

УДК 548.0:539.21

**ОРИЕНТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ  
НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ  
В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ СДВИГОВОМ ПОТОКЕ**

*Решетов В. Н.*

Теоретически рассмотрена ориентационная неустойчивость нематического жидкого кристалла (НЖК) в осциллирующем сдвиговом потоке при произвольном угле  $\psi_0$  между скоростью потока и исходной ориентацией молекул. Получена система уравнений, описывающая поведение НЖК, а также приближенные аналитические выражения для пороговых характеристик. Проведено качественное сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

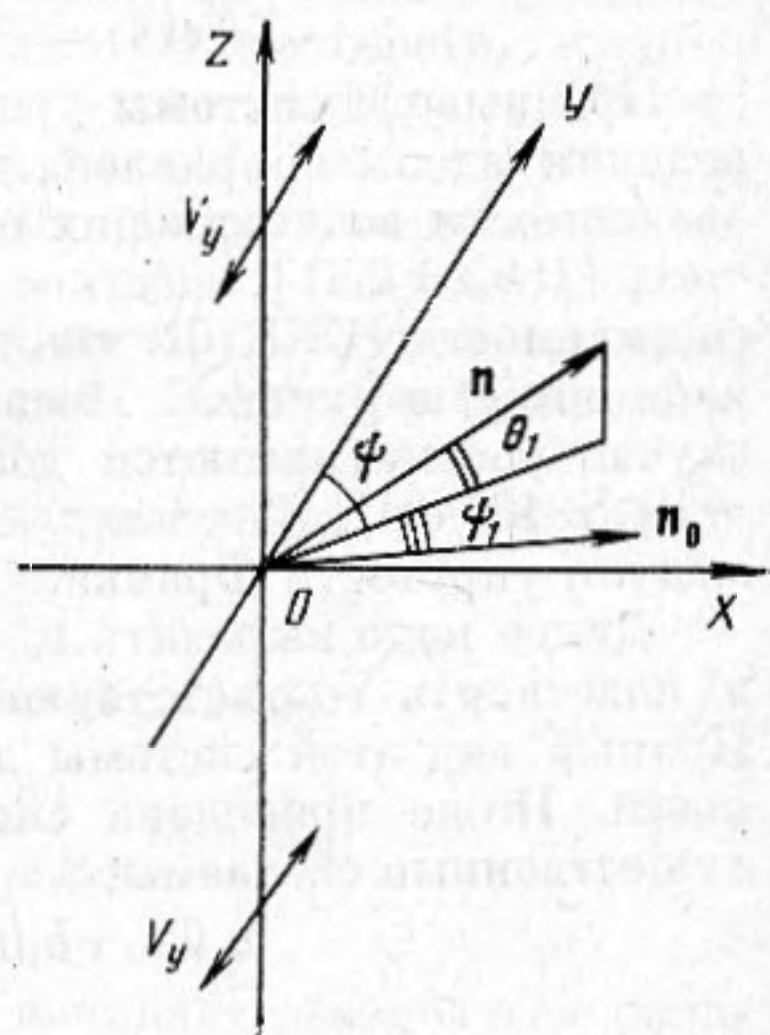
Ориентационная неустойчивость нематических жидких кристаллов (НЖК) в осциллирующем потоке носит пороговый характер и проявляется в виде образования характерной доменной структуры, зависящей от частоты осцилляций потока и взаимной ориентации скорости потока и директора [1, 2].

Благодаря большой оптической анизотропии НЖК ( $\Delta n/n=0,1\div 0,3$ ) возникающие при неустойчивости периодические отклонения молекул от исходной ориентации приводят к возникновению оптической фазовой решетки [3, 4], параметры которой можно регулировать, изменяя характер и величину акустомеханического воздействия. Актуальность рассмотрения ориентационной неустойчивости связана также с необходимостью определения границ линейного режима работы ряда акустооптических устройств на жидких кристаллах.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования ориентационной неустойчивости планарно ориентированного образца НЖК в осциллирующем сдвиговом потоке при произвольном угле  $\psi_0$  между скоростью потока и директором.

В работах [3–5] подробно и всесторонне изучена ситуация, когда исходная планарная ориентация директора и скорость потока ортогональны друг другу:  $\psi_0=\pi/2$ . При этом возникает неустойчивость Гийона – Пьеранского, случай, когда директор  $n_0$  параллелен скорости потока, рассмотрен в работе [6].

В настоящее время также имеются данные о неустойчивости НЖК в осциллирующем и постоянном Пуазейлевом течении для случая планарно ориентированного образца и ортогонального расположения директора и скорости потока [7–8]. Кроме того, изучается неустойчивость гомеотропно ориентированных образцов НЖК, подвергнутых воздействию эллиптического сдвига, когда подложки, ограничивающие слой НЖК, двигаются в перпендикулярных направлениях с одинаковой частотой, но различной амплитудой и фазой [9–10].



Фиг. 1. Геометрия задачи. Профиль скорости потока  $V_{x0}=0$ ,  $V_{y0}=S(t)z$ ,  $V_{z0}=0$ ,  $S(t)$  – градиент скорости,  $\omega$  – частота осцилляций

Рассмотрим слой планарно ориентированного нематического жидкого кристалла с открытыми концами толщиной  $d$ , находящейся между плоскостями  $z=-d/2$  и  $z=d/2$ . Директор  $n_0$  лежит в плоскости слоя  $OXY$  и составляет угол  $\psi_0$  с направлением потока (ось  $OY$ ) (фиг. 1).

Путем линеаризации системы уравнений Эриксона — Лесли — Пароди [1, 2] получаем систему уравнений для величин отклонений директора в двух взаимно перпендикулярных направлениях  $\theta_1$  и  $\psi_1$ , а также скоростей  $v_x, v_y, v_z$ . Здесь  $\theta_1$  — угол между отклоненным положением директора и плоскостью слоя  $OXY$ ,  $\psi_1 = \psi - \psi_0$ , где  $\psi$  — угол между проекцией  $n$  на плоскость  $OXY$  и осью  $OY$ .

$$\begin{aligned}
 & (2\alpha_1 \sin^4 \psi_0 + \alpha_4 + (\alpha_3 + \alpha_6 + 2\alpha_5) \sin^2 \psi_0) v_{x, x, x} + \\
 & + (\alpha_4 + (\alpha_3 + \alpha_6) \sin^2 \psi_0) v_{x, z, z} + \sin \psi_0 \cos \psi_0 \cdot v_{y, x, x} \cdot \\
 & \cdot (2\alpha_1 \sin^2 \psi_0 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_5 + \alpha_6) + (\alpha_3 + \alpha_6) \sin \psi_0 \cos \psi_0 v_{y, z, z} + \\
 & + 2\alpha_1 \sin^2 \psi_0 \cos \psi_0 S(t) \theta_{1, x} + 2\alpha_3 \sin \psi_0 \theta_{1, t, z} + 2(\alpha_2 + \alpha_3) \cdot \\
 & \cdot \sin \psi_0 \cos \psi_0 \psi_{1, t, x} + (\alpha_3 + \alpha_6) (\cos^2 \psi_0 - \sin^2 \psi_0) S(t) \psi_{1, z} = 0, \\
 & (2\alpha_1 \sin^2 \psi_0 + \alpha_3 + \alpha_6) \sin \psi_0 \cos \psi_0 v_{x, x, x} + \sin \psi_0 \cos \psi_0 (\alpha_3 + \alpha_6) \cdot \\
 & \cdot v_{x, z, z} + (2\alpha_1 \sin^2 \psi_0 \cos^2 \psi_0 + \alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \psi_0 + (\alpha_3 + \alpha_5) \cos^2 \psi_0) v_{y, x, x} + \\
 & + (\alpha_4 + (\alpha_3 + \alpha_6) \cos^2 \psi_0) v_{y, z, z} + (2\alpha_1 \cos^2 \psi_0 + \alpha_5 - \alpha_2) \sin \psi_0 S(t) \theta_{1, x} + \\
 & + 2\alpha_3 \cos \psi_0 \theta_{1, t, z} + 2(\alpha_3 \cos^2 \psi_0 - \alpha_2 \sin^2 \psi_0) \psi_{1, t, x} - \\
 & - 2(\alpha_3 + \alpha_6) \sin \psi_0 \cos \psi_0 S(t) \psi_{1, z} = 0, \tag{1} \\
 & \sin \psi_0 \cos \psi_0 (\alpha_2 + \alpha_5) v_{y, z, x} + (\alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \psi_0) v_{z, x, x} + \\
 & + (\alpha_4 - (\alpha_2 + \alpha_5) \sin^2 \psi_0) v_{z, z, z} + 2\alpha_2 \sin \psi_0 \theta_{1, t, x} + \\
 & + (\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_5 + \alpha_6) \cos \psi_0 S(t) \theta_{1, z} + (\alpha_2 + \alpha_5) (\cos^2 \psi_0 - \sin^2 \psi_0) S(t) \psi_{1, x} = 0, \\
 & \gamma_1 \theta_{1, t} + (\alpha_3 v_{x, z} + \alpha_2 v_{z, x}) \sin \psi_0 + \alpha_3 (\cos \psi_0 (S(t) + v_{y, z}) - \\
 & - S(t) \sin \psi_0 \psi_1) = (K_1 - K_2) (\cos \psi_0 \psi_{1, x, z} + \theta_{1, z, z}) + \\
 & + K_2 (\theta_{1, x, x} + \theta_{1, z, z}) + (K_3 - K_2) \sin^2 \psi_0 \theta_{1, x, x}, \\
 & \gamma_1 \psi_{1, t} + (\alpha_3 \cos^2 \psi_0 - \alpha_2 \sin^2 \psi_0) v_{y, x} + (\alpha_2 + \alpha_3) \sin \psi_0 \cos \psi_0 v_{x, x} - \\
 & - \alpha_2 \sin \psi_0 S(t) \theta_1 = (K_1 - K_2) \cos \psi_0 (\cos \psi_0 \psi_{1, x, x} + \theta_{1, z, x}) + \\
 & + K_2 (\psi_{1, x, x} + \psi_{1, z, z}) + (K_3 - K_2) \sin^2 \psi_0 \psi_{1, x, x}.
 \end{aligned}$$

При выводе системы уравнений (1) предполагалось: постоянство всех величин вдоль направления потока (ось  $OY$ ); гармонический характер зависимости возникающих отклонений по осям  $OX$  и  $OZ$ :  $\theta_1, \psi_1, v_x, v_y, v_z \sim \sim \exp [i(k_x x + k_z z)]$ ; жесткое сцепление на границе слоя, т. е.  $k_z = \pi/d$ ; несжимаемость НЖК  $\text{div } \mathbf{v} = 0$ ; пренебрегали влиянием инерционных членов вида  $\rho d\mathbf{v}/dt$  и  $\rho_1 d^2 \mathbf{n}/dt^2$ . Последние два допущения верны, так как в нашем случае рассматриваются достаточно низкие частоты осцилляций ( $\omega = 10^{-2} \div 10^3 \text{ c}^{-1}$ ). Здесь  $\alpha_1, \dots, \alpha_6$  — вязкости Лесли,  $\gamma_1 = \alpha_2 - \alpha_3$ ,  $K_1, K_2, K_3$  — модули упругости Франка.

Далее надо выразить  $v_x, v_y, v_z$  из первых трех уравнений через  $\theta_1$  и  $\psi_1$  и подставить соответствующие выражения в два последних уравнения. Полный вид этой системы двух уравнений не приводится из-за громоздкости. Ниже приведена система в которой оставлены только наиболее существенные слагаемые:

$$\begin{aligned}
 a_1 \theta_{1, t} + b_1 \theta_1 + c_1 S(t) \psi_1 &= -\alpha_3 \cos \psi_0 \cdot S(t), \\
 a_2 \psi_{1, t} + b_2 \psi_1 + c_2 S(t) \theta_1 &= 0,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$\begin{aligned}
 a_1 &\approx a_2 \approx \gamma_1 - \frac{2\alpha_2^2 k_x^2 \sin^2 \psi_0}{(k_x^2 + k_z^2) (\alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \psi_0)}, \\
 b_1 &\approx K_1 k_z^2 + (K_2 \cos^2 \psi_0 + K_3 \sin^2 \psi_0) k_x^2, \\
 b_2 &\approx K_2 k_z^2 + (K_1 \cos^2 \psi_0 + K_3 \sin^2 \psi_0) k_x^2, \\
 c_1 &\approx -\alpha_3 \sin \psi_0 - \alpha_2 \sin \psi_0 \frac{(\alpha_2 + \alpha_5) (\cos^2 \psi_0 - \sin^2 \psi_0)}{(\alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \psi_0) (k_x^2 + k_z^2)},
 \end{aligned}$$

$$c_2 = -\alpha_2 \sin \psi_0 \left( 1 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_5) k_x^2 \sin^2 \psi_0}{(\alpha_4 + (\alpha_5 - \alpha_2) \sin^2 \psi_0) (k_x^2 + k_z^2)} \right).$$

Система (2) описывает все характерные особенности ориентационной неустойчивости НЖК аналогичных МББА, т. е. таких, у которых коэффициенты вязкости Лесли  $\alpha_1, \alpha_3, \alpha_6$  малы в сравнении с  $\alpha_2, \alpha_4$ .

Исследуем систему (2) на предмет существования периодических незатухающих решений  $\theta_1(t)$  и  $\psi_1(t)$ . Задаем воздействие  $S(t) = S_0 \sin \omega t$  и используем метод разложения  $\theta_1(t)$  и  $\psi_1(t)$  в ряд Фурье [2-5, 7, 11]. Ограничивая рассмотрение учетом нулевых и первых гармоник, получаем систему шести уравнений и далее, приравнявая ее детерминант к нулю, получаем следующее условие существования незатухающих решений:

$$S_0^2 (k_x^2) = \frac{2b_1^2 b_2^2 + a_1 a_2 \omega^2 [b_1^2 + b_2^2 \pm (b_1^2 - b_2^2)]}{c_1 c_2 b_1 b_2}. \quad (3)$$

Минимум зависимости  $S_0(k_x)$ , если он существует, определяет пороговые значения градиента скорости  $S_{0 \text{ пор}}$  и волнового вектора  $k_{x \text{ опт}}$ , соответствующих возникающей неустойчивости.

При получении выражения (3) учитывали только нулевую и первую гармоники. Нетрудно показать, что отбрасывание более высоких гармоник корректно, если

$$(S_0/\omega)^2 \ll ((\alpha_3/\alpha_2)^2 + (\alpha_2/\alpha_3)^2) / \sin^2 \psi_0. \quad (4)$$

Кроме того, система (2) имеет ненулевую правую часть и, значит, при воздействии, меньшем порогового, есть ненулевые отклонения директора. Из требования малости допороговых отклонений  $\theta_1$  и  $\psi_1$  получаем еще одно условие корректности проводимого рассмотрения:

$$(S_0/\omega)^2 \ll ((\alpha_3/\alpha_2)^2 + (\alpha_2/\alpha_3)^2) / \cos^2 \psi_0. \quad (5)$$

Заметим, что в случае неустойчивости Гийона — Пьеранского при воздействиях, меньших порогового, исходная структура остается невозмущенной, так как нет моментов, стремящихся повернуть молекулы.

Требования (4) — (5) накладывают ограничения на область углов  $\psi_0$  и частот  $\omega$ , где верно проведенное рассмотрение. В частности, именно из-за условия (5) вне рассмотрения остаются узкие области углов  $\psi_0$  вблизи 0 и  $\pi$ , определяемые неравенством  $|\psi_0|, |\psi_0 - \pi| < |\alpha_3/\alpha_2|^{1/2}$ . Оба эти требования накладывают ограничение снизу на частоту осцилляции  $\omega$ , а именно  $\omega^2 > K^2 |\alpha_3 \alpha_2| / (d^4 \sin^2 \psi_0)$ .

Прежде чем приступить к анализу выражения (3), опишем явления, происходящие в слое НЖК по мере увеличения амплитуды градиента скорости  $S$ , при условии, что частота  $\omega \gg \tau^{-1} \sim K/d^2$ .

Пока  $S_0$  мало ( $S_0 < S_{0 \text{ пор}}$ ), имеют место увеличивающиеся с ростом  $S_0$  отклонения директора:

$$\begin{aligned} \theta_1(t, x, y, z) &\simeq -\frac{\alpha_3}{\gamma^1} \frac{S_0}{\omega} \cos \omega t \cos k_z z \cos \psi_0, \\ \psi_1(t, x, y, z) &\simeq \frac{\alpha_3 \alpha_2}{\gamma_1^2} \frac{S_0^2}{\omega^2} \cos 2\omega t \cos k_z z \frac{\sin 2\psi_0}{8}. \end{aligned}$$

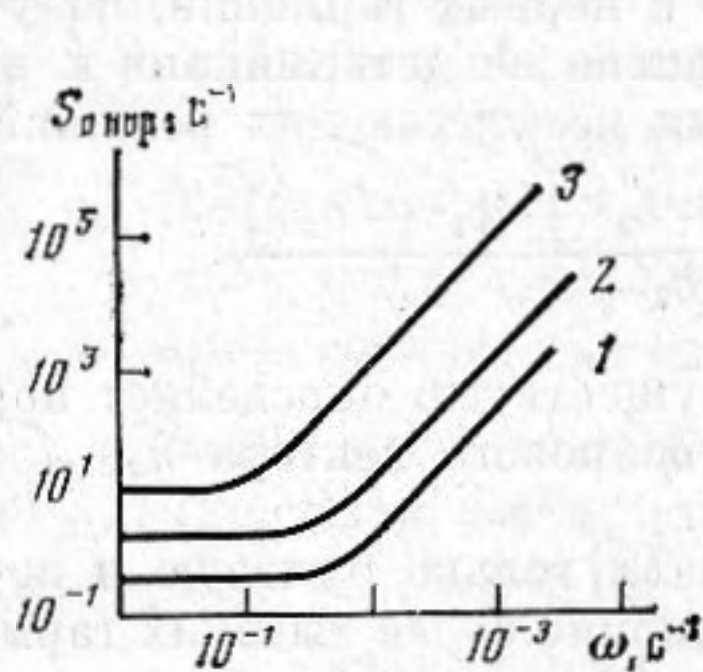
Далее, когда  $S_0$  достигнет значения  $S_{0 \text{ пор}}$ , начинает развиваться ролл-неустойчивость, при которой возникает следующая картина отклонений:  $\theta_1(t, x, y, z) \simeq \theta_1(t, S_0) \cos k_{x \text{ опт}} x \cos k_z z$ ,  $\psi_1(t, x, y, z) \simeq \psi_1(t, S_0) \cos k_{x \text{ опт}} x \cdot \cos k_z z$ , где  $\theta_1(t, S_0)$  и  $\psi_1(t, S_0)$  — некие периодические функции времени с отличными от нуля средними по времени значениями  $\langle \theta_1(t) \rangle \neq 0$  и  $\langle \psi_1(t) \rangle \neq 0$ . Они возрастают по мере увеличения величины  $(S_0 - S_{0 \text{ пор}}) / S_{0 \text{ пор}}$  (для выяснения характера этого роста необходимо исследовать нелинеаризованную систему уравнений, аналогичную (2)).

С дальнейшим увеличением  $S_0$  косинусоидальный характер зависимости  $\theta_1$  и  $\psi_1$  от  $z$  и  $x$  нарушается, отклонения директора достигают своих предельных значений  $\theta_1 \simeq (\alpha_3/\alpha_2)^{1/2}$ ,  $\psi_1 \simeq \psi_0$ . При еще больших воздействиях  $S_0$

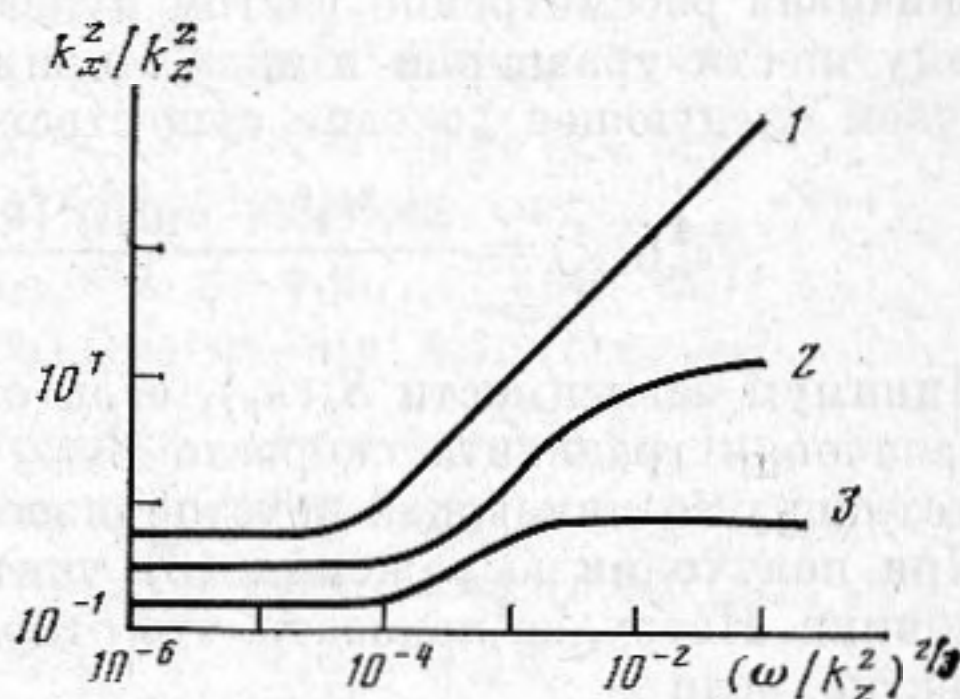
происходит турбулизация потока и полное разупорядочение структуры [12-13].

Проведем конкретные оценки  $S_{0 \text{ пор}}$  и  $k_{x \text{ опт}}$  для жидкого кристалла со следующими вязкоупругими параметрами (МББА):  $\alpha_1=0,01$  кг/м·с,  $\alpha_2=-0,08$ ,  $\alpha_3=-0,001$ ,  $\alpha_4=0,08$ ,  $\alpha_5=0,05$ ,  $\alpha_6=-0,03$  кг/м·с;  $K_1=5 \cdot 10^{-12}$  Н;  $K_2=3 \cdot 10^{-12}$ ;  $K_3=8 \cdot 10^{-12}$  Н; толщины слоев  $d=(10^{-3} \div 10^{-2})$  м; диапазон частот  $\omega=(10^{-2} \div 10^3)$  с $^{-1}$ .

Общая формула для  $S_{0 \text{ пор}}$  и  $k_{x \text{ опт}}$ , получающаяся из исследования на минимум зависимости  $S_0(k_x)$  (3), громоздка и малонаглядна. Поэтому



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость  $S_{0 \text{ пор}}$  от частоты  $\omega$  при  $k_z=10^5$  м $^{-1}$ , для различных значений  $\psi_0$ : 1 -  $\psi_0=\pi/2$ ; 2 -  $\psi_0=3/8\pi$ , 3 -  $\psi_0=0,15$

Фиг. 3. Зависимость  $k_{x \text{ опт}}$  от частоты  $\omega$  для значений  $\psi_0$ : 1 -  $\psi_0=\pi/2$ , 2 -  $\psi_0=3/8\pi$ , 3 -  $\psi_0=0,15$

удобнее изобразить соответствующие зависимости графически. В силу симметрии задачи достаточно рассмотреть область углов  $\psi_0[0; \pi/2]$ , так как ситуации с углами  $\psi_0$ ,  $\pi-\psi_0$ ,  $\pi+\psi_0$  и  $2\pi-\psi_0$  эквивалентны.

Графики зависимости  $S_{0 \text{ пор}}$  и  $k_{x \text{ опт}}$  от  $\omega$  и  $d$  изображены на фиг. 2 и 3. Нормирование на  $k_z^2$  позволяет сопоставить данные, относящиеся к различным толщинам слоя.

Обратим внимание на тот факт, что асимптотическое поведение  $k_{x \text{ опт}}$  при  $\omega \rightarrow \infty$  носит различный характер в зависимости от величины угла  $\psi_0$ . Когда  $\sin^2 \psi_0 < \sin^2 \psi_{0 \text{ кр}}$ ,  $k_{x \text{ опт}}$  стремится к некоторому конечному пределу  $k_{x \text{ пр}}$ , а при  $\sin^2 \psi_0 > \sin^2 \psi_{0 \text{ кр}}$ ,  $k_{x \text{ опт}}$  неограниченно возрастает с ростом  $\omega$ .

Условия на  $\psi_{0 \text{ кр}}$  легко получить из выражения (3). Для этого надо при исследовании функции  $S_0(k_x)$  на экстремум ( $\partial S_0 / \partial k_x = 0$ ) устремить  $\omega$  к бесконечности и посмотреть, как будет при этом себя вести  $k_{x \text{ опт}}$ . Получаем следующую оценку для  $\psi_{0 \text{ кр}}$ :

$$\text{ctg}^2 \psi_{0 \text{ кр}} \approx 1 + 2\alpha_3 / (\alpha_2 + \alpha_5). \quad (6)$$

Соответственно если  $\alpha_3 > -(\alpha_2 + \alpha_5)/2$ , то область, где наблюдается неограниченный рост  $k_{x \text{ опт}}$ , отсутствует. Для МББА  $\psi_{0 \text{ кр}} \approx \pi/4$ .

Такое различие в поведении  $k_{x \text{ опт}}$  с ростом частоты связано с тем, что вклад в развитие неустойчивости от слагаемых, связанных с взаимодействием через поле скоростей  $\psi_1 \rightarrow v_z \rightarrow \theta_1$ , меняет свой знак вблизи значения  $\psi_0 = \pi/4$ . Это последнее слагаемое  $0,5(\alpha_2 + \alpha_5)(\cos^2 \psi_0 - \sin^2 \psi_0)S(t)\psi_{1,x}$  в третьем уравнении и третье слагаемое  $\alpha_2 v_{z,x} \sin \psi_0$  в четвертом уравнении системы (1). И если при  $\psi > \psi_{0 \text{ кр}}$  развитие неустойчивости с малым периодом (большим  $k_x$ ) более выгодно, то при  $\psi_0 < \psi_{0 \text{ кр}}$  увеличение  $k_x$  приводит к увеличению демпфирующего воздействия потока.

В настоящее время нет экспериментальных данных о пороговых характеристиках описанной выше неустойчивости при произвольном значении угла  $\psi_0$ .

Следует отметить, что качественная картина неустойчивости планарно ориентированного образца НЖК в Пуазейлевом течении, по данным работ [7-8], должна соответствовать случаю чисто сдвигового течения. В этой

связи представляет интерес полученная в работе [14] экспериментальная зависимость  $k_{x \text{ опт}}(\psi_0)$ , для случая радиально расходящегося осциллирующего Пуазейлева течения. Эта зависимость согласуется с нашими теоретическими расчетами. В частности, в опытах наблюдали резкое падение  $k_{x \text{ опт}}(\psi_0)$  вблизи  $\psi_0 = \psi_{0 \text{ кр}}$ . Факт увеличения  $S_{0 \text{ пор}}$  по мере приближения  $\psi_0$  к нулю также подтверждается экспериментально.

Из рассмотренной модели следует, что действие осциллирующего сдвигового течения приводит к возникновению ориентационной неустойчивости в планарном образце НЖК при произвольном угле между скоростью течения и исходной ориентацией молекул. Причем неустойчивость имеет место не только при  $\alpha_3 < 0$ , но и сохраняется в достаточно широкой области значений  $\alpha_3$ , в том числе и при  $\alpha_3 > 0$ .

Установлен факт существования некоторого угла  $\psi_{0 \text{ кр}}$ , разделяющего области, где характер зависимости  $k_{x \text{ опт}}(\omega)$  существенно различается. Для всех указанных характеристик неустойчивости ( $S_{0 \text{ пор}}$ ,  $k_{x \text{ опт}}$  и  $\psi_{0 \text{ кр}}$ ) получены аналитические выражения, через вязкоупругие параметры НЖК, толщину слоя и частоту осцилляций.

Полученные результаты позволяют оценить параметры акустически управляемых фазовых решеток, иницируемых ориентационной неустойчивостью НЖК, и предельную величину внешнего акустического воздействия, ограничивающего интервал линейного отклика акустооптических устройств.

Автор выражает благодарность С. А. Пикину за постановку задачи и ее обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Де Жан П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977, с. 120.
2. Пикин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981.
3. Pieranski P., Guyon E. Instability of certain shear flows in nematic liquids.— Phys. Rev. A, 1974, v. 9, p. 404—417.
4. Dubois — Violette E. et coll. Theory and experiments of plane shear flow instabilities in nematics.— J. de Mecanique, 1977, v. 16, № 5, p. 733—767.
5. Manneville P. Theoretical analysis of Poiseuille flow instabilities in nematics.— J. de Physique, 1979, v. 40, № 7, p. 713—725.
6. Clark M. G., Leslie F. M. A study of flow alignment instability during rectilinear oscillatory shear of nematics.— Mol. Cryst. and Liq. Cryst., 1981, v. 70, p. 195—222.
7. Guyon E., Pieranski P. Poiseuille flow instabilities in nematics.— J. de Physique, Coll. C1, 1975, v. 36, sup. № 3, p. C1—203—208.
8. Janossy J., Pieranski P., Guyon E. Poiseuille flow in nematics experimental study of the instabilities.— J. de Physique, 1976, v. 37, № 10, p. 1105—1113.
9. Pieranski P., Guyon E. Effects of elliptically polarized shear flows in nematics.— Phys. Rev. Letters, 1977, v. 39, № 2, p. 1280—1282.
10. Dreyfus J.-M., Guyon E. Convective instabilities in nematics caused by an elliptical shear.— J. de Physique, 1981, v. 42, № 7, p. 915—928.
11. Чуринов В. Г., Пикин С. А. Электрогидродинамический эффект в жидких кристаллах в переменном электрическом поле.— Кристаллография, 1978, т. 23, вып. 2, с. 333—345.
12. Manneville P. Non-linearities and fluctuations at the threshold of a hydrodynamic instability in nematics.— J. de Physique, 1978, v. 39, № 9, p. 911—925.
13. Manneville P. The transition to turbulence in nematic liquid crystals.— Mol. Cryst. and Liq. Cryst., 1981, v. 70, p. 223—250.
14. Аникеев Д. И. Исследование неустойчивости Гийона — Пьеранского при произвольном угле между директором и сдвигом.— Тез. докл. V конф. соц. стран по жидким кристаллам. Одесса: Наука, 1983, т. 1, часть II, с. 46.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10.V.1984