

01;03;05;11;12

## Деформация сегнетоэлектрической смектической пленки в электрическом поле

© В.П. Романов,<sup>1</sup> С.В. Ульянов<sup>2</sup><sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
198904 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский торгово-экономический институт,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: v.romanov@pobox.spbu.ru

(Поступило в Редакцию 30 марта 2004 г.)

Проведен анализ различных механизмов статической деформации свободно подвешенной пленки сегнетоэлектрического смектика  $C^*$  во внешнем поперечном электрическом поле. В рамках вариационного подхода получено уравнение, описывающее форму пленки, где учитывается взаимодействие внешнего поля с вектором поляризации и с поверхностными зарядами. Показано, что эффект деформации пленки имеет пороговый характер, что согласуется с экспериментальными данными.

Жидкие кристаллы обладают целым рядом необычных физических свойств, которые обусловлены тем, что они занимают промежуточное положение между изотропными вязкими жидкостями и кристаллическими твердыми телами [1,2]. Важный класс составляют смектические жидкие кристаллы, в которых имеется упорядоченность не только в ориентациях, но и в расположении центров масс молекул, которые образуют структуру, состоящую из плоских слоев. В зависимости от направления преимущественной ориентации молекул, задаваемой единичным вектором директором  $\mathbf{n}$ , выделяют смектики  $A$ , в которых директор направлен по нормали к плоскостям слоя  $N$ , и смектики  $C$ , в которых вектор  $\mathbf{n}$  наклонен под некоторым углом  $\theta$  по отношению к нормали к слою. Если в смектиках  $C$  при переходе от слоя к слою директор  $\mathbf{n}$  поворачивается при сохранении угла  $\theta$ , то образуется смектик  $C^*$  [3].

Смектические жидкие кристаллы обладают способностью образовывать стабильные пленки макроскопических размеров, содержащие от двух до тысяч слоев [3–5]. Эти пленки могут быть как свободно подвешенными в жесткой рамке, так и закрепленными на подложке. Изучение физических свойств тонких смектических пленок, особенно свободно подвешенных, представляет особый интерес, поскольку при этом, с одной стороны, возникает уникальная возможность исследовать двумерную систему, что не удается реализовать ни для каких других физических систем, а с другой стороны, это обусловлено широким практическим применением жидких кристаллов, особенно в системах отображения информации, причем в приложениях тонкие пленки занимают существенное место.

На равновесные и динамические свойства тонких пленок заметное влияние оказывают внешние поля. Особый интерес представляет исследование сегнетоэлектрических смектиков  $C^*$  [2,6,7], обладающих постоянным дипольным моментом, поскольку они особенно чувствительны к воздействию внешних электрических

полей. Поведение свободно подвешенных сегнетоэлектрических смектических пленок в электрическом поле интенсивно исследуется экспериментально и теоретически [8–12]. Было обнаружено, что приложение переменного электрического поля в разных геометриях приводит к электромеханическому эффекту, состоящему в возбуждении механических колебаний пленок. Экспериментально исследовались спектры собственных колебаний и зависимость амплитуды колебаний от приложенного внешнего поля, размеров пленок и внешних условий.

При теоретическом анализе этих эффектов возникает целый ряд вопросов, которые до сих пор детально не обсуждались. Прежде всего это касается возбуждения поперечных колебаний пленки в электрическом поле, направленном вдоль поверхности пленки. Проблема заключается в том, что взаимодействие внешнего поля с вектором спонтанной поляризации влияет только на ориентацию директора. До настоящего времени нет удовлетворительного количественного описания деформации пленки, возникающей под влиянием внешнего электрического поля. Попытка качественного объяснения электромеханического эффекта была сделана Якли [8], который связал переориентацию директора во внешнем поле с вязкими напряжениями, возникающими в так называемых индуцированных обратных потоках.

В работе [11] было обнаружено, что в постоянном поперечном электрическом поле пленка начинает выгибаться, причем ее форма не является сферической. Этот эффект аналогичен эффекту Фредерикса [1,2] и имеет пороговый характер, т.е. пленка начинает деформироваться, только если напряженность электрического поля превышает некоторое критическое значение.

Настоящая работа посвящена анализу возможных механизмов статической деформации пленки во внешнем однородном электрическом поле, направленном поперек пленки. Показано, что в рамках достаточно общего подхода удастся объяснить происхождение переменной

кривизны деформированной пленки и рассчитать значение порогового поля.

Рассмотрим свободно подвешенную тонкую пленку сегнетоэлектрического смектика  $C^*$ , помещенную в однородное внешнее электрическое поле, направленное перпендикулярно поверхности пленки. Свободная энергия деформации пленки  $F$  складывается из энергии Франка, обусловленной неоднородностью распределения директора, упругой энергии, связанной с деформацией пленки, и энергии взаимодействия внешнего электрического поля с вектором спонтанной поляризации и с поверхностным зарядом, возникающим на пленке при наличии объемных зарядов вокруг нее. В результате имеем [2,3,5]

$$F = \int d\mathbf{r}_\perp \left\{ \frac{1}{2} K_s (\nabla_\perp \mathbf{c})^2 + \frac{1}{2} K_b (\nabla_\perp \times \mathbf{c})^2 + \frac{1}{2} K_e (\Delta_\perp u)^2 + \alpha (\nabla_\perp u)^2 - \mathbf{P}_0 \mathbf{E} - \sigma u E \right\}. \quad (1)$$

Здесь предполагается, что толщина пленки  $L$  мала настолько, что можно не учитывать внутреннюю структуру пленки и пренебречь поворотом директора от слоя к слою. В формуле (1) использованы следующие обозначения:

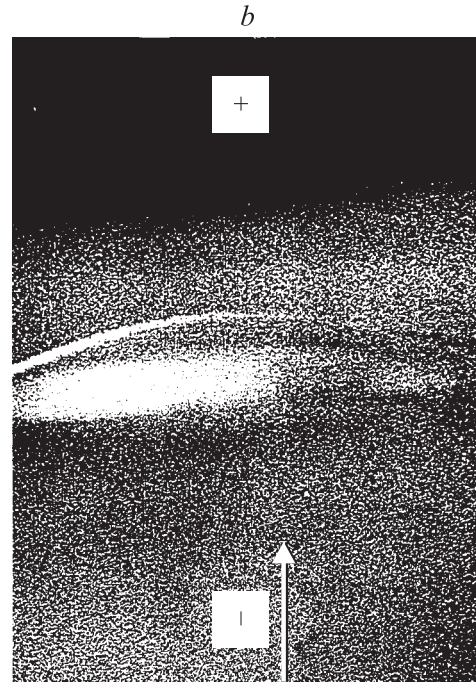
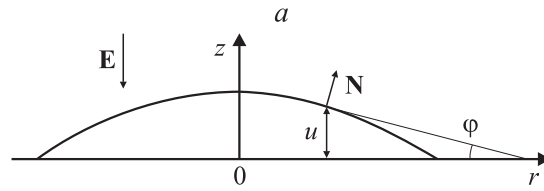
$$K_s = LK_{11} \sin^2 \theta,$$

$$K_b = L\bar{K} = L(K_{22} \sin^2 \theta \cos^2 \theta + K_{33} \sin^4 \theta), \quad (2)$$

где  $K_{ii}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — модули Франка;  $\mathbf{c}$  — единичный вектор, направленный вдоль проекции директора на плоскость пленки, называемый  $\mathbf{c}$  — директором [3];  $u$  — смещение пленки вдоль оси  $z$ , направленной перпендикулярно поверхности недеформированной пленки, которая расположена в плоскости  $xy$ ;  $K_e = LK$ , где  $K$  — упругий модуль изгиба пленки;  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\mathbf{P}_0 = P_0 \mathbf{N} \times \mathbf{c}$  — дипольный момент единицы поверхности пленки;  $P_0$  — его абсолютная величина;  $\mathbf{E}$  — напряженность внешнего электрического поля;  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда на пленке; вектор  $\mathbf{P}_0$  связан с вектором поляризации  $\mathbf{P}$  соотношением  $\mathbf{P}_0 = L\mathbf{P}$ .

При отсутствии внешнего электрического поля свободная энергия деформации принимает равное нулю минимальное значение в плоской пленке с однородно ориентированным директором. Во внешнем электрическом поле форма пленки и распределение директора будут изменяться в том случае, если это приведет к понижению энергии деформации.

Будем рассматривать пленку, закрепленную на круглом отверстии радиуса  $R$ . В силу аксиальной симметрии рассматриваемой задачи можно заключить, что величина  $|\mathbf{P}_0 \mathbf{E}|$  максимальна, если проекция вектора  $\mathbf{P}_0$  на плоскость  $xy$  направлена по радиусу отверстия, занятого пленкой. В этом случае  $s$ -директор ориентирован по касательным к концентрическим окружностям, имеющим центры на оси  $z$ , при этом в центре пленки имеется



Взаимное расположение вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ , смещения пленки  $u$  и системы координат  $(a)$  и профиль пленки сегнетоэлектрического смектика  $C^*$  в постоянном внешнем электрическом поле, наблюдавшийся в работе [11]  $(b)$ .

дисклинация, радиус ядра которой  $a$  имеет величину порядка молекулярного размера [3,13].

Дальнейший анализ удобно провести в цилиндрической системе координат. Для свободной энергии деформации имеем

$$F = 2\pi \int_a^R r dr \left\{ \frac{1}{2} K_b \frac{1}{r^2} + \frac{1}{2} K_e (\Delta_\perp u)^2 + \alpha \left( \frac{du}{dr} \right)^2 + P_0 E \frac{du}{dr} - \sigma u E \right\}. \quad (3)$$

Здесь учтено, что при малых деформациях пленки и соответственно при малых углах  $\varphi$ , показанных на рисунке,  $a$ , выполняются соотношения

$$-\mathbf{P}_0 \mathbf{E} = -P_0 E \sin \varphi \approx -P_0 E \operatorname{tg} \varphi \approx P_0 E \frac{du}{dr}.$$

Учитывая, что в тонких пленках  $K_e \sim 10^{-(10-11)}$  erg,  $\alpha \sim 30$  erg/cm<sup>2</sup>, а характерный масштаб, на котором заметно меняется форма пленки, имеет порядок

$R \sim 0.1$  см, в формуле (3) можно пренебречь слагаемым  $(1/2)K_e(\Delta_\perp u)^2$  по сравнению с  $\alpha(du/dr)^2$ . Кроме того, мы пренебрегли вкладом в свободную энергию от ядра дисклинации, поскольку он пропорционален  $a^2$  и поэтому много меньше учетного вклада, связанного с ориентационной упругостью [3,13],

Для нахождения формы пленки во внешнем поле минимизируем свободную энергию деформации (3) с учетом закрепленности пленки на краях отверстия. В результате получаем уравнение Эйлера–Лагранжа

$$ru'' + u' + \frac{P_0 E}{2\alpha} + \frac{\sigma E}{2\alpha} r = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} u(r=R) &= 0, \\ u'(r=a) + \frac{P_0 E}{2\alpha} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Интегрируя уравнение (4), имеем

$$u = \frac{P_0 E}{2\alpha} (R-r) + \frac{\sigma E}{8\alpha} (R^2 - r^2) + \frac{a^2 \sigma E}{4\alpha} \ln \frac{r}{R}. \quad (6)$$

На рисунке,  $b$  воспроизведен профиль деформированной пленки, полученной в работе [11]. Видно, что на краях пленки ее профиль близок к линейному и радиус кривизны убывает к центру пленки. Этот профиль хорошо описывается выражением (6).

Подставляя (6) в выражение (3), находим свободную энергию деформированной пленки. Учитывая, что выполнено условие  $a \ll R$ , имеем

$$F = \pi K_b \ln \frac{R}{a} - \frac{\pi E^2 R^2}{2\alpha} \left( \frac{1}{2} P_0^2 + \frac{1}{3} \sigma P_0 R + \frac{1}{16} \sigma^2 R^2 \right). \quad (7)$$

Формула (7) предсказывает существование порогового значения внешнего поля, при превышении которого свободная энергия деформации становится отрицательной и деформированное состояние пленки становится энергетически более выгодным, чем плоское. Для критического значения поля находим

$$E_{cr} = \frac{2}{R} \sqrt{\frac{\bar{K} L \alpha \ln \frac{R}{a}}{P^2 L^2 + \frac{2}{3} \sigma R P L + \frac{1}{8} \sigma^2 R^2}}. \quad (8)$$

Из этой формулы видно, что если существенно взаимодействие внешнего поля как с поверхностными зарядами, так и с вектором поляризации, то зависимость критического поля от толщины  $L$  и линейных размеров пленки  $R$  имеет достаточно сложный характер. В предельных случаях нейтральной системы  $\sigma = 0$  имеем

$$E_{cr} = \frac{2}{RP} \sqrt{\frac{\bar{K} \alpha \ln \frac{R}{a}}{L}}, \quad (9)$$

а в случае, когда роль поверхностных зарядов является определяющей,

$$E_{cr} = \frac{4\sqrt{2}}{\sigma R^2} \sqrt{\bar{K} L \alpha \ln \frac{R}{a}}. \quad (10)$$

Обратим внимание, что в этих предельных случаях существенно различная зависимость критического поля от геометрических размеров пленки.

В экспериментах по исследованию сегнетоэлектрических пленок в поле коронного заряда [11] был обнаружен рост критического поля с толщиной пленки, близкий к корневому. Это согласуется с формулой (10) и с выводами авторов работы [11], что в данном эксперименте деформация пленки была обусловлена взаимодействием внешнего поля с поверхностными зарядами на пленке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16173, 02-02-16577).

## Список литературы

- [1] *Де Жен П.Ж.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [2] *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
- [3] *De Gennes P.G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 597 p.
- [4] *De Jeu W.H., Ostrovskii B.I., Shalaginov A.N.* // Rev. Mod. Phys. 2003. Vol. 75. P. 181–235.
- [5] *Романов В.П., Ульянов С.В.* // УФН. 2003. Т. 173. С. 941–963.
- [6] *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [7] *Струков Б.А., Леванюк А.П.* Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1995. 304 с.
- [8] *Jakli A., Bata L., Buka A.* et al. // Ferroelectrics 1986. Vol. 69. P. 153–163.
- [9] *Yablonskii S.V., Oue T., Nambu H.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. N 1. P. 64–66.
- [10] *Яблонский С.В., Михайлов А.С., Накано К.* и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 1 (7). С. 109–118.
- [11] *Yoshino K., Yablonskii S.V., Kyokane J.* et al. // Jap. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 42. N 3. P. 1338–1340.
- [12] *Yablonskii S.V., Nakano K., Ozaki M.* et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94. N 8. P. 5206–5209.
- [13] *Chaikin P.M., Lubensky T.C.* Principles of Condensed Matter Physics. Cambridge, 1995. 699 p.