

УДК 621.372

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

ДЖ.Б. ПУРСАМАД

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 20 июня 2008 г.)

Предсказан и теоретически исследован термомеханический механизм переориентации директора в закрученном нематическом жидком кристалле, вызванный одномерным продольным градиентом температуры. Вычисленные величины переориентации директора находятся в пределах, в которых могут быть легко измерены экспериментально.

1. Введение

В нематических жидких кристаллах (НЖК) очень важны термические эффекты, ввиду температурной зависимости таких параметров НЖК, как свободная энергия Франка, упругие постоянные, коэффициент поглощения света, массовая плотность, параметр порядка и показатель преломления [1]. Наиболее важными из термических эффектов являются те, которые предсказаны термомеханической теорией [2].

Термомеханические эффекты в газах [3], сверхтекучих жидкостях [4] и холестерических жидких кристаллах [5] известны давно. В частности, в [5] предполагается, что в нематических жидких кристаллах аналогов нет. Между тем, эффекты такого типа были предсказаны в [2]. На основе этой теории предсказывается три основных типа термомеханических эффектов; первый – гидродинамический поток, вызванный температурным градиентом. Второй – это возникновение падения температуры из-за неоднородного потока и третий тип – дополнительное отклонение директора, вызванное градиентом температуры. Все отмеченные эффекты можно вывести путем варьирования функции диссипации, введенной в [2]. Термомеханический эффект при гибридной и цилиндрически-гибридной ориентации исследован в [6] теоретически и экспериментально. Колебательные движения “гибкой ленты” из-за гидродинамических потоков получены в [7].

В данной работе исследована переориентация директора из-за термического градиента, которая может происходить в закрученном нематическом жидком кристалле при наличии любого теплового источника, например, элемента Пельтье. Термический нагрев приводит к вращающему моменту, действующему на директор наряду с остальными моментами. Этот момент либо стабилизирует, либо дестабилизирует первоначальную ориентацию в зависимости от отношения

термомеханических коэффициентов. Этот эффект может быть вызван также градиентом температуры из-за поглощения света.

2. Уравнение термомеханической переориентации в нематическом жидком кристалле

Рассмотрим первоначально закрученный ориентированный НЖК толщины L , заключенный между плоскостями $z = 0$ и $z = L$ декартовой системы координат. Среднее направление ориентации НЖК задается директором $\hat{n}(\mathbf{r})$. В отсутствие градиента температуры директор НЖК лежит в плоскости (x, y) . Пусть $\theta(z) = \pi z / 2L$ есть угол между директором и осью x . Тогда директор имеет вид $\hat{n}(\mathbf{r}) = \hat{e}_x \cos \theta(z) + \hat{e}_y \sin \theta(z)$, где $\hat{e}_x$ и $\hat{e}_y$ суть единичные векторы в соответствующих направлениях (см. рис.1). Уравнение равновесной ориентации директора можно получить вариационным методом Эйлера–Лагранжа–Рэлея [8]:

$$\Pi_{ij} \left[\frac{\delta R}{\delta \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)} - \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\delta R}{\delta \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x_k \partial t} \right)} + \frac{\partial F}{\partial n_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\delta F}{\delta \left(\frac{\partial n_i}{\partial x_k} \right)} \right] = 0, \quad (1)$$

где

$$F = \frac{1}{2} K_1 (\text{div} \hat{n})^2 + \frac{1}{2} K_2 (\hat{n} \times \text{curl} \hat{n})^2 + \frac{1}{2} K_3 (\hat{n} \times \text{curl} \hat{n})^2 \quad (2)$$

есть плотность упругой свободной энергии нематического жидкого кристалла, $\hat{n}$ – единичный вектор директора, причем $\hat{n}$ и $-\hat{n}$ эквивалентны, K_1 , K_2 и K_3 – постоянные Франка, проекционный оператор $\Pi_{ij} = \delta_{ij} - n_i n_j$ обеспечивает сохранение нормировки, и

$$R = R^{\text{visc}} + R^{\text{TM}}, \quad (3)$$

$$R^{\text{visc}} = \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{\partial \hat{n}}{\partial t} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь γ (пуаз) – константа вязкости. Отметим, что в вязкостной диссипативной функции R^{visc} мы пренебрегли связью директора с гидродинамическими степенями свободы, а R^{TM} – термомеханическая диссипативная функция, введенная в [2]. Ввиду сложности выражений для закрученного НЖК мы использовали приближение одной постоянной Франка: $K_1 = K_2 = K_3 = K$. Отсюда следует [9]

$$\frac{\partial F}{\partial n_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\delta F}{\delta (\partial n_i / \partial x_k)} = -K \nabla^2 n_i, \quad (5)$$

и получаем [2]

$$f_j^{\text{TM}} = \frac{\delta R^{\text{TM}}}{\delta (\partial n_i / \partial t)} = \frac{1}{2} (2\xi_1 - \xi_3) \nabla_i T \text{div} \hat{n} - \xi_2 (\hat{n} \cdot \text{curl} \hat{n}) [\hat{n} \times \nabla]_i T + \\ + \xi_3 m_{ik} \nabla_k T - (\xi_3 - \xi_4) m_{ik} n_k (\hat{n} \times \nabla) T \quad (6)$$

и

$$m_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial x_k} + \frac{\partial n_k}{\partial x_i} \right), \quad (7)$$

где f_j^{TM} (происходящая из термомеханической диссипативной функции “сила”, действующая на директор, $T(x)$ – локальная температура, ξ_i (эрг/К·см) – термомеханические коэффициенты и m_{ik} – симметричный тензор градиента директора. Здесь мы приняли одномерность температурного градиента – в направлении x .

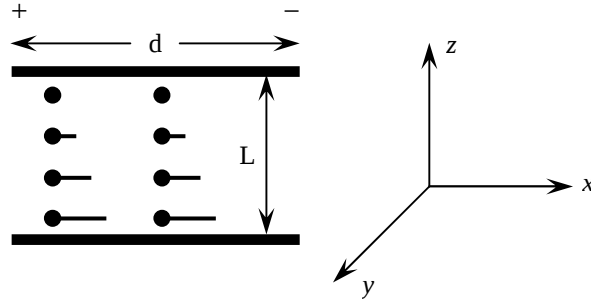


Рис.1. Ячейка с закрученной нематической жидкостью при наличии продольного градиента температуры.

В вычислениях будем рассматривать задачу, однородную в плоскости (x, y) , поэтому положим $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ и линеаризуем соотношения по возмущению $\delta \hat{n}$, т.е. представим $\hat{n} = \hat{n}^0 + \delta \hat{n}$ ($\hat{n}^0 \delta \hat{n} = 0$).

В результате громоздких вычислений получаем новую компоненту директора в z -направлении, возникающую из-за термомеханического эффекта. Нормированное уравнение для z -компоненты директора имеет вид

$$\frac{\partial^2 \delta n_z(Z, \tau)}{\partial Z^2} + \frac{1}{4} \delta n_z(Z, \tau) + \eta \frac{dT}{dx} \sin\left(\frac{Z}{2}\right) = \frac{\partial \delta n_z(Z, \tau)}{\partial \tau} \quad (8)$$

где Z – нормированная координата ($Z = \pi z/L$), время установления директора есть $\tau_\gamma = \gamma L^2 / \pi^2 K$, $\tau = t / \tau_\gamma$ и

$$\eta = \frac{L}{2\pi K} \left(\xi_2 + \frac{1}{2} \xi_3 \right) \text{ в см/К} \quad (9)$$

В стационарном случае ($\partial/\partial \tau = 0$) с жесткими граничными условиями на поверхностях ($\delta n_z(0, \tau) = \delta n_z(L, \tau) = 0$) получим

$$\delta n_z(Z) = -\frac{L \left(\xi_2 + \frac{\xi_3}{2} \right)}{2\pi K} \frac{dT(x)}{dx} Z \cos\left(\frac{Z}{2}\right). \quad (10)$$

Это соотношение показывает, что переориентация директора растет линейно с ростом температурного градиента dT/dx и толщины ячейки L . При $\xi_2 = \xi_3 = 10^{-6}$ эрг/К·см [2], $K \sim 6.3 \times 10^{-7}$ эрг/см для НЖК 5СВ и при $dT/dx \approx \Delta T/d = 30$ К/см (ΔT – разность температур между нагретой и ненагретой частями, а d – расстояние между ними) в середине ячейки толщиной $L = 10^{-2}$ см оценки дают $\delta n_z \sim 0.13$. Рис.2 показывает распределение переориентации директора вдоль ячейки.

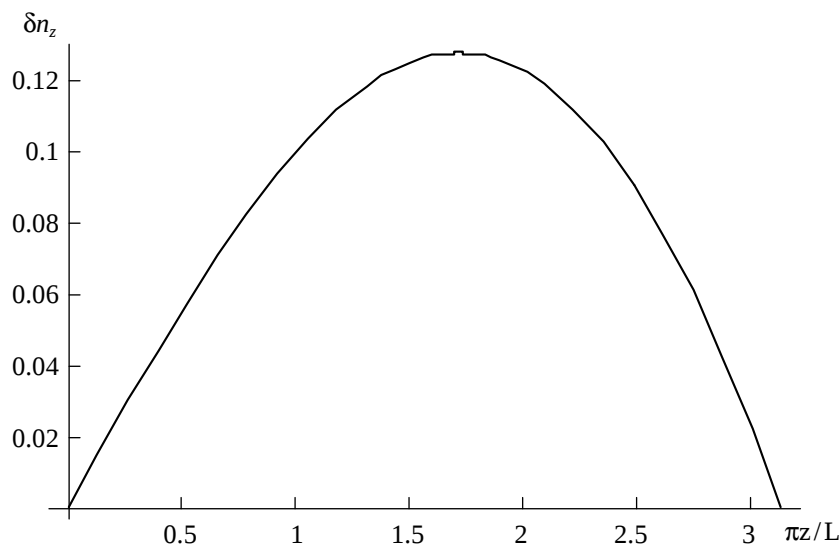


Рис.2. Стационарное решение для образовавшейся новой компоненты директора (формула (10)).

На графике видно, что наибольшая переориентация приходится примерно на середину ячейки ($z \sim 0.55L$).

3. Численное решение и обсуждение

Мы решали уравнение (8) для переориентации директора, обусловленной градиентом температуры, при начальных и граничных условиях $\delta n_z(0, \tau) = \delta n_z(L, \tau) = \delta n_z(Z, 0) = 0$, используя программу “Mathematica 5.1”. В этих вычислениях были использованы параметры НЖК 5СВ.

На рис.3 приведено численное решение для переориентации директора при условии жесткого закрепления на границах; это означает, что ориентация директора на границах предполагается фиксированной и не зависящей от внешних возбуждений.

Переориентация в середине ячейки НЖК в зависимости от нормированного времени τ приведена на рис.4 для различных величин градиента температуры. Видно, что время установления директора при термомеханической и электрической (из-за гигантской оптической нелинейности [8]) переориентации имеет один и тот же порядок величины.

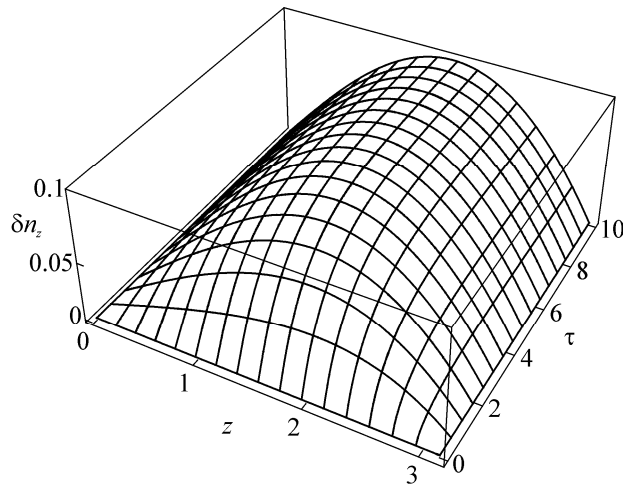


Рис.3. Трехмерный график образовавшейся новой компоненты директора в зависимости от нормированных координаты ($Z = \pi z/L$) и времени τ при $dT/dx = 30$ К/см.

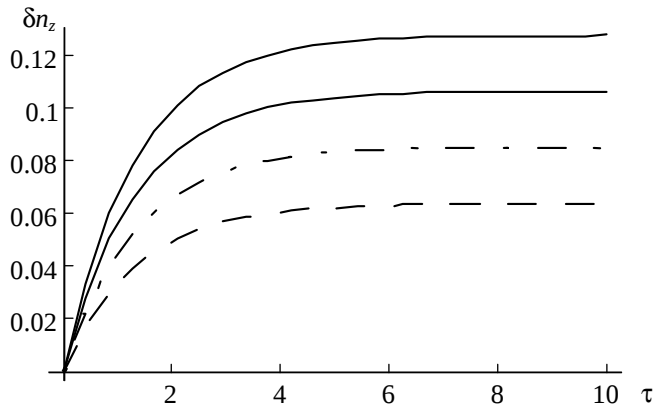


Рис.4. Двумерная кривая временной зависимости (от нормированного времени τ) образовавшейся новой компоненты директора в середине ячейки. Верхняя кривая (сплошная жирная линия) относится к случаю $dT/dx = 30$ К/см, вторая кривая (сплошная линия) – к случаю $dT/dx = 25$ К/см, третья кривая (штрих-пунктирная линия) - $dT/dx = 20$ К/см и четвертая кривая (пунктирная линия) – $dT/dx = 15$ К/см.

Максимальная переориентация директора в случае $dT/dx = 30$ К/см будет составлять 8° , а в случае $dT/dx = 20$ К/см – 5° .

4. Заключение

Таким образом, мы исследовали термомеханическую переориентацию директора закрученного НЖК, обусловленную тепловым градиентом (термомеханический эффект третьего типа). Такой термический градиент можно, в

частности, получить при поглощении гауссовского лазерного пучка. Такая переориентация оказывается сравнимой с переориентацией из-за гигантской оптической нелинейности [8]. Термомеханическая переориентация может вызвать в НЖК большие изменения показателя преломления (или диэлектрической проницаемости), что может привести ко многим нелинейным свойствам, таким как самофокусировка или дефокусировка, самодифракция и т.д. Необходимо отметить, что указанные температурные градиенты можно легко получить в наиболее интересном случае термического нагрева вследствие поглощения света в слое с небольшими изменениями температуры. Поэтому мы пренебрегли температурной зависимостью констант НЖК, которая может приводить к ряду других эффектов, например, к гидродинамическим потокам, термическому делению и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. **F.Simoni.** Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals. World Scientific, 1997.
2. **R.S.Akopyan, B.Ya.Zel'dovich.** Sov. Phys. JETP, **60**, 953 (1984).
3. **E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevskii.** Physical Kinetics. Butterworth-Heinmann, 1981.
4. **L.D.Landau, E.M.Lifshitz.** Fluid Mechanics. Oxford, Pergamon, 1987.
5. **F.M.Leslie.** Proc. Roy. Soc., **A307**, 359 (1968).
6. **R.S.Akopyan, R.B.Alaverdian, E.A.Santrosian, Y.S.Chilingarian.** J. Appl. Phys., **90**, 3371 (2001).
7. **R.S.Akopyan, G.L.Yesayan, B.Ya.Zel'dovich.** Phys. Rev. E, **73**, 61707 (2006).
8. **B.Ya.Zel'dovich, N.V.Tabiryan.** Usp. Fiz. Nauk, **147**, 674 (1985).
9. **P.G. de Gennes.** The Physics of Liquid Crystals. Oxford Univ. Press, 1974.

ZnO:Li ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԹՈՒՉՔԱՅԻՆ ԵՎ
ԴԵՅՖԱՅԻՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐԸ

Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Յ.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Կանխագուշակված և տեսականորեն ուսումնասիրված է նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդչի վերակողմնորոշման ջերմամեխանիկական մեխանիզմը պայմանավորված միաչափ երկայնական ջերմաստիճանային գրադիենտով: Ուղղորդչի վերակողմնորոշման հաշվարկված մեծությունները գտնվում են այն տիրույթում, որտեղ կարող են հեշտությամբ չափվել փորձնականորեն:

THERMOMECHANICAL REORIENTATION IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS

J.B. POURSAMAD

Thermomechanical mechanism of the director reorientation in twisted nematic liquid crystals caused by one-dimensional longitudinal temperature gradient is predicted and studied theoretically. The calculated director reorientations are in the range that can be measured experimentally very easily.