

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕМАТИКА В БИГАРМОНИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Б.И.Лев, В.Н.Сергиенко, П.М.Томчук, Е.К.Фролова*

*Институт физики НАН Украины  
252028 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 8 июня 1995 г.

Сообщается о новых особенностях поведения нематического жидкого кристалла (НЖК) при одновременном действии электрических полей двух разных частот. Характер изменения внешних параметров обусловил ряд новых явлений, а именно: в случае близких частот зафиксировано большое многообразие структур пространственно-периодического распределения директора, в том числе и новые структуры, которые "прорастают" и "мигают" с частотой биений; в случае большой разницы частот наблюдается монотонная с выходом на насыщение зависимость критического поля появления доменов Вильямса от большей частоты. Дано теоретическое объяснение наблюдавшихся эффектов.

1. Традиционно исследования электрогидродинамических неустойчивостей (ЭДГ) в жидких кристаллах (ЖК) проводились в постоянном либо в переменном синусоидальном электрическом поле. В зависимости от характеристик ЖК (анизотропии диэлектрической проницаемости, проводимости и вязкости) в разных частотных интервалах возникают различные структуры: домены Вильямса, ячеечные структуры и др. Поскольку отклик ЖК на внешнее воздействие является нелинейным, можно ожидать, что использование внешнего электрического поля более сложного временного поведения (чем синусоидальное) будет приводить как к образованию структур нового типа, так и к изменению характеристик известных структур. Простейшим случаем более сложного сигнала является суперпозиция двух гармонических волн одинаковой амплитуды. Настоящая работа является сообщением об исследовании НЖК в бигармоническом электрическом поле.

2. Исследовался нематический жидкий кристалл МББА с областью существования мезофазы от 21 до 40 °С, который помещался в плоскую ячейку с планарной ориентацией директора. На полупрозрачные электроды герметичной ячейки подавалось синусоидальное напряжение одинаковой амплитуды от двух генераторов. Частота одного из сигналов фиксировалась, а другого изменялась в области частот 20 Гц – 100 кГц.

Для регистрации порога возникновения неустойчивости было использовано то обстоятельство, что образующаяся структура носит пространственно-периодический характер. После прохождения через ЖК ячейку монохроматического света He-Ne-лазера возникает дифракционная картина, по появлению которой фиксируется порог возникновения неустойчивости. При напряжениях, близких к пороговому, в дифракционной картине появляются вначале только по одному боковому максимуму (обычно наиболее интенсивные максимумы второго порядка), что свидетельствует о начале деформации директора. Предлагаемая методика позволяет всегда фиксировать одно и то же (за период) отклонение директора при указанной форме используемых сигналов.

Экспериментальная установка позволяет одновременно наблюдать за состоянием мезофазы непосредственно через поляризационный микроскоп и следить

за взаимопревращениями возможных структур в зависимости от величины приложенных напряжений и соотношения частот. Нами снят видеофильм, в котором зафиксировано большое многообразие всевозможных известных структур, а также появление новых, две из которых приведены на рис.1 и 2. Особенности поведения среды проявляются также уже на зависимости величины критического поля появления доменов Вильямса от частот приложенных напряжений.

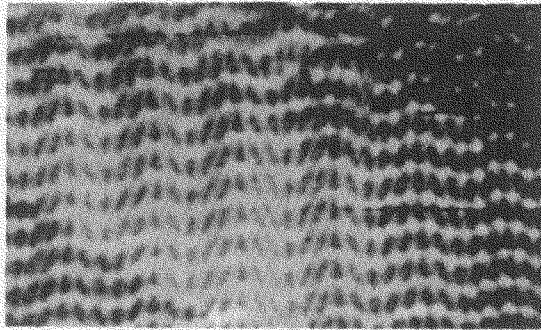


Рис.1.

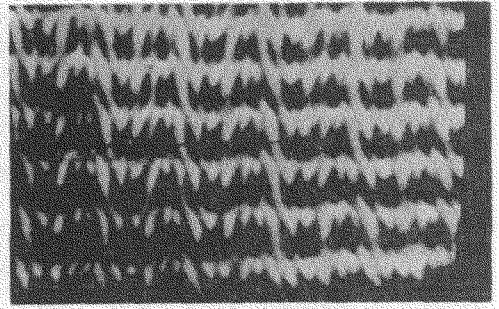


Рис.2.

Рис.1. Картина неустойчивости жидкого кристалла ЖК-440, полученная в планарной ячейке при комнатной температуре в режиме биений: несущая частота 300 Гц, период биений 1с, максимальная амплитуда 30 В

Рис.2. Картина неустойчивости жидкого кристалла ЖК-440, полученная в планарной ячейке при комнатной температуре в режиме биений: несущая частота 350 Гц, период биений 1,5с, максимальная амплитуда 50 В

На рис.3 показана зависимость порогового напряжения ( $V_n$ ) потери устойчивости однородного распределения директора от частоты подаваемого напряжения одной из составляющих электрического сигнала при фиксированной второй частоте для ячейки толщиной 48 мкм. Необходимо отметить выход на насыщение величины порогового поля в зависимости от большей частоты при значительной разности частот, а также тот факт, что минимальное пороговое напряжение достигается при равенстве частот.

Поведение пороговых напряжений при малой разности частот (биения) было исследовано более подробно. Дифракционные максимумы, по которым фиксировался порог потери устойчивости в этой области, периодически появляются и исчезают во времени с частотой, равной частоте биений. С увеличением напряжения, как и во всех других случаях появляются следующие дифракционные максимумы и "мигает" вся дифракционная картина. С увеличением разности частот частота "миганий" увеличивается и при некоторой разности частот картина становится стационарной.

На рис.4 показана область близких частот в масштабе  $V_n$  от  $\nu^{1/2}$ . Описанное временное поведение дифракционной картины, очевидно, обусловлено временем, необходимым для прорастания и исчезновения структуры, возникающей после потери устойчивости однородного распределения директора.

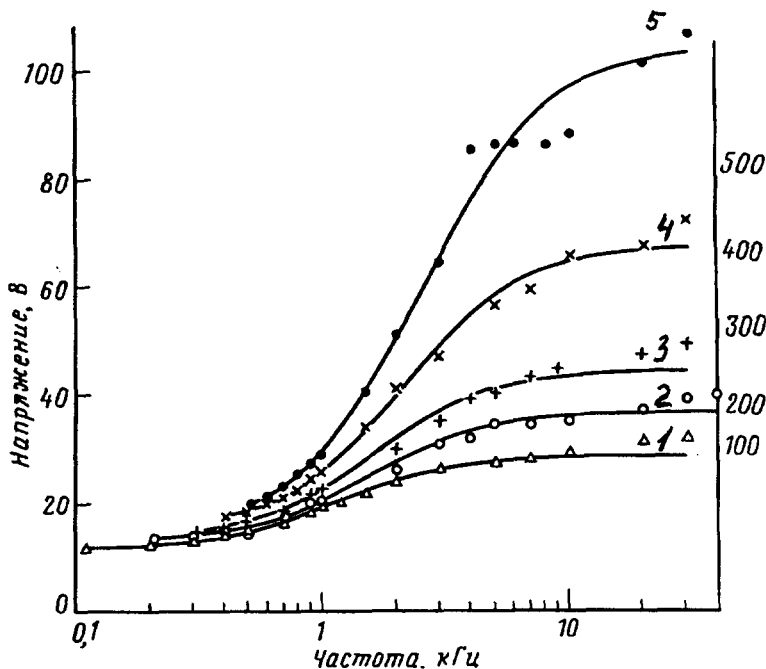


Рис.3. Зависимость напряжения появления неустойчивости  $V_n$  от частоты  $f_1$  (Гц) при фиксированных частотах  $f_2$ : кривая 1 - 100 Гц; 2 - 200 Гц; 3 - 300 Гц; 4 - 400 Гц; 5 - 500 Гц

3. Объяснение наблюдавшихся закономерностей поведения пороговых значений внешнего электрического поля от соотношения частот будет базироваться на динамике мезофазы, которая в данном случае зависит от поведения быстрой (заряда) и медленной (директора) подсистем среды. С соблюдением условий применимости можно считать, что динамика ЖК кристалла описывается широко известными [1-4] уравнениями:

$$\dot{q} + \omega_c q + \sigma_H E \Psi = 0, \quad \dot{\Psi} + \omega_0 \Psi + \lambda E^2 \Psi + \mu E q = 0. \quad (1)$$

Первое из уравнений описывает динамику заряда  $q$ , а второе - кривизну директора  $\Psi = \partial\theta/\partial x$ , где  $\theta$  - угол между директором и осью  $x$ , направленной вдоль образца. Перпендикулярно к образцу приложено электрическое поле, зависящее от двух частот:  $E = E_0 \cos \omega_1 t + E_0 \cos \omega_2 t = 2E_0 \cos \omega t \cos \Delta\omega t$ ,  $\omega \equiv 1/2(\omega_1 + \omega_2)$ ,  $\Delta\omega \equiv 1/2(\omega_1 - \omega_2)$ . Параметры  $\omega_c$ ,  $\omega_0$ ,  $\sigma_H$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  имеют тот же смысл, что и в работах [1-4].

В зависимости от соотношения между приложенными частотами и временами релаксации заряда и директора поведение среды будет разным. Для выяснения характера поведения мезофазы введем быстрые и медленные переменные:  $q = \bar{q} + \delta q$ ,  $\Psi = \bar{\Psi} + \delta \Psi$ , где  $\bar{q}$  и  $\bar{\Psi}$  описывают усредненные по большому времени значения заряда и кривизны, а  $\delta q$  и  $\delta \Psi$  - быстрые изменения отдельных подсистем. Подставляя такое представление в (1) и проведя соответствующие усреднения, получим уравнения:

$$\dot{\bar{q}} + \omega_c \bar{q} + \sigma_H \overline{E \delta \Psi} = 0, \quad \dot{\bar{\Psi}} + (\omega_0 + \lambda \overline{E^2}) \bar{\Psi} + \mu E \overline{\delta q} = 0. \quad (2)$$

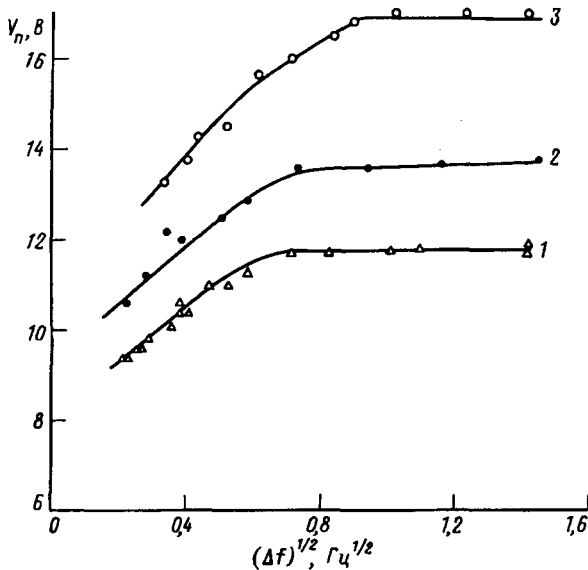


Рис.4. Зависимость  $V_n$  в режиме биений от частоты  $(\Delta f)^{1/2} = (f_1 - f_2)^{1/2}$  при фиксированной частоте  $f_2$ : кривая 1 - 100 Гц; 2 - 200 Гц; 3 - 300 Гц

Вычитая (2) из (1), имеем систему для быстрых переменных:

$$\delta \dot{q} + \omega_c \delta q + \sigma_H E \bar{\Psi} = 0, \quad \delta \dot{\Psi} + (\omega_0 + \lambda \bar{E}^2) \delta \Psi + \mu E \bar{q} = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (2) и (3) сохранены только нижайшие по частоте  $\omega$  гармоники. Черта над отдельными членами означает усреднение на соответствующих временах. В зависимости от наблюдаемых режимов процедура усреднения, а соответственно, и поведение среды будут выглядеть по-разному.

а) В случае, когда частоты сильно отличаются ( $\omega_1 \gg \omega_2$ ,  $\omega$ ,  $\Delta\omega$ ,  $\omega_1 \geq \omega_c$ ,  $\omega_0$ ), усреднение нужно проводить по временам, удовлетворяющим неравенству  $\Delta\omega T \gg 1$ . При этом поведение мезофазы описывается медленными изменениями величин  $\bar{\Psi}$  и  $\bar{q}$  за время, значительно большее времени усреднения. При решении системы (3) следует учитывать полную зависимость  $E$  от времени и искать решение для  $\delta q$  и  $\delta \Psi$  в виде

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} \delta q \\ \delta \Psi \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{Bmatrix} \sin \omega t \sin \Delta \omega t + \begin{Bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{Bmatrix} \sin \omega t \cos \Delta \omega t + \\ &+ \begin{Bmatrix} a_3 \\ b_3 \end{Bmatrix} \cos \omega t \sin \Delta \omega t + \begin{Bmatrix} a_4 \\ b_4 \end{Bmatrix} \cos \omega t \cos \Delta \omega t, \end{aligned} \quad (4)$$

верхние строки относятся к  $\delta q$ , а нижние - к  $\delta \Psi$ . Подставляя (4) в соответствующие уравнения (3) и приравнявая коэффициенты при одинаковых комбинациях трансцендентных функций, получим алгебраическую систему для определения коэффициентов  $a, b$ . Найдя соответствующие коэффициенты и проведя усреднение  $\overline{E \delta q} = 1/2 E_0 a_4$ ,  $\overline{E \delta \Psi} = 1/2 E_0 b_4$ ,  $\overline{E^2} = E_0^2$ , можем получить замкнутые уравнения для  $\bar{\Psi}$  и  $\bar{q}$ :

$$\dot{\bar{\Psi}} + \left\{ \omega_d - \frac{E_0^2 \sigma_H \mu \omega_c (\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta \omega^2)}{(\omega^2 + \omega_c^2 + \Delta \omega^2)^2 - 4 \Delta \omega^2 \omega^2} \right\} \bar{\Psi} = 0,$$

$$\dot{\bar{q}} + \left\{ \omega_c - \frac{E_0^2 \sigma_H \mu \omega_d (\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)}{(\omega^2 + \omega_d^2 + \Delta\omega^2)^2 - 4\Delta\omega^2 \omega^2} \right\} \bar{q} = 0, \quad (5)$$

где  $\omega_d = \omega_0 + \lambda E_0^2$ . Приравнивание нулю дикрементов затухания решений системы (5) даст условие нахождения критического поля возникновения неустойчивостей. В режиме проводимости, который описывается первым уравнением, критическое поле равно

$$E_c^2 = \frac{\omega_0}{\lambda} \frac{2(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}{\xi^2 \omega_c^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2 + 2\omega_c^2) - 2(\omega_1^2 + \omega_c^2)(\omega_2^2 + \omega_c^2)}, \quad (6)$$

где  $\xi^2 = \mu \sigma_H / \omega_c$  имеет тот же смысл, что и в [1-4]. В диэлектрическом режиме, когда  $\omega_d \simeq \lambda E_0^2$ , можно получить  $E_c^2 = 2\omega_2 / \lambda (\xi^2 - 2)^{1/2}$ . Из (6) видно, что переключение режимов наступает при частоте

$$\omega_1^2 = \omega_k^2 \equiv \omega_c^2 \left\{ \frac{\xi^2 (1 + \omega_2^2 / \omega_c^2)}{2(1 + \omega_2^2 / \omega_c^2) - \xi^2} - 1 \right\},$$

что в двухчастотном режиме не всегда выполнимо. Так, при  $\xi^2 > 2(1 + \omega_2^2 / \omega_c^2)$  переключения режимов не происходит, что нашло свое экспериментальное подтверждение, приведенное в данной работе. Кроме того, просчитанная по формуле (6) теоретическая зависимость величины критического поля от частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  очень хорошо согласуется с экспериментальными данными. При  $\omega_1 \gg \omega_c > \omega_2$  критическое поле перестает зависеть от большей частоты и выходит на насыщение  $E_c^2 = \omega_0^2 \cdot 2 / \lambda (\xi^2 - 2)$ , что также находит экспериментальное подтверждение (рис.3). Правда, для количественного совпадения экспериментальных значений критического поля с теоретическими расчетами необходимо предположить, что коэффициент  $\xi^2$  зависит от меньшей частоты, что можно объяснить дисперсией коэффициентов Лесли. Известно, что коэффициенты Лесли в этом диапазоне частот могут обладать дисперсией [5], а резкая зависимость  $\xi^2$  от температуры, наблюдаемая на эксперименте, свидетельствует о том, что величина  $\xi^2$  очень чувствительна к вязкости, которая выражается через эти коэффициенты.

б) Теперь рассмотрим случай, когда приложенные частоты близки, а именно,  $\Delta\omega \ll \omega$ . В этом случае после процедуры усреднения следует оставить зависимость от медленного изменения параметров, например:

$$\bar{E}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T E(t) dt = 2E_0^2 \cos \Delta\omega t.$$

Определяя  $\delta q$  и  $\delta \Psi$  из уравнений системы (3) и подставляя в (1), можем получить уравнение для  $\bar{\Psi}$  и  $\bar{q}$ . Поскольку по условию эксперимента наблюдение ведется за медленной подсистемой, то мы приведем здесь только уравнение для  $\bar{\Psi}$ :

$$\bar{\Psi} + \left\{ \omega_0 + \left( \lambda - \frac{\mu \sigma_H \omega_c}{\omega^2 + \omega_c^2} \right) E_0^2 + \left( \lambda - \frac{\mu \sigma_H \omega_c}{\omega^2 + \omega_c^2} \right) E_0^2 \cos 2\Delta\omega t \right\} \bar{\Psi} = 0, \quad (7)$$

решение которого имеет вид

$$\bar{\Psi} = \text{const} \cdot \exp\{-\gamma t - \frac{\gamma}{2\Delta\omega} \sin 2\Delta\omega t\}, \quad (8)$$

где  $\gamma = \omega_0 + \{\lambda - \mu\sigma_H\omega_c/(\omega^2 + \omega_c^2)\}E_0^2$ . Критическое поле, с которого начинается неустойчивость, определяется из условия  $\gamma = 0$  и равно

$$E_{0c}^2 = \frac{\omega_0}{\lambda} \frac{1 + \omega^2/\omega_c^2}{\xi^2 - (1 + \omega^2/\omega_c^2)}.$$

Таким образом, наблюдавшееся на эксперименте "мигание" новой структуры с периодом биений  $2\pi/(\omega_1 - \omega_2)$  объясняется периодическим поведением кривизны директора в согласии с формулой (8). "Прорастание" структуры можно объяснить, исходя из полученной формулы (8). Усредненное по частоте  $\omega$  поле  $\bar{E}$  является периодической функцией с периодом  $T = \pi/\Delta\omega$ . Если  $E_0 > E_{0c}$ , то поле  $\bar{E}$  может быть выше критического лишь какую-то долю периода. В зависимости от этой доли и величины поля  $E_0$  структура может успеть "прорасти" до фиксируемой в эксперименте величины (имеется в виду появление дифракционных максимумов) или не успеть. На эксперименте фиксировалась та величина поля  $E_0$ , при которой впервые появлялись дифракционные максимумы. Это означает, что величина  $\Psi$  при каждом таком измерении оставалась одинаковой и соответствовала своему максимальному значению за период. Следовательно, при наших измерениях

$$-\gamma T = -\frac{\gamma\pi}{2\Delta\omega} = \frac{\pi\omega_0}{2\Delta\omega} (E_0^2/E_{0c}^2 - 1), \quad (9)$$

откуда видно, что наблюдавшиеся значения критического поля линейно зависят от  $(\Delta\omega)^{1/2}$ . Полученное соотношение позволяет предложить экспресс-методику определения величины критического поля появления доменов Вильямса  $E_{0c}(\omega)$  при данной частоте  $\omega$  всего за несколько периодов. Так, если при  $\Delta\omega = \Delta\omega_1$  получаем  $E_0 = E_1$ , а при  $\Delta\omega = \Delta\omega_2$   $E_0 = E_2$ , то нетрудно получить  $E_{0c}^2 = (E_2^2 - E_1^2 \Delta\omega_2/\Delta\omega_1)/(1 - \Delta\omega_2/\Delta\omega_1)$ . Экспериментальная зависимость величины критического поля от разности частот (рис.4) очень хорошо согласуется с теоретической формулой (9).

- 
1. Л.М.Блинов, *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*, М.: Наука, 1978.
  2. С.А.Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, М.: Наука, 1978.
  3. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М.: Мир, 1977.
  4. С.Чандрасекар, *Жидкие кристаллы*, М.: Мир, 1980.
  5. А.П.Капустин, *Экспериментальные исследования жидких кристаллов*, М.: Наука, 1978.