

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА И СОБСТВЕННАЯ ЧАСТОТА КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ ТРАНСЛЯЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ 180° ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ И СЕГНЕТОЭЛАСТИКАХ

А.С.Сидоркин, Л.П.Нестеренко

Воронежский государственный университет,
394693, Воронеж, Россия
(Поступило в Редакцию 6 мая 1995 г.)

Исследован вклад в эффективную массу доменной стенки в сегнетоэлектриках, возникающий благодаря вовлечению в движение, сопровождающее ее перемещения, объема сегнетоэлектрического материала. Указанное движение вызвано пьезоэлектрическими деформациями в поле зарядов спонтанной поляризации, возникающих при перемещениях границ на поверхности сегнетоэлектрического кристалла конечных размеров. Определено влияние изменений в эффективной массе стенки на собственную частоту ее трансляционных колебаний. Эффективная масса стенки и ее собственная частота определены также для случая сегнетоэластика. Показано совпадение последней в длинноволновом пределе с резонансной частотой упругих колебаний сдвига сегнетоэластической пластины по толщине.

Одной из проблем динамики сегнетоэлектриков является определение собственной частоты трансляционных колебаний доменной структуры, при которых доменные стенки смещаются как целое параллельно самим себе. Знание собственной частоты, очевидно, является ключевым для адекватного описания высокочастотной динамики сегнетоэлектриков во внешнем поле, для выявления факторов, управляющих ею. Значение указанной частоты определяется, с одной стороны, коэффициентом квазиупругой силы K , действующей на границу, смещенную из положения равновесия, а с другой стороны, эффективной массой доменной стенки m .

До последнего времени в литературе традиционно рассматривался вклад в m , связанный с обращением параметра порядка в объеме движущейся границы [1,2]. Однако исследования динамики изгибных колебаний доменных границ в сегнетоэлектриках [3,4] показали, что гораздо больший вклад в m вносит вовлечение через пьезоэффект в движение при изгибных смещениях доменной стенки целого слоя окружающего границу. Очевидно, что и при трансляционных смещениях, в частности 180-градусных доменных границ в сегнетоэлектриках конечных размеров, тоже возникают изменения в распределении зарядов спонтанной поляризации — теперь уже на поверхности материала. Это также должно вовлекать в движение дополнительный объем сегнетоэлектрического материала, увеличивая тем самым эффективную массу доменной стенки. В случае сегнетоэластика причиной такого увеличения эффективной массы доменной стенки является различие в знаке спонтанной сдвиговой деформации в соседних доменах, изменение которого при трансляционных смещениях стенки неминуемо затрагивает весь объем материала [5-7].

Для расчета эффективной массы доменной стенки в сегнетоэлектрике со 180-градусной доменной структурой рассчитаем среднее значение кинетической энергии материала образца, связанной с вовлечением в движение за счет пьезоэффекта составляющих его элементов среды. Ограничимся здесь случаем предельных колебаний доменной структуры, при котором в любой момент времени все доменные стенки смещаются на определенные равные расстояния U . Для квазиоптической ветви колебаний, когда соседние доменные стенки смещаются навстречу друг другу, это приведет к локальному возникновению связанных зарядов равной величины и одинакового знака в местах выхода доменных границ на данную поверхность материала, перпендикулярную сегнетоэлектрической оси. В результате этого практически во всем объеме сегнетоэлектрического материала возникает электрическое поле, которое везде, за исключением тонкого приповерхностного слоя с толщиной, равной ширине домена d (чем можно пренебречь с учетом соотношения $d \ll L_x, L_z$ — размер сегнетоэлектрической пластины в направлении полярной оси) практически является однородным. На основании известных материальных соотношений его величина в приближении малых пьезодеформаций после «размазки» по всей площади поверхности сегнетоэлектрической пластины локального поверхностного заряда с линейной плотностью $\gamma = 2P_0U$, возникающего в области выхода смещенной стенки на поверхность сегнетоэлектрического образца, равна

$$E = \frac{4\pi\gamma}{\varepsilon_c d} = \frac{4\pi}{\varepsilon_c} 2P_0 \frac{U}{d}, \quad (1)$$

где P_0 — спонтанная поляризация, а ε_c — диэлектрическая проницаемость монокристаллического сегнетоэлектрика в направлении полярной оси.

Это поле вызывает пьезодеформацию материала, величина которой есть

$$\tilde{u} = \frac{\beta E}{c} = \frac{8\pi P_0}{\varepsilon_c d} U, \quad (2)$$

где β — соответствующий пьезоэлектрический и c — упругий модуль материала.

Данной пьезодеформации соответствует определенное смещение точек среды, среднее значение которого с учетом связи указанных величин для простого удлинения (сокращения толщины) свободного образца, которым мы здесь и ограничимся, пренебрегая одновременным изменением его поперечных размеров, равно

$$u_3 = L_z \tilde{u} / 2. \quad (3)$$

Учитывая, что в рассматриваемом случае в движение вовлекается весь объем материала, и записывая среднюю кинетическую энергию составляющих его элементов, рассчитанную на единицу поверхности образца в направлении перпендикулярном полярной оси

$$\frac{\rho \dot{u}_3^2}{2} L_x = \frac{m_s \omega^2 U^2}{2} \quad (4)$$

(ρ — плотность материала, ω — частота соответствующих колебаний), мы можем найти эффективную массу единицы площади образца для данного направления

$$m_s = \rho \frac{(4\pi)^2 P_0^2 L_z^2 L_x \beta^2}{\varepsilon_c^2 d^2 c^2}. \quad (5)$$

Так как эта масса распределена между L_x/d доменными стенками, для эффективной массы единицы площади одной стенки в нашем случае мы имеем

$$m = \frac{16\pi^2 P_0^2 \beta^2 L_z^2}{\varepsilon_c^2 \rho c^4 d}, \quad (6)$$

где c_e — скорость продольной звуковой волны.

Оценка величины m при обычных $P_0 \sim 10^4$ (здесь и далее используются единицы CGSE), $\beta \sim 10^6$, $L_x \sim 1$, $d \sim 10^{-4}$, $\varepsilon_c \sim 10^3$, $\rho \sim 5$, $c_e \sim 10^5$ дает величину $3 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$, что на много порядков величины больше обычной эффективной массы доменной стенки [1], которая связана с обращением спонтанной поляризации в области движущейся доменной стенки и которая для тех же значений входящих в нее констант, равна 10^{-11} г/см^2 .

Такое увеличение эффективной массы доменной стенки существенно понизит и частоту собственных колебаний доменных стенок. Коэффициент квазиупругой силы электростатического происхождения, действующей на смещенную стенку, найден в [8] и оказывается равным $\sim 10^{10}$. Определяя квадратный корень из его отношения к m , мы получим значение собственной частоты колебаний доменной стенки, в сегнетоэлектрике $\sim 10^{10} \text{ Hz}$ без учета пьезоэффекта и его уменьшение до $\sim 10^6 \text{ Hz}$, т.е. до мегагерцовых частот с учетом пьезоэффекта.

По тем же причинам, что и в сегнетоэлектриках, трансляционные колебания доменных границ возникают и в сегнетоэластиках. В длинноволновом пределе значений волнового вектора частоту соответствующих колебаний легко оценить минуя длинные расчеты. Подсчитаем для этого сначала увеличение упругой энергии сегнетоэластика со спонтанной сдвиговой деформацией $\varepsilon_0 = u_{12}^0$ в плоскости, параллельной плоскости контакта, связанное с равновеликим смещением доменных границ. Для контакта с абсолютно жестким материалом средняя величина сдвиговой деформации материала каждого из доменов при смещении доменных границ на величину U равна $\tilde{u} = 2\varepsilon_0 U/d$. Увеличение упругой энергии материала в этом случае, где все упругие поля сосредоточены в материале сегнетоэластика, в расчете на один домен, равно

$$F = \frac{1}{2} \mu \tilde{u}^2 V = \frac{1}{2} \mu \varepsilon_0^2 U^2 L_y L_z / d, \quad (7)$$

где μ — модуль сдвига. Деля указанное значение F на площадь доменной стенки и отделяя здесь коэффициент при $U^2/2$, мы найдем коэффициент квазиупругой силы, действующей на единицу площади смещенной доменной стенки

$$K = 4\mu \varepsilon_0^2 / d. \quad (8)$$

Учитывая, что среднее смещение элементов материала сегнетоэластика при смещении доменных границ на величину U в нашем случае есть

$$u_2 = \frac{\varepsilon_0 L_x U}{2d}, \quad (9)$$

(направление спонтанного сдвига совпадает с осью y), мы можем определить кинетическую энергию материала одного домена

$$\frac{\rho \dot{u}_2^2}{2} L_y L_z d = \frac{\rho \varepsilon_0^2 L_x^2}{2 \cdot 4d} \omega^2 U^2 L_y L_z = \frac{m \omega^2 U^2}{2} L_y L_z. \quad (10)$$

Отсюда эффективная масса единицы площади доменной стенки есть

$$m = \frac{\rho \varepsilon_0^2 L_x^2}{4d}. \quad (11)$$

С учетом (8) и (11) частота колебаний доменных границ сегнетоэластика в оптической ветви при значении волнового вектора $k = 0$ есть

$$\omega(k = 0) = \sqrt{\frac{K}{m}} = \frac{\pi}{L_x} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (12)$$

Как и следовало ожидать, она не зависит от величины спонтанной деформации и совпадает с резонансной частотой упругих колебаний сдвига сегнетоэластической пластины по толщине [9].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-04548-а).

Список литературы

- [1] Санников Д.Г. Изв. АН СССР. Сер. физ. **28**, 4, 703 (1964).
- [2] Collins M.A., Blumen A., Currie J.F., Ross J. Phys. Rev. **B19**, 7, 3630 (1979).
- [3] Нечаев В.Н., Рошупкин А.М. ФТТ **30**, 6, 1908 (1988).
- [4] Ларинский Б.М., Сидоркин А.С., Косцов А.М. Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**, 3, 583 (1991).
- [5] Varsch G.R., Horovitz B., Krumhansl J.A. Phys. Rev. Lett. **59**, 1251 (1987).
- [6] Ларинский Б.М., Сидоркин А.С. ФТТ **31**, 12, 28 (1989).
- [7] Arlt G., Pertsev N.A. J. Appl. Phys. **70**, 4, 2283 (1991).
- [8] Федосов В.Н., Сидоркин А.С. ФТТ **18**, 6, 1632 (1976).
- [9] Зеленка И. Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах. М. (1990). 584 с.