

06.3; 07

© 1992

ЭЛЕКТРООПТИКА ЗАКРУЧЕННЫХ НЕМАТИКОВ  
В РЕЖИМЕ ЭГД НЕУСТОЙЧИВОСТИ

О.А. С к а л д и н, А.П. К р е х о в

В настоящее время растет интерес к исследованиям поведения закрученных нематических жидких кристаллов (НЖК) в электрических полях. Это обусловлено, с одной стороны, возможностью использования таких слоев в различных устройствах отображения информации [1-3], а также разнообразием наблюдающихся текстур и электрооптических эффектов в закрученных жидких кристаллах [4-7]. В отличие от перехода Фредерикса [1, 4, 5], электрооптика в режиме электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости в твист-структурах НЖК до сих пор практически не изучена.

Целью данной работы является исследование электрооптических характеристик закрученных НЖК с углом твист-структуры  $0 < \varphi_T < \pi/2$  и порогов образования доменных текстур в проводящем режиме ЭГД неустойчивости.

Ячейка состояла из двух стеклянных подложек с прозрачным проводящим покрытием из  $SnO_2$ , которые натирались для обеспечения жесткой ориентации НЖК вдоль одного направления. Использовался жидкий кристалл *n*-метоксibenзилиден-*n*-бутиланилин (МБА), толщина слоя  $d = 20$  мкм. После введения в ячейку жидкого кристалла и формирования однородной планарной ориентации подложки поворачивались друг относительно друга в плоскости слоя так, что угол между осями натирания составлял необходимый угол закрутки  $\varphi_T$ . К приготовленной таким образом ячейке прикладывалось переменное напряжение  $U$  с частотой  $f = 20$  Гц. Электрооптические исследования были проведены с помощью поляризационного микроскопа „Amplival-Pol-U“ (Карл-Цейс, Йена) и спектрофотонасадки „СФН-10“ (ЛОМО, Ленинград) при температуре ячейки  $22 \pm 0,5$  °С.

В ячейке с планарной ориентацией НЖК ( $\varphi_T = 0$ ) при приложении электрического поля выше  $U_c$  наблюдаются хорошо известные домены Вильямса, направленные перпендикулярно ориентации директора в возмущенной ячейке. Мы обнаружили, что в закрученных НЖК ( $0 < \varphi_T < \pi/2$ ) при некотором напряжении  $U_c$  также формируется стационарная картина линейных доменов (рис. 1, а), сопровождающаяся появлением конвективного течения. Поляризационно-оптический анализ показывает, что такие домены направлены перпендикулярно ориентации директора в середине невозмущенного слоя НЖК.

Рассмотрим плоский слой закрученного НЖК. Ось  $OZ$  декартовой системы координат направлена перпендикулярно слою, ось  $Ox$  -

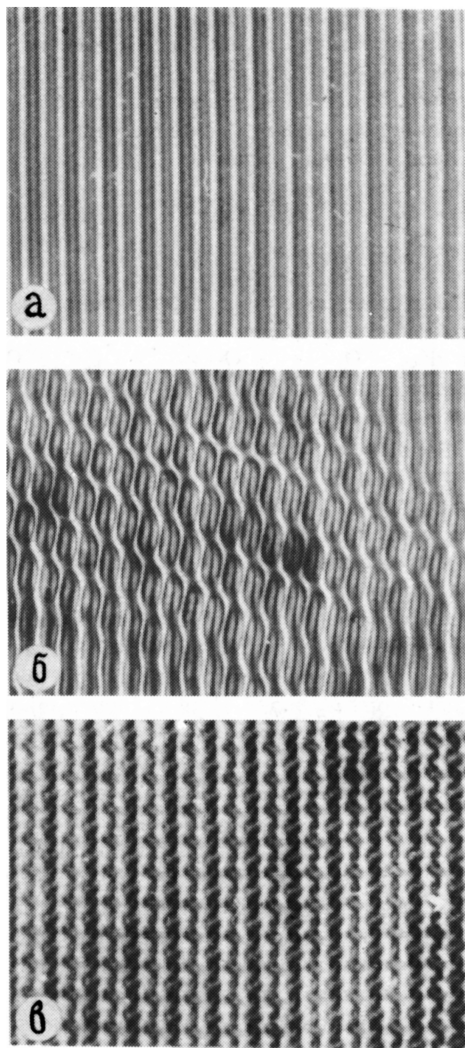


Рис. 1. Микрофотографии доменных структур в закрученных НЖК: линейные домены вблизи  $U_c$  для  $\varphi_T = 90^\circ$  (а), модулированная структура при  $U_{CM}$  для  $\varphi_T = 20^\circ$  (б) и  $\varphi_T = 90^\circ$  (в). Увеличение  $\times 300$ .

вдоль направления ориентации директора в середине невозмущенного слоя. Линеаризуем систему уравнений электрогидродинамики НЖК [8] около невозмущенного состояния:  $n \approx (\cos \varphi_0 - \varphi \cdot \sin \varphi_0, \sin \varphi_0 + \varphi \cdot \cos \varphi_0, \theta)$ ,  $\varphi_0 = (\Phi_T/d)z$ ,  $\theta = \theta(x, z)$ ,  $\varphi = \varphi(x, z)$ ; для равновесной ориентации в отсутствие поля  $\theta = 0$ ,  $\varphi = 0$  при  $-d/2 \leq z \leq d/2$ . Будем полагать  $d_3 \neq 0$ ,  $\varepsilon_a \neq 0$ ,  $K_{11} \neq K_{22} \neq K_{33} = K$  и электрическое поле

считаем постоянным  $E = E_0 - \nabla \Phi$  ( $E_0$  - приложенное поле,  $\Phi = \Phi(x, z)$  - индуцированный потенциал). Исключая давление  $\rho$  и компоненту скорости  $U_x$  и переходя к безразмерным переменным, ищем решения линеаризованных уравнений, соответствующие линейным доменам, ориентированным перпендикулярно директору в середине невозмущенного слоя в виде

$$U_y = \sin(qx) \cdot V_y(z), \quad U_z = \cos(qx) \cdot V_z(z),$$

$$\theta = \sin(qx) \cdot T(z), \quad \Phi = \cos(qx) \cdot F(z), \quad \Psi = \cos(qx) \cdot \mathcal{W}(z).$$

Полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами для  $(V_y, V_z, T, F, \mathcal{W})$  с граничными условиями  $V_y = 0, V_z = 0, V_z' = 0, T = 0, \mathcal{W} = 0$  при  $z = \pm 1/2$ , соответствующими жесткому сцеплению НЖК на подложках решалась численно для различных значений угла закрутки  $\Phi_T$ . Использовались следующие значения материальных параметров НЖК:  $K = 0.5 \cdot 10^{-6}$  дин,  $d_2 = -0.77$  пуаз,  $d_4 = 0.83$  пуаз,  $d_5 = 0.46$  пуаз,  $d_6 = -0.35$  пуаз. Минимизация дисперсионной зависимости  $\mathcal{U} = \mathcal{U}(q; \Phi_T)$ , соответствующей наличию нетривиальных решений, дает пороговое напряжение  $\mathcal{U}_c(\Phi_T)$  и критический волновой вектор  $q_c(\Phi_T)$ , при которых возникает ЭГД неустойчивость в виде линейных доменов. Проведенные расчеты показывают, что относительные изменения  $\mathcal{U}_c$  и  $q_c$  при  $0 \leq \Phi_T \leq \pi/2$  малы и составляют  $\sim 2\%$ . Экспериментально установлено, что порог образования текстуры линейных доменов  $\mathcal{U}_c \approx 5.8$  В и их пространственный период  $\lambda_c \approx 18$  мкм практически не зависят от угла закрутки НЖК в диапазоне  $0 \leq \Phi_T \leq \pi/2$  (рис. 2).

Для незакрученного нематика ( $\Phi_T = 0$ ) система уравнений имеет нетривиальное решение  $(V_y, V_z, T, F, \mathcal{W})$  с аксиальной компонентой скорости  $V_y(z) \equiv 0$ , тогда как для НЖК с  $\Phi_T \neq 0$   $V_y(z)$  нетривиального решения всегда отлична от нуля. Экспериментальные наблюдения за движением небольших примесных частиц (диаметр 2–4 мкм) показывают, что в случае НЖК с  $\Phi_T \neq 0$  кроме вращения появляется дополнительная аксиальная компонента скорости  $U_y \sim \Phi_T$  и конвективное течение становится геликоидальным.

При увеличении приложенного напряжения  $U > \mathcal{U}_c$  наблюдается возникновение дополнительной модуляции вдоль оси роллов. Стационарная деформация роллов в закрученном НЖК имеет синусоидальную (рис. 1, б) и спиральную (рис. 1, в) форму для угла закрутки  $0 < \Phi_T \leq \pi/4$  и  $\pi/4 < \Phi_T \leq \pi/2$  соответственно. Порог образования модуляции  $\mathcal{U}_{см}$  в твист-структуре слабо зависит от угла закрутки слоя НЖК при  $0 < \Phi_T \leq \pi/4$  и начинает возрастать при  $\Phi_T > \pi/4$  (рис. 2).

Наличие закрутки и отклонение директора от равновесного распределения приводит к значительным изменениям электрооптических характеристик ячеек НЖК [1, 2, 5]. В связи с этим нами было изучено светопропускание ячеек с закрученным нематиком в зависимости от приложенного напряжения вблизи порога ЭГД неустойчивости при различных углах закрутки  $\Phi_T$ . Измерения осуществля-

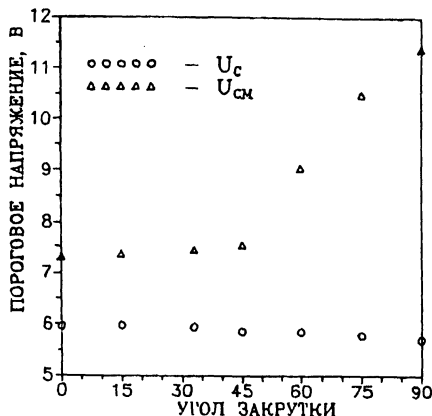


Рис. 2. Пороговые напряжения образования линейных доменов  $U_C$  и модулированной структуры  $U_{CM}$  в закрученных НЖК.

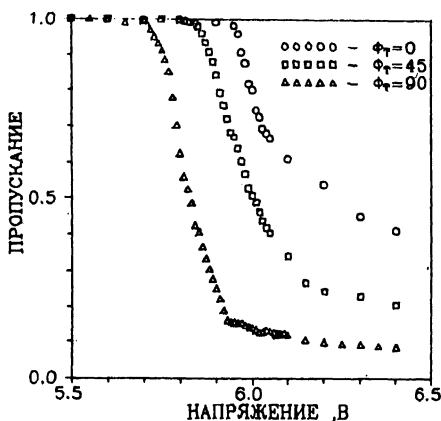


Рис. 3. Зависимости пропускания от приложенного к ячейке напряжения вблизи порога образования линейных доменов (длина волны света  $\lambda = 590$  нм).

лись по следующей схеме: параллельный пучок поляризованного света проходил через ячейку таким образом, что плоскость поляризации совпадала с ориентацией директора на нижней подложке. Положение анализатора выбиралось параллельно директору на верхней подложке. Полученные зависимости светопропускания  $J = J(U; \phi_T)$  для некоторых значений угла закрутки  $\phi_T$  приведены на рис. 3. Сравнительный анализ этих зависимостей показывает, что с увеличением закрутки крутизна спада интенсивности прошедшего света вблизи порога ЭГД неустойчивости увеличивается. Растет также контраст ячейки по сравнению с незакрученным нематиком. Извест-

но, что механизм светопропускания в доменах Вильямса основан на локальном отклонении параллельных лучей света цилиндрическими линзами - роллами [8]. В случае твист-структуры НЖК одной из причин наблюдаемого поведения контрастных характеристик доменной текстуры может являться вызываемое закруткой дополнительное изменение фокусного расстояния цилиндрических линз.

Проведенные исследования показывают, что наличие закрутки приводит к существенным изменениям электрооптики ЖК слоя и характера течения при ЭГД неустойчивости. Обнаруженный эффект улучшения фазово-контрастных характеристик в закрученных нематиках может быть использован при разработке различных устройств обработки и отображения информации.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S c h a d t M., H e l f r i c h W. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 127.
- [2] S c h e f f e r T.J., N e h r i n g J. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 908.
- [3] T a k a k i R., K o b a y a s h i S. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1793.
- [4] N e h r i n g J., S c h e f f e r T.J. // Z. Naturforsch. A. 1990. V. 45. P. 867.
- [5] H i r n i n g R., F u n k W., T r e b i n H.-R., S c h m i d t M., S c h m i e d e l H. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 4211.
- [6] Ч и г р и н о в В.Г., Б е л я е в В.В., Б е л я е в С.В., Г р е б е н к и н М.Ф. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 2016.
- [7] У м а н с к и й Б.А., Ч и г р и н о в В.Г., Б л и н о в Л.М., П о д њ я ч е в Ю.Б. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 1307.
- [8] Д е Ж е н П. Физика жидких кристаллов, М.: Мир, 1977. 400 с.

Поступило в Редакцию  
29 сентября 1992 г.