

(эфф. полем магн. анизотропии) вдоль одной из осей лёгкого намагничивания, соответствующей минимуму энергии. Г. м. возникает из-за того, что два направления M (по и против) этой оси в магнитоодносном образце или несколько эквивалентных (по энергии) направлений M в магнитоодносном образце соответствуют состояниям, отделённым друг от друга потенциальным барьером (пропорциональным H_A). При перемагничивании однодоменных частиц вектор M рядом последовательных необратимых скачков поворачивается в направлении H . Такие повороты могут происходить как однородно, так и неоднородно по объёму. При однородном вращении M коэрцитивная сила $H_c \approx H_A$. Более универсальным является механизм неоднородного вращения M . Однако наиб. влияние на H_c он оказывает в случае, когда осн. роль играет анизотропия формы частиц. При этом H_c может быть существенно меньше эфф. поля анизотропии формы.

В многодоменных образцах, где перемагничивание обусловлено в первую очередь смещением доменных границ, одной из гл. причин Г. м. может служить задержка смещения границ на дефектах (немагнитные включения, межзёрненные границы и др.) и их последующие необратимые скачки. В ряде случаев, напр. в ферромагнетиках с достаточно большими H_A , Г. м. может определяться задержкой образования и роста зародышей перемагничивания, из к-рых развивается доменная структура. Зародыши возникают путём неоднородного вращения M , напр. в участках с локально пониженной (за счёт дефектов) анизотропией. В полях $H = -H_n$, наз. полями зарождения, энергетич. барьер, связанный с локальным полем H_A , исчезает и происходит образование зародыша, к-рый затем или растёт, или затормаживается на дефектах. Зародышами могут являться также остатки доменной структуры, локализованные на дефектах образца и неуничтоженные в процессе его намагничивания. Рост зародыша начинается при достижении поля $H = -H_s$. При $|H| > |H_s|$ энергия, идущая на создание граничного слоя зародыша, перекрывается выигрышем энергии в объёме образца. Если $|H_n| > |H_s|$, то Г. м. связан с задержкой образования, а при $|H| < |H_s|$ — с задержкой роста зародыша. В обоих случаях при перемагничивании образца вдоль оси лёгкого намагничивания возникают прямоугог. ГГ.

С Г. м. связано гистерезисное поведение при циклич. изменении H целого ряда др. физ. свойств, так или иначе зависящих от состояния магнетика, от распределения намагнитченности (или др. параметра магн. порядка) в образце, напр. гистерезис магнитооптики, гистерезис гальваномагнитных явлений и магнитоопт. явлений (см. Магнитооптика) и т. д. Кроме того, т. к. намагнитченность неоднозначно изменяется (из-за метастабильных состояний) также в зависимости от др. внеш. воздействий (темп-ры, упругих напряжений и др.), то имеет место гистерезис как самой намагнитченности, так и зависящих от неё свойств при циклич. изменении указанных воздействий. Простейшими примерами являются температурный Г. м. (неоднозначная температурная зависимость M при циклич. нагревании и охлаждении магнетика) и магнитоупругий гистерезис (неоднозначное изменение M при циклич. наложении и снятии внеш. одностороннего напряжения).

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 839—52. Б. Н. Филиппов.

ГИСТЕРЕЗИС СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — неоднозначная петлеобразная зависимость поляризации \mathcal{P} сегнетоэлектриков от внеш. электрич. поля E при его циклич. изменении. Сегнетоэлектрич. кристаллы обладают в определ. температурном интервале спонтанной (самопроизвольной, т. е. возникающей в отсутствие внеш. электрич. поля) электрич. поляризацией \mathcal{P}_c . Направление поляризации может быть изменено электрич. полем. При этом зависимость $\mathcal{P}(E)$ в полярной фазе неоднозначна, значение \mathcal{P} при данном E зависит от

предыстории, т. е. от того, каким было электрич. поле в предшествующие моменты времени (рис. 1). Осн. параметры Г. с. — остаточная поляризация кристалла $\mathcal{P}_{ост}$ при $E=0$, значение поля E_k , при котором происходит переполяризация (коэрцитивное поле), макс. поляризация $\mathcal{P}_{макс}$, соответствующая полю $E_{макс}$. Для совершенных монокристаллов петля Г. с.

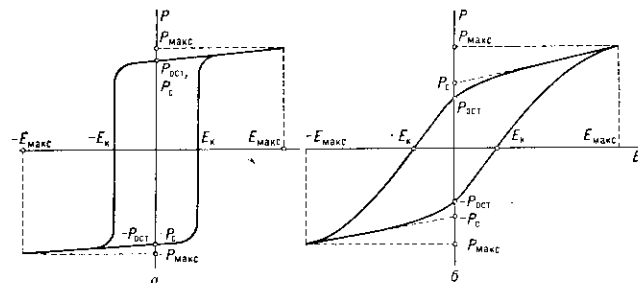


Рис. 1. Зависимость поляризации \mathcal{P} от электрического поля E для сегнетоэлектрического кристалла в полярной фазе; а — идеальный кристалл, б — реальный сегнетоэлектрик.

имеет форму, близкую к прямоугольной, и $\mathcal{P}_{ост}$ близко к \mathcal{P}_c (рис. 1, а). В реальных кристаллах и сегнетоэлектрич. керамике петля имеет иную форму, $\mathcal{P}_{ост}$ сильно отличается от \mathcal{P}_c , процесс переполяризации затягивается на большой интервал значений E (рис. 1, б).

Существование Г. с. следует из феноменологич. теории сегнетоэлектрич. явлений, в соответствии с к-рой в сегнетоэлектрич. кристалле возможно фиксированное число равновесных состояний с определ. направлением \mathcal{P}_c . В идеальном кристалле в отсутствие электрич. поля состоянию равновесия соответствует однородная поляризация; реальный кристалл, как правило, разбивается на домены, в к-рых ориентация \mathcal{P}_c соответствует указанным направлениям. В одноосных сегнетоэлектриках возможны лишь два противополож-

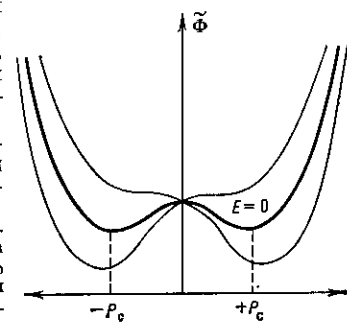


Рис. 2. Зависимость термодинамического потенциала Φ сегнетоэлектрического кристалла от поляризации \mathcal{P} при $E=0$ (жирная линия) и $E \neq 0$ (тонкие линии).

ных направления \mathcal{P}_c вдоль полярной оси. Равновесным значениям \mathcal{P}_c отвечают два симметричных минимума на зависимости термодинамич. потенциала Φ от поляризации (сплошная кривая, рис. 2). При наложении поля E в равновесии реализуется состояние с поляризацией, отвечающей минимуму Φ -функции $\Phi = \Phi - E\mathcal{P}$; зависимость $\Phi(\mathcal{P})$ становится несимметричной (пунктир на рис. 2), и миним. значению Φ соответствует то значение \mathcal{P}_c , к-рое совпадает по направлению с E . Переполяризация происходит, когда перепад значений Φ -функции Φ , соответствующих её минимумам, становится достаточно заметным, а высота потенциального барьера, разделяющего состояния с противоположной ориентацией \mathcal{P}_c , — достаточно малой. При циклич. изменении E переполяризация будет происходить с запаздыванием, обуславливая образование петли Г. с. В идеальном кристалле коэрцитивное поле должно соответствовать такому искажению потенциального рельефа (рис. 2), при к-ром один из минимумов практически исчезает и изменение направления \mathcal{P}_c происходит скачком,