

НЕЛИНЕЙНЫЙ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

В. А. Исупов

Пьезоэлектрический эффект заключается в том, что создание в кристалле механических напряжений вызывает появление в нем электрической поляризации P . Эта поляризация линейно зависит от механического напряжения σ . Рассмотрение, выполненное автором для антисегнетоэлектриков, показало, что при определенных условиях механические напряжения могут вызвать в антисегнетоэлектрических (АСЭ) кристаллах поляризацию, которая связана с величиной σ более сложным образом.

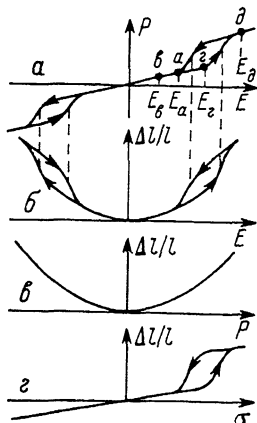


Рис. 1. Зависимость поляризации P и деформации $\Delta l/l$ антисегнетоэлектрика от электрического поля E , поляризации и механического напряжения σ : а — $P(E)$, б — $\Delta l/l(E)$, в — $\Delta l/l(P)$, г — $\Delta l/l(\sigma)$.

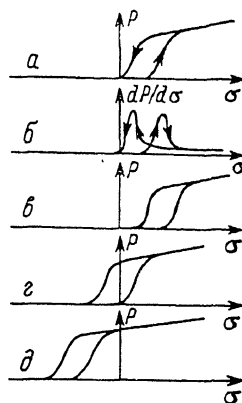


Рис. 2. Зависимость $P(\sigma)$ и $dP/d\sigma$ от σ при приложенном к кристаллу поле $E = \text{const}$: $E = E_\alpha$ (а, б), $E = E_\beta$ (в), $E = E_\gamma$ (г), $E = E_\delta$ (д) (см. рис. 1, а).

Рассмотрим антисегнетоэлектрик, у которого АСЭ состояние энергетически близко к сегнетоэлектрическому (СЭ). В таком антисегнетоэлектрике под действием сильного электрического поля E возникает СЭ состояние и тогда петли диэлектрического гистерезиса имеют вид (рис. 1, а [1]). При этом имеется в виду, что поле E приложено вдоль той кристаллографической оси, в направлении которой возникает спонтанная поляризация СЭ фазы.

Как известно, возникновение как АСЭ, так и СЭ состояния связано с изменением симметрии и искажением элементарной ячейки параэлектрической фазы, т. е. с появлением спонтанной деформации. Поскольку деформации СЭ и АСЭ фаз имеют различные характер и величину, то индуцированный полем E фазовый переход из АСЭ в СЭ фазу также сопровождается деформацией (рис. 1, б). Эта деформация имеет электрострикционную природу, и, если построить зависимость $\Delta l/l$ от поляризации P (рис. 1, в), она выразится параболой.

Теперь вместо поля E приложим в том же направлении механическую силу, создающую, например, растягивающие напряжения σ . Если переход АСЭ—СЭ связан с удлинением в данном направлении, то растяжение делает СЭ состояние предпочтительным, т. е. может вызвать фазовый переход в СЭ состояние. При этом будет наблюдаться соответствующая деформация (рис. 1, г). При отрицательном же знаке σ , т. е. при сжатии, механическое напряжение будет делать АСЭ состояние еще более стабильным, и тогда вынужденного фазового перехода не произойдет.

То СЭ состояние, которое вызвано положительным σ , обладает, конечно, спонтанной поляризацией, но оно обладает также доменной структурой. Электрические моменты отдельных доменов направлены как в положительном, так и в отрицательном направлениях, компенсируя друг друга. При этом суммарный дипольный момент этого кристалла, хотя и находящегося в СЭ состоянии, равен нулю.

Теперь поступим по-другому. Приложим к нашему антисегнетоэлектрику в том же направлении электрическое поле $E = E_a = \text{const}$, соответствующее точке a на рис. 1, a и будем воздействовать на кристалл механическим напряжением σ . В точке a наш антисегнетоэлектрик уже находится на грани АСЭ—СЭ перехода. Положительное механическое напряжение совершит этот переход. Однако при этом уже не возникнет полидоменного состояния. Все векторы дипольных моментов возникающих областей спонтанной поляризации будут ориентированы по полю. В кристалле появится макроскопическая поляризация, характерная для СЭ фазы (рис. 2, a). При этом в цепь будет выделяться соответствующий электрический заряд. Зависимость $dP/d\sigma$ показана на рис. 2, b .

Таким образом, делаем вывод: приложение механического напряжения к кристаллу при $E = \text{const}$ привело к выделению на гранях кристалла электрического заряда. Это значит, что наблюдаемое явление полностью подпадает под определение пьезоэлектрического эффекта, отличаясь от обычного пьезоэлектрического эффекта очень специфической нелинейной зависимостью от σ . Автор предлагает назвать этот эффект гиперпьезоэлектрическим эффектом.

Как видно из рис. 2 индуцированная СЭ фаза также обладает пьезоэлектрическим эффектом, но это обычный пьезоэлектрический эффект, связанный с изменением величины СЭ дипольных моментов элементарных ячеек, т. е. с изменением величины спонтанной поляризации ΔP_s под действием механического напряжения. Что же касается гиперпьезоэлектрического эффекта, то он определяется не величиной ΔP_s , а величиной самой P_s . Это значит, что гиперпьезоэлектрический заряд во столько же раз больше обычного пьезоэлектрического заряда, во сколько P_s больше ΔP_s , характерного для обычного пьезоэффекта сегнетоэлектриков.

В принципе поле $E = \text{const}$ может соответствовать не только точке a на рис. 1, a , но и точкам ϵ , z , d . Соответствующее поведение кристалла показано на рис. 2, $\epsilon-d$, откуда следует, что при изменении поля E происходит сдвиг кривых $P(\sigma)$ по оси σ . (Здесь не обсуждается вопрос, будет ли кристалл обладать достаточной механической и электрической прочностью. Предполагается, что обладает).

Относительно зависимости гиперпьезоэлектрического эффекта, например $dP/d\sigma$, от механического напряжения можно предположить, что она будет довольно хорошо описываться эмпирическим выражением

$$dP/d\sigma = A_1 e^{-[\sigma_{кр1}(E) - \sigma]^2 / (2\delta_1^2)}$$

при возрастании σ и аналогичным выражением, но с заменой $\sigma_{кр1}(E)$ на $\sigma_{кр2}(E)$, A_1 на A_2 , δ_1 на δ_2 при уменьшении σ . Здесь $\sigma_{кр1}$ и $\sigma_{кр2}$ соответствуют положениям максимумов $dP/d\sigma$ при увеличении и уменьшении σ соответственно. Ясно, что величины $\sigma_{кр1}$ и $\sigma_{кр2}$ будут зависеть не только от приложенного поля E , но и от состояния самого кристалла (например, от вида и содержания дефектов), от температуры и т. п. Величины δ и A также являются параметрами состояния кристалла. Разумеется, при описании эффекта нужно учитывать, что на гиперпьезоэлектрический эффект будет накладываться обычный пьезоэлектрический эффект появляющегося СЭ состояния.

В сегнетоэлектриках гиперпьезоэлектрический эффект отсутствует, поскольку там два крайних состояния ($+P$ и $-P$) имеют одинаковую деформацию. Однако в узком интервале температур выше температуры Кюри, где существуют двойные петли гистерезиса $P(E)$, гиперпьезоэлектрический эффект может иметь место и у сегнетоэлектрика. (В СЭ фазе будет наблюдаться только обычный пьезоэффект).

Наличие гистерезиса в зависимости $dP/d\sigma$ от σ , по-видимому, затруднит практическое использование гиперпьезоэлектрического эффекта, однако гигантская величина этого эффекта, несомненно, вызовет интерес инженеров.

Подводя итоги, отметим, что в антисегнетоэлектриках, которые полем и механическими напряжениями могут быть переведены в СЭ состояние, возможно наблюдать гиперпьезоэлектрический эффект, который по величине выделяемого заряда существенно превышает обычный пьезоэлектрический эффект в сегнетоэлектриках.

Список литературы

- [1] Смоленский Г. А., Боков В. А., Исапов В. А., Крайник Н. Н., Пасынков Р. Е., Соколов А. А., Юшин Н. Н. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 ноября 1989 г.

УДК 539.27

© Физика твердого тела, том 32, № 7, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 7, 1990

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОГО МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА В α -Fe₂O₃ НА ЭФФЕКТ МАЯТНИКОВЫХ ПОЛОС В РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ

В. В. Квардаков, В. А. Соменков, С. Ш. Шильштейн

Недавно было установлено, что некоторые магнитоупорядоченные кристаллы обладают высоким совершенством, достаточным для наблюдения динамических эффектов при рассеянии в этих кристаллах тепловых нейтронов. Так, в ядерном и магнитном рассеянии нейтронов тонкими (несколько десятков микрон) кристаллами слабых ферромагнетиков бора-тата железа FeBO₃ и гематита α -Fe₂O₃ был обнаружен [1, 2] динамический эффект «маятниковых полос» — осциллирующая зависимость интенсивности лауэвского рассеяния от толщины кристалла. Как известно, в гематите при $T_m \approx -20$ °С происходит магнитный фазовый переход Морина [3, 4] из слабоферромагнитного состояния с анизотропией «легкая плоскость» при $T > T_m$ в антиферромагнитное состояние с анизотропией «легкая ось». Поэтому представляет интерес изучить, какое влияние этот переход оказывает на рассеяние нейтронов и, в частности, на эффект маятниковых полос.

В работе использовали кристалл гематита, выращенный методом «из раствора в расплаве» в Симферопольском государственном университете. Кристалл представлял собой пластинку с плоскостью (111), поперечными размерами $\approx 5 \times 3$ мм, толщиной ≈ 14 мкм, разнотолщенностью ± 2 мкм, полем магнитного насыщения при комнатной температуре ≈ 10 Э. Эксперименты проводили при длине волны $\lambda = 2.4$ Å на нейтронном дифрактометре МОНД, установленном на исследовательском реакторе ИР-8 ИАЭ им. И. В. Курчатова. Кристалл находился в магнитном поле ≈ 50 Э. Для экспериментов использовали термостат.

Исследовали зависимость интенсивности рассеяния от эффективной толщины кристалла, которую изменяли, поворачивая образец вокруг нормали к отражающей плоскости (метод наклона [5]). Для наблюдения нескольких осцилляций в этом тонком кристалле (толщина кристалла