

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук, Фрязино, Россия*

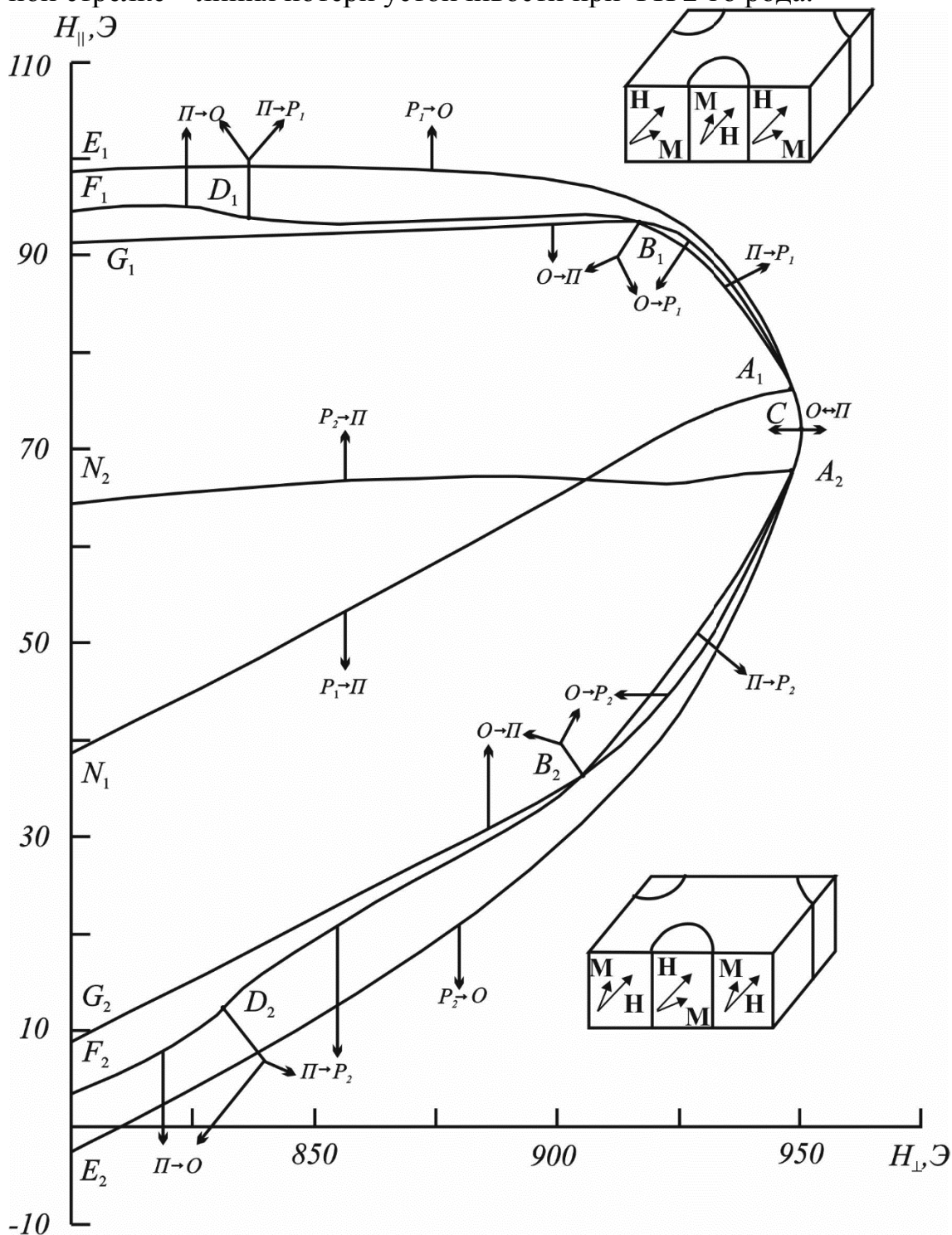
Среди многочисленных проявлений связи между магнитной и электрической подсистемами в магнитоупорядоченных средах можно выделить группу эффектов, обусловленных влиянием однородного или неоднородного электрического поля E на энергию магнитной анизотропии. Изменение констант кристаллографической магнитной анизотропии под действием однородного электрического поля впервые было обнаружено почти полвека назад в монокристаллах магнетита и литиевого феррита [1,2]; десятилетием позже – в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов, где наблюдалось влияние однородного электрического поля на константу наведенной одноосной магнитной анизотропии [3].

Хотя определенное по результатам экспериментов с эпитаксиальными пленками значение константы линейной магнитоэлектрической связи оказалось на порядок больше, чем у классических массивных мультиферроиков (например, оксида хрома), электрическое поле с напряженностью 12 кВ/см вызывало ничтожно малое (на 0.00375 %) изменение эффективного поля одноосной анизотропии [3]. Это объясняется тем, что при поляризации ионного кристаллического диэлектрика в однородном электрическом поле все однотипные ионы смещаются практически одинаково и при этом возникшее в процессе выращивания пленок некубическое упорядочение ионов меняется слабо.

В [4] для объяснения результатов экспериментов группы ученых из МГУ, обнаруживших смещение доменных границ в эпитаксиальных магнитных пленках с определенной кристаллографической ориентацией под действием электрического поля [5], была высказана гипотеза о возможности достижения значительно больших локальных изменений наведенной анизотропии при поляризации диэлектрика сильно неоднородным электрическим полем, когда однотипные ионы испытывают разное смещение.

Там же было показано, что наблюдаемое авторами работы [5] сильное влияние электрического поля на доменную структуру (ДС), было обусловлено тем, что основное состояние используемых ими пленок соответствовало окрестности ориентационного фазового перехода (ФП). Это обстоятельство наводит на мысль, что такое же влияние неоднородного электрического поля на ДС эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов любой ориентации должно наблюдаться в окрестности спонтанных и индуцируемых магнитным полем ориентационных ФП [6].

Для примера на рисунке в координатах $(H_{\parallel}, H_{\perp})$ приведена диаграмма состояний для ориентационного ФП в пленке состава $(YEu)_3(FeGa)_5O_{12}$ при $T=290$ К, где H_{\parallel} и H_{\perp} – компоненты поля вдоль нормали и в плоскости пленки. Различные основные состояния пленки обозначены так: О – однородное намагниченное состояние, П – полосовая ДС, P_1 и P_2 – разнополярные решетки ЦМД (см. врезки). Однонаправленным стрелкам соответствуют линии потери устойчивости при ФП 1-го рода, а двунаправленной стрелке – линия потери устойчивости при ФП 2-го рода.



Положение линий на рисунке зависит от констант кристаллографической ($\beta_c = K_c / 2\pi M^2$) и наведенной одноосной ($\beta_u = K_u / 2\pi M^2$) и ромбической ($\beta_p = K_p / 2\pi M^2$) магнитной анизотропии. Например, линия потери устойчивости однородного состояния относительно возникновения ДС (кривая A_1CA_2) в переменных $h_{\perp,\parallel} = H_{\perp,\parallel} / 4\pi M$ описывается выражением $h_{\perp}^{(0 \rightarrow \Pi)} = (1 - 3/2\eta_c^2)h_{\perp c}$, где $\eta_c^2 = (h_{\parallel} - h_{\parallel c})^2$, а $h_{\perp c}, h_{\parallel c}$ – координаты точки C , равные

$$\begin{aligned} h_{\perp c} &= \beta_u + 1/2(\beta_p + \beta_{pc}) - \beta_{2c} - 2\pi L^{-1} D^{1/2} \mu^{-1/2}, \\ h_{\parallel c} &= -\beta_{uc}(1 + \beta_u^{-1}) - \beta_{pc}^* - \beta_{1c}(1 + 3\beta_u^{-1}); \\ \mu &= 1 + (1 + 2m_{0x}^2)\beta_2^{-1}, \quad \beta_2 = (1 + 1/2m_{0z}^2)h_{\perp} - \beta_{pc} - 2\beta_{4c}, \\ m_{0x} &\approx (\beta_1 m_{0z} + 1/2\beta_{ps} + \beta_{3c})(h_{\perp} - \beta_{pc} - \beta_{4c})^{-1}, \\ m_{0z} &\approx (h_{\parallel} + \beta_{uc} + \beta_{ps}^* + \beta_{1c})(1 + h_{\perp} - \beta_u - 1/2\beta_p + \beta_{2c} - 1/2\beta_{pc})^{-1}, \\ \beta_1 &= \beta_{us} + \beta_{ps}^* + \beta_{1c}; \end{aligned}$$

константы β и β^* , содержащие в качестве первого индекса u и p , и константы β_{ic} , ($i = 1-4$), пропорциональны соответственно $\beta_u, \beta_p, \beta_c$ и зависят в общем случае от углов, характеризующих положение оси легкого намагничивания, оси ромбической анизотропии и ориентации подложки.

Особо чувствительной к изменению констант наведенной анизотропии под действием электрического поля будет положение точки C фазовой диаграммы, в окрестности которой при потере устойчивости однородного состояния возникает так называемое «смешанное состояние», то есть полностью аморфизованная ДС, содержащая примерно в равной пропорции обрывки полосовых доменов и кластеры разнополярных ЦМД [6].

Диаграмма состояний пленок вблизи температуры Кюри T_c на плоскости (T, H_{\parallel}) аналогична показанной на рисунке (за исключением симметрии относительно оси абсцисс), а положение линий ФП и линий потери устойчивости фаз зависит от констант наведенной анизотропии [6].

1. G.T. Rado, J.M. Ferrari, Phys.Rev. B, **12**, 5166 (1975).
2. G.T. Rado, J.M. Ferrari, J.P. Remeika, J. Appl. Phys., **49**, 1953 (1978).
3. Б.Б.Кричевцов, В.В.Павлов, Р.В.Писарев, Письма в ЖЭТФ, **49**, 466 (1989).
4. А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г Мансветова, Письма в ЖЭТФ, **97**, 304 (2013).
5. А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В Николаев, А.П Пятаков, Письма в ЖЭТФ, **86**, 124 (2007).
6. И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.В. Тарасенко, ЖЭТФ, **186**, 1473 (1984).