

МЕХАНИЗМ ОБЪЕМНОГО РАСШИРЕНИЯ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

В.С. АКОБЯН, М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 23 апреля 2021 г.)

Теоретически изучены лазерно-индуцированные гидродинамические движения в изначально гибридно ориентированных нематических жидких кристаллах. Движение приводит к углублению кривизны, когда скорость потока направлена в сторону изнутри кривизны гибкой ленты. Но когда скорость имеет противоположное направление, то мы имеем две различных возможностей, зависящих от значений поверхностных энергии. В том случае, когда имеем сильное граничное условие (энергия сцепления $> 10^{-1}$ эрг/см²) на планарно-ориентированной подложке и слабое граничное условие (энергия сцепления $\approx 10^{-1}$ эрг/см²) на гомеотропно-ориентированной подложке, то тогда молекулы жидкого кристалла следуют направлению потока. Кривизна гибкой ленты переворачивается, когда имеем слабое граничное условие на планарно-ориентированной подложке и сильное граничное условие на гомеотропно-ориентированной подложке.

1. Введение

Эффекты опто-гидродинамических переориентации директора нематического жидкого кристалла (НЖК) генерируются световой волной. Этот вид переориентации был подробно изучен во многих работах [1–4]. Как указано в [1], крайне малое поглощение может служить причиной значимой переориентацией директора жидкого кристалла (ЖК). Существуют три основных механизма, которые позволяют нам преобразовывать поглощенную энергию в энергию деформации молекулы ЖК: гравитационный или механизм Рэлея-Бенара, термокапиллярный или механизм Марангони, и механизм прямого расширения объема. В рамках модели классических несжимаемых жидких кристаллов недавно было исследовано влияние градиента температуры на процесс переориентации директора гибридно ориентированной ЖК и выявлено, что установившееся гидродинамическое течение с величиной и направлением зависит от градиента температуры и характера сцепления молекул жидкого кристалла на ограничивающих поверхностях [5]. Молекулярная ориентация жидкокристал-

лических материалов может контролироваться с помощью топографических узоров. Например, это контролируется на пленке пористого анодного оксида алюминия (АОА), которая имеет гексагональные массивы пор на верхней поверхности. Ориентация меняется из-за различных условий сцепления. Это управляется путем изменения размера пор и пористости пленки АОА [6,7]. Сегнетоэлектрические микропластинки в НЖК могут быть переориентированы благодаря взаимодействию с внешним электрическим полем. Вращение пластинок сопровождается переориентацией ЖК вокруг пластинок. Это происходит из-за сильного сцепления ЖК на поверхности пластинок [8]. В работе [9] впервые сообщается об экспериментальном исследовании динамики оптических свойств гибридно ориентированного НЖК под влиянием потока, вызванного механизмом объемного расширения.

В данной работе мы подробно обсудим динамику механизма прямого объемного расширения лазерно-индуцированных гидродинамических (ЛИГ) движений в гибридно-ориентированных НЖК при различных значениях энергий сцепления подложки. Этот механизм состоит из следующих процессов. Поглощенная световая энергия нагревает НЖК, вызывая тепловое расширение. Градиент давления становится причиной течения Пуазейля в НЖК. Оно и переориентирует молекулы из-за сильной связи гидродинамических и ориентационных движений в НЖК. В случае гибридной начальной ориентации НЖК, если гидродинамическая скорость потока направлена вне кривизны «гибкой ленты», градиент скорости приводит к небольшому увеличению кривизны. Когда скорость направлена на кривизну «гибкой ленты», оно становится более деформируемой. В этом случае «гибкая лента» переворачивает свою кривизну в тот момент, когда энергия деформации становится больше энергии поверхностного сцепления.

2. Уравнения нематодинамики

Механизм прямого объемного расширения может быть представлен по следующей схеме (Рис.1). Горизонтально расположенная плоская капиллярная ячейка с нематической жидкостью, сообщающейся с объемом жидкости, которая поглощает световую энергию. Нормалью к стенкам ячейки направлена ось z , а ось x – по длине ячейки. Начало координат будет расположено на левом нижнем краю капилляра. Благодаря поглощению, лазерное излучение нагревает объем ячейки и вызывает объемное расширение. Расширение жидкости создает градиент давления по ячейке. Чтобы позволить жидкости течь под действие градиента давления, нам придется предположить наличие свободного объема в ячейке, где поддерживается постоянное (например, атмосферное) давление. Для упрощения мы предполагаем градиент давления по x координате, что приводит к потоку Пуазейля с $\mathbf{v} = v\mathbf{e}_x$, где $\mathbf{v}$ – скорость гидродинамических потоков в ячейке, а $\mathbf{e}_x$ – единичный вектор по x координате. Мы рассматриваем

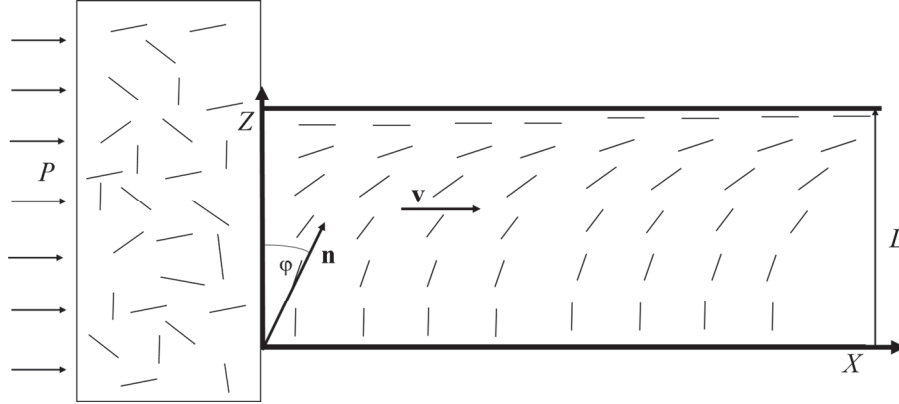


Рис.1. Рассматриваемая ячейка: P – интенсивность излучения, $\mathbf{v}$ – скорость потока, L – толщина капиллярной ячейки и $\mathbf{n}$ – директор НЖК.

однородность в плоскости ячейки (x, y): $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ и директор $\mathbf{n}$ остается в плоскости (x, z).

Поведение рассматриваемой системы в общем случае, описывается набором из трех нелинейных динамических уравнений: для переориентации директора НЖК, гидродинамического движения (уравнение Навье-Стокса) и теплопроводности [2].

Обозначим угол между директором $\mathbf{n}$ и осью z как $\varphi(z, t)$, тогда $n_x = \sin\varphi$, $n_z = \cos\varphi$ и уравнение для угла переориентации директор НЖК имеет вид:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} \right)^2 \sin\varphi \cos\varphi (K_1 - K_3) + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} (K_3 \cos^2\varphi + K_1 \sin^2\varphi) \\ & = \frac{6\beta\chi V}{\rho c_p l^3} P(2z - L) [\alpha_2 \cos^2\varphi - \alpha_3 \sin^2\varphi] + \frac{\partial\varphi}{\partial t} (\alpha_3 - \alpha_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где K_1 и K_3 – коэффициенты упругости Франка, α_i – коэффициенты Лесли, ρc_p – теплоемкость удельного объема (эрг/см³К), χ – коэффициент поглощения (см⁻¹), P – интенсивность излучения (эрг/см²), V – объем поглощающей жидкости и β – коэффициент теплового расширения (К⁻¹).

Математически, более подходящим для численных расчетов является запись этого уравнения в следующем виде:

$$\frac{\partial\phi}{\partial\tau} = (K + \Delta \sin^2\phi) \frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2} + \frac{1}{2} \Delta \sin 2\phi \left(\frac{\partial\phi}{\partial\zeta} \right)^2 + DeP(2\zeta - 1)(\alpha \sin^2\phi - 1), \quad (2)$$

где мы сделали следующие обозначения: $K = K_3/K_1$, $\Delta = (K_1 - K_3)/K_1$, $\alpha = (\alpha_3 + \alpha_2)/\alpha_2$, $\zeta = z/L$, $\tau = K_1 t / (\gamma L^2)$, $\gamma = \alpha_3 - \alpha_2$ и $De = 6\beta\chi V \alpha_2 / (K_1 \rho c_p l)$.

Уравнение (2) – это обобщенное уравнение, описывающее свето-индуцированное гидродинамическое течение в НЖК с директором, ограниченным в плоскости (x, z).

3. Граничные условия

Для граничных условий здесь мы обсуждаем более общий случай, поэтому мы не рассматриваем бесконечную энергию сцепления, и вклад поверхности должен быть включен в свободную энергию. Для этой задачи в приближении Рапини, когда капилляр имеет гибридную ориентацию, граничные условия имеют следующий вид [10]:

$$(K_1 \sin^2 \phi + K_3 \cos^2 \phi) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \sigma_1 \sin \phi \cos \phi = 0 \quad (3)$$

у нижней стены ($z = 0$). И у верхней стены ($z = L$):

$$(K_1 \sin^2 \phi + K_3 \cos^2 \phi) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \sigma_2 \sin \phi \cos \phi = 0. \quad (4)$$

В приведенных выше уравнениях σ_1 и σ_2 являются коэффициентами энергии поверхностного сцепления (эрг/см²). Как уже обсуждалось ранее в некоторых статьях [11], энергия поверхностного сцепления находится в диапазоне $10^{-4} - 10^{-2}$ эрг/см². Мы обсуждали случай, когда энергия сцепления находится в этом диапазоне. И мы рассмотрели 10^{-1} эрг/см² как сильное граничное условие. Начальное условие для гибридно ориентированного ЖК имеет следующий вид:

$$\phi(0, \xi) = (\pi / 2) \xi. \quad (5)$$

4. Численные решения и обсуждения

Мы решили уравнение (2) для 2 направлений гидродинамического течения с вышеупомянутыми граничными и начальными условиями, используя «Mathematica-11». В этих расчетах для НЖК мы предположили, что $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $K_3 = 7.5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см $\alpha_2 = -0.8 \Pi$, $\alpha_3 = -0.012 \Pi$, $\beta = 10^{-3} K^{-1}$, $\rho_{cp} = 1 \text{ Дж/см}^3$, $V = 1 \text{ см}^3$, $L = 12 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $l = 0.1 \text{ см}$. Мы изучаем переориентацию, вызванную лазерным излучением с интенсивностью $P = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$.

В случае направления излучения, когда скорость потока направлена снаружи во внутрь кривизны «гибкой ленты», мы имеем разные результаты, зависящие от граничных условий. Когда энергия поверхностного сцепления нижней стенки (первоначально гомеотропно ориентированной стенки) составляет

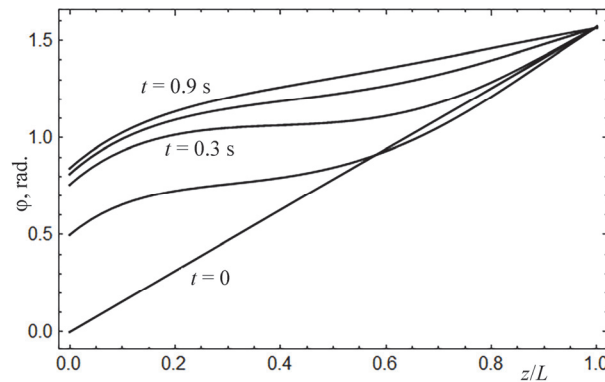


Рис.2. Угол между осями $\mathbf{n}$ и $\mathbf{z}$ для разных времен.

10^{-3} эрг/см²(слабое сцепление), а энергия верхней стенки (первоначально планарно ориентированной) составляет 10^{-1} эрг/см²(жесткое сцепление), гидродинамический поток заставляет гомеотропно ориентированных молекул принимать направление потока. Через 0.9 сек. переориентация молекул почти насыщается (Рис.2). Таким образом, ЖК становится почти планарно ориентированным по своему объему.

Фазовый набег увеличивается, потому что все молекулы меняют свою ориентацию одинаково: они пытаются быть ориентированными, как планарные молекулы. Фазовый набег увеличивается до тех пор, пока все молекулы переориентируются (Рис.3).

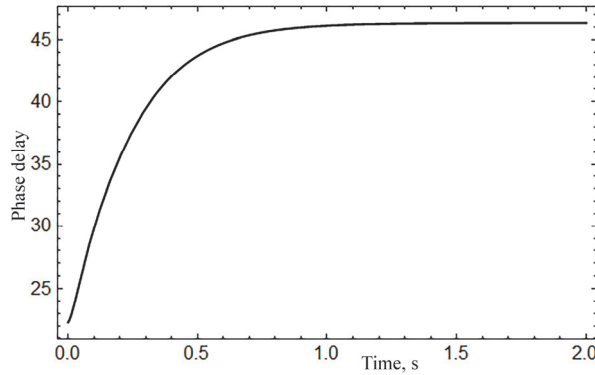


Рис.3. Зависимость фазовой набег от времени, когда энергия поверхностного сцепления нижней стенки составляет 10^{-3} эрг/см², а энергия верхней стенки составляет 10^{-1} эрг/см².

Когда энергия поверхностного сцепления нижней стенки (первоначально гомеотропно ориентированной стенки) составляет 10^{-1} эрг/см², а энергия верхней стенки (первоначально планарно ориентированной) составляет 10^{-3} эрг/см², «гибкая лента» разворачивает свою кривизну (Рис.4а) в тот момент, когда энергия деформации становится больше энергии поверхностного сцепления. Через 0.47 с. гидродинамическая скорость выходит за пределы обратной кривизны и приводит к небольшому дополнительному увеличению кривизны. Через 1 секунду уже ничего не меняется, и молекулы остаются такими, как на Рис.4б. Время реверсирования зависит от параметров НЖК, интенсивности лазерного излучения.

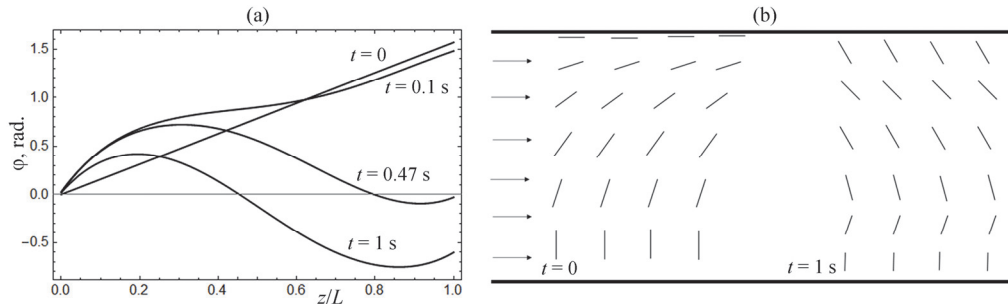


Рис.4. (а) Угол между осями $\mathbf{n}$ и $\mathbf{z}$ для разных времен, (б) молекулы ЖК в капилляре с начальной ориентацией ($t = 0$) и после переориентации ($t = 1$ с).

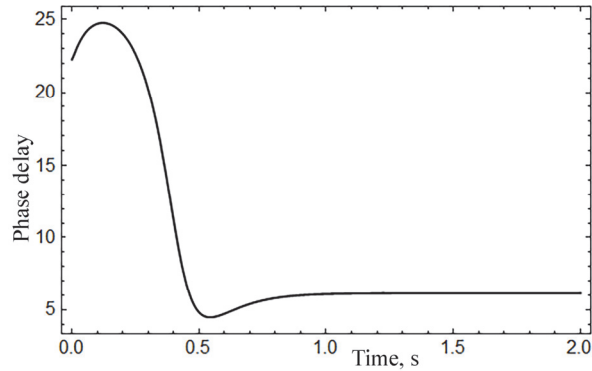


Рис.5. Зависимость фазовой набег от времени, когда энергия поверхностного сцепления нижней стенки составляет 10^{-1} эрг/см², а энергия верхней стенки составляет 10^{-3} эрг/см².

Фазовой набег также ведет себя в этом случае по-разному (Рис.5). Он увеличивается в течении первых миллисекунд, а затем сильно уменьшается, потому что молекулы по-разному меняют свою ориентацию до 0.47 с., когда гидродинамический поток меняет кривизну «гибкой ленты». Затем, фазовой набег немного увеличивается из – за небольшого увеличения кривизны и насыщается.

В случае обратного направления падения излучения, когда скорость потока направлена изнутри кривизны «гибкой ленты», градиент скорости приводит к увеличению кривизны. Когда у нас есть небольшая энергия сцепления на нижней стенке, ориентация на стенке меняется, и первоначально гомеотропно ориентированные молекулы становятся почти планарными (Рис.6а). Но, с другой стороны, когда у нас есть небольшая энергия сцепления на верхней стенке, где изначально молекулы ориентированы планарно, градиент скорости гидродинамического потока почти не меняет ориентацию молекул (Рис.6б). Когда энергия поверхностного сцепления нижней стенки (первоначально гомеотропно ориентированной стенки) составляет 10^{-3} эрг/см², а энергия верхней стенки (первоначально планарно ориентированной) составляет 10^{-1} эрг/см², молекулы получают свое окончательное положение через 0.5 с. В случае противоположного сцепления энергий требуется 0.7 с для окончательной переориентации.

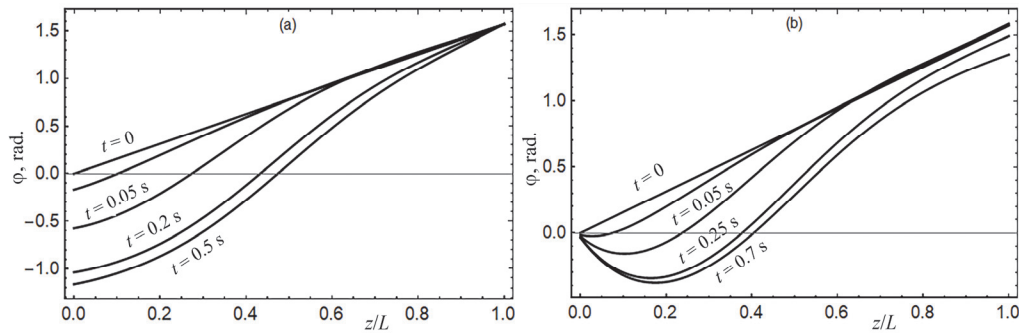


Рис.6. Угол между осями $\mathbf{n}$ и $\mathbf{z}$ для разных времен, (а) слабое граничное условие на нижней стенке, (б) слабое граничное условие на верхней стенке.

5. Заключение

Таким образом, в случае, когда гидродинамический поток направлен снаружи кривизны «гибкой ленты», мы получаем разные результаты в зависимости от граничных условий. В первом случае мы получаем почти планарные переориентированные молекулы в ячейке, когда на верхней стенке задано сильное граничное условие и слабое граничное условие на нижней стенке. А во втором случае, когда граничные условия меняются местами, гидродинамический поток разворачивает кривизну «гибкой ленты». В случае, когда гидродинамический поток направлен изнутри кривизны «гибкой ленты», поток приводит к увеличению кривизны.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.V. Tabiryan, B.Ya. Zel'dovich, A.V. Sukhov. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **136**, 1 (1986).
2. R.S. Hakobyan, K.M. Sargsyan, N.V. Tabirian. *Mol. Crystals and Liq. Crystals*, **453**(1), 239 (2006).
3. Y.-K. Kim, B. Senyuk, O.D. Lavrentovich. *Nat Commun*, **3**, 1133 (2012).
4. I. Nys. *Liquid Crystals Today*, **29**(4), 65 (2020).
5. A.V. Zakharov, A.A. Vakulenko. *Physics of the Solid State*, **52**(7), 1542 (2010).
6. S.H. Ryu, D.K. Yoon. *ACS Applied Materials & Interfaces*, **8**(27), 17707 (2016).
7. I. Gryn, E. Lacaze, R. Bartolino, B. Zappone. *Advanced Functional Materials*, **25**(1), 142 (2014).
8. M. Škarabot, M.M. Kržmanc, L. Rupnik, G. Lahajnar, D. Suvorov, I. Mušević. *Liquid Crystals*, **48**(3), 1 (2020).
9. T. Dadalyan, K. Petrosyan, R. Alaverdyan, R. Hakobyan. *Liquid Crystals*. **46**(5), 694 (2018).
10. F. Simoni. *Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals and PDLC.*, Teaneck, NJ: World Scientific, 1997.
11. D. Rivièrè, Y. Levy, E. Guyon. *J. de Physique Lettres*, Edp sciences, **40**(10), 215, (1979).

VOLUME EXPANSION MECHANISM OF LASER-INDUCED HYDRODYNAMIC REORIENTATION

V.S. HAKOBYAN, M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

Laser-induced hydrodynamic (LIH) motions in nematic liquid crystal (NLC) which is an initially oriented hybrid have been studied theoretically. For the direction when the flow velocity is directed out of the "flexible ribbon's" curvature, it brings an increase of the curvature. But when the velocity has the opposite direction, we have two different cases depending on the surface anchoring energies. When there is a strong boundary condition (anchoring energy $> 10^{-3}$ erg/cm²) on the planar oriented wall, and there is a weak boundary condition (anchoring energy $\approx 10^{-3}$ erg/cm²) on the homeotropic oriented wall, the molecules of a liquid crystal (LC) take the direction of the flow. "Flexible ribbon's" curvature is reversed when is given a weak boundary condition on the planar oriented wall and on the homeotropic oriented wall is given strong boundary condition.