

## О НОВЫХ ВОЗМОЖНЫХ ЭФФЕКТАХ В МНОГОСЛОЙНЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МАКРОСТРУКТУРАХ

Е.А.Туров<sup>1)</sup>

Институт физики металлов Уральского отделения РАН  
620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 1995 г.

После переработки 25 октября 1995 г.

Предлагается конструировать многослойные магнитные макроструктуры с заданными физическими свойствами, определяемыми симметрией.

Многослойные антиферромагнитные (АФ) пленочные системы (сверхрешетки) являются в настоящее время одним из самых популярных предметов исследования в области магнетизма (см., например, [1]). Здесь имеется в виду АФ упорядочение смежных слоев, каждый из которых ферромагнитен. Когда таких слоев достаточно много, так что систему можно считать периодической по нормали к пленке, обычно говорят о магнитной сверхструктуре. Поскольку антиферромагнитно упорядочиваются макроскопические магнитные моменты слоев, такие структуры можно называть также АФ макроструктурами.

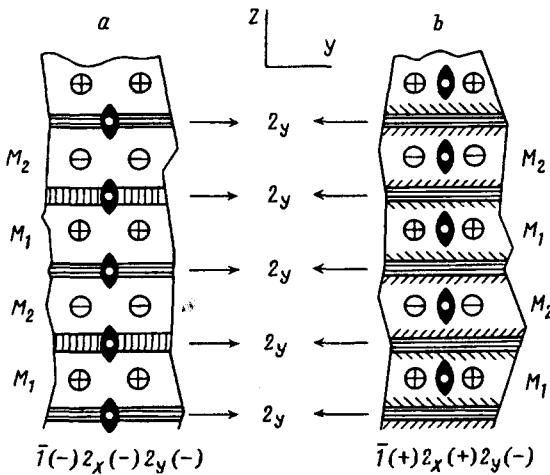
Наибольший интерес исследователей по понятным причинам (перспективность практических применений) вызывают магниторезистивные и магнитооптические эффекты. Однако природа обладает гораздо более богатыми возможностями. В АФ кристаллах, где антиферромагнитно упорядочиваются магнитные моменты микрочастиц, открыты экспериментально или предсказаны и ждут своего открытия десятки специфических АФ (связанных с АФ порядком) явлений в магнетизме и магнитном резонансе, кинетике и оптике, акустике и акустооптике и т.д. [2].

Я предлагаю, пользуясь соображениями симметрии, специально конструировать, подражая природе, такие многослойные макроструктуры (сверхрешетки), которые бы имитировали соответствующие АФ кристаллы с их набором специфических АФ эффектов. Кроме широко известных слабого ферромагнетизма (СФ), пьезомагнетизма и магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, это, например, спонтанные, пропорциональные вектору антиферромагнетизма  $L$  или квадратичные полям ( $B$  или  $E$ ) эффекты Холла и Фарадея; линейные по  $B$  эффекты магнитосопротивления (МС) и линейного двулучепреломления (как в оптике, так и в акустике); гигантские эффективные упругий ангармонизм и акустооптическое взаимодействие АФ природы и так далее [2].

Большинство из перечисленных выше эффектов существует только в антиферромагнетиках без антитрансляций (химическая и магнитная примитивные ячейки совпадают). Именно такие АФ макроструктуры и рассматриваются ниже в качестве примера.

На рисунке (варианты  $a$  и  $b$ ) схематически представлены коллинеарные одномерные АФ макроструктуры в многослойной системе орторомбической симметрии. Как частный случай, из этого получается система, в которой, наряду с осью симметрии  $2_z$ , имеются оси более высокого порядка  $N_z \geq 3$ .

<sup>1)</sup>e-mail: theormag@ifm.e-burg.su



Центроантисимметричная (а) и центросимметричная (b) АФ макро-  
структуры

Для избежания антитрансляций необходимо, чтобы соседние прослойки между ферромагнитными слоями чем-то отличались друг от друга (для варианта *a* хотя бы толщиной; о варианте *b* будет сказано ниже). При этом период макроструктуры (как магнитной, так и химической)  $T = 2d$ , где  $d$  – расстояние между центрами ближайших прослоек. На рисунке показаны также элементы симметрии  $\bar{1}$ ,  $2_x$  и  $2_y$ , могущие служить генераторами группы, являющейся аналогом федоровской кристаллохимической группы. Плюсы и минусы (в кружочках) означают антипараллельные намагниченности  $M_1$  и  $M_2$  в соседних ферромагнитных слоях безотносительно к их ориентации к координатным осям (плоскости пленки).

Рассмотрим сперва вариант *a*. В терминах указанных элементов симметрии можно записать шифр этой обменной магнитной структуры (ОМС) [3]. Это будет

$$\bar{1}(-)2_x(-)2_y(-), \quad (1)$$

где знак минус в скобках указывает, что эти элементы связывают слои с противоположными намагниченностями, то есть ОМС нечетна относительно них (но она четна относительно  $m_x(+) = 2_x(-)\bar{1}(-)$  и  $m_y(+) = 2_y(-)\bar{1}(-)$ ).

Весьма существенным фактом является здесь нечетность ОМС относительно инверсии  $I$ . С точки зрения магнитной симметрии, такая ОМС центроантисимметрична, и для нее возможен, в частности, МЭ-эффект. Если ввести, как обычно, векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2,$$

то для намагниченности, индуцируемой электрическим полем  $E$  ((ME)<sub>E</sub>-эффект), получаем выражения вида

$$M_i = a_{ijk} L_j E_k, \quad (2)$$

где конкретный вид тензорных коэффициентов  $a_{ijk}$  определяется из требования инвариантности (2) относительно преобразований (1). Электрическое поле  $E$  можно "протащить" в объем металлического образца, пропуская через него ток

с плотностью  $\mathbf{J} = r\mathbf{E}$ . При этом вместо (2) для рассматриваемой конкретной симметрии (1) имеем:

$$\begin{aligned} M_x &= r(a_{131}L_x J_x + a_{113}L_x J_z), \\ M_y &= r(a_{232}L_x J_y + a_{223}L_y J_z), \\ M_z &= r(a_{311}L_x J_x + a_{322}L_y J_y + a_{333}L_z J_z). \end{aligned} \quad (3)$$

В частности, согласно (3), при  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{Y}$  должна возникать намагниченность  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{Z}$ , совершенно отличная по геометрии от той, которая связана непосредственно с магнитным полем тока. Другой характерный случай:  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ ,  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{Y}$ , когда появляется намагниченность  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{Y} \parallel \mathbf{J}$ .

Обратный,  $(ME)_B$ -эффект, состоит в появлении разности потенциалов  $V$  на границах многослойного образца, вызванной магнитным полем  $\mathbf{B}$ , которая компенсирует  $\mathbf{M}\mathbf{E}$  поле, так что в объеме образца суммарное поле  $\mathbf{E} = 0$ . Соответствующие формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} V_x/l &= b_{131}L_x B_x + b_{113}L_x B_z, \\ V_y/l &= b_{232}L_x B_y + b_{223}L_y B_z, \\ V_z/l &= b_{311}L_x B_x + b_{322}L_y B_y + b_{333}L_z B_z, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $l$  – линейный размер образца в соответствующем направлении. В частности, при  $\mathbf{L} \perp \mathbf{Z}$ ,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{Z}$  и  $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$  имеем

$$V_z/l = \frac{1}{2}(b_{322} - b_{311})LB \sin 2u_B,$$

где  $u_B$  – азимутальный угол для  $\mathbf{B}$ , отсчитываемый от оси  $X$ . Если, кроме оси  $2_x(+)$  =  $2_x(-)2_y(-)$ , существующей для структуры  $a$  (см. рисунок), имеется также ось симметрии более высокого порядка, например,  $4_x(+)$ , то  $b_{322} = b_{311}$  и эффект исчезает.

Еще один случай:  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Y}$ ,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{Y}$  и составляет угол  $w_B$  с осью  $X$ . При этом

$$V_y/l = b_{223}L_y B \sin w_B.$$

Здесь эффект максимален при  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Z}$ . Наконец, при  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$  и  $\mathbf{B} \perp \mathbf{Z}$  находим из (4):

$$V_x/l = b_{131}L_x B \cos u_B, \quad V_y/l = b_{232}L_x B \sin u_B.$$

При отсутствии анизотропии в плоскости  $XY$  ( $b_{131} = b_{232}$ ) потенциал  $V$  также изотропен в этой плоскости и не зависит от угла  $u_B$ .

В кинетике наибольший интерес представляют АФ слагаемые в тензоре  $\mathbf{MC}$  вида

$$r_{ij} = c_{ijkn}L_k E_n = -r_{ji}. \quad (5)$$

(Использованы соотношения Онсагера.) Если поле  $\mathbf{E}$  снова "загонять" в образец, пропуская через него ток, то получим поперечную к нему разность потенциалов:

$$V_i/l = r c_{ijkn}L_k J_n J_j. \quad (6)$$

(Учитывая (5), нетрудно видеть, что действительно  $\mathbf{V} \perp \mathbf{J}$ .) Два конкретных примера для случая  $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Y}$ :

$$a) J \parallel E \parallel Y$$

$$V_x/l = r_{c1222} L_y J_y^2,$$

$$b) J \parallel E \parallel Z$$

$$V_x/l = r_{c1323} L_y J_z^2.$$

Таким образом,  $LE$  (или  $LJ^2$ ) – эффект состоит в возникновении поперечной к току разности потенциалов, квадратичной по току и в отсутствие поля  $B$ . Сказанное отличает этот эффект от обычного "холла", линейного по  $J$  и существующего лишь при  $B$  (или  $M$ )  $\neq 0$ .

Перейдем теперь к варианту  $b$  АФ макроструктуры на рисунке. Характерной ее особенностью является то, что она четна относительно инверсии:  $\Gamma \rightarrow \Gamma(+)$ , то есть центросимметрична (ЦС). Прослойка снабжена свойством полярности (вдоль оси  $Y$ ). Для наглядности можно назвать такую прослойку пленкой с двусторонним "начесом". Направление "начеса" чередуется от прослойки к прослойке, так что ближайшие прослойки связаны элементами симметрии  $\Gamma$  и  $2_x$ , а также винтовой осью  $2_{1z}$ , и др. (см. также рис.2)

В качестве независимых "кристаллохимических" элементов симметрии (то есть без учета магнетизма) снова можно взять  $\Gamma$ ,  $2_x$ ,  $2_y$ . При этом легко видеть, что теперь шифром ОМС будет

$$\Gamma(+)\ 2_x(+)\ 2_y(-), \quad (7)$$

который совпадает с шифром структуры  $A$  для орторомбического антиферромагнетика типа ортоферрита [2]. Поэтому все АФ эффекты в кинетике, оптике и акустике, которые имеют место для такого АФ кристалла, можно перенести (с некоторыми оговорками) и на рассматриваемый случай АФ макроструктуры. Часть соответствующих формул можно просто взять из книги [2]. Надо только иметь в виду, что в книге формулы чаще всего приведены для структуры  $G$  ортоферрита, так что для перехода к структуре  $A$  следует произвести циклическую перестановку координат:  $x \rightarrow z \rightarrow y \rightarrow x$ . В частности, для СФ имеем:

$$M_x = 0, \quad M_y = D_{23} L_z, \quad M_z = D_{32} L_y.$$

Для АФ вклада в тензор МС  $r_{ij}$  приведу только АФ инварианты (без коэффициентов) для каждой компоненты:

$$r_{xx}, r_{yy}, r_{zz} : L_i^2, M_i^2 \ (i = x, y, z), L_y M_z, L_z M_y, \quad (8)$$

$$r_{yz} = r_{zy} : L_x M_x, L_y M_y, L_z M_z, \quad (9)$$

$$r_{xy} = \mp r_{yx} : L_y, L_x M_z, L_z M_x,$$

$$r_{xz} = \mp r_{zx} : L_z, L_x M_y, L_y M_x. \quad (10)$$

К этому надо добавить инварианты с полем  $B$ , заменяющим  $M$ .

Отметим наличие в (8)–(10) слагаемых, линейных по  $L$ , двух типов –  $L_i$  и  $L_i M_j$ . Слагаемые типа  $L_i$  антисимметричны, им соответствует знак "минус" в (10) и спонтанный эффект Холла (Фарадея). В антисимметричные компоненты  $r_{ij}$  могут давать вклад также слагаемые вида  $L_i M_j M_k$  (или  $L_i B_j B_k$ ), не выписанные здесь и определяющие квадратичный по  $B$  "эффект Холла" (Фарадея – в оптике [4]).

Наконец, симметричные компоненты  $r_{ij}$  типа  $L_k M_n$  (и  $L_k B_n$ ) из (8)–(10) ответственны за нечетный по  $B$  вклад в МС.

Таким образом, для структуры  $b$  (см. рисунок) с точки зрения МС главный интерес, как новый эффект, представляет появление в  $r_{ij}$  нечетных слагаемых по  $M$  (и  $B$ ), наряду с четными типа  $L_i^2$ ,  $M_i^2$  и др.) Именно последние только и исследовались во всей массе работ по МС мультислоев.

Заметим, что аналогичное рассмотренному выше инвариантное разложение материальных тензоров по  $L$  и  $M$  (или  $B$ ) для структур  $a$  и  $b$  будет иметь место в оптике (для диэлектрической проницаемости) и в акустике (для упругих модулей).

Основная идея настоящей заметки – предложить конструирование АФ макроструктур с заранее заданными в симметричном плане свойствами, имеющими место в сверхрешетках без антитрансляций. За отправную точку можно брать известные антиферромагнетики с различными атомными магнитными структурами. Приведенные мною примеры сверхструктур  $a$ ,  $b$  на рисунке являются первыми попавшимися иллюстрациями. Правда, вариант имел целью показать, что экспериментаторам, по-видимому, придется прибегнуть к весьма сложным технологическим ухищрениям. Но здесь нет пределов для фантазии. В принципе можно моделировать многоподрешеточные и неколлинеарные, двумерные и трехмерные структуры, и т.д.

В настоящее время без микротеории трудно что-либо уверенно сказать о порядке величины эффектов. Как и в АФ кристаллах, для коллинеарных АФ макроструктур они должны быть связаны с релятивистскими взаимодействиями и проявляются как результат их конкуренции с обменными взаимодействиями между ФМ слоями. Последние на 2 – 3 порядка для мультислоев (эффективное поле  $H_E \approx 10^4$  Э) меньше, чем для кристаллов ( $H_E \approx 10^6 - 10^7$  Э). Нет оснований считать, что для релятивистских сил это соотношение изменится в неблагоприятную для них сторону. Как раз может быть обратная ситуация. К тому же, как и в кристаллах, некоторые эффекты, по-видимому, могут стать "гигантскими" вблизи магнитных ориентационных (или структурных) фазовых переходов (упругий ангармонизм и акустооптика АФ природы, и др.) Наконец, для обменно-неколлинеарных (треугольных, четырехугольных) структур такие эффекты, как магнитоэлектричество, пьезомагнетизм и, возможно, другие, могут быть нерелятивистскими.

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант 93-02-14026).

- 
1. Proc. of the Intern. Conf. on Magnetism (Warsaw, Poland, 22-28 August 1994), Parts I-III, North-Holland, 1995.
  2. Е.А.Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Свердловск, Изд-во УрО РАН, 1990.
  3. Е.А.Туров, УФН 164, 325 (1994).
  4. Н.Ф.Харченко, А.В.Бибик, В.В.Еременко, Письма в ЖЭТФ 29, 447 (1985).