

ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

В.И.Хатаевич, А.Х.Зейналлы

Изучено поведение жидких кристаллов значительно выше порога электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости. Обнаружены новые диссипативные структуры (ДС), возникающие в области развитой турбулентности.

В последнее время большое внимание привлекает изучение различных типов ДС, возникающих в системах далеких от равновесия [1]. Простота управления ЭГД неустойчивостью жидких кристаллов [2] и возможность оптических поляризационных наблюдений за образующимися ДС делает их удобной моделью для изучения неравновесных явлений в жидкостях. Известно [2], что в нематических жидких кристаллах (НЖК) в переменных полях существуют два режима ЭГД неустой-

чивости, разделенных критической частотой $f_c \sim 1/\tau$, где τ — время релаксации пространственных зарядов. Представляло интерес сравнить поведение жидкого кристалла в обоих режимах значительно выше порога неустойчивости. В работах [3, 4] сообщалось о ряде ДС, возникающих в НЖК в процессе перехода к турбулентности. В настоящей работе изучено поведение нематической смеси МББА и ЭББА (А) выше порога вторичного рассеяния света [5]. Обнаружены новые ДС, возникающие в области развитой турбулентности независимо от частоты приложенного поля.

Тонкий слой НЖК ($d = 8 - 50$ мкм) помещался между стеклами с токопроводящим покрытием. Начальная ориентация молекул — планарная. Использовались образцы с малой электропроводностью $\sigma \approx 10^{-11} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ($t = 25^\circ\text{C}$) и, следовательно, низкой f_c , что позволяло проводить исследования на низких частотах и напряжениях значительно превышающих порог неустойчивости в обоих режимах. Оптическая система позволяла одновременно проводить наблюдение (фотографирование) и исследовать пропускание поляризованного света.

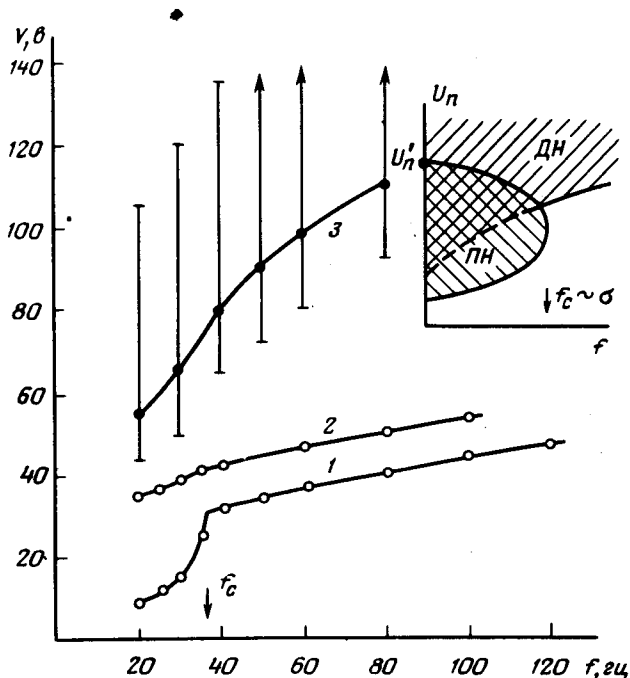


Рис. 1. Частотная зависимость порогов неустойчивости (1), вторичного рассеяния (2) и области новых ДС. Нематика А, $d = 20$ мкм. На вставке — схематическая зависимость порогов неустойчивости согласно [7]; ПН — проводящая неустойчивость, ДН — диэлектрическая неустойчивость

На рис. 1 показана частотная зависимость порогов неустойчивости и вторичного рассеяния для образца с $\sigma \approx 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. При более высоких напряжениях обнаружено появление картины более тем-

ных по сравнению с фоном (картиной турбулентного движения) образований (рис. 2, *a, б*). Вертикальные линии на рис. 1 показывают области наблюдаемых структур для данной частоты f . Нижняя граница линии соответствует появлению еще расплывчатой и нечеткой картины. С увеличением напряжения рисунок становится более четкий и контрастный, а концентрация возникающих образований возрастает. Кривая 3 на рис. 1 соответствует наиболее четкой картине. При дальнейшем увеличении напряжения контрастность картины падает, темные области несколько расплываются (рис. 2, *б*) и, наконец, становятся практически не различимыми от фона (верхняя граница линий на рис. 1). Возникшие образования находятся в непрерывном пульсирующем движении. Их линейные размеры слабо зависят от толщины образца, изменяясь от $\sim 40 - 50$ $\mu\text{м}$ при $d = 8$ $\mu\text{м}$ до $\sim 50 - 70$ $\mu\text{м}$ при $d = 50$ $\mu\text{м}$. Маленькие частички и пузырьки воздуха, находящиеся в образце, хаотически двигаются в промежутках между возникшими образованиями не пересекая их.

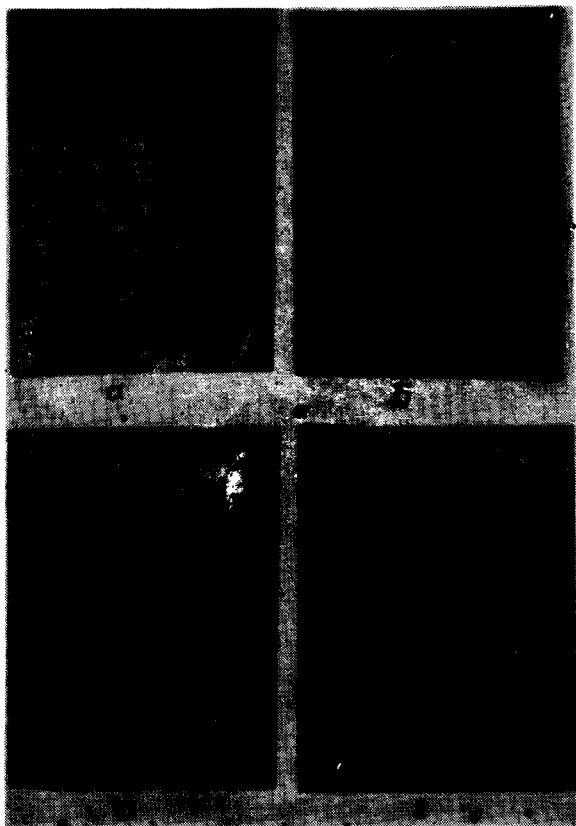


Рис. 2. Диссипативные структуры в турбулентном движении жидких кристаллов: *a, б* — нематика А, $d = 20 \mu\text{м}$, $f = 20 \text{Гц}$ ($f_c = 36 \text{Гц}$); *a* — $U = 65$, *б* — 90В ; *в, г* — холестерика В, $d = 15 \mu\text{м}$, $f = 150 \text{Гц}$ ($f_c \approx 120 \text{Гц}$), $U = 150 \text{В}$, *в* — через 10 сек после включения, *г* — 20 сек

Важно отметить, что эти структуры наблюдаются в области частот как меньше, так и больше f_c . С увеличением частоты порог их появления возрастает. Никаких разрывов в оптических наблюдениях при переходе через f_c не происходит. Интенсивность рассеяния света в режиме, соответствующем четкой картине наблюдаемых ДС, одинакова независимо от f . Как известно [6], в диэлектрическом режиме ($f > f_c$) происходит модуляция проходящего света с частотой $2f$, обусловленная ориентационными флуктуациями директора. В области существования новых ДС обнаружено появление модуляции света и для частот $f < f_c$. При выключении поля ДС быстро исчезает и наблюдается лишь медленный (секунды) процесс стягивания и исчезновения нитей, связанный с явлением вторичного рассеяния [5].

Аналогичные структуры обнаружены нами и в турбулентном движении холестерических жидких кристаллов (нематика А + холестерил пеларгонат (3%)) (Б), что свидетельствует об отсутствии связи между их образованием и исходной структурой жидкого кристалла. В холестерических жидких кристаллах удобно наблюдать процесс формирования ДС из турбулентной среды, который продолжительнее чем в НЖК и занимает единицы и десятки секунд (рис. 2, в, г).

Отметим, однако, что подобные структуры не обнаружены в образцах с высокой σ , полученных путем легирования НЖК ионными примесями, а также в постоянном поле независимо от величины σ .

Таким образом, оптические исследования показали, что при значительных напряжениях различие в поведении НЖК для различных областей f может исчезать. Нелинейной теории, описывающей поведение НЖК вдали от порога неустойчивости, нет. В работе [7] теоретически показана возможность наличия верхней ветви пороговой кривой проводящего режима, выше которой имеет место диэлектрическая неустойчивость (см. вставку на рис. 1). Наблюдаемая модуляция света в области частот $f < f_c$ очевидно свидетельствует о переходе к диэлектрической неустойчивости. Возникновение ДС высокого порядка, по-видимому, обусловлено определенным уровнем интенсивности турбулентного движения при наличии в среде ориентационных флуктуаций директора. Порог для верхней ветви проводящего режима зависит от σ [7]: при условии $\tau \ll T$, где T — время вязко-упругой релаксации директора, $U_{II}^* \sim \tau^{-1/2} \sim \sigma^{1/2}$ (см. вставку). Этим может объясняться наблюдение модуляции света и новых ДС в области низких частот только в высокоомных образцах, поскольку возможности увеличения напряжения ограничены пробоем образцов. К тому же увеличение σ приводит к возрастанию f_c [2] и, соответственно, к росту порога новых ДС для частот $f > f_c$.

Авторы благодарят С.А.Пикина за полезные обсуждения.

Литература

- [1] П.Гленсдорф, И.Пригожин. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М., изд. Мир, 1973.
 - [2] П. де Жен. Физика жидких кристаллов. М., изд. Мир, 1977.
 - [3] S.Kai, K.Hizakawa. Solid State Comm., 18, 1573, 1976.
 - [4] S.Kai, N.Yoshitsune, K.Hizakawa. J. Phys. Soc. Japan, 40, 267, 1976.
 - [5] В.Н.Чирков, В.И.Хатаевич, А.Х.Зейналлы. Кристаллография, 22, 809, 1977.
 - [6] G.H.Heilmelz, W.Helfrich. Appl. Phys. Lett., 16, 155, 1970.
 - [7] I.W.Smith, Y.Galerie, S.T.Logerwall, E.Dubois-Violette, G.Durand. J. de Phys. Coll., 36, C1-237, 1976.
-