РАЗДЕЛ IV. ФИЗИКА

Ковалев А.В.

Решение проблемы постоянного магнита

*Петербургский институт ядерной физики Национального исследовательского
центра “Курчатовский институт”
(Россия, Гатчина)*

doi: 10.18411/lj-05-2021-40

Аннотация

Нами выполнена проверка гипотезы, позволяющей понять причину устойчивости намагниченного состояния. Специфическая кристаллическая текстура ферромагнитных пленок, полученных методом магнетронного распыления, и нестандартный метод рентгеновской дифракции позволили решить эту сложную задачу. Аксиальная структура магнитных кристаллов и наличие в них спонтанной намагниченности означают нарушение зеркальной (P) и временной (T) симметрии, что представляет особый интерес для теории фундаментальных взаимодействий.

Ключевые слова: постоянный магнит, магнитный фазовый переход, принцип Кюри, инвариантность, диссимметрия.

Abstract

We have tested a hypothesis that allows us to understand the reason for the stability of the magnetized state. The specific crystal texture of ferromagnetic films obtained by magnetron sputtering and the non-standard X-ray diffraction method made it possible to solve this challenge. The axial structure of magnetic crystals and the presence of spontaneous magnetization in them mean a violation of the mirror (P) and time reversal (T) symmetry, which is of particular interest for the theory of fundamental interactions.

Keywords: permanent magnet, magnetic phase transition, Curie’s principle, invariance, dissymmetry.

*“Наука не вероучение. Она не открыта человеку каким-то высшим божеством. Наука это плод человеческого ума и как таковая всегда открыта для дискуссии и возможного пересмотра.”
(Л. Бриллюэн)*

1. Введение

Приводимые в настоящей статье экспериментальные результаты “не соответствуют современному уровню развития физики”. Действительно, в физике магнитных кристаллов давно не учитывается принцип диссимметрии Пьера Кюри, так как его выполнение означает нарушение симметрии по отношению к операции обращения времени. Такое нарушение до 1964 года считалось совершенно невозможным, что привело к изложенным в обзоре [1] проблемам.

Примеры выполнения принципа диссимметрии для магнитных кристаллов в настоящее время известны. Но нами обнаружено сильное нарушение принципа T -инвариантности при магнитных фазовых переходах (МФП). Известные теории допускают лишь слабые нарушения этого принципа. Поэтому, в лучшем случае, наши экспериментальные результаты кажутся подозрительными. Однако их использование позволяет решить давно известную проблему постоянного магнита [2].

Происхождение этой проблемы связано с теоретическим методом определения допустимой симметрии ферромагнетиков. В книге [3] предполагалось, что магнитные кристаллы симметричны по отношению к операции обращения времени. В результате

для железа получилась тетрагональная симметрия D_{4h} . Авторы, однако, отметили, что “кристаллический класс D_{4h} сам по себе не допускал бы существования аксиального вектора”.

На самом деле спонтанная намагниченность может наблюдаться только в кристаллах, структура которых имеет симметрию аксиального вектора. Но стандартные дифракционные методы не позволяют определить действительную симметрию многих ферромагнетиков. Поэтому до сих пор часто пишут об их кубической симметрии.

Простое решение проблемы постоянного магнита, предложенное А.С. Компанейцем, коротко выглядит следующим образом. Элементарные токи, которые создают результирующее магнитное поле кристалла, имеют то или иное направление. Если это направление не задается структурой кристалла, то и ферромагнетизма быть не может. Поэтому “у ферромагнетика операция изменения знака времени непременно должна сопровождаться какой-либо операцией пространственной симметрии” [4]. Для обоснования идеи Компанейца нами используются постулаты Пьера Кюри и принципы инвариантности, о чем будет говориться далее.

Неоднозначность терминов, используемых в научной литературе, оказывается причиной многих недоразумений. Операцией T будем считать обращение направлений спинов магнитных ионов в каждом кристаллите магнитной фазы. Далее приводятся определения других терминов. Особого внимания заслуживают понятия “диссимметрия” и “принципы инвариантности”.

2. Диссимметрия магнитных кристаллов

Понятие “диссимметрия” оказывается фундаментальным постулатом естествознания. В статье А.В. Шубникова говорится: “Характеристическая для того или иного явления симметрия есть максимальная симметрия среды, совместимая с существованием явления. Явление может существовать в среде, которая обладает либо характеристической симметрией, либо одной из ее подгрупп. Иначе говоря, некоторые элементы симметрии среды могут сосуществовать с явлением, но они не являются обязательными. Обязательным является лишь отсутствие некоторых элементов симметрии. Это она – диссимметрия – творит явления” [5].

Принцип диссимметрии Пьера Кюри позволил, в частности, получить полный набор кристаллографических классов, симметрия которых допускает спонтанную намагниченность $\mathbf{J}_S$ [6]:

$$1, 2, 3, 4, 6, M, 2/M, 4/M, 6/M, \bar{1}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}.$$

Соответствующие точечные группы являются подгруппами группы аксиального вектора ∞/m . В таких кристаллах можно однозначным образом выбрать направление аксиальной оси симметрии $\mathbf{N}$, параллельное $\mathbf{J}_S$. Кристаллы с одной осью симметрии имеют правую и левую энантиоморфные формы, и в них при зеркальном отражении происходит обращение вектора $\mathbf{N}$. Наличие центра симметрии в остальных магнитных кристаллах приводит к такому же результату [7], что не очевидно. Таким образом, аксиальная симметрия кристалла – необходимое условие существования $\mathbf{J}_S$. Преимущественную ориентацию направлений векторов $\mathbf{N}$ в поликристалле будем называть однонаправленной кристаллической текстурой.

В настоящее время известно много примеров определения действительной симметрии магнитных кристаллов. Очевидное подтверждение принципа диссимметрии получено в работе [8]. Кристалл $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5,50}$ при температурах $\sim 245\text{--}295$ К имеет моноклинную симметрию и является ферриманетиком. Вне такого интервала температура наблюдалась немагнитная орторомбическая фаза.

3. Принципы инвариантности

Любой фазовый переход, происходящий в кристаллах при изменении температуры, считается спонтанным нарушением симметрии (СНС). Для МФП говорилось: “Магнитное упорядочение сопровождается спонтанным нарушением

симметрии относительно изменения знака времени” [9]. С другой стороны, существует мнение, что: “Магнитные фазовые переходы, как правило, являются фазовыми переходами второго рода, как это следует из симметрии по отношению к обращению времени” [10]. Причиной подобных недоразумений оказывается неоднозначная трактовка принципов инвариантности. Содержание этих принципов, изложенное в работах Е. Вигнера [11, 12], коротко выглядит следующим образом.

Геометрическими принципами инвариантности принято считать изотропность пространства, эквивалентность инерциальных систем координат и независимость физических законов относительно сдвигов во времени и пространстве. Соответствующий набор операций симметрии образует группу, все физические законы инвариантны относительно элементов этой группы. Законы сохранения энергии, импульса и углового момента являются прямыми следствиями геометрических принципов инвариантности.

Динамические принципы симметрии формулируются в терминах законов природы. Эти принципы инвариантности имеют отношение к отдельным типам взаимодействий, а не ко всем законам природы, т. е. каждое из этих взаимодействий инвариантно относительно своей группы. Определенному классу фундаментальных взаимодействий соответствует некая группа динамической симметрии, состав которой заранее неизвестен.

Группа геометрической симметрии считается единственной точно установленной группой. Инвариантная группа для рассматриваемой совокупности законов природы содержит все элементы группы геометрической симметрии, соответствующий набор элементов группы динамической симметрии и все произведения этих элементов.

Нет способа заранее предсказать, сколько имеется различных взаимодействий. Но если существует уверенность в правильности выбора инвариантной группы для рассматриваемого класса объектов, то принципы инвариантности служат для отбора, классификации и предсказания новых законов природы.

4. Спонтанная намагниченность и принципы симметрии

Отметим, что происхождение некоторых проблем связано и с необоснованным использованием понятий. В частности, инвариантность уравнений движения по отношению к изменению знака времени позволила говорить о сохранении временной симметрии при МФП. Необходимо также понимать, что операции кристаллографической симметрии не имеют ничего общего с элементами симметрии инвариантных групп. Поэтому на примере МФП имеет смысл привести определения понятий “четность” и “инвариантность”.

Причиной появления областей спонтанной намагниченности являются некоторые фундаментальные взаимодействия, которые приводят к такому изменению структуры кристалла, чтобы магнитная фаза имела симметрию аксиального вектора. Магнитные домены могут иметь два состояния: $\mathbf{J}_S \uparrow \uparrow \mathbf{N}$ и (или) $\mathbf{J}_S \uparrow \downarrow \mathbf{N}$. После применения операции T или зеркального отражения P к магнитному домену получится другое физическое состояние. При одинаковой вероятности реализации состояний $\mathbf{J}_S \uparrow \uparrow \mathbf{N}$ и $\mathbf{J}_S \uparrow \downarrow \mathbf{N}$ можно говорить о нарушениях четности относительно операций P и T . Отличие этих вероятностей будем называть нарушением соответствующих инвариантностей. Необходимость учитывать разное содержание понятий “четность” и “инвариантность” очевидна после сравнения терминов “энантиоморфизм” и “гомохиральность”. Отметим, что в литературных источниках вместо понятия “симметрия по отношению к операции обращения времени” иногда используется термин “ T - четность”.

В современной физике предполагается инвариантность фундаментальных взаимодействий относительно трех дискретных преобразований: P , T и зарядового сопряжения C (CPT -теорема). Поэтому нарушение зеркальной и временной симметрии для магнитных кристаллов означает сохранение комбинированной PT -четности при мфп [13], что и оказалось основным результатом наших измерений.

5. Выбор метода измерений

Нарушение динамических принципов инвариантности считается причиной эволюции материального мира. Современная физика позволяет предлагать лишь гипотезы о возможных нарушениях этих принципов, известным примером чего является предположение о наличии электрического дипольного момента (ЭДМ, $\mathbf{d}$) нейтрона.

При выборе метода проверки гипотезы Компанейца учитывалась формальная аналогия нейтрона с ЭДМ и магнитного домена: магнитному моменту нейтрона соответствует $\mathbf{J}_s$, а полярному вектору $\mathbf{d}$ – аксиальный вектор $\mathbf{N}$, который не изменяет направления после обращения времени.

В 1957 г. Л.Д. Ландау считал [14], что у нейтральных частиц измерить ЭДМ невозможно, так как “если существует T -инвариантность, то прямое и обращенное во времени состояния физически равноправны и ... среднее значение ЭДМ обращается в нуль” [15]. Однако поиски ЭДМ нейтрона ведутся, потому что: “обнаружение ЭДМ у элементарных частиц было бы, следовательно, прямым доказательством того, что инвариантность по отношению к обращению времени не является универсальным принципом природы” [15].

Магнитный домен является T -нечетным объектом, но наличие $\mathbf{J}_s$ не может считаться однозначным доказательством нарушения T -инвариантности. Размагниченный кристалл можно получить и при одинаковой вероятности реализации двух состояний доменов. В таком случае постоянный магнит – это метастабильное состояние системы, устойчивость которого объясняется магнитной кристаллографической анизотропией, формой кристаллитов и упругими напряжениями на их границах. Поэтому необходимо выбрать такую методику измерений, которая позволяет установить взаимосвязь степени упорядочения однонаправленной кристаллической текстуры (направлений аксиальных осей $\mathbf{N}$) и величины намагниченности образца. Возможность решения такой задачи стала понятной после изучения природы наведенной магнитной анизотропии ферромагнитных пленок [16–18].

6. Результаты измерений

Основные результаты получены на пленках сплава $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{31}\text{V}_2$ толщиной 3 мкм, изготовленных методом магнетронного распыления на стеклянные подложки толщиной 0,1 мм. При определенных условиях изготовления в пленках формируется сложная кристаллическая текстура: в плоскости пленки имеются максимум распределения плоскостей (111) псевдокубической фазы и однонаправленная текстура магнитной моноклинной фазы [16, 19, 20]. Индексами (hkl) здесь и далее обозначаются плоскости кубической структуры.

Гистерезисные кривые для исходного и отожженного состояний образца, измеренные в направлении легкой (LO) и трудной (TO) осей намагничивания, приведены на рис. 1. Величины остаточного момента M_r и коэрцитивной силы H_c разных образцов, вырезанных из заготовки больших размеров, зависят от температуры отжига пленок (рис. 2). Пленки отжигались в течение 1 часа без приложения магнитного поля. Зависимости остаточных намагниченностей M_r от азимутального угла ψ в плоскости пленки показаны на рис. 3. Углу $\psi = 0$ соответствует направление LO .

Рис. 1. Гистерезисные кривые, измеренные до (1) и после (2) отжига пленки при 150 °С.

Причиной сильной магнитной анизотропии оказались геометрические параметры пучка напыляемых частиц [21]. Рост же остаточной намагниченности после отжига образцов позволил предположить, что этот эффект связан с упорядочением кристаллической текстуры пленок. Для проверки этой гипотезы разработана специальная методика рентгеновских дифракционных измерений [20], позволившая измерить очень малые искажения кубической структуры. Для исключения возможного влияния подложки в ней был вытравлен диск диаметром 12 мм.

Измеренные межплоскостные расстояния $d_{hhl}(\psi, \varphi)$ показаны на рис. 4 и 5, где φ – угол между поверхностью пленки и плоскостями (hhl), ψ – поворот пленки вокруг нормали к ее поверхности. Полученные величины $d_{hhl}(\psi, \varphi)$ соответствуют положениям максимумов суммы дифракционных отражений от кристаллитов с разными направлениями аксиальных осей N. Погрешности d_{hhl} меньше 2×10^{-5} нм.

Сравнение рис. 3 и 4 позволяет обнаружить взаимосвязь степени упорядочения кристаллической текстуры с величиной и направлением M_r . Вид кривых на рис. 4, известное направление ЛО и принцип диссимметрии достаточны для определения симметрии магнитной фазы, направления осей которой показаны на рис. 6. Для однозначного выбора пространственной ориентации моноклинного кристалла будем считать, что $b_m = c_m \times a_m$, а угол между осями c_m и a_m $\beta > 90^\circ$. Выделенная плоскость должна быть параллелограммом, а направление оси b_m – параллельно $[\bar{1}10]$.

Рис. 2. Изменения остаточного момента (1) и коэрцитивной силы (2) после отжига пленок в течение 1 часа.

Рис. 3. Зависимости остаточной намагниченности от азимутального угла, измеренные до (1) и после (2) отжига пленки.

Теперь возникает вопрос о направлении вектора $J_s \parallel b_m$. Схему решения этой задачи легко понять, если заменить анизотропную пленку образцом, в котором имеются кристаллиты с противоположными направлениями $b_m \parallel [\bar{1}10]$. При отжиге образца происходит упорядочение направлений b_m и рост остаточной намагниченности M_r . После определения направления ЛО находим

Рис. 4. Зависимости величин d_{110} от азимутального угла в плоскости пленки, измеренные до (1) и после (2) отжига пленки при двух величинах угла ϕ между поверхностью пленки и плоскостями типа (110): $\phi_1 \sim 35^\circ$; $\phi_2 \sim 90^\circ$.

Рис. 5. Измеренные величины d_{112} до (1) и после (2) отжига пленки при $\phi_1 \sim 20^\circ$ и $\phi_2 \sim 90^\circ$.

отражение $(\bar{1}10)$ при некоторых углах ψ_m и φ_m измерительной системы дифрактометра. После этого можно вычислить углы ψ и φ для любого отражения (hkl) . В наших опытах, однако, для каждого φ наблюдаются отражения при любом ψ , причиной чего является кристаллическая текстура в плоскости пленки [16]. Поэтому при $\psi = 0$ максимальный вклад в измеряемую величину d_{110} для $\varphi_1 \sim 35^\circ$ дает отражение (110) , а для $\varphi_2 \sim 90^\circ$ – отражение $(\bar{1}10)$.

Рис. 6. Оси кубической и моноклинной элементарных ячеек.

Аналогичные результаты получаются для отражений (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ при $\varphi_1 \sim 20^\circ$ и $\varphi_2 \sim 90^\circ$ (рис. 5). Сравнение соответствующих величин d позволяет определить преимущественное направление векторов b_m . При одинаковой вероятности реализации состояний $J_s \uparrow \downarrow b_m$ и $J_s \uparrow \uparrow b_m$ кривые для φ_1 и φ_2 должны совпадать. В противном случае направление b_m задает направление J_s , что соответствует идее А.С. Компанейца.

Следовательно, для моноклинных магнитных монокристаллов, в которых имеется однонаправленная текстура, также можно определить взаимную ориентацию векторов b_m и J_s . Сравнение результатов, полученных на разных образцах, представляет, несомненно, особый интерес.

7. Заключение

Гипотеза А.С. Компанейца соответствует полученным нами результатам измерений, что позволяет объяснить взаимосвязь физических свойств магнитных материалов. Предложен общий механизм наведенной магнитной анизотропии. В частности, постоянный магнит получится после формирования в заготовке однонаправленной кристаллической текстуры магнитной фазы. Определена моноклинная симметрия “кубического” ферромагнетика и показана необходимость учета принципов симметрии при трактовке экспериментальных данных. Результаты наших исследований можно использовать для решения (или понимания) многих известных проблем.

В рамках современных представлений PT -инвариантность магнитных кристаллов означает выполнение CPT -теоремы при МФП. При этом, однако, обнаруживается более сложная проблема, аналогом которой является гомохиральность биологических структур [22].

1. Ковалев А.В. Нарушение принципа Т-инвариантности при магнитных фазовых переходах. // Современная наука в теории и практике. Часть IV. 2018. М.: Перо. С. 4-40.
2. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Т. 7. М.: Мир. 1977. С. 186.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982. С. 195.
4. Компанеец А.С. Симметрия в микро- и макром мире. М.: Наука. 1978. С. 21.
5. Шубников А.В. О работах Пьера Кюри в области симметрии. // 1956. УФН. Т. 59. С. 591-602.

6. Шубников А.В., Флинт Е.Е., Бокий Г.Б. Основы кристаллографии. 1940. М.-Л.: Изд-во АН СССР. С. 278.
 7. Шубников А.В. Избранные труды по кристаллографии. 1975. М.: Наука. С. 194.
 8. Padilla-Pantoja J.O., Frontera C., Castaño O. et al. Simultaneous Para-ferrimagnetic, Metal-Insulator, and Orthorhombic-Monoclinic Transitions in $\text{YBaCo}_2\text{O}_{5.50}$. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. 132405.
 9. Андреев А.Ф. Сверхтекучесть, сверхпроводимость и магнетизм в мезоскопии. // *УФН*. 1998. Т. 168. С. 655-663.
 10. Стишов С.М. Заметки о фазовых переходах и роли спиновых флуктуаций. // *УФН*. 2016. Т. 186. С. 953-956.
 11. Wigner E. Symmetry and Conservation Laws. // *Physics Today*. 1964. V. 17. P. 34-40.
 12. Вигнер Е. Этюды о симметрии. 1971. М.: Мир. 318 с.
 13. Ковалев А.В. Проблема РТ-инвариантности в физике магнитных кристаллов. 2000. Препринт ПИЯФ-2400. Гатчина. 23 с.
 14. Ландау Л.Д. О законах сохранения при слабых взаимодействиях. // *ЖЭТФ*. 1957. Т. 32. С. 405-406.
 15. Шапиро Ф.Л. Электрические дипольные моменты элементарных частиц. // *УФН*. 1968. Т. 95. С. 145-158.
 16. Ковалев А.В. Анизотропия тонких ферромагнитных пленок. // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24. № 19. С. 51-56.
 17. Ковалев А.В. Термомагнитная обработка анизотропных пленок. // *Перспективные материалы*. 2004. № 4. С. 86-91.
 18. Ковалев А.В. Кристаллическая текстура и магнитные свойства пленок Co-Fe. // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2004. № 4. С. 51-57.
 19. Kovalev A.V. Spontaneous Deformation of a Cubic Ferromagnet. // *Proc. Moscow Intern. Symp. Magnet.* 1999. Part 2. M.: MSU. P. 383-386.
 20. Ковалев А.В., Шмелев Г.Е. Спонтанная деформация кубического ферромагнетика. Методика измерений. // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2001. № 4. С. 33-39.
 21. Kovalev A.V., Peskov B.G., Ul'ynov V.A., Shmelev G.E., Korneev D.A. An anisotropy of ferromagnetic films. *PNPI Res. Rep.*, 1996–1997. Gatchina. 1998. P. 264-266.
 22. Kovalev A.V. Dissymmetry of Magnetic Crystals and Its Consequences. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2006. V. 300. P. e550-e552.
-