

УДК 537.624

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ И НОВЫЕ ВОРТЕКСНЫЕ СТРУКТУРЫ

А.К. АЛЕКСАНЯН[†]

Ереванский государственный университет, Армения

[†]e-mail: artur.aleksanyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 августа 2012 г.)

Представлено теоретическое исследование термомеханического эффекта третьего типа в твист-ячейке нематического жидкого кристалла. Получено решение уравнения директора и оценена оптическая нелинейность. Доказано, что имеет место нелинейность того же порядка, что и в случае прямой ориентационной оптической нелинейности. Обсуждена также возможность наблюдения термомеханического эффекта в неоднородных вихревых структурах.

1. Введение

Нелинейные эффекты в жидких кристаллах являются движущей силой для развития оптики, построения новых оптических элементов и устройств. Директор нематического жидкого кристалла очень чувствителен к внешним воздействиям, например, к электрическим, магнитным и лазерным полям. Большая оптическая нелинейность нематических жидких кристаллов за счет переориентации молекул в значительной степени исследована и опубликована во многих работах.

Одним из механизмов переориентации директора нематического жидкого кристалла является термомеханический эффект [1]. Есть три типа термомеханических эффектов. Первый – гидродинамический поток за счет градиента температуры, второй – возникновение градиента температуры в нестабильном гидродинамическом потоке и третий тип – дополнительное отклонение директора из-за градиента температуры. Третий тип термомеханического эффекта требует градиента температуры и неоднородного распределения директора. Температурный градиент может быть создан за счет поглощения лазерного пучка в ячейке. Было показано теоретически, что термомеханический эффект в нематическом жидком кристалле с красителем может переориентировать директор при интенсивности значительно ниже, чем необходимо для оптического перехода Фредерикса [2]. Было экспериментально показано, что термомеханический эффект – ориентационный и недифракционный [3], и ориентационная оптическая нелинейность, обусловленная третьим типом термомеханического

эффекта, может быть настолько же сильна, как и прямая ориентационная оптическая нелинейность [4].

Недавно термомеханический эффект был установлен в твист-ячейке нематического жидкого кристалла с азо-красителем [5]. Термомеханический гидродинамический поток был также изучен в гибридной [6] и цилиндрически-гибридной [7] ячейках. Термомеханический эффект, индуцированный при помощи статического электрического, магнитного и лазерного полей в планарной и гемеотропной ячейке, был исследован в работах [8] и [9], соответственно. Термомеханический эффект, в отличие от прямой оптической нелинейности, возникает и в случае нормального падения лазерного пучка.

2. Уравнение директора

В случае твист-ячейки линейная поляризация лазерного пучка совпадает с направлением директора у первой стенки ячейки и электрическое поле не может переориентировать директор. Лазерный пучок ТЕМ₀₀, интенсивность которого имеет гауссову форму, падает перпендикулярно на твист-ячейку и вызывает переориентацию директора. Интенсивность пучка имеет вид

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right), \quad (1)$$

где P и ω – мощность и перетяжка лазерного пучка, соответственно. До падения лазерного пучка среднее распределение директора описывается вектором $\mathbf{n}_0 = \mathbf{i} \cos \theta + \mathbf{j} \sin \theta$, где $\theta = \pi z/2L$ (L – толщина ячейки). После падения директор переориентируется: $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \delta\mathbf{n}$ ($\mathbf{n}_0 \perp \delta\mathbf{n}$). Изменение директора во времени и пространстве подчиняется уравнению, выражающему баланс моментов сил, действующих на единицу объема НЖК:

$$[f\hat{n}]_i + e_{ijm} n_m \left(\frac{\delta F}{\delta n_j} - \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\delta F}{\delta(\partial n_j / \partial x_k)} \right) = 0. \quad (2)$$

Здесь F – плотность свободной энергии, f – термомеханическая сила, которая возникает под воздействием температурного градиента за счет диссипативных процессов:

$$F = \frac{1}{2} K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_3 (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2, \quad (3)$$

$$f_j^{\text{TM}} = \frac{\delta R}{\delta(\partial n_i / \partial t)} = \frac{1}{2} (2\xi_1 - \xi_3) \nabla_i T \operatorname{div} \mathbf{n} - \xi_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n}) [\mathbf{n} \times \nabla]_i T + \xi_3 m_{ik} \nabla_k T - (\xi_3 - \xi_4) m_{ik} n_k (\mathbf{n} \nabla) T, \quad (4)$$

где K_1 , K_2 и K_3 – константы Франка, γ – коэффициент вязкости, ξ_i – термомеханические коэффициенты, T – температура и

$$m_{ik} = (1/2)(\partial n_i / \partial x_k + \partial n_k / \partial x_i) \quad (5)$$

– симметричный тензор градиента директора. “Диссипативные” процессы, которые возникают в среде и создают термомеханический эффект, добавляют дополнительную часть в уравнение директора, которое в общем случае имеет очень сложный вид, но в случае конкретных задач приводится к простому выражению. Для упрощения расчетов в свободной энергии можно использовать одноконстантную аппроксимацию ($K_1 = K_2 = K_3$):

$$F = (1/2)(\partial n_i / \partial x_j)(\partial n_i / \partial x_j). \quad (6)$$

Мы линеаризуем уравнение директора, т.е. все члены уравнения, которые пропорциональны $(\delta n)^2$, игнорируются в связи с тем, что переориентация директора очень мала.

После подстановки (4) и (6) в уравнение (2), получаем уравнение, которое описывает динамику директора:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = K \Delta \delta n + K \frac{\pi^2}{4L^2} \delta n + \frac{\pi}{2L} \left(\xi_2 + \frac{1}{2} \xi_3 \right) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \sin \frac{\pi z}{2L} - \frac{\partial T}{\partial y} \cos \frac{\pi z}{2L} \right). \quad (7)$$

Для решения уравнения директора надо установить градиент температуры в ячейке. Последнее можно получить, решив уравнение теплопроводности при данных граничных и начальных условиях. Согласно работе [10], решение уравнения теплопроводности имеет следующий вид:

$$\Delta T(r, t) = \frac{2P\alpha}{\pi c \rho_0 a^2} \int_0^t \frac{1}{1 + 2t'/t_c} \exp\left(-\frac{2r^2/a^2}{1 + 2t'/t_c}\right) dt', \quad (8)$$

где $t_c = a^2/4D$, $D = k/\rho_0 c$ – тепловая диффузия, α – коэффициент поглощения (в см^{-1}) НЖК, c , ρ_0 и k – теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности, соответственно.

Для градиента температуры получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta T}{\partial x} &= \frac{2P\alpha t_c}{\pi c \rho_0 a^2} \left(\frac{x}{x^2 + y^2} \right) \left\{ \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{a^2}\right) - \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{a^2(1 + 2t/t_c)}\right) \right\}, \\ \frac{\partial \Delta T}{\partial y} &= \frac{2P\alpha t_c}{\pi c \rho_0 a^2} \left(\frac{y}{x^2 + y^2} \right) \left\{ \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{a^2}\right) - \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{a^2(1 + 2t/t_c)}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для численных расчетов мы используем характеристические константы НЖК 5СВ: $\alpha = 3 \text{ см}^{-1}$, $c\rho_0 = 1 \text{ ДжК}^{-1}\text{см}^{-3}$, $D = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$.

В этой модели сделаны некоторые приближения, в частности, 1) считается, что ячейка находится при комнатной температуре, в термостате и теплообмен с внешней средой отсутствует и, таким образом, вся энергия преобразуется в тепло, 2) размеры ячейки очень велики по сравнению с размером опорного лазерного пучка для того, чтобы избежать граничных эффектов, 3) погло-

шенная энергия очень мала, чтобы индуцировать конвекцию. Требования этой безграничной модели очень легко удовлетворить в эксперименте. Радиус ячейки должен быть по крайней мере в 2.5 раза больше размера опорного пучка и размер ячейки должен быть по крайней мере в 2.5 раза больше размера пробного пучка, чтобы вся энергия прошла через нее.

3. Распределение директора и нелинейность

Численное решение уравнения (7) было получено при помощи программы Mathematica 8. На рис.1 приведено распределение директора в центре ячейки. Максимальное изменение директора $\delta n_{\max} = 0.05$.

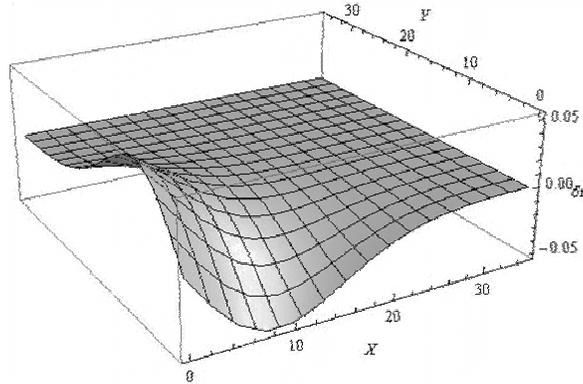


Рис.1. Распределение директора в середине твист-ячейки. Мощность лазерного пучка $P = 40$ мВт.

Для того чтобы получить информацию об ориентации директора, мы используем гелий-неоновый лазерный луч, интенсивность которого очень мала по сравнению с интенсивностью возбуждающего пучка. Пробный луч в ячейке расщепляется на два луча – обыкновенный и необыкновенный. Используя простую формулу для коэффициента нелинейности, получим

$$\varepsilon_2^{\max} = n_0 n_2 c / 2\pi = n_0 n_{\perp} c \varepsilon_a \delta n^2 / 4\pi n_{\perp}^2 I \approx 0.14 \text{ см}^3/\text{эрг}, \quad (10)$$

где c – скорость света, ε_a – анизотропия диэлектрической проницаемости, n_{\perp} и n_{\parallel} – соответственно, параллельные и ортогональные к директору компоненты коэффициента преломления, I – интенсивность. Этот результат сравним с большой оптической нелинейностью.

4. Заключение

Быстрый темп развития оптики теперь позволяет создавать такие структуры, которые казались невозможными еще несколько лет назад. Вихревые структуры теперь используются во многих областях оптики. Например, они могут использоваться как элементы Панчаратнам–Берри для формирования волнового фронта. Создание такой среды при помощи техники, которая называется

фотоориентацией, детально рассмотрено во многих работах (например, в [11]). Термомеханические эффекты в данной среде не были изучены.

Однако теперь можно создать ячейку, в которой распределение директора у первой стенки радиальное (рис.2а), а у второй – гомеотропное (рис.2б). У такой ячейки есть цилиндрическая симметрия и теоретические задачи нужно решать для цилиндрической системы координат. Распределение директора в такой ячейке будет

$$\hat{n} = \cos[\varphi(z/L - 1)]\hat{e}_r + \sin[\varphi(z/L - 1)]\hat{e}_\varphi.$$

Можно также создать ячейку, в которой распределение директора у первой стенки радиальное, а у второй – планарное (рис.2в). В этом случае отсутствует цилиндрическая симметрия и теоретическая задача решения системы уравнений Эйлера–Лагранжа–Релея в такой системе является трудной, но осуществимой задачей. Распределение директора в такой ячейке можно представить в виде

$$\hat{n} = \sin[\pi z/2L]\hat{e}_r + \cos[\pi z/2L]\hat{e}_z.$$

Эта структура представляет собой совокупность многих твист-ячеек с различным шагом и поэтому в эксперименте поляризация лазерного пучка не будет играть роли, если ее направление совпадет с направлением директора у первой стенки ячейки, где распределение директора планарное.

По сравнению с этими ячейками легко создать азимутальную ячейку, в которой распределение директора у первой стенки ячейки азимутальное (рис.2г), а у второй стенки – планарное или гомеотропное. Азимутальное распределение можно получить при помощи вращательного трения подложки.

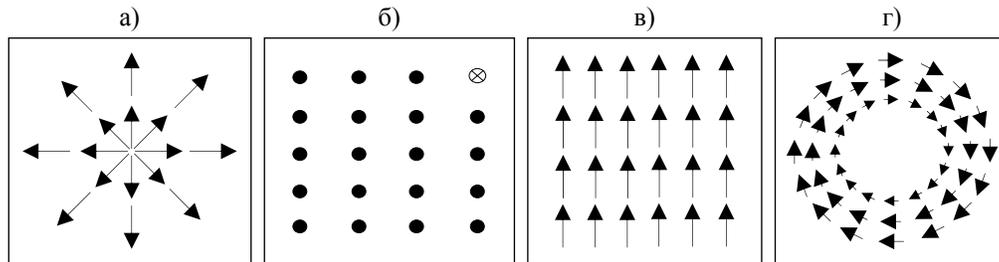


Рис.2. а) радиальное распределение, б) гомеотропное распределение, где директор направлен перпендикулярно плоскости рисунка, в) планарное распределение, г) азимутальное распределение.

Изучение термомеханического эффекта в вихревых конструкциях даст возможность еще детальнее изучать биологические процессы в организмах, например, поведение некоторых биологических тканей. Наилучший результат решения уравнения директора в вихревой среде даст нам возможность получить все термомеханические константы. Все эти исследования могут быть использованы для создания новых детекторов для невидимых длин волн, так как

термомеханический эффект чувствителен к температурному градиенту, который можно создать при помощи нагрева одной стенки ячейки. И самое главное, эти вихревые структуры теперь используются для создания экранов без поляризаторов, где стабильность директора является одной из главных задач и термомеханические эффекты могут играть далеко не последнюю роль.

В заключение автор выражает благодарность Р.С. Акопяну за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.С.Акопян, Б.Я.Зельдович. ЖЭТФ, **87**, 953 (1984)
2. D.O.Krimer, S.Residori. Eur. Phys. J. E, **23**, 77 (2007).
3. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Г.С.Геворгян, А.А.Киракосян. Письма в ЖЭТФ, **92**, 504 (2010).
4. С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., Наука, 1984.
5. Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий и др. Письма в ЖЭТФ, **31**, 287 (1980).
6. G.S.Gevorgyan, A.K.Aleksanyan, R.S.Nakobyan, R.V.Alaverdyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **559**, 22 (2012).
7. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Э.А.Сантросян, Ю.С.Чилингарян. Письма в ЖТФ, **23**, 77 (1997).
8. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Э.А.Сантросян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян. Письма в ЖТФ, **25**, 71 (1999).
9. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Э.А.Сантросян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян. ЖТФ, **69**, 122 (1999).
10. R.S.Akopyan, R.V.Alaverdyan, E.A.Santrosyan, Yu.S.Chilingaryan. Quantum Electron., **30**, 653 (2000).
11. J.Shen, R.D.Lowe, R.D.Snook. Chem. Phys., **165**, 385 (1992).
12. L.Marrucci, C.Manzo, D.Paparo. Appl. Phys. Lett., **88**, 221102 (2006).

ԱՋԵՐՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՈՒՄԱՅԻՆ ՈՉԳԾԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ ԵՎ ՆՈՐ ՎՈՐՏԵՔՍՍԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐ

Ա.Կ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է երրորդ տեսակի ջերմամեխանիկական էֆեկտը նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի թվիսթ-բջջում: Ստացված է դիրեկտորի հավասարման լուծումը և գնահատված է օպտիկական ոչգծայնությունը: Ապացուցված է, որ ոչգծայնությունը նույն կարգի է, ինչ որ ուղիղ օպտիկական ոչգծայնության դեպքում: Քննարկված է ջերմամեխանիկական էֆեկտ դիտելու հնարավորությունը վորտեքային միջավայրերում:

LASER-INDUCED ORIENTATIONAL NONLINEAR PHENOMENA AND NEW VORTEX STRUCTURES

A.K. ALEKSANYAN

Theoretical study of the third-type thermomechanical effect in a twist cell of nematic liquid crystal is presented. The solution of director equation is obtained and optical nonlinearity is evaluated. It is proved that the nonlinearity is of the same range as that of the direct orientational optical nonlinearity. Possibility of observing thermomechanical effect in non-uniform vortex structures is also considered.