Физика низких температур, 1996, т. 22, № 4, с. 385–390 УДК 537.6

К теории равновесных свойств высокосимметричных многоподрешеточных магнитодиэлектриков в магнитном поле (вырождение в пористом пространстве)

Е. П. Стефановский

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:stefan@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 16 октября 1995 г.

Развита феноменологическая теория равновесных магнитных свойств пространственно однородных многоподрешеточных магнитоупорядоченных систем с эффективной одноосной магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» во внешних магнитных полях различной ориентации. Значительное внимание уделено ориентационным фазовым переходам как симметрийного, так и топологического типов.

Розвинуто феноменологічну теорію рівноважних магнітних властивостей просторово однорідних багатопідграткових магнітновпорядкованих систем з ефективною одновісною магнітною анізотропією типу «легка площина» у зовнішніх магнітних полях різної орієнтації. Значну увагу приділено орієнтаційним фазовим переходам як симетрійного, так і топологічного типів.

Лишь в самое последнее время стало ясно, насколько важен учет реальной многоподрешеточной магнитной структуры большинства магнитоупорядоченных соединений. Это относится как к динамическим, так и к статическим магнитным свойствам такого рода объектов, а именно к их равновесным магнитным конфигурациям при различных значениях внешних параметров (магнитного поля, температуры, давления и т.п.) и магнитным фазовым переходам (ФП) типа порядок–порядок между этими состояниями при изменении соответствующих параметров.

Особый интерес вызывают магнитоупорядоченные системы высокой пространственной симметрии — магнитоодноосные (порядок главной кристаллографической оси выше второго) с эффективной одноосной магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» (объекты $CsVCl_3$, $CsMnBr_3$ и др., см., например, обзор [1], работы [2–6] и др.), — многие из которых квазиодномерны в магнитном отношении.

Однако, несмотря на достаточно интенсивное и длительное изучение легкоплоскостных многоподрешеточных магнитодиэлектриков, до сих пор осталось много открытых вопросов. В первую очередь, это касается поведения таких систем во внешнем магнитном поле. Исследованию этого вопроса и посвящено настоящее сообщение.

Известно, что внешнее магнитное поле может нарушать ту или иную магнитную симметрию системы (имеющую место в отсутствие внешнего магнитного поля) и снимать вырождение основного магнитного состояния (если таковое имеется). Как правило, снятие вырождения выделяет в пространстве некоторое направление (или дискретный набор направлений, как это происходит при учете энергии магнитной анизотропии) и упрощает задачу нахождения основной (равновесной) магнитной конфигурации. То, что эту задачу удалось решить для значительного числа магнитных систем, создало иллюзию, что при снятии вырождения принципиальные возможности исчерпываются, вообще говоря, дискретизацией возможных фаз основного состояния. В действительности же это не так, что и будет показано ниже.

Реальная картина снятия вырождения основного состояния может оказаться значительно разнообразнее, представляя собой сочетание разрешенных континуумов в фазовом пространстве и дискретных переходов между ними, назовем их топологическими ориентационными ФП (ОФП).

Общие соображения. Термодинамический потенциал

Итак, рассмотрим многоподрешеточный (N эквивалентных магнитных подрешеток) одноосный (n — выделенное кристаллографическое направление, в дальнейшем совпадающее с декартовой осью $0z$) магнитоупорядоченный кристалл со свободной энергией вида

© Е. П. Стефановский, 1996

$$F = \int_V dV\bar{f}, \qquad (1)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{2}\delta \sum_{i\neq k}^{N} \mathrm{M}_i \mathrm{M}_k + \beta \sum_{i}^{N} (\mathrm{M}_i \mathrm{n})^2 - \mathrm{H} \sum_{i}^{N} \mathrm{M}_i . \qquad (2)$$

В выражении (1) интегрирование проводится по всему объему образца V, а в (2) первое слагаемое описывает энергию обменного взаимодействия между магнитными подрешетками системы, причем M_i — намагниченность i-й подрешетки, $|\mathrm{M}_i| = \mathrm{const} = M_0$ (считаем, что система находится вдали от точки магнитного упорядочения, и на этом основании не учитываем парапроцесс); второе — энергию эффективной одноосной магнитной анизотропии и, наконец, третье — зеемановскую энергию, H — внешнее магнитное поле. Базисная плоскость объекта, т.е. плоскость, перпендикулярная выделенной оси n, предполагается изотропной. Отметим также, что свободная энергия вида (1) и (2) позволяет нам рассмотреть лишь пространственно однородные равновесные магнитные состояния системы и возможные ФП между ними.

Легко видеть, что в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченности M_i всех магнитных подрешеток при $\beta > 0$ лежат в базисной плоскости объекта, а обменное взаимодействие при $\delta > 0$ в равновесии приводит к антиферромагнитному (АФМ) $2\pi/N$-упорядочению этих намагниченностей в базисной («легкой») плоскости.

Таким образом, мы имеем дело с задачей о равновесных состояниях и ОФП между ними в системе единичных векторов намагниченностей подрешеток $\mathrm{m}_i = \mathrm{M}_i/\mathrm{M}_0$, $\mathrm{m}_i = (m_{ix}, m_{iy}, m_{iz})$, причем $0x$ и $0y$ — декартовы оси в базисной плоскости, плотность неравновесной свободной энергии которой есть

$$f = \frac{\bar{f}}{\delta M_0^2} = \frac{1}{2}\sum_{i\neq k}^{N} \mathrm{m}_i \mathrm{m}_k + \frac{1}{2} b \sum_{i}^{N} (\mathrm{m}_i \mathrm{n})^2 - \mathrm{h} \sum_{i}^{N} \mathrm{m}_i , \qquad (3)$$

где $b = 2\beta/\delta$, $\mathrm{h} = \mathrm{H}/\delta M_0$. В сферической системе координат, в которой

$$\mathrm{m}_i = \left(\sin\theta_i \cos\Phi_i , \sin\theta_i \sin\Phi_i , \cos\theta_i\right) , \qquad (4)$$

$$\mathrm{h} = h\left(\sin\theta_H \cos\Phi_H , \sin\theta_H \sin\Phi_H , \cos\theta_H\right) , \qquad (5)$$

выражение (3) для f принимает вид

$$f = \frac{1}{2}\sum_{i\neq k}^{N} \left\{\sin\theta_i \sin\theta_k \cos(\Phi_i - \Phi_k) + \cos\theta_i \cos\theta_k\right\} + \frac{b}{2}\sum_{i}^{N} \cos^2\theta_i -$$

$$- h \sum_{i}^{N} \left\{\sin\theta_H \sin\theta_i \cos(\Phi_H - \Phi_i) + \cos\theta_H \cos\theta_i\right\} . \qquad (6)$$

Ниже, используя выражение (6) для плотности неравновесной свободной энергии в исследуемой легкоплоскостной системе, мы рассмотрим равновесные магнитные состояния в случаях ориентации внешнего магнитного поля вдоль выделенной оси в кристалле и перпендикулярно ей.

1. $\mathrm{h} \parallel \mathrm{n} \parallel 0z$

При такой ориентации внешнего магнитного поля намагниченности подрешеток, очевидно, выходят из базисной плоскости кристалла, образуя острый угол с направлением h. Другими словами, при $h = 0$ мы имеем дело с симметрийным ОФП. Поскольку мы считаем все магнитные подрешетки эквивалентными, естественно (при такой ориентации внешнего магнитного поля) принять все полярные углы θ_i равными друг другу, т.е. $\theta_i = \theta$. Тогда

$$f = \frac{1}{2}\sin^2\theta \sum_{i\neq k}^{N} \cos(\Phi_i - \Phi_k) +$$

$$+ \frac{N}{2}(N - 1 + b)\cos^2\theta - Nh\cos\theta . \qquad (7)$$

Решение задачи о равновесном магнитном состоянии системы, описываемой плотностью неравновесной свободной энергии (7), т.е. решение уравнений $\partial f/\partial\theta = 0$ и $\partial f/\partial\Phi_i = 0$ (или, что то же самое, $\partial f/\partial m_{i\alpha} = 0$, где $\alpha = x, y, z$) приводит к следующим уравнениям:

$$\cos\theta = h/(N + b) ,$$

$$\Phi_i = \Phi_0 + (2\pi/N)(i - 1), \quad i = 1, 2, \ldots, N , \qquad (8)$$

причем угол Φ_0 остается неопределенным; $0 \le \Phi_0 \le 2\pi$.

Следовательно, во внешнем магнитном поле h, ориентированном вдоль выделенной оси n, в N-подрешеточном легкоплоскостном магнитоупорядоченном кристалле реализуется так называемое зонтичное (umbrella) магнитное состояние, плотность равновесной свободной энергии которого определяется выражением

$$f = -\frac{N}{2}\left(1 + \frac{h^2}{N+b}\right). \qquad (9)$$

Выше мы уже отметили, что в рассматриваемой системе при $h_{\parallel,1} = 0$ имеет место симметрийный ОФП второго рода легкоплоскостной АФМ ↔ зонтичная магнитная структура (8). Кроме того, как видно из (8), во внешнем магнитном поле

$$h_{\parallel,2} = N + b$$

происходит симметрийный ОФП второго рода зонтичная магнитная структура ↔ ферромагнитное (ФМ) состояние (все намагниченности $\mathbf{m}_i$ подрешеток ориентированы вдоль направления внешнего магнитного поля).

Видно (см. (8)), что равновесное магнитное состояние системы при такой ориентации внешнего магнитного поля непрерывно вырождено по углу Φ_0, что является отражением наличия в нашей системе вращательной симметрии SU (2) с осью симметрии $\mathbf{n} \parallel \mathbf{h}$, связанной с отсутствием магнитной анизотропии в базисной плоскости объекта*. При изучении низкочастотной динамики таких систем, что выходит за рамки настоящего сообщения, это обстоятельство с необходимостью приводит к наличию голдстоуновской моды в спектре элементарных линейных магнитных возбуждений.

Для исследования такого рода задач часто используется метод феноменологических лагранжианов [7,8], *согласно которому любая магнитная структура с преобладающим обменным взаимодействием и ее низкочастотная динамика могут быть описаны с помощью трех взаимно перпендикулярных векторов, так называемого спинового репера, и их поворотов относительно друг друга в различных точках магнитной среды. Как видно из нашего рассмотрения, один из этих векторов совпадает с суммарной намагниченностью системы*

$$\mathbf{m} = \sum_i^N m_{iz}\,\mathbf{e}_z = \sum_i^N \cos\theta_i\,\mathbf{e}_z = N\cos\theta\,\mathbf{e}_z\ ,$$

ориентированной вдоль направления внешнего магнитного поля h. Два же других вектора спинового репера (векторы АФМ, представляющие собой линейные комбинации векторов намагниченностей подрешеток), ортогональные этой намагниченности, лежат в изотропной базисной плоскости, и в этой плоскости их направления не фиксированы, что и приводит к указанному выше вырождению основного состояния и к голдстоуновской моде в низкочастотной динамике.

2. $\mathbf{h} \perp \mathbf{n}$ ($\mathbf{h} \parallel 0x$)

Этот случай представляется нам физически более богатым. В указанной полевой геометрии естественно считать, что намагниченности $\mathbf{m}_i$ подрешеток не выходят из базисной плоскости системы, т.е. все $\theta_i = 0$.

Нетрудно убедиться в том, что условия нормировки намагниченностей подрешеток $\mathbf{m}_i$ приводят к соотношению

$$\frac{1}{2}\sum_{i\neq k}^N \mathbf{m}_i\,\mathbf{m}_k = \frac{1}{2}\,\mathbf{m}^2 - N/2\ , \qquad (11)$$

где суммарная намагниченность системы m равна

$$\mathbf{m} = \sum_i^N \mathbf{m}_i\ . \qquad (12)$$

При этом выражение для плотности неравновесной свободной энергии объекта принимает вид

$$f = \frac{1}{2}\,\mathbf{m}^2 - \mathbf{h}\mathbf{m} - N/2\ . \qquad (13)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае мы имеем дело с задачей о равновесных магнитных состояниях и ОФП между ними в системе обменносвязанных двухмерных векторов $\mathbf{m}_i = (m_{ix}, m_{iy}, 0) = (\cos\Phi_i, \sin\Phi_i, 0)$. Из (13) непосредственно следует уравнение состояния системы ($\partial f/\partial \mathbf{m} = 0$):

$$\mathbf{m} = \mathbf{h} \qquad (14)$$

или, в терминах азимутальных углов Φ_i, пара уравнений для них:

$$\sum_i^N \sin\Phi_i = 0\ , \qquad (15)$$

* В нашем случае имеет место также перестановочная симметрия в системе N эквивалентных подрешеток. Далеко идущие выводы отсюда сделать нельзя, тем не менее мы использовали этот факт, приняв равными все полярные углы θ_i.

$$\sum_{i}^{N} \cos \Phi_i = h \,. \qquad (16)$$

При этом, очевидно, плотности свободных энергий всех равновесных состояний системы описываются выражением

$$f = -N/2 - h^2/2 \,. \qquad (17)$$

Из выражений (14)-(17) вытекают следующие, на наш взгляд, важные выводы.

Принято считать, что в легкоплоскостных системах внешнее магнитное поле, ориентированное в «легкой» плоскости, снимает вырождение основного состояния, которое, как мы видели, имеет место в отсутствие магнитного поля. Однако, как это хорошо видно из уравнений (15) и (16), на переменные Φ_i накладывается меньше связей, чем количество этих переменных при $N \geq 3$. Следовательно, *полное снятие вырождения основного состояния в этих условиях происходит лишь в одно- и двухподрешеточных легкоплоскостных магнитодиэлектриках ($N \leq 2$)*. Более того (и мы это покажем ниже), в многоподрешеточных ($N \geq 3$) системах вырождение основного состояния остается, вообще говоря, непрерывным, хотя и не имеющим отношения к вращательной симметрии (как это было в случае $\mathbf{h} \parallel \mathbf{n}$). А раз так, то остается и голдстоуновская мода в низкочастотной динамике таких систем.

Прежде всего отметим, что, как это следует из выражений (14)–(17), вплоть до поля насыщения

$$h_{\perp,1} = N \,, \qquad (18)$$

представляющего собой поле симметрийного ОФП второго рода в ФМ (легкоплоскостное) состояние, нет никаких особенностей ни на кривой намагничивания $m(h)$, ни на зависимости плотности равновесной свободной энергии $f(h)$, указывающих на наличие ОФП в системе. Тем не менее (и мы это увидим) в системе наблюдается очень своеобразная картина ОФП.

В качестве примера рассмотрим простейший нетривиальный случай трехподрешеточного легкоплоскостного магнитодиэлектрика (случаи $N > 3$ более разнообразны и сложны), для которого система уравнений (15) и (16) имеет вид

$$\begin{cases} \sin \Phi_1 + \sin \Phi_2 + \sin \Phi_3 = 0 \,, & (19) \\ \cos \Phi_1 + \cos \Phi_2 + \cos \Phi_3 = h \,. & (20) \end{cases}$$

Вблизи поля симметрийного ОФП $h_{\perp,1} = 3$, очевидно, все азимутальные углы Φ_i малы, т.е. $|\Phi_i| \ll 1$. Положив $h = 3 - \Delta^2/2$, где $\Delta^2 \ll 1$, из системы уравнений (19) и (20) получаем

$$\begin{cases} \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = 0 \,, & (21) \\ \Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 = \Delta^2 \,. & (22) \end{cases}$$

Таким образом, в рассматриваемой нами системе вблизи поля $h_{\perp,1} = 3$ могут быть реализованы любые равновесные состояния с величинами Φ_i, лежащими на окружности, образованной пересечением в пространстве $\{\Phi_i\}$ сферы радиусом Δ (22) и плоскости (21). Плотности же равновесных свободных энергий всех этих состояний равны, вырождение основного состояния — непрерывное.

В частности, в этой области величин внешних магнитных полей (более точно эта область будет указана ниже) становится возможным совпадение направлений двух из трех векторов $\mathbf{m}_i$, описанное в [5,6], которое, как мы видим, остается крайне редким (статистический вес такого состояния, благодаря непрерывности вырождения, попросту равен нулю). Сразу же отметим, что в цитированных работах [5,6] был не только утерян фактор непрерывного вырождения основного состояния во всем интервале внешних магнитных полей $0 \leq h \leq 3$ (и, следовательно, голдстоуновской моды в динамике), но и специальный выбор классов решений, о котором мы говорили выше, привел к рассмотрению ОФП между равновесными магнитными состояниями с разными топологиями (яснее это станет ниже), что нам представляется некорректным.

В общем случае решение уравнений (19) и (20) оставляет неопределенной одну из переменных Φ_i, например $\Phi_{1,2} = \Phi_{1,2}(\Phi_3)$, и не столь элементарно, как это может показаться.

Действительно, в пространстве $\{\Phi_i\}$ искомое решение есть пересечение двух многозначных пористых поверхностей, одна из которых задана уравнением (19), а форма второй и, следовательно, структура искомого пересечения существенно зависят от величины h. Имея это в виду, решаем (19) относительно величины Φ_3 и исследуем уравнение, полученное из (20),

$$F(\Phi_1, \Phi_2) = \cos \Phi_1 + \cos \Phi_2 + \cos \left\{ \arcsin \left[\sin \Phi_1 + \sin \Phi_2 \right] \right\} = h \,, \qquad (23)$$

которое при фиксированных значениях величины внешнего магнитного поля h определяет искомую связь между азимутальными углами Φ_1 и Φ_2 в виде *семейства линий уровня поверхности* $F(\Phi_1, \Phi_2; h)$. Упомянутая ранее пористость этой поверхности проявляется здесь посредством очевидного ограничения $|\sin \Phi_1 + \sin \Phi_2| \leq 1$, вытекающего из (19), и вырезающего в поверхности $F(\Phi_1, \Phi_2)$ прямые цилиндры.

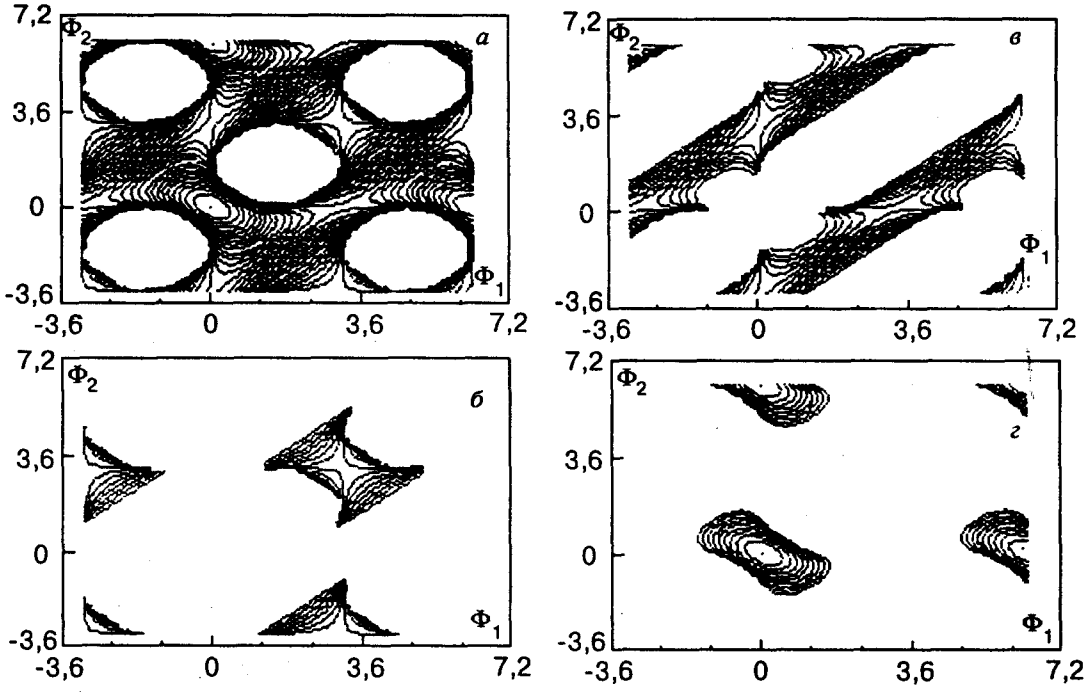

Рис. 1. Семейство линий уровня $F(\Phi_1, \Phi_2) = h$: полная картина линий уровня (*а*); линии уровня, ограниченные условием $h < 0$ (*б*); линии уровня в интервале $0 \le h \le \sqrt{3}$ (*в*); линии уровня в интервале $\sqrt{3} \le h \le 3$ (*г*).

Такая пористость поверхности $F(\Phi_1, \Phi_2)$ принципиальным образом сказывается на структуре решений (равновесных магнитных состояний системы) по мере изменения h. Как хорошо видно из рис. 1,*а–г*, можно выделить три типа таких решений, различающихся между собой тем, в какой области пространства $\{\Phi_1, \Phi_2\}$ локализованы линии уровня с данным h.

При отрицательном h (рис. 1,*б*) оба угла Φ_1 и Φ_2 локализованы в окрестности $\Phi_{1,2} = \pm\pi$. При этом угол $\Phi_3 = -\arcsin(\sin\Phi_1 + \sin\Phi_2)$ близок к нулю. Заметим, что фиксированный интервал $[-\pi/2, \pi/2]$ изменения функции arcsin (...) привел к потере симметрии относительно перестановок $\Phi_{1,2,3}$ между собой и, как следствие, — к необходимости формального учета $h < 0$. С учетом знака h полученные решения соответствуют структурам, в которых векторы $\mathbf{m}_{1,2}$ в основном направлены по полю, а вектор $\mathbf{m}_3$ — практически противоположно им.

При положительных h ($0 \le h \le \sqrt{3}$) изображающая точка попадает внутрь участков, показанных на рис. 1,*в*, при этом появляется возможность «протекания» ее между областями, смещенными на период 2π в пространстве $\{\Phi_1, \Phi_2\}$, что соответствует взаимным перестановкам векторов $\mathbf{m}_{1,2}$ и вектора $\mathbf{m}_3$.

Внутри области $0 \le h \le \sqrt{3}$ имеется особое значение $h = 1$, для которого $\Phi_1 - \Phi_2 = \pm\pi$ и $\Phi_3 = 0$. Очевидно, что при этом направление вектора $\mathbf{m}_3$ фиксировано строго вдоль поля $\mathbf{h}$, тогда как векторы $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$ направлены строго противоположно друг другу, а вектор $\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$ — под произвольным углом к вектору $\mathbf{h}$*. По обе стороны от линии уровня $h = 1$ проекция суммы векторов $\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$ на направление $\mathbf{h}$ отлична от нуля, что особенно наглядно при отходе от прямых $\Phi_1 = \Phi_2 \pm \pi$ вдоль оси симметрии $\Phi_1 = -\Phi_2$, на которой по-прежнему $\Phi_3 = 0$. Важно отметить, что в любом случае при $0 \le h \le \sqrt{3}$ квадрант на плоскости $\{\Phi_1, \Phi_2\}$, в котором разрешено движение, жестко фиксирован таким образом, что знаки Φ_1 и Φ_2 всегда различны.

* В [6] точка $h = 1$ была неверно интерпретирована как симметрийный ОФП (в точке перехода, согласно [6], $\Phi_1 = 0$, $\Phi_2 = \pi$, $\Phi_3 = 0$ либо $\Phi_1 = \pi$, $\Phi_2 = 0$, $\Phi_3 = 0$). Наши выкладки показывают, что это не так и что в этой точке имеется непрерывное вырождение основного состояния.

Наконец, в области $\sqrt{3} \le h \le 3$ все три угла Φ_i оказываются в относительно малой окрестности нуля (см. выражения (21) и (22) и выводы, следующие за ними; мы рассмотрели часть этого интервала величин внешних магнитных полей). Такая ситуация обеспечивает достаточно большую проекцию суммарной намагниченности $\mathbf{m}$ на направление поля $\mathbf{h}$ (см. рис. 1,*г*). Любопытно, что эти состояния обладают несколько большей свободой, чем состояния при $h < \sqrt{3}$, поскольку векторы $\mathbf{m}_i$ могут произвольным образом меняться местами.

В технике [7,8] *результаты, полученные в случае* $\mathbf{h} \perp \mathbf{n}$, *интерпретируются следующим образом. Один из реперных спиновых векторов тождественно равен нулю, второй ориентирован вдоль направления внешнего магнитного поля и в нашей нормировке равен ему по величине во всем интервале внешних магнитных полей* $0 \le h \le h_{\perp,1}$. *Оказывается, что такая ситуация может быть реализована с третьим реперным вектором (перпендикулярным второму и лежащим в базисной плоскости системы) различной длины. Длина этого вектора при фиксированном поле h может быть изменена непрерывным образом в некоторых пределах, определяемых h, с чем и связано в данном случае непрерывное вырождение основного состояния и наличие голдстоуновской моды в низкочастотной динамике системы.*

Итак, подводя итоги анализа эволюции пересечения поверхностей (15) и (16) по мере изменения h, необходимо подчеркнуть следующее:

а) при всех величинах внешнего магнитного поля $h < h_{\perp,1}$ ориентации намагниченностей $\mathbf{m}_i$ подрешеток (равновесное магнитное состояние) не фиксируются однозначно (основное магнитное состояние вырождено непрерывно);

б) вместе с тем внешнее магнитное поле в базисной плоскости многоподрешеточного легкоплоскостного магнитодиэлектрика накладывает определенные ограничения на допустимые конфигурации намагниченностей подрешеток;

в) эти конфигурации при определенных значениях величин внешнего магнитного поля h (по сути, критических полях для данной системы) претерпевают качественные изменения. Поскольку при этом меняется топология поверхности (16), а также связность и характер ее пересечения с поверхностью (15), описанные выше ОФП в системе необходимо интерпретировать как *топологические ФП.*

Автор искренне признателен А. Э. Филиппову за весьма плодотворное сотрудничество, результаты которого использованы в настоящем сообщении, и Ю. А. Димашко за полезные дискуссии.

1. Р. С. Гехт, *УФН* **159**, 261 (1989).
2. W. B. Yelon and D. E. Cox, *Phys. Rev.* **B6**, 204 (1972).
3. A. Sorgen, E. Cohen, and J. Makovsky, *Phys. Rev.* **B10**, 4643 (1974).
4. И. А. Зализняк, В. И. Марченко, С. В. Петров, Л. А. Прозорова, А. В. Чубуков, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 172 (1988).
5. A. V. Chubukov, *J. Phys.* **C21**, L441 (1988).
6. A. V. Chubukov and D. I. Golosov, *J. Phys. Condens. Matt.* **3**, 69 (1991).
7. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *ЖЭТФ* **70**, 1522 (1976).
8. А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).

On the equilibrium properties of high-symmetry multisublattice magnetic dielectrics in magnetic fields (degeneration in a porous space)

E. P. Stefanovskii

The phenomenological theory is developed of equilibrium magnetic properties of specially uniform multisublattice magnetically-ordered systems with an effective magnetic anisotropy of the «easy plane» type in external magnetic fields of different orientation. Special attention is given to orientational phase transitions of both symmetry and topological types.