности остается постоянной, но направление периодически меняется вдоль оси вращения с периодом  $p = 2\pi/q = \pi J/g$ .

Слабая анизотропия подавляет дискиназии на достаточно больших расстояниях и отбирает одно или несколько преимущественных направлений оси геликоида. Экспериментально исследованные геликоидальные магнетики MnSi, FeGe,  $Fe_xCo_{1-x}Si$  имеют кубическую структуру. В этом случае направление оси геликоида совпадает либо с одной из осей четвертого, либо с одной из осей третьего порядка куба. Эксперимент по дифракции нейтронов [3] показал, что в FeGe преимущественные направления осей геликоида являются осями четвертого порядка куба. В обычных ферро- и антиферромагнетиках доменные стенки разделяют домены с противоположными направлениями обычной намагниченности  $\mathbf{M}$  (блоховские доменные стенки в ферромагнетиках [4]) или разности намагниченостей в двух подрешетках  $\mathbf{N}$  (неелевские доменные стенки в антиферромагнетиках [5]). Толщина такой доменной стенки  $w$  и ее энергия на единицу площади  $\sigma$  определяются конкуренцией обменного взаимодействия  $J$  и одноосной анизотропии  $\lambda$ :  $w = \sqrt{J/\lambda}$ ,  $\sigma = \sqrt{J\lambda}$  (за единицу длины принята постоянная решетки). Доменная стенка в обычном магнетике является одно-

\* E-mail: natter@thp.uni-koeln.de

\*\* E-mail: valery@physics.tamu.edu

мерной магнитной текстурой: намагниченность зависит лишь от координаты на оси, перпендикулярной плоскости доменной стенки. Доменная стенка в геликоидальном магнетике (гДС) разделяет домены с разными направлениями осей геликоида. Появление гДС и их необычные свойства были предсказаны в работе Ли и авторов в 2012 г. [6]. Приведем наиболее важные предсказанные свойства.

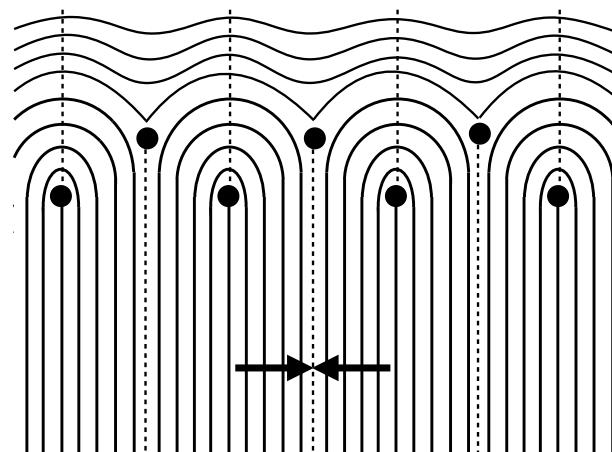
1. В отличие от ДС Блоха и Нееля в обычных ферромагнетиках, гДС являются двумерными магнитными текстурами. Поскольку спин в разных доменах вращается вокруг неколлинеарных осей, конфигурация спинов в промежутке между двумя доменами не может зависеть от одной координаты.

2. Наиболее устойчивыми являются доменные стенки, чья центральная плоскость делит пополам угол между осями геликоидов в разных доменах. Пусть для простоты плоскость доменной стенки перпендикулярна плоскости, натянутой на две оси вращения в разных доменах. Пересечение плоскостей  $Mn = \text{const}$  ( $n$  — единичный вектор, нормальный к плоскости гДС) для каждого из доменов образует систему параллельных эквидистантных прямых. Но расстояния между прямыми, соответствующими различным доменам, вообще говоря, разные. Это расхождение компенсируется только за счет появления дисклинаций, которое увеличивает энергию текстуры. Механизм компенсации обсуждается ниже. Только в случае биссектральной плоскости гДС расстояния между линиями пересечения со стороны разных доменов совпадают и их можно совместить.

3. Хотя причиной появления доменных стенок является анизотропия, ширина гДС почти не зависит от величины анизотропии, если ее энергия мала по сравнению с энергией других взаимодействий, и по порядку величины равна периоду геликоида  $p$ . Действительно, предположим, что существует плавный переход между доменами с разными волновыми векторами  $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2$ . Его можно описать некоторым обобщением уравнения (1):

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_1 \cos \phi(\mathbf{r}) + \mathbf{e}_2 \sin \phi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $\phi(\mathbf{r})$  — непрерывная функция. Ее градиент играет роль локального значения волнового вектора  $\nabla \phi = \mathbf{q}(\mathbf{r})$ . Поэтому его модуль должен оставаться постоянным, а направление плавно изменяться от  $\mathbf{q}_1$  до  $\mathbf{q}_2$ . Постоянство модуля  $\mathbf{q}(\mathbf{r})$  означает, что  $\phi(\mathbf{r})$  подчиняется уравнению  $(\nabla \phi)^2 = \text{const}$ . Это уравнение совпадает с уравнением Гамильтона — Якоби для свободной частицы, а величина  $\mathbf{q}(\mathbf{r})$  играет роль импульса этой частицы. Но свободная частица не



**Рис. 1.** Схематический график зигзагообразной гДС, обработанной периодической цепочкой  $\pm\pi$ -дисклинаций. Сепаратрисы показаны штриховыми прямыми. Вблизи них волновые векторы соседних доменов направлены противоположно, а фазы отличаются на целое число  $2\pi$

может изменить направление импульса на траектории. Поэтому такое уравнение не имеет решения с выбранными краевыми условиями. Это значит, что модуль волнового вектора обязательно отклоняется от своего равновесного значения  $q_0 = 2g/J$  внутри гДС. Тем самым нарушается баланс обменной и ДМ-энергии, восстановление которого определяет ширину гДС. Но единственной характерной длиной, определяемой этими двумя взаимодействиями, является период доменной структуры  $p = \pi J/g$ . Таким образом, утверждение о ширине гДС доказано. Одновременно мы доказали следующее более общее свойство геликоидальных структур.

4. При переходе от одного асимптотического направления волнового вектора к другому его модуль обязательно меняется.

5. При отклонении плоскости доменной стенки от биссектрального направления из-за рассогласования фаз врачающихся спинов по разные стороны от доменной стенки возникает периодическая цепочка магнитных вихревых линий. Это утверждение легче всего понять на примере взаимно перпендикулярных векторов  $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2$  и доменной стенки, параллельной одному из этих векторов, скажем,  $\mathbf{q}_2$ . В этом случае при подходе из домена  $\mathbf{q}_1$  магнетизация на плоскости доменной стенки, а вместе с ней и фаза  $\phi(\mathbf{r})$  является постоянной, а при подходе из домена  $\mathbf{q}_2$  фаза является линейной функцией координаты вдоль плоскости с периодичностью геликоида. На рис. 1 схематически показано, как зигзагообразная цепочка  $\pm\pi$ -дисклинаций компенсирует это

расхождение. При этом соседние  $\pi$ -дисклинации на линии их раздела (штриховые линии) имеют фазы, отличающиеся на целое кратное  $2\pi$ . Этот скачок периодически повторяется, устранивая систематическое расхождение фаз, возникающее при отсутствии дисклинаций. В работе [6] предполагалось, что расхождение устраняется  $2\pi$ -дисклинациями, но Гарст [7] указал, что  $\pm\pi$ -дисклинации предпочтительнее по энергии.

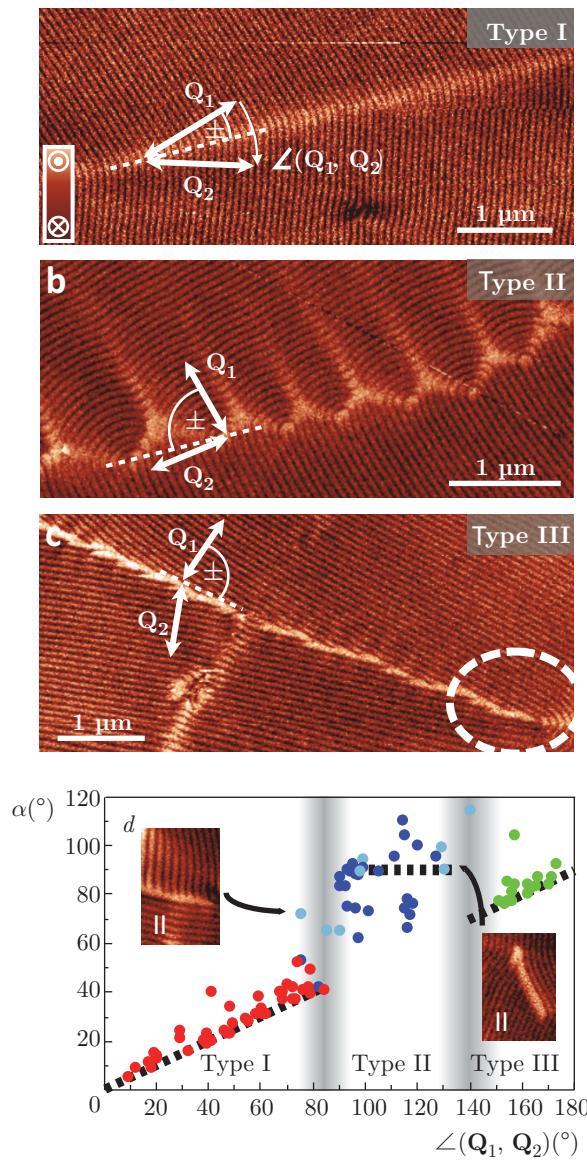
6. Такие доменные стенки приобретают зигзагообразную форму. В работе [6] в качестве механизма появления зигзагообразной доменной стенки указывалась выигрыш по энергии в зигзагообразной гДС по сравнению с прямолинейной, но в невыгодном направлении. Как показывают аргументы предыдущего пункта, к зигзагам приводят также периодическая цепочка  $\pm\pi$ -дисклинаций. При этом вершины зигзага оказываются центрами дисклинаций (это обстоятельство не было замечено в работе [6]). Различие между двумя механизмами образования зигзагов приводит к различным углам между линиями зигзага: первый механизм приводит к углу  $90^\circ$  (в случае, когда угол между осями вращения прямой), второй — к углу  $120^\circ$ . Если расстояние между вершинами зигзагов достаточно велико, оба механизма могут участвовать в формировании доменной стенки.

В недавней работе [8] международного коллектива экспериментаторов и теоретиков под руководством Д. Майера (эксперимент) и М. Гарста (теория) авторы экспериментально обнаружили существование нового типа доменных стенок в FeGe. Эти стенки имеют основные черты, предсказанные теорией [2]. Однако имеется немало фактов, не предсказанных в работе [1]. Большинство расхождений связано с тем, что теория [1] относится к объемным явлениям, а эксперимент [2] — к явлениям на поверхности образца, поскольку измерения проводились методом магнитной микроскопии (MFM), предназначенный для измерения намагниченности на поверхности образца.

Неожиданным оказалось то, что геликоид на поверхности независим от геликоида в глубине, его ось лежит в плоскости поверхности, а в остальном ее направление произвольно. В результате углы между осями геликоидов тоже могут быть произвольными. В настоящей работе, прежде всего, объясняется, почему ось вращения геликоида лежит в плоскости поверхности. Этой причиной является спин-орбитальное взаимодействие, порожденное поверхностью. Ввиду симметрии, это одноосная анизотропия с энергией вида  $H_s = -\lambda_s \int (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})_s^2 d^2x$ , где

индекс  $s$  соответствует поверхностным величинам и  $\mathbf{n}$  обозначает единичный вектор нормали к поверхности. Поверхностная одноосная анизотропия, несомненно, гораздо сильнее кубической анизотропии в объеме, но может быть слабее ДМ-взаимодействия. Если константа поверхностной анизотропии  $\lambda_s$  положительна, то минимальной энергией обладает геликоид с осью, лежащей в плоскости поверхности. Причиной, по которой поверхностный геликоид не связан с объемным, является слабость объемной кубической анизотропии по сравнению с поверхностной. Известно, что энергия кубической анизотропии пропорциональна четвертой степени намагниченности, тогда как все остальные ранее упомянутые взаимодействия пропорциональны ее квадрату. Эта малость усугубляется вблизи точки Кюри. В эксперименте [8] измерения проводились в малой температурной окрестности точки Кюри  $T_c = 278$  К. В этой области температур связью поверхностного геликоида с объемным можно пренебречь. Но тогда и анизотропией в плоскости поверхности можно пренебречь. Таким образом, поверхностный геликоид изотропен: его энергия не зависит от ориентации оси геликоида в плоскости поверхности. Но если нет преимущественных направлений оси геликоида, то исчезает топологическая причина появления разных доменов и доменных стенок между ними. Между тем многочисленные гДС наблюдались в эксперименте [8]. Как объясняется их появление? Направление оси вращения геликоида на грани монокристалла может фиксироваться либо границей грани, либо дефектами внутри грани. Допустим, что волновые векторы  $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2$  зафиксированы указанными механизмами на большем по сравнению с периодом геликоида расстоянии друг от друга. Как происходит переход между ними в плоскости поверхности? В случае обычных магнетиков с непрерывной группой симметрии, например, модели Гейзенберга или анизотропии типа легкая плоскость переход между двумя ориентациями параметра порядка, различными на разных границах образца, осуществляется постепенным вращением в пространстве с наименьшим возможным градиентом. Это невозможно в случае изотропного геликоидального магнетика по причинам, указанным в пунктах 2 и 3. В результате возникает гДС, несмотря на то что множество значений параметра порядка непрерывно.

В эксперименте [8] было установлено, что при малых углах  $\alpha \leq 80^\circ$  между двумя волновыми векторами в доменах доменная стенка делит пополам этот угол в полном соответствии с теорией [6]. То же самое происходит и при больших уг-



**Рис. 2.** Экспериментальные изображения различных гДС. а — гладкие (биссектральные) гДС при малых углах  $0 \leq \alpha \leq 80^\circ$ , б — зигзагообразные гДС при угле  $90^\circ \leq \alpha \leq 140^\circ$ , в — гладкие гДС при  $140^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ , д — зависимость угла между гДС и ближайшим волновым вектором от  $\alpha$ . Используемое нами обозначение  $\alpha$  не совпадает с  $\angle(\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2)$ , принятым в работе [8]

лах  $135^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ . Но в промежуточной области углов средний угол, образуемый гДС с одним из волновых векторов случаен, а сама гДС имеет зигзагообразную структуру и содержит цепочку  $\pm\pi$ -дисклинаций (см. рис. 2). В теоретической части работы [8] был проведен анализ гДС на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица в двумерном изотропном геликоидальном маг-

нетике. Теория дает неплохое согласие с экспериментом. Удаётся описать разброс экспериментальных данных в промежуточной области углов. Тем не менее остаются принципиальные вопросы, почему волновой вектор на поверхности лежит в плоскости поверхности и почему доменные стенки возникают, когда симметрия и топология этого не требуют. Они анализируются в настоящей работе. Для количественного анализа мы вывели общее уравнение для энергии гДС на единицу площади:

$$\sigma = \frac{J}{2L} \int_0^L dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \left\{ [q(\mathbf{r}) - q_0]^2 + \frac{1}{2} (\partial_\alpha \hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{z}})^2 \right\}. \quad (3)$$

В этом уравнении  $L$  обозначает период гДС-структуры (она периодична вдоль оси  $x$ ). Первый член в уравнении (3) — энергия, связанная с отклонением модуля волнового вектора  $q(\mathbf{r})$  от оптимального значения  $q_0$  в однородном геликоиде, второй член — энергия вращения волнового вектора. С помощью этого уравнения мы установили, что биссектральная доменная стенка устойчива, а зигзагообразная неустойчива при малых углах  $\alpha$  между волновыми векторами в доменах и при углах, близких к  $\pi$ . Появление зигзагообразных доменных стенок в FeGe при промежуточных углах, по-видимому, связано с тем, что поверхностная энергия доменной стенки имеет хорошо выраженный минимум при  $\alpha = 90^\circ$  и ориентации плоскости доменной стенки параллельно одному из волновых векторов. При этом оказалось, что ширина гДС  $w$  становится бесконечной, а ее энергия обращается в нуль при  $\alpha = 0$ . В рамках вариационного подхода мы вычислили зависимость энергии и ширины гДС от  $\alpha$ . Сопоставлять количественные результаты с экспериментальными пока еще рано, так как в эксперименте однородные участки доменных стенок не слишком длинны, но качественно наши результаты согласуются с экспериментальными данными.

Работа поддержана Центром мастерства QM2 Кёльнского университета и Кафедрой физики им. Вильяма Турмана'58 Техасского университета А & М. Мы благодарны профессорам Д. Майеру и Й. Токуре за любезное разрешение использовать экспериментальный рисунок из их статьи и предоставление оригинала, а также Чен Сану за помощь в подготовлении рис. 2 нашей статьи. Мы признательны профессору М. Гарсту за внимательное чтение статьи и указание на то, что наш выбор вариационной функции не учитывает появления фазовых солитонов внутри доменной стенки при

угле между волновыми векторами в двух доменах, близком к  $\pi$ .

*Полный текст статьи опубликован в англоязычной версии ЖЭТФ (*Journal of Experimental and Theoretical Physics*).*

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Toulouse and M. Kleman, J. de Phys. Lett. **37**, L-149 (1976).
2. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, ЖЭТФ **72**, 2256 (1977) [Sov. Phys. JETP **45**, 1186 (1977)].
3. B. Lebech, J. Bernhard, and T. Freltoft, J. Phys.: Condens. Matter **1**, 6105 (1989).
4. F. Bloch, Z. Phys. **74**, 295 (1932).
5. L. Neel, Ann. de Phys. **3**, 137 (1948).
6. F. Li, T. Nattermann, and V. L. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. **108**, 107203 (2012).
7. М. Гарст (M. Garst), частное сообщение (2015).
8. P. Schoenherr, J. Müller, L. Köhler, A. Rosch, N. Kanazawa, Y. Tokura, M. Garst, and D. Meier, Nature Physics **14**, 458 (2018).