

## Возбуждение светом конвективных движений в изотропных и анизотропных жидкостях

Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, Л.Х.Мурадян, Г.Е.Сеферян, Ю.С.Чилингарян

*Теоретически и экспериментально продемонстрирована возможность возбуждения конвективных движений типа Рэлея–Бенара и Марангони поглощением света с пространственно-периодическим распределением интенсивности в изотропных жидкостях и нематических жидких кристаллах. Показано, что в случае бегущей интерференционной картины наблюдаются гравитационные и термокапиллярные поверхностные гидродинамические волны. Исследованы возможности контроля и устойчивости конвективных движений. При довольно высокой интенсивности света ячейки Бенара становятся неустойчивыми. Эти неустойчивости имеют тепловой характер, поскольку для нашей среды число Прандтля намного больше единицы. Исследована также конкуренция между гравитационным и термокапиллярным механизмами светогидродинамической переориентации директора нематического жидкого кристалла. Наблюдалось влияние конвективных движений на термодинамический фазовый переход и дано его объяснение.*

**Ключевые слова:** лазерное воздействие, конвекция, неустойчивость, жидкие кристаллы.

### 1. Введение

Вопросы конвекции в слое жидкости, нагреваемой снизу, привлекают большое внимание, поскольку конвекция является простым примером движения, обусловленного неустойчивостью основного состояния. Эта неустойчивость возникает, когда число Рэлея  $R$ , характеризующее равновесие между потенциальной энергией и энергией потерь из-за диссипаций, превышает некоторое критическое значение  $R_{cr}$ . В настоящее время существует очень много работ, в которых исследуются различные аспекты стабильности горизонтального слоя жидкости, нагреваемой снизу [1–3]. Эти эффекты хорошо известны как конвективные движения Рэлея–Бенара и Марангони [4, 5]. Исследование специфики тепловой конвекции в нематических жидких кристаллах (НЖК) представляет большой интерес вследствие их практического использования. Заметим, что пороги неустойчивостей в НЖК существенно отличаются от порога неустойчивости в изотропных жидкостях [6]. В отличие от изотропной жидкости в механизме неустойчивости НЖК доминирует поведение директора, определяющего направление преимущественной ориентации молекул. Следствием этого является то, что стационарная конвекция происходит в гомеотропно-ориентированном (молекулы ориентированы перпендикулярно подложкам ячейки) НЖК при его нагревании сверху [7–9]. Например, в работе [9] наблюдалась бифуркация Хопфа при конвекции Рэлея–Бенара в гомеотропно-ориентированном НЖК.

Проблема стабильности регулярных конвективных движений является весьма актуальной в связи с применением НЖК в задачах прикладной физики. Переход кон-

вективной неустойчивости к абсолютной неустойчивости в ячейке Хеле–Шоу при неустойчивом сдвиге типа Кельвина–Гельмгольца поверхности раздела двух параллельно текущих жидкостей экспериментально исследован в [10].

Использование лазерного излучения дает возможность не только создать объемное тепловыделение практически с любым желаемым пространственным распределением, но и управлять параметрами такого распределения. Так, в работах [11–13] впервые экспериментально была продемонстрирована возможность термокапиллярного возбуждения гидродинамических движений лазерным пучком, а ранее в [14] была предсказана возможность возбуждения регулярных конвективных движений в НЖК благодаря поглощению лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. Было показано также, что гидродинамические движения приводят к переориентации директора и, тем самым, к модуляции диэлектрической проницаемости НЖК. Теория, описывающая сильную ориентационно-конвективно-тепловую нелинейность, предсказанную в [14], дана в [15].

Вклад указанного механизма оптической нелинейности в явление самофокусировки света в НЖК впервые наблюдался в [16]. В этой работе НЖК-ячейка была закрыта с обеих сторон так, что имел место только гравитационный механизм конвекции, индуцированной тепловым расширением жидкости. В работе [17] теоретически была рассмотрена задача возбуждения регулярных конвективных движений в изотропной жидкости с одной открытой поверхностью, когда она поглощала свет с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Конвекция возникала благодаря температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения жидкости (термокапиллярный механизм Марангони). В работе [18] теоретически исследована принудительная конвекция и светогидродинамическая переориентация молекул НЖК с одной свободной поверх-

Ереванский государственный университет, физический факультет, Армения, 375025 Ереван, ул. А.Манукяна, 1;  
e-mail: rhakob@yahoo.com

ностью. Там же обсуждалась конкуренция между гравитационным и термокапиллярным механизмами и выяснены условия, при которых тот или иной механизм дает основной вклад в возникновение конвективных движений.

В настоящей работе экспериментально наблюдались и теоретически исследовались гравитационный и термокапиллярный механизмы возбуждения гидродинамических конвекций в изотропных и анизотропных жидкостях, обусловленные поглощением светового излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. При создании бегущей периодической структуры наблюдались поверхностные гидродинамические волны со скоростью распространения, совпадающей со скоростью перемещения периодической структуры. Исследовалась стабильность конвективных ячеек и поверхностных гидродинамических волн и проанализирована возможность управления устойчивостью.

## 2. Возбуждение конвективных движений пространственно-периодической структурой световой волны

Рассмотрим горизонтальный слой ( $z = 0, L$ ) светопоглощающей жидкости или жидкого кристалла с верхней ( $z = L$ ) свободной поверхностью (рис. 1). Слой находится в поле тяжести с  $g = -ge_z$  и поглощает падающее сверху световое излучение. Положим, что два когерентных плоских световых пучка падают на свободную поверхность, образуя пространственно-периодическую картину распределения интенсивности с периодом  $L$ . Слабое по-

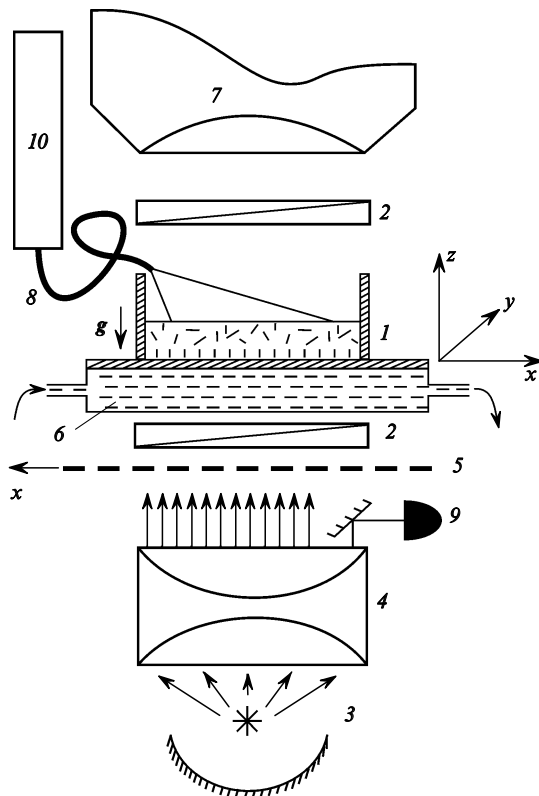


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ячейка с жидким кристаллом; 2 – поляризаторы; 3 – источник света (галогенная лампа мощностью 200 Вт); 4 – конденсор; 5 – амплитудная решетка; 6 – циркулирующая вода; 7 – микроскоп; 8 – световод; 9 – фотоприемник; 10 – He-Ne-лазер.

глошение приводит к периодическому тепловыделению  $Q = \alpha I_0 [1 + \cos(kx)]$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения света;  $I_0$  – средняя суммарная интенсивность света;  $k = 2\pi(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2)/\lambda$  – волновое число;  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – углы падения световых пучков на поверхность жидкости;  $\lambda$  – длина волны световых волн в вакууме.

Предположим, что имеется симметрия тепловыделения по  $y$ -координате, так что везде  $\partial/\partial y = 0$  и  $v_y = 0$  ( $v$  – скорость гидродинамических движений). Возбуждаемые гидродинамические движения описываются системой уравнений состояния, Навье – Стокса, несжимаемости и теплопроводности для гидродинамической плотности  $\rho$ , давления  $p$ , скорости  $v$  и температуры  $T$ . Представим эти переменные в следующем виде:  $T = T_0 + T'$ ,  $p = p_0 + p'$ ,  $\rho = \rho_0(1 - \beta T')$ , где  $T_0, p_0, \rho_0$  – невозмущенные температура, давление ( $p_0 = -\rho_0 g z + \text{const}$ ) и плотность;  $T', p', v$  – величины возмущения;  $\beta$  – коэффициент объемного расширения жидкости. Напишем систему уравнений для величин  $T', p', v$  в безразмерном виде. Имеется несколько способов перехода к безразмерным переменным. Будем пользоваться следующей, наиболее употребительной процедурой. В качестве единицы длины выберем толщину слоя  $L$ , единицы времени – время установления гидродинамических движений  $L^2/\nu$ , единицы скорости –  $\chi/L$ , единицы давления –  $\rho_0 \nu \chi / L^2$ , единицы температуры –  $\alpha L^2 I_0 / (\rho_0 c_p \chi)$ , где  $\chi$  – коэффициент теплопроводности;  $\nu = \eta / \rho_0$  – кинематическая вязкость;  $\eta$  – коэффициент вязкости;  $c_p$  – теплоемкость. Тогда вышеуказанные уравнения в приближении Буссинеска можно представить в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}}(v \nabla) v = -\text{grad } p + \Delta v + R T e_z,$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + v \nabla T = \Delta T + 1 + \cos(kx), \quad (1)$$

$$\text{div } v = 0,$$

где  $\text{Pr} = \nu / \chi$  – число Прандтля;  $R = g \beta I_0 (\alpha L) L^4 / (\nu \rho_0 c_p \chi^2)$  – число Рэлея для источника тепла, связанное с поглощением света; для простоты штрихи над величинами опущены. Уравнения для  $z$ -компоненты скорости и температуры в стационарном режиме конвективных движений в линейном приближении имеют вид

$$\Delta \Delta v_{sz} + R \Delta_{\perp} T_s = 0, \quad (2)$$

$$\Delta T_s + 1 + \cos(kx) = 0,$$

где  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2$ . Полагаем, что на жесткой границе  $z = 0$  поддерживается температура  $T_0$  и заданы граничные условия прилипания жидкости, так что при  $z = 0$  имеем

$$v_{sz}(x, z = 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial v_{sz}(x, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad T_s(x, z = 0) = 0. \quad (3)$$

Граничное условие на открытой поверхности  $z = 1$  для возмущения температуры  $T_s$  соответствует линейному теплоотводу согласно закону Био [1] (мы полагаем, что теплоотвод просто отсутствует):

$$\left. \frac{\partial T_s}{\partial z} \right|_{z=1} = 0. \quad (4)$$

Связанная с неоднородностью коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$  тангенциальная сила на единицу площади плоской поверхности  $f = \nabla\sigma$ , поэтому граничное условие для скорости с учетом термокапиллярной силы запишется в виде

$$v_{sz}(x, z = 1) = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 v_{sz}}{\partial z^2} \right|_{z=1} = \frac{M \partial^2 T_s}{\partial x^2} \Big|_{z=1}, \quad (5)$$

где  $M = \sigma_1(\alpha L)L^2 I_0 / (v\chi^2 \rho_0^2 c_p)$  – число Марангони;  $\sigma_1 = -\partial\sigma/\partial T$ . Необходимо решить систему уравнений (2) с граничными условиями (3)–(5). Решение может быть представлено в виде  $v_{sz} = V(z) \cos(kx)$ ,  $T_s = \theta_1(z) + \theta_2(z) \times \cos(kx)$

В эксперименте легко измерить  $x$ -компоненту скорости. Граничные условия для нее можно записать так:

$$v_{sx}(x, z = 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial v_{sx}}{\partial z} \right|_{z=1} = -\frac{M \partial T_s}{\partial x} \Big|_{z=1}. \quad (6)$$

Решение для компоненты скорости  $v_{sx}$  можно представить в виде  $v_{sx}(x, z) = -(1/k)(\partial V/\partial z) \sin(kx)$ . Зависимости амплитуд  $x$ - и  $z$ -компонент скорости от  $z$  показаны на рис. 2. Расчеты выполнены при следующих параметрах среды:  $\rho_0 = 1.042$  г/см<sup>3</sup>,  $\eta = 1.25$  пуаз,  $\chi = 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с,  $\beta = 5.3 \times 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>,  $I_0 = 6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 50$  см<sup>-1</sup>,  $L = 1$  мм,  $\rho c_p = 1$  Дж·см<sup>-3</sup>·К<sup>-1</sup>,  $\sigma_1 = 10^{-2}$  дин·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>,  $R = 1.27 \times 10^5$ ,  $M = 2.4 \times 10^5$ .

### 3. Возбуждение поверхностных гидродинамических волн

Пусть теперь на горизонтальный слой жидкости со свободной поверхностью при  $z = 0$  падают две монохроматические волны со сдвинутыми частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , образуя бегущую интерференционную картину интенсивности. Тогда тепловыделение можно представить в несколько ином виде:  $Q = \alpha I_0 [1 + 0.5 \exp(ikx - i\omega t) + \text{компл. сопр.}]$ , где  $\omega = \omega_1 - \omega_2$ , а геометрия эксперимента выбрана таким образом, чтобы интерференционные полосы были параллельны оси  $y$ . Бегущая интерференционная картина приведет к бегущему периодическому тепловыделению. Последнее, в свою очередь, обусловит появление конвективных роликов с осями, параллельными направлению интерференционных полос. Эти конвектив-

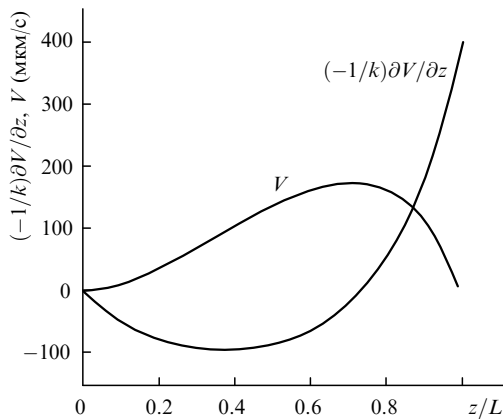


Рис. 2. Зависимости амплитуд  $x$ - и  $z$ -компонент скорости от нормированной координаты  $z/L$  при интенсивности  $I_0 = 6$  Вт/см<sup>2</sup>, толщине ячейки  $L = 1$  мм и периоде распределения интенсивности  $\Lambda = 2$  мм.

ные цилиндры (ролики) будут двигаться перпендикулярно данному направлению со скоростью  $\omega/k$ .

Важным обстоятельством для данного рассмотрения является учет  $z$ -компоненты скорости жидкости на свободной поверхности  $v_z(z = 0) \neq 0$ . Существование отличной от нуля скорости обусловлено тем, что поднимающиеся области жидкости по инерции выходят из плоскости  $z = 0$ . Это и приводит к возникновению поверхностных гидродинамических волн с длиной  $2\pi/k$  и скоростью распространения  $\omega/k$ .

Для решения описанной задачи нужно видоизменить граничные условия для  $v_z(z = 0)$ . Последнее можно сделать, исходя из следующих соображений. Во-первых, при деформации свободной поверхности жидкости возникает лапласова сила  $\sigma(\partial^2 \xi/\partial x^2)$ , где  $\xi(x, t)$  – смещение в вертикальном направлении от невозмущенного уровня поверхности  $z = 0$ . Эта сила уравнивается нормальной составляющей вязкой силы  $\sigma_{zz}$  ( $\sigma_{ik}$  – тензор вязких напряжений). Во-вторых, тангенциальные вязкие силы уравниваются термокапиллярными силами. Третье граничное условие оставим прежним (см. разд. 2). Таким образом, три граничных условия при  $z = 0$  запишем так:

$$\sigma_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} = \sigma \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}, \quad (7)$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial \sigma}{\partial x}, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

Учитывая, что  $v_z(z = 0) = \partial \xi / \partial t$ , решения системы уравнений (1) без учета нелинейных членов имеют вид

$$v_{x,z} = V_{x,z}(z) \exp(ikx - i\omega t) + \text{компл. сопр.},$$

$$p = P(z) \exp(ikx - i\omega t) - \rho_0 g z + \text{компл. сопр.}, \quad (8)$$

$$T = \Theta(z) \exp(ikx - i\omega t) + \text{компл. сопр.}$$

Не останавливаясь подробно на математических вычислениях, выпишем сразу получающиеся выражения для распределения температуры на поверхности жидкости и амплитуды капиллярных волн:

$$\Theta(z = 0) = \frac{\alpha I_0}{\rho c_p (\chi k^2 - i\omega)}, \quad (9)$$

$$\xi = -i \frac{\sigma_1}{4\eta} \omega \frac{\Theta(z = 0)}{gk + \sigma k^3 / \rho - 2ivk^2 \omega} \exp(ikx - i\omega t)$$

$$+ \text{компл. сопр.} \quad (10)$$

С целью проведения численных оценок воспользуемся значениями параметров, близкими к параметрам типичных жидких кристаллов (например, МББА), приведенными в разд. 2. Дополнительно считая, что  $\sigma = 10$  дин/см, в области оптических частот ( $k \sim 10^2 - 10^5$  см<sup>-1</sup>) получим  $\sigma k^3 / \rho \sim 10^{18} - 10^{17}$ . С другой стороны, для возбуждения поверхностных волн необходимо, чтобы перемещение интерференционной картины происходило медленнее, чем установление температуры и гидродинамической скорости, т. е. чтобы  $\omega \ll \chi k^2 \ll vk^2$ . В этих условиях формулу (10) можно записать в более упрощенном виде:

$$\xi(x, t) = \frac{\sigma_1 \omega \alpha I_0}{2 \eta c_p \gamma k^5} \sin(kx - \omega t). \quad (11)$$

Для получения волны с амплитудой  $\xi = 1$  мкм необходима интенсивность световых волн  $I_0 = 11.7$  Вт/см<sup>2</sup>, т. е. речь идет о сравнительно умеренных мощностях. В этом случае максимальная температура среды  $\Theta_{\max}(z=0) \approx 6.5 \times 10^3$  К, что обусловлено отсутствием теплоотдачи. С учетом последней в формуле (9) добавляется множитель  $1/[1 + b/(\gamma k \rho c_p)]$  и температура жидкости оказывается на два порядка ниже (в зависимости от числа Био  $b$ ).

Таким образом, рассмотрение полубезграничной светопоглощающей жидкости в данной задаче позволяет получить простое аналитическое решение в виде волны термокапиллярного возмущения свободной поверхности жидкости.

#### 4. Стабильность стационарных конвективных структур

Рассмотрим теперь вопрос устойчивости стационарных конвективных ячеек Рэлея–Бенара. Устойчивость упорядоченных конвективных структур при фиксированных толщинах ячеек сильно зависит от интенсивности света и периода интерференционной картины.

Пусть в системе (1) безразмерных уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска возмущенные величины имеют вид  $v_s + v$ ,  $p_s + p$ ,  $T_s + T$ . Ниже будем полагать, что  $\text{Pr} \gg 1$ . Тогда для величин  $v$ ,  $p$ ,  $T$  получаем следующие скалярные уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \Delta v_x, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \Delta v_z + \text{R}T, \\ \text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + v_{sx} \frac{\partial T}{\partial x} + v_{sz} \frac{\partial T}{\partial z} + v_x \frac{\partial T_s}{\partial x} + v_z \frac{\partial T_s}{\partial z} &= \Delta T, \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Теперь введем так называемую функцию тока  $\psi(x, z, t)$ :

$$v_x = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (13)$$

Тогда уравнения для функции тока и возмущения температуры приобретут вид

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} = \Delta \Delta \psi + \text{R} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (14)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + v_{sx} \frac{\partial T}{\partial x} + v_{sz} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T_s}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T_s}{\partial z} = \Delta T.$$

Будем искать решения (14) в виде  $\psi(x, z, t) = \alpha_0(z) \times \cos(kx) \exp(\gamma t)$ ,  $T(x, z, t) = \Theta_0(z) \sin(kx) \exp(\gamma t)$ , где  $\gamma$  – логарифмический декремент функции тока. Далее, исключив  $T(x, z, t)$  из системы уравнений, после некоторых преобразований найдем для  $\alpha_0(z)$  следующее дифференциальное уравнение шестого порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d^6 \alpha_0}{dz^6} - (3k^2 + \gamma \text{Pr}) \frac{d^4 \alpha_0}{dz^4} + (3k^4 + 2\gamma k^2 \text{Pr} + \gamma^2 \text{Pr}) \frac{d^2 \alpha_0}{dz^2} - \left[ k^6 + \gamma k^4 \text{Pr} + k^2 \left( \gamma^2 \text{Pr} + \frac{1}{2} \text{R} \right) \right] \alpha_0 &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Граничные уравнения для амплитуды возмущений  $\alpha_0(z)$  можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \alpha_0(0) = 0, \quad \frac{d\alpha_0(0)}{dz} = 0, \quad \left[ \frac{d^4 \alpha_0}{dz^4} - (2k^2 + \gamma) \frac{d^2 \alpha_0}{dz^2} \right] \Big|_{z=0} &= 0, \\ \alpha_0(1) = 0, \quad \left[ \frac{d^4 \alpha_0}{dz^4} - \left( 2k^2 + \gamma - \frac{\text{R}}{\text{M}} \right) \frac{d^2 \alpha_0}{dz^2} \right] \Big|_{z=1} &= 0, \quad (16) \\ \left[ \frac{d^5 \alpha_0}{dz^5} - (2k^2 + \gamma) \frac{d^3 \alpha_0}{dz^3} + k^2 (k^2 + \gamma) \frac{d\alpha_0}{dz} \right] \Big|_{z=1} &= 0. \end{aligned}$$

Из вида функции тока  $\psi(x, z, t) = \alpha_0(z) \cos(kx) \exp(\gamma t)$  следует, что при  $\gamma > 0$  мы имеем возрастание возмущения скорости, при  $\gamma < 0$  – затухание возмущения, а при  $\gamma = 0$  – стационарные возмущения. Необходимо найти области чисел Рэлея (или интенсивности света) и волновых чисел интерференционной картины, в которых регулярные конвективные структуры устойчивы. С этой целью ищем решение для нейтрального возмущения  $\tilde{\alpha}_0 = \alpha_0^{\gamma=0}(z)$  в виде  $\tilde{\alpha}_0 \sim \exp(\delta z)$ . Тогда из уравнения (15) получим

$$\delta^6 - 3k^2 \delta^4 + 3k^4 \delta^2 - \left( k^6 + \frac{1}{2} \text{R} k^2 \right) = 0. \quad (17)$$

Уравнение (17) имеет шесть решений:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= f(k, \text{R}), \quad \delta_2 = -f(k, \text{R}), \quad \delta_3 = a(k, \text{R}) + ib(k, \text{R}), \\ \delta_4 &= -a(k, \text{R}) - ib(k, \text{R}), \quad \delta_5 = a(k, \text{R}) - ib(k, \text{R}), \quad (18) \\ \delta_6 &= -a(k, \text{R}) + ib(k, \text{R}), \end{aligned}$$

где  $f(k, \text{R})$ ,  $a(k, \text{R})$ ,  $b(k, \text{R})$  – некие определенные функции волнового числа и числа Рэлея. Нетрудно показать, что

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_0 &= c_1 \exp(fz) + c_2 \exp(-fz) + c_3 \exp(az) \cos(bz) \\ &+ c_4 \exp(az) \sin(bz) + c_5 \exp(-az) \cos(bz) \\ &+ c_6 \exp(-az) \sin(bz). \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь  $c_1 - c_6$  – постоянные, которые нужно найти из граничных условий (16). Тем самым получаем систему алгебраических уравнений для постоянных  $c_1 - c_6$ :

$$a_{ij} c_j = 0, \quad (20)$$

где  $a_{ij} = a_{ij}(k, \text{R})$  ( $i, j = 1 - 6$ ) – некоторые функции, построенные на основе функций  $f(k, \text{R})$ ,  $a(k, \text{R})$  и  $b(k, \text{R})$ . Для наличия у системы уравнений нетривиальных решений необходимо, чтобы детерминант матрицы  $a_{ij}$  равнялся нулю. Из этого условия находим искомую область устойчивости системы (20) в виде функции  $\text{R} = \text{R}(k)$ .

## 5. Экспериментальные результаты возбуждения конвективных движений

В эксперименте использовались горизонтальные ячейки с изотропной жидкостью, с НЖК 5ЦВ и МББА (см. рис.1). Верхняя граница ячеек была открытой, а на нижней подложке ячейки с НЖК было задано гомеотропное граничное условие. Ячейки были расположены между скрещенными поляризаторами и освещены двумя способами. Для тонких ячеек два пучка YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера ( $\lambda = 1.06$  мкм) падали на НЖК под небольшими углами, так что угол между ними составлял  $2 \times 10^{-2}$  рад. Толстые ячейки освещались с помощью лампы накаливания, мощность которой регулировалась в пределах от нуля до 200 Вт. Для получения периодического распределения интенсивности между конденсором и ячейкой была установлена поглощательно-пропускательная решетка с периодом  $L \sim 2$  мм. Температура на нижней границе ячейки поддерживалась постоянной ( $293 \pm 0.3$  К) с помощью циркулирующей воды от регулируемого термостата. Верхняя свободная граница жидкости сообщалась с воздухом, температура которого была комнатной (293 К). Гидродинамические движения НЖК наблюдались через микроскоп, снабженный фотоаппаратом. Визуализация гидродинамических движений проводилась путем добавки в жидкость алюминиевого порошка с весовой концентрацией  $10^{-3}$  %. Использовались НЖК 5ЦВ и МББА, в которые вводился специально подобранный краситель, обеспечивающий сильное оптическое поглощение этого комплекса ( $a \sim 50$  см<sup>-1</sup> на  $\lambda \sim 500$  нм). При необходимости ячейка сверху освещалась также излучением He-Ne лазера мощностью  $\sim 3$  мВт.

При воздействии на образец излучения с пространственно-периодическим распределением интенсивности возникали гидродинамические движения, отчетливо наблюдаемые с помощью микроскопа. Такие гидродинамические движения при определенных условиях эксперимента (в зависимости от интенсивности  $I_0$  и отношения  $2L/A$ ) переходят в конвективные движения с регулярной роликовой структурой. Эти регулярные конвективные движения приводят к периодическому распределению директора НЖК, что было хорошо видно в поляризационный микроскоп. При удалении решетки (т.е. когда периодическое распределение интенсивности мгновенно заменялось равномерным распределением) периодическое распределение директора некоторое время сохранялось, а затем постепенно исчезало. Это связано (что хорошо видно в микроскоп) с исчезновением роликовой структуры конвективных движений. Период распределения директора равен половине периода распределения интенсивности падающего светового излучения. Период гидродинамических движений совпадал с периодом распределения интенсивности.

Наблюдения показали, что роликовая структура более четко и быстро формировалась при толщине слоя  $L$ , равной половине периода распределения интенсивности. При  $L \leq 0.5$  мм периодическая структура распределения директора возникала почти мгновенно. При таких толщинах, когда решетка приводилась в движение в направлении оси  $x$ , частицы, находящиеся на поверхности жидкого кристалла, вытягивались в этом же направлении. Это свидетельствует о том, что в данном случае доминирующим механизмом возникновения регулярной конвективной неустойчивости является действие поверх-

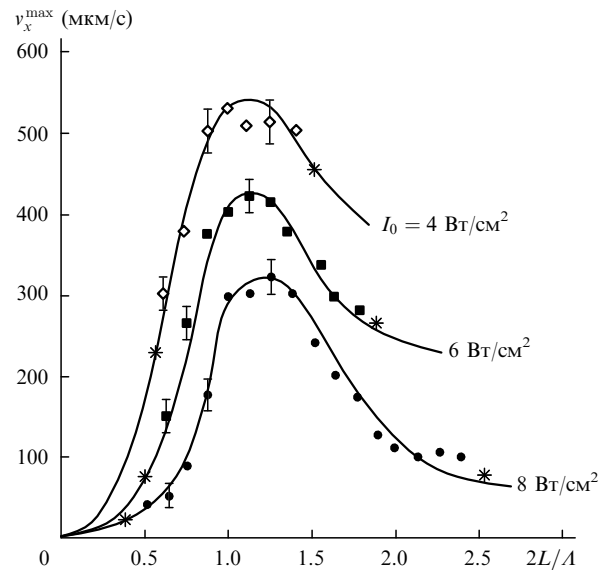


Рис.3. Средняя по времени максимальная проекция скорости конвективных движений  $v_x^{\max}$  в зависимости от толщины слоя жидкого кристалла при разных интенсивностях падающего излучения  $I_0$ .

ных сил (из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения). При  $L \geq 0.75$  мм указанные поверхностные явления не наблюдались и, по-видимому, возникновение регулярной конвективной структуры было обусловлено в основном объемными силами (из-за температурной зависимости плотности жидкого кристалла), а при  $L \geq 1.75$  мм регулярные конвективные движения (роликовая структура) становились хаотическими.

В эксперименте измерялась средняя по времени максимальная проекция скорости конвективных движений  $v_x^{\max}$ . На рис.3 представлена зависимость  $v_x^{\max}$  от толщины слоя жидкого кристалла при разных средних интенсивностях падающего излучения  $I_0$ . Видно, что  $v_x^{\max}$  имеет максимум при  $L \sim 1$  мм, т.е. при  $L \sim A/2$ . Звездочки на кривых соответствуют максимальным и минимальным толщинам слоя, между которыми при данной интенсивности падающего излучения существуют регулярные конвективные движения роликового типа. Исследовалась также временная эволюция возникающих конвективных движений. Хотя трудно было провести количественный анализ (из-за субъективности восприятия наблюдаемых через микроскоп картин), тем не менее можно считать, что конвективные движения устанавливаются уже через 150–200 с после начала облучения. Можно утверждать, что время установления конвекции уменьшается при приближении  $L$  к  $A/2$  (когда  $L \geq 0.5$  см). Значительное уменьшение этого времени наблюдается также при увеличении интенсивности падающего излучения. На рис.4 приведена зависимость  $v_x^{\max}$  от интенсивности при  $L \sim 1$  мм и  $A = 2$  мм. В пределах точности эксперимента эта зависимость приблизительно линейна, что соответствует теоретическим результатам.

При очень малых и очень больших параметрах  $2L/A$  и световой интенсивности конвективные роликовые структуры становятся неустойчивыми. Возникают вторичные тепловые неустойчивости. Области устойчивости регулярных конвективных ячеек, наблюдаемых в эксперименте, показаны на фазовой диаграмме, приведенной на рис.5. Штриховые кривые соответствуют теоретическим

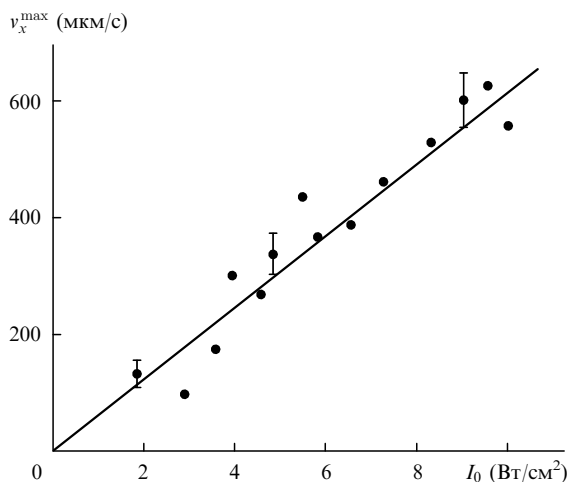


Рис.4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости  $x$ -компоненты скорости от интенсивности света  $I_0$  при  $L = 1$  мм и  $A = 2$  мм.

расчетам. Штрих-пунктирная кривая разделяет изотропную (выше кривой) и нематическую (ниже кривой) фазы жидкого кристалла. Локальный максимум на штрих-пунктирной кривой указывает на то, что конвективные движения затрудняют фазовый переход НЖК в изотропную фазу. Это обусловлено эффективностью теплообмена при толщинах  $L \sim A/2$ .

### 6. Наблюдение поверхностных гидродинамических волн

Поскольку верхняя поверхность жидкого слоя является открытой, она деформируется при конвективных движениях (т.к.  $z$ -компонента скорости не равна нулю на свободной поверхности). Если интерферирующие пучки имеют смещенные частоты или решетка движется со скоростью  $W$ , то будет наблюдаться бегущая картина распределения интенсивности. Тогда вследствие конвек-

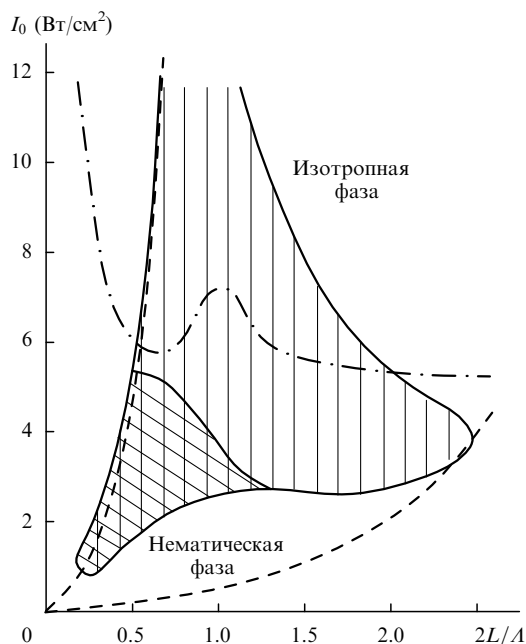


Рис.5. Фазовая диаграмма стабильности регулярных роликовых конвективных движений и поверхностных гидродинамических волн. Штриховые линии соответствуют теоретическим расчетам.

тивных движений и деформации поверхности возникают поверхностные гравитационные и капиллярные волны, индуцированные светом. Область устойчивости светоиндуцированных гидродинамических волн показана на фазовой плоскости (рис.5, дважды заштрихованная область).

Для исследования возмущения свободной поверхности жидкости была собрана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис.6. Как известно, большинство оптических поверхностей контролируется с помощью пробных стекол. Однако метод пробных стекол предполагает непосредственный контакт эталонной и контролируемой поверхностей, что в данном случае недопустимо. Для экспериментального исследования возмущения поверхности жидкости бесконтактным методом был собран лазерный интерферометр типа Физо

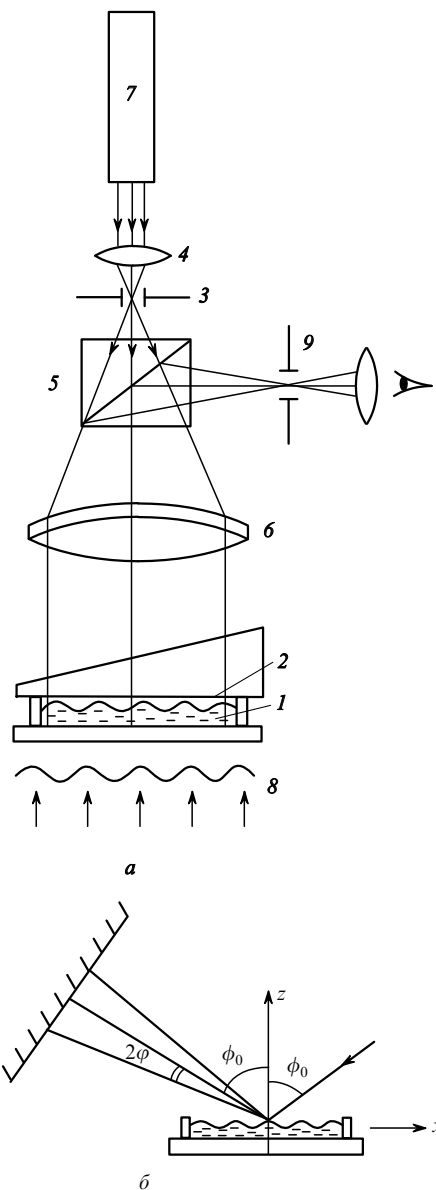


Рис.6. Схема интерферометра для наблюдения полос равной толщины (а) и схема эксперимента, поясняющая метод измерения амплитуды колебания поверхности жидкости (б): 1 – исследуемая жидкость или жидкий кристалл; 2 – эталонная поверхность; 3 – диафрагма; 4 – линза; 5 – светоделительный кубик; 6 – объектив; 7 – He-Ne-лазер; 8 – падающая пространственно-модулированная волна; 9 – выходная диафрагма.

[19]. Диафрагма 3 переменной ширины, расположенная в фокальной плоскости объектива 4, освещается монохроматическим излучением He–Ne-лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм). Пучки, прошедшие диафрагму и светоделительный кубик 5, направляются к объективу 6, образующему параллельный пучок, падающий на клиновидную эталонную пластинку 2 и на поверхность жидкости или жидкого кристалла 1. Пучки, отраженные от поверхностей жидкости и образца, создают интерференционные полосы, воспроизводящие рельеф контролируемой поверхности жидкости. Клиновидность эталонной пластинки необходима для отклонения в сторону пучков, отраженных верхней нерабочей поверхностью, которые могут снизить контраст полос, попадая в отверстие выходной диафрагмы 9. Амплитуда возмущения поверхности  $\xi$  связана с разностью хода лучей  $\Delta$  выражением

$$\Delta = 2\xi \cos \phi_0 + \frac{\lambda}{2},$$

где  $\phi_0$  – угол падения луча. При  $\phi_0 \approx 0$  получаем

$$\xi = \frac{m\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4},$$

где  $m$  – максимальный порядок интерференции в пределах одного периода распределения интенсивности возбуждающего излучения 8.

Термокапиллярные волны на поверхности жидкости исследовались также с помощью отраженного от нее узкого (диаметром  $\sim 0.1$  мм) пучка He–Ne-лазера. На рис.6,б приведена схема эксперимента, поясняющая метод измерения амплитуды колебания поверхности жидкости.

Пусть по поверхности жидкости распространяется синусоидальная поверхностная волна. Тогда возмущение свободной поверхности жидкости можно описать уравнением

$$z = \xi \sin \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - \omega t \right), \quad (21)$$

где  $\Lambda$  – длина поверхностной волны, а  $\omega$  – ее циклическая частота. В этом случае максимальное отклонение отраженного пучка от невозмущенного направления (угол  $2\varphi$ ) связано с амплитудой волны  $\xi$  соотношением

$$\xi = \frac{\varphi \Lambda}{2\pi}. \quad (22)$$

В эксперименте использовалась ячейка либо с изотропной жидкостью (диффузное масло), либо с НЖК (МББА), имеющим одну, верхнюю, свободную поверхность. На нижней границе (в случае НЖК) было задано гомеотропное граничное условие. Такая ячейка снизу освещалась излучением от лампы накаливания, мощность которой регулировалась в пределах от нуля до 200 Вт. Для получения периодического распределения интенсивности между конденсором и ячейкой была установлена решетка с периодом  $\Lambda \approx 2$  мм. Температура на нижней границе ячейки поддерживалась постоянной ( $293 \pm 0.3$  К) с помощью циркулирующей воды от регулируемого термостата. Верхняя свободная граница жидкости сообщалась с воздухом, температура которого была комнатной ( $\sim 293$  К).

При воздействии на образец излучения с пространственно-периодическим распределением интенсивности в поле зрения интерферометра возникала интерференци-

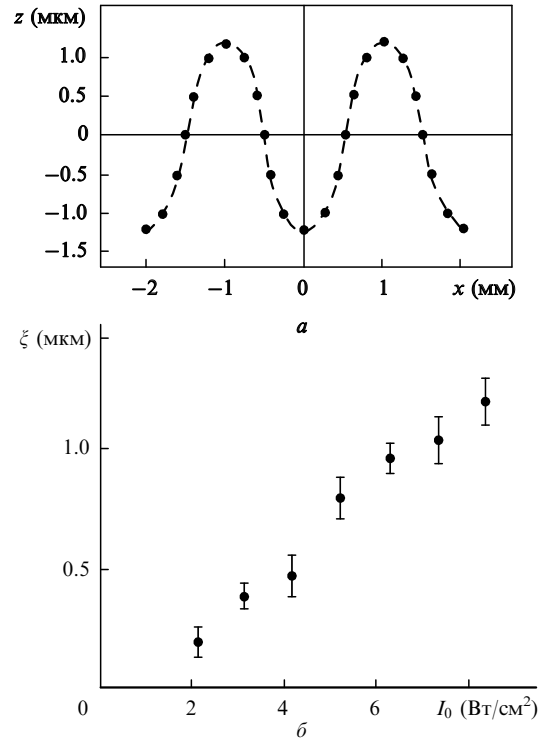


Рис.7. Зависимости координаты поверхности жидкости  $z$  от координаты  $x$  при воздействии на образец излучения с пространственно-периодическим распределением интенсивности ( $a$ ) и амплитуды возмущения поверхности  $\xi$  от интенсивности  $I_0$ .

онная картина в виде полос равной толщины в направлении, перпендикулярном волновому вектору решетки. Эти полосы свидетельствуют о том, что поверхность жидкости деформировалась. На ней возникали углубления и возвышения, соответствующие максимумам и минимумам в распределении интенсивности возбуждающего излучения. На рис.7,а приведена зависимость координаты  $z$  поверхности жидкости от координаты  $x$  при воздействии на образец излучения с пространственно-периодическим распределением интенсивности (ось  $x$  направлена вдоль волнового вектора решетки, а плоскость  $z = 0$  соответствует невозмущенной свободной горизонтальной поверхности жидкости). Интенсивность в максимуме распределения возбуждающего излучения  $I_0 = 8$  Вт/см<sup>2</sup>. Максимумам  $z$  при  $x = \pm 1$  мм в распределении интенсивности возбуждающего излучения соответствовали минимумы, т. е. в освещаемых участках поверхности возникали углубления. Как показывает эксперимент, амплитуда  $\xi$  возмущения поверхности в пределах точности эксперимента приблизительно линейно зависит от интенсивности в области  $2$  Вт/см<sup>2</sup>  $\leq I_0 \leq 8$  Вт/см<sup>2</sup> (рис.7,б).

Если периодическая структура распределения интенсивности приводилась в движение в направлении волнового вектора решетки (в направлении оси  $x$ ), на поверхности жидкости возникала поверхностная волна, которая распространялась по направлению движения решетки. Скорость этой волны соответствовала скорости движения решетки  $W \leq 10$  мм/с. При постоянной интенсивности падающего излучения амплитуда этой волны зависела от толщины слоя и скорости движения решетки. На рис.8,а приведена зависимость амплитуды поверхностной волны от толщины слоя жидкости. Характерной особенностью этой зависимости является наличие максимума. При увеличении толщины слоя амплитуда термока-

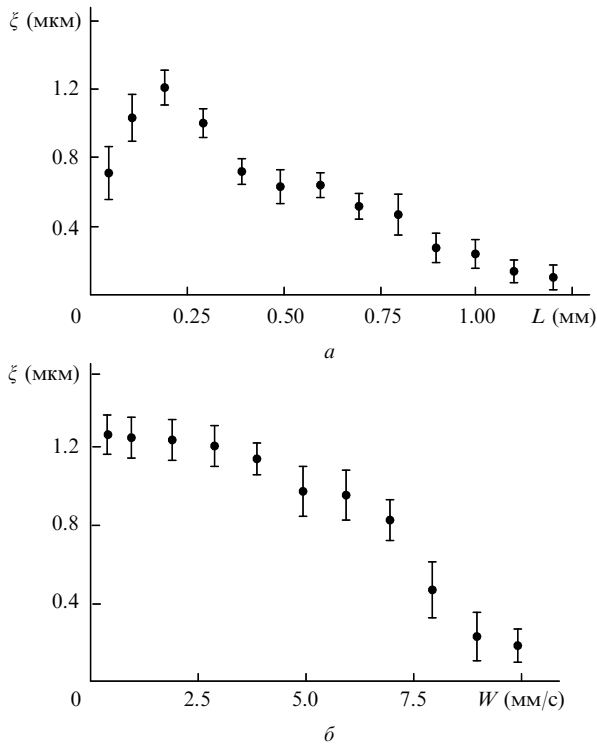


Рис.8. Зависимости амплитуды поверхностной волны от толщины слоя жидкости при скорости движения решетки  $W \approx 0.1$  мм/с и интенсивности  $I_0 \approx 8$  Вт/см<sup>2</sup> (а) и от скорости движения решетки при  $I_0 \approx 8$  Вт/см<sup>2</sup> и толщине слоя  $L \approx 0.2$  мм (б).

пильярных волн уменьшается; это свидетельствует о том, что в конвекции доминирующим становится вклад от гравитационного механизма (конвекция Рэлея – Бенара). Уменьшение амплитуды капиллярных волн при уменьшении толщины слоя ( $L \leq 0.1$  мм), по-видимому, связано с взаимодействием «поверхностных» молекул жидкости с твердой подложкой. Причины такой зависимости  $\xi(L)$  при малых  $L$  в настоящее время не ясны и требуют дополнительных экспериментов. В частности, значительное продвижение в этом направлении могут дать эксперименты с разными твердыми подложками.

На рис.8,б представлена зависимость амплитуды термокапиллярных волн от скорости движения решетки (от скорости термокапиллярной волны) при постоянной интенсивности возбуждающего излучения  $I_0$ . Видно, что при не очень больших скоростях движения решетки  $W \leq$

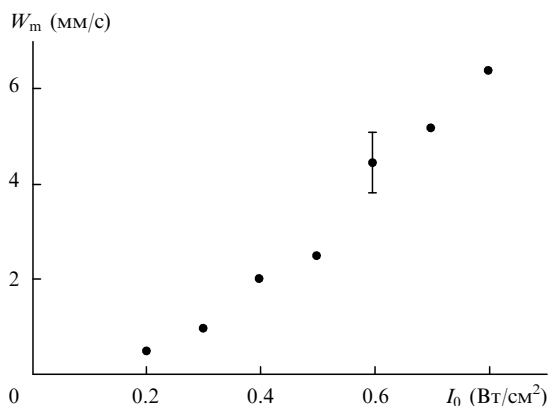


Рис.9. Скорость движения решетки  $W_m$ , при которой амплитуда капиллярных волн уменьшается в два раза, в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения  $I_0$ .

4 мм/с амплитуда капиллярных волн слабо зависит от скорости. При  $W \geq 5$  мм/с дальнейшее увеличение скорости приводит к уменьшению амплитуды капиллярных волн. Скорость, при которой амплитуда капиллярных волн уменьшается в два раза, зависит от интенсивности возбуждающего излучения (рис.9).

## 7. Обсуждение и выводы

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально показана возможность возбуждения регулярных конвективных движений и поверхностных гравитационных и термокапиллярных волн в изотропных жидкостях и жидких кристаллах. Эти эффекты вызваны световым излучением с пространственно-периодической структурой интенсивности. Гидродинамические эффекты, возбуждаемые светом, представляют интерес в связи с тем, что появляется возможность индуцирования роликовых структур с желаемыми дислокациями. Последнее можно обеспечить интерференцией плоской световой волны с другой волной, обладающей дислокацией волнового фронта. Кольцевые роликовые структуры могут быть получены при воздействии интерференции плоской световой волны с волной, обладающей коническим фронтом. Интерференция трех, четырех и большего числа волн позволяет организовать ячейки с гексагональной, кубической и другими структурами; при этом имеется возможность целенаправленно вносить дефекты в такие структуры. Кроме того, есть основания ожидать, что при небольшом превышении порога световая интерференционная картина может «навязать» свой период и фазу установившейся картине роликов или ячеек. С нашей точки зрения, такая возможность управления пространственными структурами весьма интересна не только для жидких кристаллов, но и для любых систем, обладающих неустойчивостью с конечным волновым числом решетки  $1 \leq K \leq 10^5$  см<sup>-1</sup> в поперечной плоскости.

Что касается поверхностных гидродинамических волн, возбуждаемых светом, то здесь важно то, что длиной, частотой и амплитудой этих волн можно легко управлять с помощью таких внешних параметров, как частотный сдвиг, интенсивности и углы падения световых пучков. Наличие нескольких параметров управления дает основание ожидать проявления разнообразных режимов возбуждения поверхностных волн, сопровождаемых бифуркационным и гистерезисным поведением.

В настоящей работе показано также, что при больших и малых интенсивностях света и отношениях периода интерференционной картины к толщине ячейки двумерная роликовая структура становится неустойчивой и постепенно переходит в хаотическое состояние. Поскольку усиление белого шума в обычных экспериментах по турбулентности затемняет качественные различия турбулентных течений в различных областях внешних параметров, то эксперименты с контролируемым возбуждением имеют особое значение. Мы уверены, что описанные в настоящей работе эксперименты могут служить в качестве модели в указанном выше смысле для решения проблемы турбулентности вообще. Отделяя свойства дискретных эффектов от свойств стохастических шумов, мы продемонстрировали важность обоих эффектов в общем случае умеренно турбулентной конвекции. Более того, результаты, представленные здесь, вместе с очевидностью дискретных переходов в турбулентном переносе



тепла дают возможность предположить, что оба эффекта сравнимы по важности в общем случае турбулентности. В то время как для изучения конвекции необходимы сравнительно простые экспериментальные исследования, новые методы могут качественно продемонстрировать взаимодействие двух элементов турбулентного потока в других случаях турбулентности.

Исследования, представленные в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF № AP2-2302-UE-02.

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости* (М.: Наука, 1972).
2. Джалурия Й. *Естественная конвекция* (М.: Мир, 1983).
3. Гетлинг А.В. *Конвекция Рэлея – Бенара* (М.: Эдиториал УРСС, 1999).
4. Benard H. *Rev. Gen. Sci. Pure Appl.*, **11**, 1261 (1900); *Ann. Chem. Phys.*, **23**, 62 (1901).
5. Koschmieder E.L. *Adv. Chem. Phys.*, **26**, 177 (1974); Normand C., Pomeau Y., Velarde M.G. *Rev. Mod. Phys.*, **49**, 581 (1977); *Proc. XVII Intern. Solvay Conf.* Ed. by G.Nicolis, G.Dewel, J.W.Turner (New York: Wiley, 1981, p. 168); In: *Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence*. Ed. by H.L.Swinney, J.P.Gollub (Berlin: Springer, 1981, p. 97); In: *Fluid mechanics of astrophysics and geophysics*. Ed. by W.R.Peltier (New York: Gordon and Breach, 1989, v. 4).
6. Dubois-Violette E., Durand G., Guyon E., Manneville P., Pieranski P. In: *Solid state physics*. Ed. by L.Liebert (New York: Academic, 1978, suppl. 14); Barratt P.J. *Liq. Cryst.*, **4**, 223 (1989); Kramer L., Pesch W. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **27**, 515 (1995); Ahlers G. In: *Pattern formation in liquid crystals*. Ed. by L.Kramer, A.Buka (Berlin: Springer, 1996).
7. Dubois-Violette E., Gabay M. *J. Physique*, **43**, 1305 (1982).
8. Salan J., Guyon E. *J. Fluid Mech.*, **126**, 13 (1983).
9. Thomas L., Pesch W., Ahlers G. *Phys. Rev. E*, **58**, 5885 (1998).
10. Gondret P., Ern P., Meignin L., Rabaud M. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1442 (1999).
11. Бугаев А.А., Лукошин В.А., Урпин В.А., Яковлев Д.Г. *ЖТФ*, **58**, 908 (1988).
12. Визнюк С.А., Суходульский А.Т. *ЖТФ*, **58**, 1000 (1988).
13. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С., Тараненко В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **49**, 330 (1989).
14. Акоюн Р.С., Зельдович Б.Я. *Письма в ЖТФ*, **9**, 1200 (1983).
15. Акоюн Р.С., Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. *Оптика и спектроскопия*, **65**, 1082 (1988).
16. Дрноян В.Э., Галстян Т.В., Алавердян Р.Б., Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. *ЖЭТФ*, **103**, 1270 (1993).
17. Акоюн Р.С., Зельдович Б.Я. *Механика жидкости и газа*, **5**, 47 (1985).
18. Акоюн Р.С., Хосровян Г.Р. *ЖТФ*, **61**, № 11, 116 (1991).
19. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 856).