

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — возникновение в диэлектрич. кристалле намагниченности m , индуцированной электр. полем E , или поляризации p , индуцированной магн. полем H . М. э. — результат взаимодействия двух подсистем ионного кристалла: электрической, состоящей из заряд. ионов, и магнитной — совокупности нескомпенсиров. спиновых магн. моментов ионов. Полное феноменол. описание всех возможных магнитоэлектрич. взаимодействий может быть выполнено на основе термодинамич. теории фазовых переходов 2-го рода Ландау. М. э. чаще всего наблюдается в антиферромагн. кристаллах, для к-рых термодинамический потенциал Φ есть ф-ция проекций векторов: намагниченности m , антиферромагнетизма l и вектора p — изменения электр. поляризации, вызванного внеш. полями E и H и (или) переходом в магнитоупорядоченное состояние. Для однодоменных кристаллов, т. е. таких, в к-рых векторы m , l и p имеют одинаковую величину и одинаковое направление во всех элементарных ячейках кристалла, связанная с М. э. часть потенциала записывается в виде разложения по смешанным произведениям проекций этих векторов. Из числа всех возможных смешанных произведений вида lmp , lmp^2 , m^2p , l^2p , l^2p^2 и т. д. в Φ входят лишь те, к-рые инвариантны при всех преобразованиях группы симметрии парамагн. фазы конкретного кристалла. Условия устойчивости состояния: $\partial\Phi/\partial m = 0$ и $\partial\Phi/\partial p = 0$, — позволяют найти равновесные значения m и p , причём М. э. возможен, если $m(E) \neq 0$ и (или) $p(H) \neq 0$. Вид слагаемых в ф-циях $m(E)$ и $p(H)$ зависит от того, с какими членами в разложении Φ они связаны, при этом те из слагаемых, к-рые содержат проекции l , появляются только для кристаллов, обладающих магнитной атомной структурой.

Наиб. известен т. н. л и н е й н ы й М. э., возникающий в результате взаимодействий типа lmp , к-рые приводят к линейной связи вида $p_i = \alpha_{ij}H_j$; $m_j = \alpha_{ij}E_i$, где α_{ij} — компоненты тензора М. э., пропорциональные проекции вектора (здесь и далее суммирование осуществляется по повторяющимся индексам).

В однодоменном кристалле направление l задано и взаимная ориентация как $m(E)$ и E , так и $p(H)$ и H полностью определяется величинами α_{ij} . Изменение направления l на 180° соответствует др. магн. домену, в к-ром при неизменных относительно кристалла направлениях E и H векторы $m(E)$ и $p(H)$ будут направлены в противоположную сторону. Это обстоятельство используется в эксперименте для получения однодоменного состояния. Кристалл охлаждается ниже точки магн. перехода T_N (см. *Неелы точки*) в присутствии пост. полей E и H , ориентированных так, чтобы вдоль направлений этих полей $m(E) \neq 0$ и $p(H) \neq 0$. В процессе перехода кристалла в магнитоупорядоченное состояние магнитоэлектрич. взаимодействия реализуют во всём объёме кристалла единственный магнитный домен, соответствующий минимуму термодинамич. потенциала Φ .

Линейный М. э. обнаружен в 1960 (Д. Н. Астров) в кристалле оксида хрома Cr_2O_3 , элементарная ячейка к-рого показана на рис. 1, а. Для Cr_2O_3 $m_z = \alpha_z E_z$, $p_z = \alpha_z H_z$, $m_1 = \alpha_1 E_1$, $p_1 = \alpha_1 H_1$, где индекс 1 обозначает величины в базисной плоскости кристалла. При переходе к другому домену (рис. 1, б) изменяются знаки α_z и α_1 , однако указать, какому именно домену какой знак соответствует, невозможно.

В сегнетоэлектрич. борацитах — кристаллах с общей ф-лой $M_3V_7O_{13}X$ (M — Co, Ni, Fe, Mn; X — Cl, Br, I) при $T < T_N < T_C$ (*Кюри точка*) также наблюдается линейный М. э., к-рый, в отличие от М. э. в Cr_2O_3 , описывается как диагональными, так и недиагональными компонентами тензора α_{ij} .

Известно неск. десятков антиферромагнетиков, в к-рых возможен и наблюдается линейный М. э. с величиной α в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} (ТбРФ O_4).

Н е л и н е й н ы е М. э. возникают в результате магнитоэлектрич. взаимодействия вида m^2p и lmp^2 , к-рые приводят к квадратичным зависимостям соответственно по H и E : $p_i = \gamma_{ijk}H_jH_k$, $m_j = \beta_{ijk}E_iE_k$.

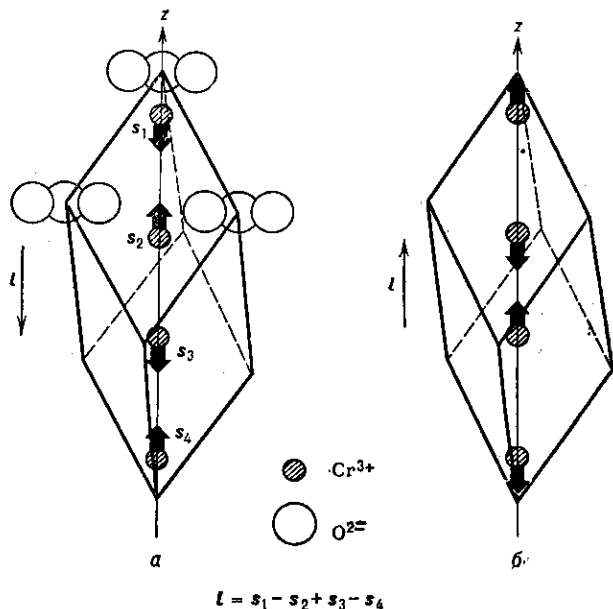


Рис. 1. Элементарная магнитная ячейка антиферромагнетика Cr_2O_3 ; а и б — направления магнитных моментов s_1, s_2, s_3 и s_4 ионов в доменах с противоположно ориентированными векторами антиферромагнетизма l .

Первый из них возможен во всех кристаллах без центра симметрии в парамагн. фазе при $T > T_N$ и впервые наблюдался в $NiSO_4 \cdot 6H_2O$ с $\gamma \sim 10^{-11}$. Второй возможен только в магнитоупорядоченных кристаллах и наблюдался, напр., в веществах с общей ф-лой RFe_5O_{12} и $RFeO_3$ (R — редкоземельный ион) с $\beta \sim 10^{-8} - 10^{-5}$. Наконец, взаимодействия вида p^2 в кристаллах со слабым ферромагнетизмом (напр., в Со-1-бораците) обуславливают как линейный, так и нелинейный М. э.

М. э. удобно наблюдать динамич. методом, прикладывая к кристаллу переменные поля \tilde{E} или \tilde{H} на частоте f и измеряя индуцированные ими намагниченность \tilde{m} или поляризацию \tilde{p} . Селективная техника обеспечивает достаточно высокую чувствительность даже при измерении слабых квадратичных М. э. в полях \tilde{E} и \tilde{H} с амплитудой много меньше той, к-рая может изменить доменную структуру. В динамич. методе линейному М. э. соответствует сигнал на той же частоте f , а квадратичному на частоте $2f$. При наблюдении квадратичных М. э. можно прикладывать к кристаллу одновременно как переменные \tilde{E} и \tilde{H} , так и пост. поля E_0 и H_0 . Тогда $\tilde{p} = \gamma \tilde{H}H_0$ и $\tilde{m} = \beta \tilde{E}E_0$, т. е. зависимости $\tilde{p}(\tilde{H})$ и $\tilde{m}(\tilde{E})$ будут линейными на той же частоте, что и частота \tilde{H} и \tilde{E} . В этом случае М. э. можно рассматривать как линейный, индуцированный пост. полем H_0 или E_0 .

Проявления магнитоэлектрич. взаимодействий не ограничиваются М. э. Так, при наличии в Φ членов вида lmp^2 и m^2p парамагн. восприимчивость $\chi = \partial^2\Phi/\partial m^2$ и поляризуемость $\kappa = \partial^2\Phi/\partial p^2$ оказываются зависящими линейно от полей E и H соответственно. Зависимость $\kappa(H)$ наблюдалась экспериментально в кристалле $DyFe_5O_{12}$. Член вида p^2 обуславливает появление поляризации $p \sim l^2$ при переходе кристалла в магнитоупорядоченное состояние. Наконец, член вида p^2 приводит к изломам на кривой температурной