

- [3] H i d a k a Y. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 121-123.
- [4] S c h u l t z L., G i e s s E.A., H o d s o n R.T. S e d g w i c k T.O. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 5902-5905.
- [5] A n d o K. at al. // J. of Magnet. Magnet. Materials. 1983. V. 35. P. 350-352.
- [6] К р и н ч и к Г.К., Ш т а й н А.В., Ч е п у р о в а Е.Е. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6 (12). С. 2014-2023.
- [7] G r o s s l e y W.A, C o o p e r R.W., P a g e I.L., V a n S t a p e l e R.P. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 2. P. 897-904.

Институт проблем управления  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
19 июля 1988 г.  
В окончательной редакции  
10 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5  
01; 03

12 марта 1989 г.

## ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ТОНКИХ СЛОЯХ НЕМАТИКА

О.Д. Л а в р е н т о в и ч, В.М. П е р г а м е н ш и к В.М.

В настоящей работе впервые обнаружено, что в равновесном состоянии тонкого слоя нематического жидкого кристалла в отсутствие внешних полей, но при вырожденной и различной ориентации молекул на нижней и верхней поверхностях, распределение директора периодически в плоскости слоя (рис. 1, а, б).

Указанные выше гибридные граничные условия на опыте задавались нанесением нематика (ЖК-440; 4-метоксифенилиден-4'-бутиланилин или пентилцианбифенил) на поверхность глицерина или  $\alpha, \omega$ -акрил-бил-(пропилгликоль)-2,4-толуилдендиоритана (АПГТ); верхняя поверхность оставалась свободной. Для всех комбинаций нематических веществ и подложек ось легкого ориентирования молекул нематика касательна к поверхности подложки и почти нормальна к свободной поверхности. На обеих поверхностях граничные условия вырождены: ось легкого ориентирования может вращаться относительно нормали к слою. Градиенты температуры отсутствовали.

Пленка нематика толщиной  $h$  менее 1 мкм в описанных условиях при наблюдении в поляризационный микроскоп обнаруживает доменные структуры в виде чередующихся темных и светлых полос (рис. 1, а, б). Модуляция интенсивности света вызвана искривлениями директора в горизонтальной плоскости. Последнее подтверж-

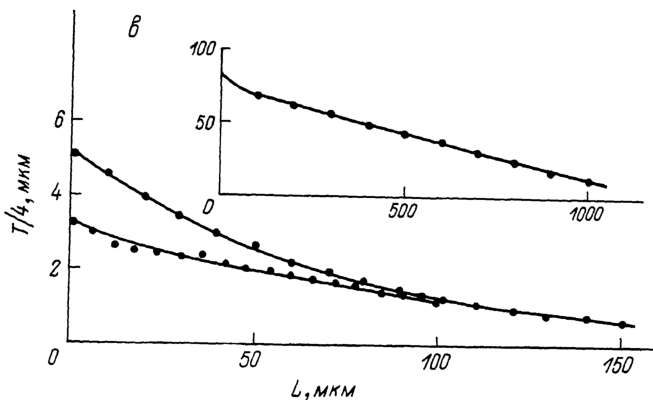
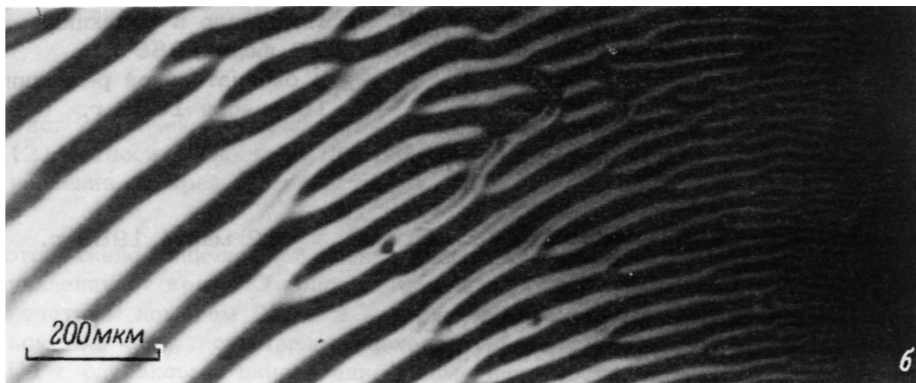
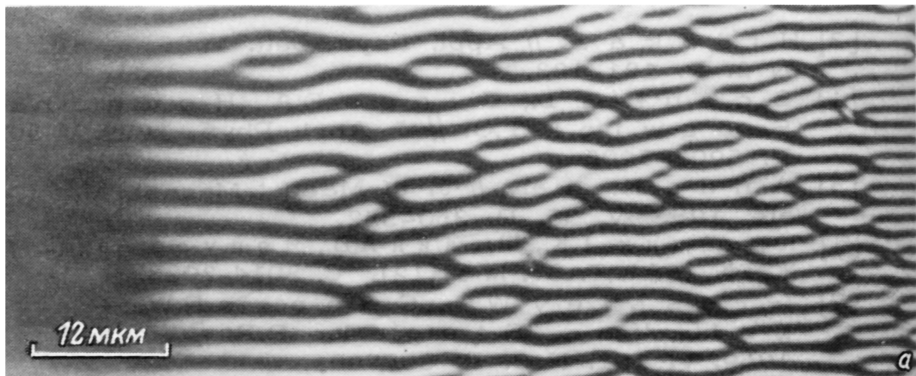


Рис. 1. Периодические структуры в гибридно ориентированных слоях нематика переменной толщины (край плоской капли жидкого кристалла на подложке): пентилцианбифенил на поверхности глицерина (а), ЖК-440 на поверхности АПГТ (б); в – типичные зависимости периода доменных структур пентилцианбифенила на глицерине от расстояния  $L$ ;  $L$  отсчитывается в плоскости слоя от центра к краю пленки нематика. За начало отсчета  $L$  выбран край доменной структуры, т. е.  $L \sim (h_c - h)$ . На вставке – то же для ЖК-440 на поверхности АПГТ.

дается тем, что при вращении образца темные и светлые полосы сменяют друг друга. Ширина доменов уменьшается с уменьшением толщины слоя практически линейно (рис. 1, в).

Способность образовывать пространственно-периодические структуры либо из-за специфики межмолекулярного взаимодействия (холестерики, смектики), либо под воздействием внешних ориентирующих факторов (электромагнитное поле, градиенты температуры) является одним из важнейших свойств жидких кристаллов. В данной работе структура обнаружена в трансляционно симметричной фазе в отсутствие внешних полей, но при неодинаковых граничных условиях на поверхности слоя. Ранее считалось [1, 2], что при таких условиях в равновесном состоянии директор деформирован лишь в одной плоскости, нормальной к слою. Оказывается, такое „однородное“ состояние (ОС) гидридно ориентированного нематика (ГОН) может быть неустойчиво относительно деформаций и в плоскости слоя: ниже показано, что из-за малости упругой константы кручения  $K_2$  ( $K_2 \approx 0.4 K_3$ ,  $K_1 \approx K_3$  для пентилцианбифенила) при достаточно сильных вертикальных деформациях в слое выгодно возникновение твиста. Аналогична причина образования периодических структур при эффекте Фредерикса [3].

Достаточным условием неустойчивости ОС ГОН является существование таких малых деформаций  $\delta \vec{n}$  директора ОС  $\vec{n}$ , что вторая вариация  $\delta^2 F\{\vec{n}, \delta \vec{n}\}$  свободной энергии отрицательна. Критические параметры неустойчивости (фазового перехода) определяются

$$\text{из условия } \min_{\delta \vec{n}} \delta^2 F\{\vec{n}, \delta \vec{n}\} = 0.$$

Воспользуемся приближением  $K_1 = K_3 = K$ , а  $K_2/K = t$  произвольно. Пусть ось  $z$  направлена нормально к слою, оси  $x$  и  $y$  - вдоль и поперек доменов соответственно. В ОС директор  $\vec{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ ;  $\varphi = 0$ ,  $\theta(z) = \Delta \theta z / h + \theta_1$ , где  $\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1$ , а  $\theta_1 = \theta(0)$  и  $\theta_2 = \theta(h)$  - углы между  $\vec{n}$  и нормалью к нижней (1) и верхней (2) поверхностям слоя. Объемная  $F_V$  и поверхностная  $F_S$  части свободной энергии  $F = F_V + F_S$  на единицу длины доменов равны

$$F_V = \frac{K}{2} \int dy dz \left[ (\text{div} \vec{n})^2 - (1-t)(\vec{n} \text{rot} \vec{n})^2 + (\text{rot} \vec{n})^2 \right], \quad (1)$$

$$F_S = \frac{1}{2} \int dy \left[ W_1 \sin^2(\theta_1 - \bar{\theta}_1) + W_2 \sin^2(\theta_2 - \bar{\theta}_2) \right], \quad (2)$$

где  $W_i$  - энергия сцепления,  $\bar{\theta}_i$  - угол между осью легкого ориентирования и нормалью к поверхности,  $i = 1, 2$ .

Полагая  $\partial/\partial x = 0$ ,  $\delta \theta = \psi$ ,  $\delta \varphi = \varphi$ ,  $A_{x_\alpha} = \partial A / \partial x_\alpha$ ,  $\Delta = 1 - t$ , находим:

$$\begin{aligned} \delta^2 F_V = \delta^2 F_{VV} + \delta^2 F_{VS} = K \int dy dz \left\{ t \psi_y^2 + \sin^2 \theta (1 - \Delta \sin^2 \theta) \varphi_x^2 + \varphi_z^2 - \right. \\ \left. - 2 \Delta \sin^2 \theta \psi_y \varphi_z + \sin^2 \theta \varphi_y^2 \right\} + 2 \int dy \left[ (\sin^2 \theta \psi_y \varphi) \Big|_2 - (\sin^2 \theta \psi_y \varphi) \Big|_1 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

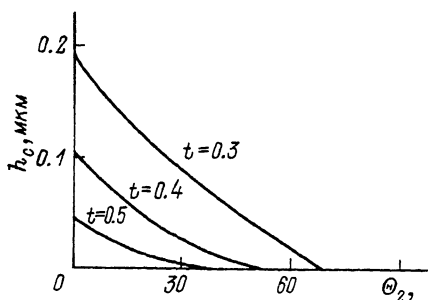


Рис. 2. Зависимость критической толщины  $h_c$  слоя ГОН от угла  $\theta_2$  между директором и нормалью к свободной поверхности для различных  $t = \kappa_2/\kappa_1$  при  $\theta_1 = \pi/2$ . При  $h < h_c$  состояние, однородное в плоскости слоя, неустойчиво относительно деформаций в этой плоскости.

Здесь второй интеграл  $\int S^2 F_{V3}$  является поверхностным и происходит от поверхностных членов в  $F_V$ , которые в сумме  $(div \vec{n})^2 + (rot \vec{n})^2$  обычно опускаются в одноконстантном приближении [4]. Подчеркнем, что без них  $F_V$  не является положительно определенной.

Найдем  $\min S^2 F_{VV}$  на чистом твисте:  $\psi = \psi(y)$ ,  $\varphi = \varphi(z)$ . Варьируя объемную часть (3)  $S^2 F_{VV}$  по  $\psi_y$  и  $\varphi_z$ , убеждаемся, что уравнения Эйлера имеют только тривиальное решение. С целью нахождения наименьшего значения  $S^2 F_{VV}$  в отсутствие нетривиального экстремума сделаем масштабное преобразование  $\psi = \alpha \bar{\psi}$ ,  $\varphi = \beta \bar{\varphi}$ , где  $\alpha, \beta = const$ , и рассмотрим квадратичную форму

$$S^2 F_{VV} = \alpha^2 \int G_1 \bar{\psi}_y^2 dV + \beta^2 \int G_2 \bar{\varphi}_z^2 dV + \alpha\beta \int G_3 \bar{\psi}_z \bar{\varphi}_y dV, \quad (4)$$

где ядра  $G_i$  находятся из сравнения объемной части (3) с (4). Для существования ненулевых  $\alpha$  и  $\beta$ , при которых  $S^2 F_{VV} = 0$ , необходимо и достаточно, чтобы

$$\left( \int G_3 \bar{\psi}_z \bar{\varphi}_y dV \right)^2 - 4 \int G_1 \bar{\psi}_y^2 dV \cdot \int G_2 \bar{\varphi}_z^2 dV = 0. \quad (5)$$

Выражая  $\int G_3 \bar{\psi}_z \bar{\varphi}_y dV$  из (5) и подставляя его в (4), находим, что условие  $\min S^2 F_{VV} = 0$  выполнено, если

$$\sqrt{G_1} \psi_y - \sqrt{G_2} \varphi_z = 0, \quad \text{или} \quad (6)$$

$$\psi = qy, \quad \varphi_z = \sqrt{t} q \left( \sin \theta \sqrt{1 - \Delta \sin^2 \theta} \right)^{-1}, \quad q = const. \quad (7)$$

Можно сказать, что на решениях (7) в нуль обращается минимум  $S^2 F_{VV}$ , не являющийся экстремумом, а находящийся на краю области  $\psi_y = \varphi_z = 0$  пространства, элементами которого являются функции  $\psi$  и  $\varphi$ . Однако решение (7) не является гладким и требует стенок с изломами либо по  $\varphi$ , либо по  $\psi$ . Можно сгладить (7), не удаляясь значительно от края области  $\psi_y = \varphi_z = 0$ , вводя зависимость от  $y$ :

$$\psi = f \cos qy, \quad \varphi = g(z) \sin qy, \quad f = const. \quad (8)$$

Теперь (6) и (7) превращаются в

$$\sqrt{t}fg = g_z \sin \theta \sqrt{1 - \Delta \sin^2 \theta}, \quad \text{или} \quad (9)$$

$$g(z) = \frac{\sqrt{t} f x}{\Delta \theta} \ln \Lambda, \quad \Lambda(z) = (\sqrt{1 - \Delta \sin^2 \theta} + \cos \theta) (\sqrt{t} \sin \theta)^{-1} c, \quad (10)$$

где  $x = qh$ . Полученные деформации уже не являются чистым твистом из-за зависимости  $\varphi$  от  $y$ , которая необходима для предотвращения дефектов с большой энергией. Подставляя функции  $\psi$  и  $\varphi$  в  $\delta^2 F = \delta^2 F_V + \delta^2 F_S$ , получаем  $\delta^2 F$  как функцию параметров  $\rho = (\theta_1, \theta_2, t, h)$  и  $\chi: \delta^2 F = \delta^2 F(\rho, \chi)$ . Если  $\min_{\chi} \delta^2 F$  достигается при некотором  $\chi = \bar{\chi}(\rho)$ , то критические параметры находятся из уравнения  $\delta^2 F(\rho_c, \bar{\chi}(\rho_c)) = 0$ . Последнее уравнение решалось численно при  $\theta_1 = \bar{\theta}_1 = \pi/2$ ,  $\bar{\theta}_2 = 0$  и энергетических константах  $w_1 = 10^{-5}$  Дж/м<sup>2</sup>,  $w_2 = 4.5 \cdot 10^{-6}$  Дж/м<sup>2</sup>,  $K = 10^{-11}$  Н. Оказывается, при достаточно малых  $t, h$  и  $\theta_2$  однородное в плоскости слоя состояние неустойчиво: при  $t < t_c, h < h_c, \theta_2 < \theta_{2c}$  выгодна доменная структура, рис. 2. Период критических возмущений  $2\pi h_c / \bar{\chi}$  не совпадает, вообще говоря, с периодом доменов. Однако ненулевое значение  $\chi(h_c)$  при  $h_c \neq 0$  подтверждается на эксперименте; на клиновидном крае пленки ГОН граница раздела однородного и доменного состояний является резкой, а домены у этой границы имеют сразу конечный период (рис. 1). Теория позволяет объяснить все характерные особенности периодической структуры в ГОН: появление доменов при достаточно малых  $h < 1$  мкм, исчезновение доменов при очень малых  $h$ , когда  $\theta_2 > \theta_{2c}$  из-за влияния нижней границы.

Поскольку в теории эффекта ключевую роль играют деформации кручения, во избежание двусмысленностей следует подчеркнуть, что экспериментально периодические структуры наблюдались в хирально чистых нематиках; кроме того, они отличаются от аналогичных „арочных“ структур в холестериках [4] тем, что волновой вектор направлен вдоль тонкого края клинового ГОН, а не перпендикулярно ему.

Авторы признательны А.Б. Драганову за проведение численного расчета.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [2] В а r b e r o G., В а r b e r i R. // J. de Phys. 1983. V. 44. N 5. P. 609-616.
- [3] L o n b e r g F., М e y e r R.B. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 10. P. 718-721.

[4] Д е Ж е н П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.

Институт физики АН УССР,  
Киев

Поступило в Редакцию  
28 марта 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5  
07; 12

12 марта 1989 г.

## ПОЛУЧЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ГОЛОГРАММ С ПРЕДЕЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

М.Д. Л а в р е н т о в и ч, И.И. П е ш к о, А.В. С а в ч у к

В настоящее время продолжается интенсивный поиск бессеребряных сред, пригодных для голографической записи информации. В качестве таковых успешно используется ряд сильнопоглощающих тонкопленочных материалов, в частности металлические пленки [1]. Обладая весьма значительными достоинствами (дешевизна, хорошая технологичность, большой коэффициент поглощения  $\alpha$  в оптической области), они имеют довольно низкую чувствительность [2], либо не позволяют записывать голограммы с высокой эффективностью. В данном сообщении описан метод одновременного достижения максимально возможных значений чувствительности к записи и дифракционной эффективности стационарных рельефных голографических решеток при формировании их в тонких металлических пленках.

Рассмотрим, какими параметрами среды определяется чувствительность тонкого металлического слоя, нанесенного на диэлектрическую подложку. При записи рельефной голограммы материал регистрирующей среды нагревается до температуры фазового перехода (плавления, испарения) и затем удаляется с подложки в местах воздействия максимумов световой интерференционной картины. Чувствительность его тем выше, чем больше коэффициент поглощения и чем меньше энергии требуется для нагрева и удаления вещества пленки. При поглощении света в среде его интенсивность  $I$  экспоненциально уменьшается с ростом толщины, а объем нагреваемой области линейно растет. Значение поглощенной энергии  $E_a$  растет медленнее, чем величина объема. При этом чувствительность среды уменьшается при увеличении толщины пленки  $d$ , несмотря на уменьшение общей прозрачности:

$$E_a = \int_0^{\tau} \int_0^d \alpha I_0 e^{-\alpha x} dx dt = E_0 (1 - e^{-\alpha d}), \quad (1)$$