

## АВТОКОЛЕБАНИЯ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ

*В.Ю.Баженов, М.В.Васнецов, М.С.Соскин, В.Б.Тараненко*

Экспериментально исследована и теоретически объяснена неустойчивость конвекции Марангони при локальном нагреве жидкости лазерным излучением.

В последнее время значительное внимание привлекают процессы развития неустойчивостей потоков в жидкостях, возникающих при нагреве лазерным пучком. В частности, в работах <sup>1, 2</sup> поглощающая жидкость помещалась в плоский сосуд, а нагрев осуществлялся направленным снизу сфокусированным излучением аргонового лазера. Пороговое значение мощности лазера, при котором возбуждались колебания жидкости, составляло  $\approx 1$  Вт. Для объяснения природы колебаний потока жидкости в <sup>2</sup> предложена модель диссипативной структуры ("циркулятор").

В настоящей работе экспериментально исследованы и объяснены автоколебания потока жидкости при фокусировке лазерного излучения вблизи свободной поверхности жидкости (рис. 1 а), с порогом возбуждения в единицы милливатт. Для исследования автоколебаний использовался этиловый спирт, окрашенный иодом (поглощение  $\sim 5 - 10 \text{ см}^{-1}$ ). Структура потоков жидкости наблюдалась в прямоугольной кювете толщиной 1 мм и шириной 4 мм в схеме, показанной на рис. 1. Потоки визуализировались путем добавле-

ния в жидкость частиц алюминиевой пудры. После включения лазерного пучка с мощностью, меньшей порога неустойчивости, жидкость оставалась неподвижной в течение  $\sim 0,5$  с, после чего скачкообразно устанавливался стационарный поток, структура которого показана на рис. 1б. При этом жидкость устремлялась из зоны нагрева по направлению к свободной поверхности со скоростью порядка единиц см/с и затем растекалась вдоль поверхности в разные стороны.

Проявление неустойчивости движения жидкости состояло в том, что в определенном интервале мощности излучения и расстояния от зоны нагрева до поверхности движение переходило от стационарного в упорядоченный периодический режим. Возникновение колебаний скорости потока было хорошо заметно как по непосредственным наблюдениям за структурой потока, так и по периодическим изменениям структуры прошедшего пучка, искаженного вследствие тепловой расфокусировки. Колебания имели существенно нелинейный характер и заключались в периодическом ( $\tau \approx 1$  с) резком ускорении и торможении потока жидкости так, что основную часть периода жидкость оставалась практически неподвижной. Динамика изменений проходящего пучка имела при этом характер "сердцебиений"<sup>3</sup>.

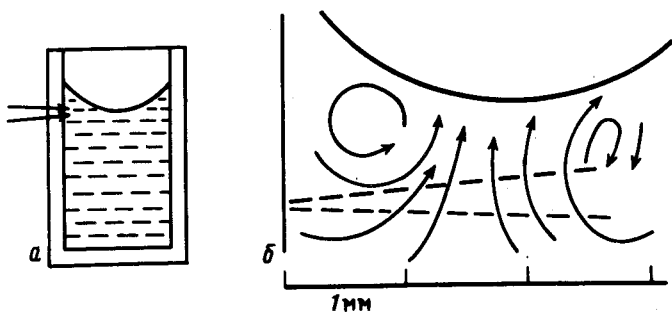


Рис. 1. а – Схема фокусировки непрерывного излучения аргонового лазера (длина волны 0,488 мкм) в торец прямоугольной кюветы; б – наблюдаемая через микроскоп картина движения в жидкости (штриховые линии – пучок света)

В теоретической модели работы<sup>2</sup> существенную роль играет конвективный перенос нагретой жидкости к поверхности. Для выяснения роли конвективного переноса в нашем случае исследуемая жидкость помещалась в капилляр с внутренним диаметром 2 мм. Как параметры колебаний, так и структура потока жидкости оставались практически неизменными при горизонтальном и даже перевернутом положении капилляра. Во всех случаях отчетливо наблюдался поток жидкости от зоны нагрева к свободной поверхности. Это обстоятельство свидетельствует о том, что конвекция жидкости в случае используемой нами схемы эксперимента малосущественна.

Для интерпретации эксперимента нами рассмотрена модель диссипативной структуры ("термиллятор"), описывающей тепло- и массоперенос жидкости в трубке тока  $l$ , имеющей участок вблизи свободной поверхности жидкости  $l_1 < l < l_2$ . Нагрев предполагается сосредоточенным в точке  $l = l_0$ . В таком случае становится необходимым учет теплопроводности вдоль трубки тока. Уравнение, описывающее динамику распределения температуры  $T$  по трубке тока, имеет в этом случае вид ( $0 \leq l \leq L$ ):

$$\frac{\partial T(l, t)}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T(l, t)}{\partial l^2} - v(t) \frac{\partial T(l, t)}{\partial l} - \alpha [T(l, t) - T_0] + \kappa P(l_0), \quad (1)$$

где  $\chi$  — температуропроводность,  $v$  — скорость потока,  $\alpha$  и  $k$  — соответственно эффективность теплоотдачи и тепловыделения.  $P$  — мощность падающего на систему светового пучка. Граничные условия для трубки тока имеют вид  $T(0, t) = T_0$ ;  $T(L, t) = T_0$ .

Наблюдаемая структура потока жидкости свидетельствует о том, что процессы в системе обусловлены действием термокапиллярных сил на свободной поверхности (конвекция Марангони) <sup>4</sup>. Действующая сила может изменять свой знак при выносе на поверхность жидкости, не успевшей нагреться в зоне действия лазерного пучка, благодаря чему поток может эффективно ускоряться и тормозиться. Уравнение, описывающее движение жидкости в трубке тока, имеет вид

$$\frac{\partial v(t)}{\partial t} = \xi [T(l_1, t) - T(l_2, t)] - \gamma v(t), \quad (2)$$

где  $\xi$  задает силу Марангони,  $\gamma$  — коэффициент вязкого трения. Численное решение системы (1, 2) на ЭВМ демонстрирует существование области автоколебаний, причем эта область оказывается ограниченной как снизу, так и сверху критическими значениями величин  $h = l_1 - l_0$  и  $P$ . Форма колебаний весьма существенно зависит от расстояния  $h$  от зоны нагрева до свободной поверхности. Так, при небольших  $h$  колебания имеют почти синусоидальный характер, а при увеличении  $h$  колебания приобретают вид релаксационных, и их частота уменьшается, что находится в хорошем качественном согласии с экспериментом.

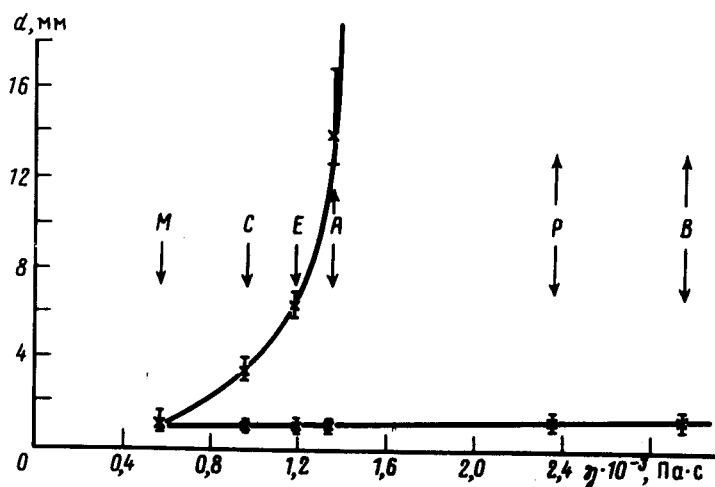


Рис. 2. Область существования колебательной неустойчивости конвекции Марангони на плоскости параметров  $\eta$  (динамическая вязкость жидкости) —  $d$  (диаметр кюветы). М — метиловый спирт, С — циклогексан, Е — этиловый спирт, А — аллиловый спирт, Р — пропиловый спирт, В — бутиловый спирт. Значения  $\eta$  взяты для  $20^\circ \text{C}$

Роль вязкости и геометрических размеров кюветы определялась в серии экспериментов с использованием различных растворителей и цилиндрических кювет различных диаметров. Область существования колебаний показана на рис. 2. Для метилового спирта осцилляции затухали после нескольких колебаний, для циклогексана, этилового спирта и аллилового спирта незатухающие колебания наблюдались в ограниченном интервале диаметров, для растворителей с большей вязкостью верхней границы диаметра кюветы установить не удалось.

Анализ влияния параметров в используемой модели показал также, что эффект исчезает с увеличением теплопроводности жидкости. Этот вывод подтверждается в эксперимен-

те: для воды, вязкость которой попадает в область существования осцилляций, эффект полностью отсутствовал из-за высокой теплопроводности.

Таким образом, предлагаемая модель адекватно отражает основные наблюдаемые зависимости и в значительной степени отвечает на поставленные в <sup>5</sup> вопросы. Для описания эффектов, возникающих при больших значениях поглощаемой мощности, необходимо принимать во внимание зависимость вязкости жидкости от температуры. Отметим, также, что в ряде случаев нами наблюдалось периодическое рождение вихрей вокруг основной струи потока. Движение этих вихрей модулировало колебания скорости струи, и с ростом мощности нагрева колебания становились хаотическими, а поток — турбулентным. Исследование сценария перехода к хаосу в этой системе представляет интерес как с точки зрения моделирования происходящих процессов, так и с точки зрения исключительной простоты и наглядности эксперимента.

#### Литература

1. Gouesbet G., Rhazi M., Weill M.E. Appl. Opt., 1983, 22, 304.
2. Визнюк С.А., Суходольский А.Т. ЖТФ, 1988, 58, 1000.
3. Anthore R., Flament P., Gouesbet G., Rhazi M., Weill M.E. Appl. Opt., 1982, 21, 2.
4. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.
5. Gouesbet G., Lefort E. Appl. Opt. 1987, 26, 2940.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
30 января 1989 г.