делялись здесь по особенностям температурных зависимостей двупреломления: излому при T_i и скачку при T_c. Измерения проводились в режиме медленного нагревания со скоростью 0.1 К/мин при воздействии механического напряжения σ_b. Наклон линии фазовых переходов, отделяющих сегнетоэластическую фазу от Н фазы остается постоянным и равным $1.97 \cdot 10^6$ Н/м^2 вплоть до $\sigma_b = 1.3 \cdot 10^7$ Н/м^2, выше которого он начинает уменьшаться, стремясь к насыщению. Скачок двупреломления при Н—С-переходе уменьшается с увеличением σ_b, становясь равным нулю в точке ($T_М = 238.8$ K, $\sigma_b^М = 1.37 \cdot 10^7$ Н/м^2). В этой точке род фазового перехода изменяется от 1-го рода ко 2-му. Линия фазовых переходов 2-го рода — исходная Н фаза при малых σ_b перпендикулярна оси температур. Двигаясь по фазовой диаграмме от T_c вверх, при $T > T_М$ снова появляется линия фазовых переходов 1-го рода, близких ко 2-му. В трикритической точке ($T_{tr} = 244.8$ K, $\sigma_b^{tr} = 1.19 \cdot 10^7$ Н/м^2) линии фазовых переходов 1-го и 2-го родов сливаются.

Таким образом, на фазовой (T, σ) диаграмме кристалла Cs_2HgBr_4 существуют две трикритические точки, в которых происходит изменение рода фазового перехода. В области выше ($T_М$, $\sigma_b^М$) разница между исходной и С фазами отсутствует. Отметим, что внешний вид построенной (T, σ) диаграммы в кристалле Cs_2HgBr_4 подобен диаграмме температура—электрическое поле собственного сегнетоэлектрика $SC(ND_2)_2$ [5].

Проведенные исследования указывают на высокую чувствительность несоразмерных сегнетоэластиков к внешнему механическому напряжению.

Литература

[1] *Санников Д. Г.* ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 616—618.
[2] *Головко В. А., Санников Д. Г.* ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3419—3424.
[3] *Moudden A. H., Svenson E. C., Shirane G.* Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 49, N 8, p. 557—560.
[4] *Durand D., Denoyer F., Currat R., Vettier C.* Phys. Rev. B, 1984, vol. 30, N 2, p. 1112—1114.
[5] *Jamet J. P.* J. Phys. Lett., 1981, vol. 42, p. L123—L125.
[6] *Qui S. L., Dutta M., Cummins H. Z., Wicksted J. P., Shapiro S. M.* Phys. Rev. B, 1986, vol. 34, N 11, p. 7901—7910.
[7] *Plesko S., Dvorak V., Kind R., Treindl A.* Ferroelectrics, 1981, vol. 36, p. 331—334.
[8] *Петров В. В., Халахан А. Ю., Богданова А. В., Шанойло С. М., Пицюга В. Г., Жмыхов Г. В.* Физ. электроника (Львов), 1986, № 32, с. 24—27.
[9] *Семин Г. К., Алымов И. М., Бурбело В. М., Пахомов В. И., Федоров П. М.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, № 10, с. 2095—2100.

Львовский государственный
университет им. И. Франко
Львов

Поступило в Редакцию
14 октября 1987 г.
В окончательной редакции
11 февраля 1988 г.

УДК 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

О ДИНАМИКЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ И ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В. Н. Нечаев, А. М. Рощупкин

Изгибные колебания доменных границ в сегнетоэлектриках и сегнетоэластиках изучались в [1, 2], основные результаты которых позднее были повторены в [3]. Исследование колебаний доменных границ в сегнетоэлектриках [1, 3] и ферромагнетиках [4] основывалось на феноменологической «мембранной» модели движения доменной границы. Однако при этом, как показано ниже, недостаточно корректно был проведен учет влияния электрических $\mathbf{E}$ и магнитных $\mathbf{H}$ полей на изгибные колебания границ.

Будем исходить из условия равновесия доменной границы

$$\{\mathbf{E}\}[\mathbf{P}_s] + \{\mathbf{H}\}[\mathbf{M}_s] = 0, \tag{1}$$

где $\mathbf{P}_s$ — вектор спонтанной поляризации, $\mathbf{M}_s$ — вектор спонтанной намагниченности, которое, как нетрудно показать, следуя [2], остается справедливым для динамического случая. Здесь введены обозначения $\{a\} = \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$, $[a] = a_2 - a_1$, а индексы 1 и 2 означают принадлежность соответствующей величины домену 1 или 2.

Для исследования изгибных колебаний доменных границ в сегнетоэлектриках необходимо решить уравнение (1) совместно с уравнениями теории упругости и электростатики, определяющими электромагнитные поля, индуцируемые при движении доменной границы и имеющими в Фурье-представлении вид

$$(\rho_0\omega^2\delta_{il} - \lambda_{iklm}k_k k_m)\, u_l + i\beta_{l,\,ik}k_k E_l = 0, \tag{2}$$

$$[\mathbf{k}\times\mathbf{E}] = 0, \quad i\varepsilon_{ik}k_i E_k + 4\pi\beta_{i,\,kl}k_i k_l u_k = 4\pi\rho(\mathbf{k},\ \omega), \tag{3}$$

где $\mathbf{u}$ — вектор полного геометрического смещения точек среды, λ_{iklm} — тензор упругих модулей кристалла, $\beta_{i,kl}$ — тензор пьезоэлектрических коэффициентов, ε_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости зажатого кристалла, ρ_0 — плотность вещества кристалла, $\rho(\mathbf{k},\ \omega)$ — Фурье-компонента плотности заряда ρ, локализованного на границе. В системе координат, где сегнетоактивная ось совпадает с осью OX, а равновесное положение 180°-й доменной границы с плоскостью XOY в линейном приближении по смещению $\xi = \xi(x,\ y,\ t)$ доменной границы $\rho(\mathbf{k},\ \omega) = -2iP_s k_x \xi(k_x,\ k_y,\ \omega)$. Определяя из системы уравнений (2), (3) электрическое поле $\mathbf{E}$ и подставляя его в (1), получаем уравнение колебаний доменной границы, которое в длинноволновом приближении имеет вид,

$$-\omega^2 m(\mathbf{k})\,\xi + c(\mathbf{k})\,k^2\xi = 0, \tag{4}$$

где $m(\mathbf{k})$ и $c(\mathbf{k})$ — соответственно эффективная масса и эффективная жесткость доменной границы. Предполагая кубическую симметрию у тензоров ε_{ik}, $\beta_{i,kl}$ и изотропность упругих свойств, в результате не сложных, но достаточно громоздких расчетов, имеем

$$\left.\begin{aligned}
m &= m_1 + m_2 + m_3, \quad m_1 = \frac{4\pi^2 P_s^2}{\rho_0 c_t^4 \varepsilon_\perp^2}\,\frac{\gamma_2\beta_2^2}{k_\perp (k_\perp + k'_\perp)^4}\,k_x^4,\\
m_2 &= \frac{4\pi^2 P_s^2}{\rho_0 c_t^4 \varepsilon_\perp^2}\,k_x^4\,\frac{\gamma_1(\beta_1^2 + \beta_2^2)\,k_x^2 k_y^2 + \gamma_2(\beta_1 k_x^2 + \beta^2 k_y^2)^2}{{k'_\perp}^3 k_\perp^5 (k_\perp + k'_\perp)^4}\times\\
&\quad\times\left(4k_\perp^3 + 16k_\perp^2 k'_\perp + 12k_\perp {k'_\perp}^2 + 3{k'_\perp}^3\right),\\
m_3 &= \frac{4\pi^2 P_s^2}{\rho_0 c_t^4 \varepsilon_\perp^2}\,k_x^4\,\frac{[\gamma_1(\beta_1 + \beta_2)^2 k_x^2 + 2\gamma_2\beta_2(\beta_1 k_x^2 + \beta_2 k_y^2)]\,(4k_\perp + k'_\perp)}{k'_\perp k_\perp^3 (k_\perp + k'_\perp)^4},
\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$c = 8\pi P_s^2 k_x^2 / k_\perp^2 \varepsilon_\perp \sqrt{\frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp}k_x^2 + k_y^2}\,. \tag{6}$$

Здесь c_t, c_l — скорость распространения соответственно поперечных и продольных упругих волн и введены обозначения: $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, ${k'_\perp}^2 = \frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp}k_x^2 + k_y^2$, $\gamma_1 = (c_t^2 + 2c_l^2)/c_l^2$, $\gamma_2 = c_t^2(c_l^2 + 2c_t^2)/c_l^4$.

Согласно (5), (6), как эффективная масса $m(\mathbf{k}) \backsim 1/k$, так и эффективная жесткость $c(\mathbf{k}) \backsim 1/k$ доменных границ являются сильно нелокальными величинами. Эффективная масса $m(\mathbf{k})$ доменной границы обусловлена запаздыванием электрического поля, связанным через пьезоэффект с инерцией среды, а эффективная жесткость $c(\mathbf{k})$ доменной границы имеет электростатическую природу. К полученным здесь массе $m(\mathbf{k})$ и жесткости $c(\mathbf{k})$ необходимо, строго говоря, добавить локальную массу m_l и локальную жесткость c_l, поскольку в рамках проводимого исследования не учитывалась микроструктура доменных границ. Указанная проблема аналогична проблеме ядра в теории дислокаций, причем влияние ядра на динамику дислокаций также описывается феноменологически. Используя численные значения параметров, легко убедиться в том, что учет локальной массы необходим лишь в небольшом интервале направлений распространения волн вблизи оси OY, причем этот интервал быстро сужается с уменьшением k. Вклад сил поверхностного натяжения в формирование спектра изгибных колебаний доменной границы пренебрежимо мал в области применимости теории $kl \ll 1$. Исключение составляет лишь особое направление $k_x=0$. Закон дисперсии изгибных колебаний доменных границ имеет такой же вид $\omega \backsim k$, как в случае объемных акустических колебаний кристалла с резкой анизотропией скорости волны в зависимости от ее направления распространения.

Аналогичный эффект, связанный с влиянием инерции среды на колебания доменных границ, не учтен в [4] при исследовании изгибных колебаний границ в ферромагнетиках. Решая совместно уравнение (1), уравнения магнитостатики и динамическое уравнение теории упругости, нетрудно показать, что колебания доменных границ в ферромагнетиках описываются уравнением (4), где $m(\mathbf{k}) \backsim 1/k$, $c(\mathbf{k}) \backsim 1/k$, так же как в случае сегнетоэлектриков. Численные оценки нелокальной массы, обусловленной запаздыванием магнитного поля, связанным через магнитоупругую связь с инерцией среды, для разных материалов дают: $m \backsim \frac{1}{k}(10^{-10}-10^{-6})$ г/см^2, в то время как локальная масса имеет порядок $m_l \backsim (10^{-11}-10^{-10})$ г/см^2. Таким образом, для длинноволновых колебаний в отличие от [4] будет выполняться соотношение $\omega \backsim k$. Указанные особенности спектра изгибных колебаний в первую очередь должны проявляться в экспериментах по исследованию диэлектрической и магнитной проницаемостей, по взаимодействию границ с ультразвуком, в частности в процессах генерации ультразвука доменными границами и т. д.

Литература

[1] *Лайхтман Б. Д.* ФТТ, 1973, т. 15, № 1, с. 93—102.
[2] *Косилов А. Т., Перевозников А. М., Рощупкин А. М.* Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 10, с. 36—50; *Косилов А. Т., Перевозников А. М., Рощупкин А. М.* Динамика дислокаций и когерентных межфазных границ в кристаллах. Воронеж: ротапринт ВПИ, 1984. 93 с.
[3] *Даринский Б. М., Сидоркин А. С.* ФТТ, 1987, т. 29, № 1, с. 3—8.
[4] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Воронежский политехнический институт
Воронеж

Поступило в Редакцию
11 февраля 1988 г.

УДК 538.913

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ β-Si_3N_4

Ю. Н. Волгин, В. В. Баптизманский, Ю. И. Уханов, Б. В. Черновец

Нитрид кремния привлекает внимание специалистов различных областей. Исследуется структура [1-5], изучаются оптические свойства [6-11]. В настоящее время принято, что нитрид кремния существует в виде двух полиморфных модификаций и в аморфном состоянии. Авторы всех струк-