Известия НАН Армении, Физика, т.39, №1, с.44-52 (2004)

УДК 532.783

# ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН СОЛИТОННОГО ТИПА НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ГАУССОВСКИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ПРОФИЛЕМ

# Р.С. АКОПЯН, Р.Б. АЛАВЕРДЯН, А.Г. АРАКЕЛЯН, С.Ц. НЕРСИСЯН, К.М. САРКИСЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 июля 2003 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования по возбуждению конвективных движений с тороидальной симметрией в неориентированной жидкокристаллической ячейке с открытой поверхностью, сверху локально нагреваемой излучением гауссовского лазерного пучка. Показано, что в области конвекции возникает радиальное распределение директора нематического жидкого кристалла. При определённых условиях эксперимента, на свободной поверхности нематического жидкого кристалла наблюдаются ориентационные волны солитонного типа. Экспериментально показано, что скорость этих волн не зависит от мощности падающего лазерного излучения и определяется исключительно параметрами жидкого кристалла.

# 1. Введение

Наиболее характерными проявлениями воздействия мощного лазерного излучения на вещество являются возмущение поверхности и создание рельефа, повышенное внимание к которым обусловлено технологической перспективностью их применения. Образование структур в этом случае происходит из-за развития неустойчивости капиллярных или гравитационных волн в неоднородном интерференционном поле излучения. Наличие сильной корреляции параметров структур с характеристиками лазерного излучения позволяет говорить о них как о лазерноиндуцированных гравикапиллярных волнах. В [1-3] представлены экспериментальные данные по генерации ячеистых и филаментных структур на поверхности вещества при облучении последнего лазерным излучением. Было обнаружено, что на периферии ячеистых структур формируются обширные области мелкомасштабных структур. На основании этого было сделано предположение, что существенную роль в образовании структур могли играть различные гидродинамические неустойчивости, развивающиеся в расплавленной пленке кремния после воздействия лазерного импульса.

Существует огромное количество работ, посвященных исследованию конвекции в слое жидкости, нагреваемой снизу (см., например, монографии [4-6]). Применение лазерного излучения дает возможность не только создать объемное тепловыделение практически с любым желаемым пространственным распределением, но и свободно управлять параметрами такого распределения. Так, впервые в работе [7] была предсказана возможность возбуждения регулярных конвективных движений в нематическом жидком кристалле (НЖК) благодаря поглощению лазерного излучения с пространственнопериодической структурой интенсивности. Было показано также, что гидродинамические движения приводят к переориентации директора и, тем самым, к модуляции диэлектрической проницаемости НЖК. Вклад указанного механизма оптической нелинейности в явление самофокусировки света в НЖК впервые наблюдался в [8]. Экспериментальному наблюдению и теоретическому исследованию гравитационного и термокапиллярного механизмов возбуждения гидродинамических конвекций в изотропных и анизотропных жидкостях, обусловленных поглощением светового излучения с пространственно периодической структурой интенсивности, посвящена работа [9]. В случае, когда создавалась бегущая периодическая структура распределения интенсивности, наблюдались поверхностные гидродинамические волны. Исследовались стабильности конвективных ячеек и поверхностных гидродинамических волн.

В настоящей работе экспериментально исследовано возбуждение гидродинамических движений в неориентированном горизонтальном слое НЖК с открытой поверхностью, обусловленных поглощением сверху падающего лазерного излучения с гауссовским распределением интенсивности. Из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения тепловые градиенты, возникающие в результате локального нагрева, приводят к возмущению поверхности и тороидальному конвективному движению. Конвективные движения в свою очередь приводят к тороидальному распределению директора НЖК. При этом на свободной поверхности НЖК наблюдаются гидродинамические ориентационные волны солитонного типа. Экспериментально показано, что скорость их распространения не зависит от мощности падающего лазерного излучения и определяется исключительно параметрами НЖК.

# 2. Наблюдение ориентационных солитоноподобных гидродинамических волн на свободной поверхности НЖК

В эксперименте использовались горизонтально установленные ячейки с НЖК 5ЦБ. Верхняя граница слоя НЖК была открытая и сообщалась с воздухом. Температура ячейки поддерживалась постоянной (293±0,3К) с помощью термостата. Ячейки были установлены между скрещенными поляризаторами и освещены сверху нормально падающим пучком непрерывного  $YAG:Nd^{3+}$  лазера с гауссовским в поперечном сечении распределением интенсивности ( $\lambda$ =1,06 мкм, ширина пучка 1,7±0,1 мм). Ячейки освещались также слабым (~3 мВт), расширенным, линейно поляризованным излучением He-Ne лазера (см. рис.1а).



Рис.1. а) Схема экспериментальной установки: 1 – ячейка с жидким кристаллом; 2 – поляризаторы; 3 – термостат; 4 – телескопический расширитель лазерного пучка; 5 – четвертьволновая пластинка; 6,7 – светофильтры; 8 – микроскоп типа МБС; 9 – ССД-камера; 10 – фотоприёмник. б) Фотография поверхностной солитоноподобной волны (а) и волны переключения (б) в скрещенных поляризаторах. Стрелками обозначены направления распространения солитоноподобной волны и волны переключения, соответственно. в) Фотография конвективного тороида в скрещенных поляризаторах.

Гидродинамические движения НЖК наблюдались через микроскоп типа МБС, снабженный ССD-камерой на дисплее персонального компьютера. Визуализация гидродинамических движений производилась путем добавки в НЖК алюминиевого порошка (размеры частиц ~2÷3 мкм) с концентрацией ~10<sup>-3</sup>% по весу. Оптическое поглощение этого комплекса на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм  $\alpha \approx 10$  см<sup>-1</sup>. Скорость гидродинамических движений НЖК определялась как скорость движения частиц порошка.

В эксперименте при облучении образца сверху лазерным излучением с гауссовским распределением интенсивности сначала возбуждалась поверхностная ориентационная волна солитонного типа, а затем возникали гидродинамические движения, которые формировали тороидальную структуру конвективных движений (рис.1б,в). Распределение директора НЖК качественно определялось поляризационным методом с помощью зондирующего излучения He-Ne лазера. Наши исследования показали, что тороидальные конвективные движения приводят к тороидальному распределению директора НЖК.

При включении лазерного излучения наблюдалась следующая картина развития конвективных движений НЖК: сначала возникала термокапиллярная ориентационная поверхностная вслна, которая бежала по поверхности НЖК, затем возникал «зародыш» тороидального конвективного движения, размеры которого увеличивались со временем до определенных значений, которые зависят от толщины слоя НЖК и мощности падающего излучения (об этом см. в следующем разделе).

В нашем эксперименте верхняя граница НЖК является открытой. Поэтому при облучении образца сверху излучением YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера поверхность НЖК деформируется из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения. Для экспериментального исследования возмущения поверхности НЖК бесконтактным методом был собран лазерный интерферометр типа Физо. Методика исследования подробно описана в нашей ранней работе [9].

При воздействии на образец излучения YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера с гауссовским поперечным распределением интенсивности в поле зрения интерферометра возникала интерференционная картина в виде концентрических колец равной толщины, с центром, совпадающим с максимумом интенсивности падающего лазерного излучения. В эксперименте наблюдалась сложная деформация свободной поверхности НЖК. В начальный момент после включения возбуждающего лазерного излучения за времена ~1с образовывалось углубление, соответствующее максимуму распределения интенсивности возбуждающего излучения. Однако, в центре этого углубления возникает возвышение и практически одновременно наблюдается формирование «зародыша» тороидальной конвекции. Максимальная глубина углубления при мощности падающего излучения ~3 Вт до появления «зародыша» ~10 мкм.

Практически одновременно с деформацией поверхности НЖК возникает поверхностная ориентационная волна, которая за времена ~0,5÷1 с, зависящие от мощности падающего лазерного излучения, отделялась от области неравномерно нагретой лазерным излучением жидкости. На рис.2 приведена зависимость координаты (радиуса) поверхностной волны от времени при толщине слоя НЖК  $L\approx0,55$  мм и различных значениях мощности падающего лазерного излучения. Как видно из рисунка, координата поверхностной волны практически линейно растёт со временем при больших значениях координаты (т.е. вне области неравномерно нагретой поверхности НЖК). Нарушение этой линейности при малых значениях координаты, по нашему мнению, обусловлено процессами образования поверхностной волны.



Рис.2. Зависимость координаты поверхностной волны от времени (толщина слоя НЖК *L*≈0,55 мм) при различных значениях мощности падающего лазерного излучения.



Рис.3. Зависимость скорости поверхностной волны от времени (толщина слоя НЖК *L*≈0,55 мм) при различных значениях мощности падающего лазерного излучения.

Как показывает эксперимент, после включения лазерного излучения сначала скорость поверхностной волны возрастает, через некоторое характерное время  $\tau^*$  принимая максимальное значение, затем через время установления  $\tau_{ycr}\sim0,5\div1,5$  с скорость поверхностной волны уменьшается, принимая некоторое стационарное значение  $u_{ycr}\sim0,5$  мм/с (см. рис.3). Характерное время  $\tau^*$  и  $\tau_{ycr}$  зависят от мощности падающего лазерного излучения и уменьшаются при возрастании последнего (рис.4). После установления скорость

поверхностной волны практически не зависит от времени (от координаты), мощности падающего лазерного излучения и исключительно определяется параметрами НЖК. Вышесказанное позволяет говорить о солитоноподобности наблюдаемой нами поверхностной ориентационной волны директора НЖК.



Рис.4. Зависимость характерного времени ( $\tau^*$ ), через которое скорость солитоноподобной волны достигает своего максимума, и времени установления ( $\tau_{ycr}$ ) скорости солитоноподобной волны от мощности падающего излучения.

# Возбуждение конвекции в горизонтальном слое НЖК сверху падающим лазерным излучением с гауссовским распределением интенсивности

Как было указано в п.2, при включении лазерного излучения на границе, разделяющей область гидродинамических движений от остального слоя НЖК, образуется гидродинамическая волна переключения. Скорость волны переключения совпадает со скоростью роста радиуса области тороидальной конвекции. Как показывают наши исследования, максимальная скорость волны переключения Wr монотонно возрастает в зависимости от мощности падающего излучения при сравнительно больших значениях толщины слоя НЖК ( $L \ge 1,3$  мм). Эта монотонность нарушается при малых (L≤1,3 мм) толщинах слоя НЖК, что. по-видимому, обусловлено резким уменьшением толщины слоя НЖК в центре падающего лазерного пучка, изза температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения (см. также [10]). Специально поставленные тестовые эксперименты подтверждают вышеуказанные предположения. Определённую роль здесь может играть и взаимодействие «поверхностных» молекул НЖК с твёрдой подложкой. Физика поведения  $W_r^{\max}(L)$  при малых L в настоящее время полностью ещё не понятна и требует дополнительных экспериментов. В частности,

значительное продвижение в этом направлении могут дать эксперименты с разными твёрдыми подложками. Качественно подобное поведение для максимальной скорости волны переключения наблюдалось также при облучении образца снизу лазерным пучком с гауссовским поперечным профилем [10].



Рис.5. Зависимость диаметра установленного конвективного тороида от мощности падающего излучения при различных значениях толщины ячейки.

Через некоторое время ( $\tau \sim 20+30$  с) после включения падающего лазерного излучения устанавливается стационарный режим тороидальной конвекции НЖК с резкими и определенными (при данной толщине слоя НЖК и мощности падающего излучения) границами. На рис.5 приведена зависимость диаметра установленного конвективного тороида от мощности падающего излучения при толщине слоя НЖК  $L\sim0,55$  мм. При малых значениях мощности падающего лазерного излучения ( $P\sim0,5$  Вт) диаметр конвективного тороида  $D\sim2L$ , что совпадает с периодом естественной конвекции, когда горизонтальный слой жидкости равномерно нагревается снизу (см., например, [4-6]). При увеличении мощности падающего лазерного излучения конвекция с «естественным» диаметром тороида не успевает обеспечить соответствующий теплообмен между нагретыми и холодными областями НЖК. В результате этого диаметр конвективного тороида возрастает, увеличивая поверхность теплообмена. Монотонное возрастание диаметра конвективного тороида при больших мощностях P>2,5+3 Вт имеет характер насыщения.

#### 4. Обсуждение и выводы

Таким образом, в настоящей работе показано, что при облучении слоя НЖК сверху лазерным излучением с гауссовским поперечным распределением интенсивности на её свободной поверхности возбуждается солитоноподобная ориентационная волна директора, скорость которой определяется исключительно параметрами НЖК. При больших толщинах слоя НЖК  $L \ge 0,3 \div 0,5$  мм скорость поверхностной волны не зависит от толщины слоя НЖК. При малых толщинах слоя  $L \le 0,3 \div 0,5$  мм скорость резко уменьшается при уменьшении толщины слоя. Уменьшение скорости при малых L, по нашему мнению, связано с взаимодействием «поверхностных» молекул НЖК с твёрдой подложкой.

В настоящей работе экспериментально продемонстрирована также возможность возбуждения тороидальных конвективных движений в горизонтальном слое НЖК. Эти эффекты индуцированы сверху падающим лазерным излучением с гауссовским поперечным распределением интенсивности. Физика наблюдаемых явлений связана с возникновением гидродинамической неустойчивости неподвижной жидкости в условиях создания в ней, радиального в плоскости ячейки, температурного градиента. Однако, в отличие от классических задач Рэлея-Бенара и Марангони, здесь имеется ряд особенностей. Во-первых, кроме вертикального температурного градиента △, Т имеется и горизонтальный градиент △, T, определяемый гауссовой формой лазерного пучка ( $I(r)=I(r=0)\cdot \exp(-r^2/a^2)$ ). Во-вторых, кроме стандартного механизма, связанного с функционирующими гидродинамическими потоками (которые осуществляют энергообмен между различными слоями среды), имеются также дополнительные нелинейные механизмы, обусловленные взаимосвязью индуцированных лазерным излучением ориентационно-гидродинамических и тепловых эффектов. Например, увеличение (уменьшение) тепловыделения после достижения порога неустойчивости из-за положительного (отрицательного) дихроизма поглощения. Они, по-видимому, и определяют сложный характер деформации поверхности НЖК.

Исследования, представленные в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF № АР2-2302-YE-02 и, частично, благодаря тематическому финансированию РА научно-исследовательских работ №1073 и №1074.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.А.Бугаев, Б.П.Захарченя, М.Г.Иванов, И.А.Меркулов. Письма в ЖТФ, 12, 220 (1984).
- 2. А.А.Бугаев, Б.П.Захарченя, М.Г.Иванов, И.А.Меркулов. ФТТ, 28, 1484 (1986).
- 3. А.А.Бугаев, Б.П.Захарченя, В.А.Лукошкин. Письма в ЖТФ, 12, 710 (1986).
- Г.З.Гершуни, Е.М.Жуховицкий. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., Наука, 1972.
- 5. Й.Джалурия. Естественная конвекция. М., Мир, 1983.
- 6. А.В.Гетлинг. Конвекция Рэлея-Бенара. М., Эдиториал УРСС, 1999.
- 7. Р.С.Акопян, Б.Я.Зельдович. Письма в ЖТФ, 9, 1200 (1983).
- В.Э.Дрноян, Т.В.Галстян, Р.Б.Алавердян, С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян. ЖЭТФ, 103, 1270 (1993).
- Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Л.Х.Мурадян, Г.Е.Сеферян, Ю.С.Чилингарян. Квантовая электроника, 33, 81 (2003).
- 10. Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, А.Г.Аракелян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян. Квантовая электроника (в печати).

# 

### Դ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Գ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ս.Ց. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Կ.Մ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, ՅՈՒ.Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Բերված են բաց մակերևույթով չկողմնորոշված հեղուկ բյուրեղում վերևից ընկնող գաուսյան բաշխմամբ լազերային փնջով աորոիդալ համաչափությամբ կոնվեկտիվ շարժումների գրգոման փորձարարական հետազոտությունների արդյունքները։ Յույց է տրված, որ կոնվեկցիայի տիրույթում առաջանում է նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի շառավղային բաշխում։ Փորձի որոշակի պայմանների դեպքում հեղուկ բյուրեղի մակերևույթին առաջանում են սոլիտոնանման կողմնորոշային ալիքներ։ Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ այդ ալիքների արագությունը կախված չէ ընկնող լազերային փնջի հզորությունից և որոշվում է բացառապես հեղուկ բյուրեղի հատկություններով։

# STIMULATION OF HYDRODYNAMIC SOLITON-LIKE SURFACE WAVES ON THE SURFACE OF LIQUID CRYSTALS BY LASER RADIATION WITH GAUSSIAN CROSS-DISTRIBUTION OF INTENSITY

# R.S. AKOPYAN, R.B. ALAVERDYAN, A.G. ARAKELYAN, S.Ts. NERSISYAN, K.M. SARKISYAN, Yu.S. CHILINGARYAN

The results of experimental investigation of stimulation of convective motions with toroidal symmetry in nonoriented liquid-crystal cells with open surface are presented. Horizontal cells are locally heated by a Gaussian laser beam radiation from the upper side. It is shown that in the zone of convection the radial distribution of nematic liquid crystal director appears. Under certain conditions of experiment, we observe soliton-like hydrodynamic orientational waves on the free surface of the nematic liquid crystal. It is shown experimentally that the speed of wave propagation depends exceptionally on NLC parameters and is independent of the laser radiation power.