

ТЕОРИЯ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В.Г.Барьяхтар, В.А.Львов, Д.А.Яблонский

Предсказано существование электрической поляризации магнито-упорядоченных сред в области магнитной неоднородности, в частности внутри доменных границ.

В тех случаях, когда в однородном магнитном кристалле имеется равновесная плотность электрической поляризации P , зависящая от состояния магнитной подсистемы, говорят о наличии в таком кристалле магнитоэлектрического (МЭ) эффекта (см., например, ^{1, 2}). Это явление тесно связано с магнитной симметрией системы ³. Перечень классов магнитной симметрии, допускающих наличие МЭ эффекта приведен в ⁴.

Если в силу каких-либо причин в магнитном кристалле образуется магнитная неоднородность, то группа его магнитной симметрии сужается (в случае неоднородности общего вида — до единичной группы). Это приводит к тому, что в области магнитной неоднородности возникает электрическая поляризация $P(r)$, симметрия пространственного распределения которой определяется симметрией магнитной неоднородности. Назовем такое явление неоднородным МЭ эффектом, а рассматриваемый обычно ¹⁻⁴ МЭ эффект будем называть однородным. Подчеркнем, что указанный эффект должен иметь место в магнитных кристаллах любой симметрии (в том числе и не допускающих однородного МЭ эффекта). Возникновение электрической поляризации, связанной с наличием неоднородности (не обязательно магнитной природы), является весьма общим эффектом. Хорошо известен, в частности, флексоэлектрический эффект в жидких кристаллах ⁵.

Если характерные размеры неоднородности λ намного превосходят размеры элементарной магнитной ячейки, то неоднородный МЭ эффект можно описать феноменологически. В случае ферромагнитного (ФМ) кристалла для этого нужно ввести в рассмотрение координатно зависящую плотность намагниченности $M(r)$. Вообще говоря, МЭ взаимодействия имеют как короткодействующую, так и далекодействующую часть. В данной работе рассмотрим только случаи, в которых вкладом далекодействующих сил в неоднородный МЭ эффект можно пренебречь. Тогда, ограничиваясь слагаемыми не выше второй степени по $M_\alpha(\alpha = x, y, z)$, и воспользовавшись малостью параметра a/λ (a — характерный радиус убывания МЭ взаимодействий), связь между поляризацией и намагниченностью запишем в следующем виде:

$$P_i(r) = f_{i, \alpha\beta}^{(0)} M_\alpha M_\beta + f_{ik, \alpha\beta}^{(1)} M_\alpha \frac{\partial M_\beta}{\partial x_k} + \frac{1}{2} \bar{f}_{ikj, \alpha\beta}^{(2)} \frac{\partial M_\alpha}{\partial x_k} \frac{\partial M_\beta}{\partial x_j} + \frac{1}{2} f_{ikj, \alpha\beta}^{(2)} M_\alpha \frac{\partial^2 M_\beta}{\partial x_k \partial x_j} \quad (1)$$

Структура тензоров $\hat{f}^{(0)}$, $\hat{f}^{(1)}$, $\hat{f}^{(2)}$, $f^{(2)}$ определяется кристаллографическим классом парамагнитной фазы кристалла. Тензор $\hat{f}^{(0)}$ отличен от нуля только в кристаллах, допускающих однородный МЭ эффект (см., например, ²). Зная вид магнитной неоднородности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, по формуле (1) можно установить вид функций $P_\alpha(\mathbf{r})$. Заметим, что компоненты тензоров $\hat{f}^{(0,1,2)}$ могут иметь релятивистское, обменно-релятивистское и обменное происхождение. Одно из важнейших возможных проявлений неоднородного МЭ эффекта — возникновение неоднородной электрической поляризации в области границ между магнитными доменами.

В качестве примера рассмотрим два типа плоских 180-градусных ДГ в ФМ кристаллах класса D_{2h} . Ось z направим перпендикулярно плоскости границы, а ось y — вдоль направления легкого намагничения. Оба эти направления совпадают с направлениями кристаллографических осей.

а) Блоховская ДГ: $\mathbf{M} = M_0(\mathbf{e}_y \cos \theta - \mathbf{e}_x \sin \theta)$, $\theta = \theta(z)$. В этом случае при помощи (2) в главном приближении по a/λ находим следующие выражения для компонент поляризации:

$$P_z(z) = f_{zz,yy}^{(1)} \frac{d}{dz} M_y^2 = -f_{zz,yy}^{(1)} M_0^2 \frac{d\theta}{dz} \sin 2\theta, \quad P_x = P_y = 0. \quad (2)$$

Эта поляризация связана с объемной плотностью заряда $\rho(z) = -dP_z/dz$. Легко видеть, что величины $P_z(z)$ и $\rho(z)$ отличны от нуля только внутри ДГ (т.е. при $d\theta/dz \neq 0$), а их средние (по толщине ДГ) значения в точности равны нулю.

б) Неелевская ДГ: $\mathbf{M} = M_0(\mathbf{e}_y \cos \theta - \mathbf{e}_z \sin \theta)$. При наличии неелевской ДГ координатная зависимость величин P_z и P_x по-прежнему описывается выражениями (3). Кроме того, возникает поляризация

$$\begin{aligned} P_y(z) &= f^{(-)} \left(M_z \frac{dM_y}{dz} - M_y \frac{dM_z}{dz} \right) + f^{(+)} \left(M_z \frac{dM_y}{dz} + M_y \frac{dM_z}{dz} \right) = \\ &= M_0^2 \frac{d\theta}{dz} (f^{(-)} - f^{(+)} \cos 2\theta); \quad f^{(\pm)} = \frac{1}{2} (f_{zz,yy}^{(1)} \pm f_{zz,yy}^{(2)}). \end{aligned} \quad (3)$$

При этом, в местах выхода ДГ на поверхность образца S появляется заряд, равный $\pm \pi f^{(-)} M_0^2$ на единицу длины ДГ.

Включение внешнего магнитного поля \mathbf{H} дает дополнительный вклад в неоднородную плотность поляризации ромбических ферромагнетиков, описывающийся добавлением в (1) слагаемых вида $f_{iz,\alpha\beta}^{(H)} H_\alpha \frac{dM_\beta}{dz}$.

В тех случаях, когда группа магнитной макросимметрии кристалла с ДГ, состоящая из операций, не меняющих распределение намагниченности $\mathbf{M}(z)$, не содержит в себе операций, изменяющих направление вектора \mathbf{e}_z , появляется разность электрического потенциала между доменами

$$\phi_1 - \phi_2 = 4\pi \int P_z(z) dz.$$

В частности, в кристаллах ромбической сингонии

$$\phi_1 - \phi_2 = -8\pi M_0 f_{zz,yz}^{(H)} H_y.$$

В тех кристаллах, симметрия которых допускает наличие в разложении (1) обменных слагаемых $M d^2 M/dz^2$, или обменно-релятивистских слагаемых ¹⁾

$$J_{yx}^z = M_y \frac{dM_x}{dz} - M_x \frac{dM_y}{dz}; \quad J_{zy}^z = M_z \frac{dM_y}{dz} - M_y \frac{dM_z}{dz}$$

разность потенциалов между доменами будет отлична от нуля и в отсутствие внешнего магнитного поля. Например, обменные слагаемые такого типа разрешены в классе C_{2v} , а обменно-релятивистские — в классе C_{2h} ($TiCr_2Se_4$, $TiCr_2Te_4$, Cr_3Te_4 и др.).

Если угол поворота вектора M внутри ДГ не равен π , заметный вклад в междоменную разность потенциалов могут дать релятивистские слагаемые типа dM_y^2/dz .

При замене вектора намагниченности $M(r)$ на вектор антиферромагнетизма $L(r)$, проведенное выше рассмотрение становится дословно применимым к антиферромагнетикам с двумя эффективными магнитными подрешетками в отсутствие внешнего магнитного поля. В присутствии поля H следует учитывать в разложении $P(r)$ слагаемые вида $H_\alpha^d L_\beta/dz$, меняющие знак при перестановке подрешеток.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.Е. Дзялошинскому за обсуждение работы и ценные замечания.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. УФН, 1982, 137, 415.
3. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 37, 881.
4. Неронова Н.Н., Белов К.П. ДАН СССР, 1959, 120, 556.
5. П. де Жец. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
6. Барьяхтар В.Г., Яблонский Д.А. ФТТ, 1982, 24, 2522.
7. Newnham R.E., Kramer J.J., Shulze W.A., Cross L.E. J. Appl. Phys., 1978, 49, 6088.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1983 г.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

¹⁾ В работе ⁶ показано, что наличие в свободной энергии магнетика слагаемых вида $E_i^k J_{\beta\gamma}^k$ может привести к индуцированию спиральных магнитных структур в ромбических АФМ под действием электрического поля E . Авторы выражают благодарность А.А. Горбачевичу, обратившему их внимание на возможность обратного эффекта, обусловленного этими слагаемыми. Экспериментально электрическая поляризация спиральных магнитных структур наблюдалась в ⁷.