

¹ Л. С. Бозбей,
^{2,3} А. О. Костиков, д-р. техн. наук
³ Н. М. Курская, канд. техн. наук
^{1,2} В. И. Ткаченко, д-р. физ.-мат. наук

¹ Национальный научный центр
 «Харьковский физико-технический институт»
 НАН Украины,
 e-mail: tkachenko@kipt.kharkov.ua,
 bozbiei@kipt.kharkov.ua

² Институт проблем машиностроения
 им. А. Н. Подгорного НАН Украины,
 г. Харьков, e-mail: kostikov@ipmach.kharkov.ua

³ Харьковский национальный университет
 имени В. Н. Каразина

Ключові слова: елементарна конвективна комірка, вільні границі, конвективні процеси, теплоперенос, температурний градієнт.

УДК 632.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СВОБОДНОЙ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ЯЧЕЙКИ

Експериментально досліджені геометричні розміри і швидкість масопереносу елементарної конвективної комірки. Результати дослідження адекватно описуються теоретичною моделлю елементарної конвективної комірки. Показано, що додавання в масло алюмінієвої пудри перетворює його в суспензію, граничні умови для якої на твердій стінці через прослизання по плівці чистого масла можна розглядати як вільні. Описано два незалежних способи визначення швидкості масопереносу в комірках різних діаметрів: для великих комірок – за кутом відхилення щупа, для малих – оптичним методом.

Введение

Исследованию конвективных процессов в горизонтальных слоях вязкой, несжимаемой, подогреваемой снизу жидкости посвящено большое число статей, обзоров и монографий. Среди них можно отметить как пионерские экспериментальную и теоретическую статьи [1, 2], так и более поздние по срокам опубликования, но очень информативные монографии и обзоры, посвященные данной тематике [3–6].

Явление тепловой конвекции связано с неравномерным нагревом газа или жидкости в поле тяжести, которое реализуется в виде упорядоченных пространственных структур, образованных течением нагреваемого вещества. Оно распространено в космосе (например, на Солнце [7]), в ряде технологических процессов [8], наблюдается в природе и быту. Такой перечень проявлений упорядоченных структур вполне достаточен для объяснения существования неослабевающего интереса к данной теме как таковой, тем более, что задачи о конвекции в традиционной постановке дают богатый материал для разработки новых идей в смежных областях знаний, которые касаются, например, условий формирования порядка и хаоса в гидродинамике [6], стохастизации или упорядочения движения заряженных частиц при возникновении транспортных барьеров в плазме токамака в физике плазмы [8].

Несмотря на всеохватывающий характер задачи о конвекции в слое несжимаемой вязкой, подогреваемой снизу жидкости все же остаются нерешенными некоторые ее проблемы. К одной из них можно отнести отсутствие физически понятного механизма формирования на поверхности подогреваемой жидкости многоугольников, являющихся верхней гранью прямоугольной призмы, плотно застилающих поверхность жидкости. Одна из таких прямоугольных призм представляет собой конвективную ячейку с соответствующим внутренним распределением скорости и температуры. В настоящее время общепринятой является геометрическая трактовка образования правильных многоугольных конвективных ячеек. Согласно этой трактовке решения уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска со свободными граничными условиями [3–6], описывающие горизонтальные и вертикальные составляющие скорости жидкости внутри ячейки, с помощью соответствующих геометрических преобразований могут быть сведены к таким структурам, как конвективные горизонтальные валы, квадратные конвективные ячейки или правильные многоугольники (треугольники или гексагоны). При этом остается открытым вопрос о формировании структур с другим количеством углов (до семи), которые наблюдались в эксперименте [1]. Нерешенность этой проблемы связана с трудностью

© Л. С. Бозбей, А. О. Костиков, Н. М. Курская, В. И. Ткаченко, 2016

геометрического замощения поверхности жидкости набором многоугольных элементов, поскольку такие замощения в различных условиях будут строго индивидуальны.

В работе [9] выдвинуто предположение о том, что основополагающим принципом формирования многоугольных конвективных структур в температурно-напряженной среде может быть не геометрический, упомянутый выше, а энергетический. Этот принцип ставит в соответствие количество, размер и форму конвективных ячеек с величиной градиента температуры внутри ячейки и температурой дна емкости. В соответствии с ним утверждается, что с увеличением температуры дна емкости в жидкости сначала появляются уединенные (не соприкасающиеся) цилиндрические элементарные конвективные ячейки (ЭКЯ), число которых с ростом температуры становится таким большим, что они плотно упаковываются, заполняют весь объем жидкости и таким образом формируют многоугольные конвективные ячейки.

Горизонтальная и вертикальная составляющие скорости ЭКЯ описываются цилиндрическими функциями Бесселя первого рода нулевого порядка и первого порядка соответственно. Следует отметить, что физические свойства предложенной ЭКЯ соответствуют экспериментальным данным по конвекции подогреваемой снизу жидкости в маленьких контейнерах [10].

Целью данной работы является обоснование существования элементарной конвективной ячейки путем сопоставления теоретической модели и экспериментальных данных, а также экспериментальное определение характерных скоростей тепловой конвекции жидкости внутри ячейки.

Решение задачи Рэлея в цилиндрической системе координат

Возмущения скорости конвективного массопереноса и температуры в горизонтальном слое вязкой, несжимаемой, подогреваемой снизу жидкости описывается системой уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска. В цилиндрической геометрии безразмерные возмущения скорости $\mathbf{v} = (V_r, V_z)$ и температура T в безразмерных переменных t, r, z имеют вид [9]

$$V_z(t, r, z) = A \sin(n\pi z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t); \quad (1)$$

$$V_r(t, r, z) = -A n \pi k_r^{-1} \cos(n\pi z) J_1(k_r r) \exp(-\lambda t); \quad (2)$$

$$T(t, r, z) = B \sin(n\pi z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t), \quad (3)$$

где ось z направлена вверх, перпендикулярно границам слоя $z = 0$ и $z = 1$; $n = 1, 2, 3, \dots$ – целые числа, соответствующие модам возмущения; A и B – постоянные коэффициенты; λ – собственные числа, характеризующие затухание ($\lambda > 0$), нарастание ($\lambda < 0$) или стационарное состояние ($\lambda = 0$) возмущений (1)–(3); $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно; k_r – радиальное волновое число, характеризующее зависимость возмущений от поперечной координаты r .

Для обезразмеривания выражений (1)–(3) использованы такие характерные размерные параметры задачи, как толщина слоя h ; время $\tau = h^2 \nu^{-1}$; скорость χh^{-1} ; температура $\theta = T_2 - T_1 > 0$; где T_2 и T_1 – температура нижней и верхней границ слоя соответственно, ν и χ – кинематическая вязкость и температуропроводность жидкости.

Решения (1)–(3) справедливы для конвективной ячейки со свободными граничными условиями, когда касательные напряжения и возмущения температуры на границах слоя при $z = 0$ и $z = 1$ равны нулю.

Для масел, использовавшихся для исследования конвективных течений в [9, 10], вязкость составляет 8–11 мм²/с (вакуумное масло и его аналоги при температуре 100 °С [9, 11] и силиконовое масло при температуре 25 °С [10]). При этом толщина слоя масла составляла 1 мм. Таким образом, характерное время τ оказывается порядка 0,1...0,01 с. Экспериментально наблюдаемое устойчивое существование цилиндрической ячейки в течение достаточно длительного по сравнению с характерным временем интервала (более 100 с) и пропорциональность возмущений скорости и температуры экспоненциальной зависимости от времени $\exp(-\lambda t)$, неизбежно приводит к выводу, что собственные числа λ должны быть равны или близки к нулю. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только устойчивые решения (1)–(3), когда $\lambda = 0$.

В решениях (1)–(3) неопределенным параметром является радиальное волновое число k_r . Его величину можно определить из условия равенства нулю горизонтальной скорости V_r на внешней границе конвективной ячейки. Это условие дает значение радиального волнового числа

$$k_r = \sigma_{1,i}/R_c, \quad (4)$$

где R_c – радиус конвективной ячейки отнесенный к толщине слоя, $\sigma_{1,i}$ – i -й ноль функции Бесселя первого рода первого порядка ($J_1(\sigma_{1,i}) = 0$), $i = 1, 2, 3, \dots$. В частности, первые нули функции Бесселя имеют следующие значения [12]: $\sigma_{1,1} \approx 3,832$; $\sigma_{1,2} \approx 7,016$; $\sigma_{1,3} \approx 10,173$.

Следует отметить, что решение (4) ранее было приведено в [13–15]. В этих работах были построены линии тока и анализировалось аксиально-симметричное расположение концентрических конвективных валов для свободной верхней и твердой нижней границ (несимметричные граничные условия) слоя жидкости. В частности, как следует из работы [14], радиальное волновое число определяется отношением критического волнового числа $a = 2,682$ задачи с несимметричными граничными условиями (сохранены обозначения цитируемой работы) к толщине слоя $k_r = a/h$. В работах [14, 15] также приведены значения критических волновых чисел и соответствующие им критические числа Рэлея для двух других видов граничных условий: две свободные границы и две твердые. Показано, что значение радиального волнового числа для каждого типа граничных условий определяется критическим волновым числом a соответствующего типа граничных условий ($a = 2,22$ – две свободные границы, $a = 3,13$ – две твердые). Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что авторы цитируемых работ до конца не проанализировали полученные решения и не установили величину радиального волнового числа, которое в нашем случае определяется выражением (4).

Интерпретация цилиндрических конвективных колец решением для элементарной конвективной ячейки со свободными границами

В работе [10] приведены результаты исследования формирования концентрических конвективных валов в слое подогреваемого снизу силиконового масла. Для визуализации конвективного движения в масло добавлялось такое небольшое количество алюминиевой пудры, при котором не отмечалось каких-либо изменений в свойствах масла и граничных условиях.

Ниже дадим интерпретацию проведенным в [10] экспериментам по формированию концентрических конвективных колец в силиконовом масле с добавлением достаточного количества алюминиевой пудры. Для этого используем решения (1), (2) для конвективной ячейки со свободными граничными условиями. Так как в масло добавлено определенное количество алюминиевой пудры, то, как отмечено выше, в нем образуется суспензия, отличающаяся от чистого масла плотностью и вязкостью. В таких условиях на твердой нижней границе поверхностная пленка чистого масла, по нашему мнению, будет обеспечивать проскальзывание суспензии относительно дна емкости, т.е. устранять касательные напряжения. В этом случае граничные условия слоя жидкости можно считать свободными.

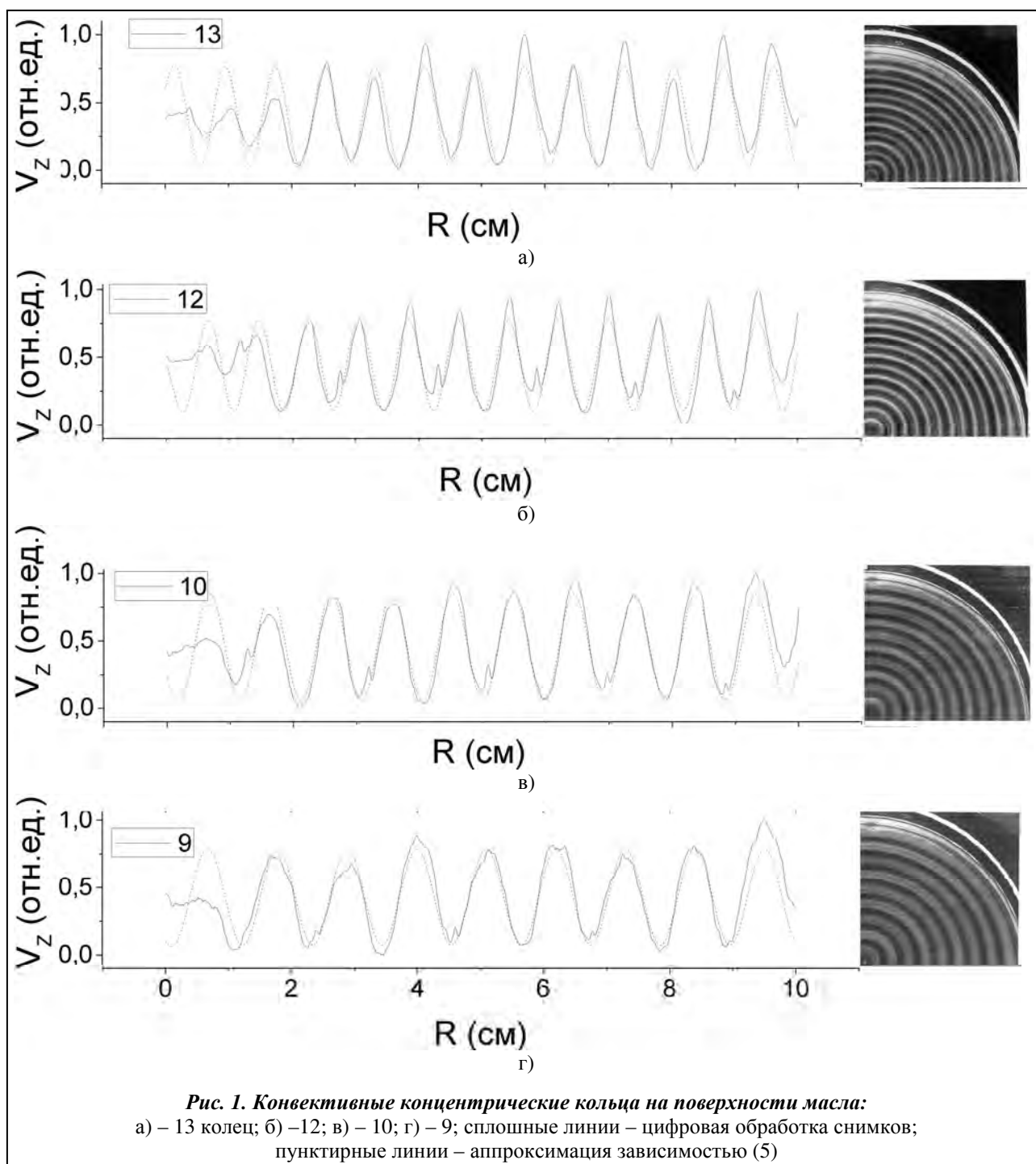
На рис. 1 даны результаты цифровой обработки и аналитического описания приведенных в [10] снимков конвективных концентрических колец. Цифры 9; 10; 12; 13 на рис. 1 соответствуют визуально определенному числу конвективных валов n в ячейке.

Для случая, изображенного на рис. 1, а поток направлен вверх в центре емкости, т. к. здесь видна крупная светлая точка из алюминиевой пудры, которая выносится на поверхность восходящим потоком масла. Далее по радиусу наблюдаются концентрические светлые кольца из алюминиевой пудры, чередующиеся через одну с темными полосами. Тонкие светлые кольца соответствуют восходящим потокам масла, а темные полосы между ними – нисходящим.

Следует отметить, что механизм образования концентрических тонких светлых колец из алюминиевой пудры аналогичен механизму образования wind-streaks из морской пены, фрагментов водорослей, фито- и зоопланктона, воздушных пузырьков при формировании циркуляций Ленгмюра на водной поверхности [16] с той лишь разницей, что частицы алюминиевой пудры тяжелее масла и удерживаются на плаву его восходящим потоком.

На рис. 1, б, в поток направлен уже вниз в центре емкости, т.к. светлая точка из алюминиевой пудры имеет меньшие, по сравнению с рис. 1, а, размеры из-за того, что не всю массу алюминиевой пудры нисходящий поток масла успевает увлечь вниз. Далее, по радиусу наблюдаются такая же последовательность расположения концентрических тонких светлых колец из алюминиевой пудры и темных полос, что и на предыдущем рисунке.

Описанные выше снимки, представляющие собой линии тока на границе $z = 1$, оцифровывались и сглаживались вдоль радиуса от центра емкости до ее границы, расположенной на расстоянии $R_0 = 1$ см от центра. На рис. 1 сплошной линией показаны зависимости освещенности поверхности масла в емкости вдоль ее радиуса. На рис. 1. а, б, в на кривых, изображенных сплошными линиями, видны малые пики, которые соответствуют тонким светлым кольцам на фотографиях справа. Эти малые пики соответствуют движению масла вверх. Следовательно, в окрестности этих пиков (в минимумах основной кривой) масло перемещается вверх. Между отмеченными малыми пиками и минимумами основной кривой расположен еще один минимум, который соответствует движению масла вниз.



Полученное решение (2) при $z = 1$ использовалось для описания образованных конвективных валов на поверхности масла цилиндрической емкости. Для сопоставления этого решения с экспериментальными данными строилась функция $\Psi(r) = \sqrt{r} J_1\left(\frac{\pi}{w} r\right)$, которая при умножении на \sqrt{r} описывает линии тока (линии Стокса) в ячейке на границе $z = 1$. Проведенная аппроксимация экспериментальных данных функциональной зависимостью, подобной $\Psi(r)$, а именно

$$y = y_0 + a\sqrt{(r - r_0)} \cdot J_1\left(\frac{\pi}{w}(r - r_0)\right) \quad (5)$$

показала хорошую адекватность теоретической модели. Коэффициенты аппроксимации приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры аппроксимации (5)

Параметр	Значение параметра			
	$n = 9$	$n = 10$	$n = 12$	$n = 13$
y_0	$0,43042 \pm 0,00289$	$0,45206 \pm 0,00268$	$0,44015 \pm 0,00351$	$0,39752 \pm 0,00441$
a	$-1,06379 \pm 0,01232$	$-1,26018 \pm 0,0125$	$-1,17787 \pm 0,01839$	$1,29329 \pm 0,02337$
r_0	$-0,08269 \pm 0,00595$	$-0,15245 \pm 0,00407$	$-0,00673 \pm 0,00517$	$-0,12514 \pm 0,00639$
w	$0,55148 \pm 5,8017 \cdot 10^{-4}$	$0,47989 \pm 3,4036 \cdot 10^{-4}$	$0,39478 \pm 3,4223 \cdot 10^{-4}$	$0,39334 \pm 4,132 \cdot 10^{-4}$

Из рис 1. следует, что минимумы кривых цифровой обработки соответствуют темным кольцам, которые соответствуют как восходящим (помечены пиками малой амплитуды) потокам масла, так и нисходящим, которые расположены между восходящими.

При больших радиусах колец в аппроксимационной кривой множитель аргумента функции Бесселя $\frac{\pi}{w}$ может быть представлен в виде $\frac{\sigma_{1,i}}{R_n} \approx \frac{2n\pi}{R_n}$, где R_n – радиус кольца, расположенного у

стенки цилиндрической емкости. Отсюда следует $R_n \approx 2nw$, что соответствует расположению светлых колец на представленных фрагментах фотографий. Так, для $n = 9$ величина радиуса светлого кольца оказывается порядка $R_9 \approx 18 \cdot 0,55148 \approx 9,93$ см, и оно находится практически вблизи стенки емкости. Для $n = 10; 12$ радиусы светлых колец $R_{10} \approx 20 \cdot 0,47989 \approx 9,6$ см и $R_{12} \approx 24 \cdot 0,39478 \approx 9,47$ см, и они немного удалены от стенки емкости.

Следует отметить, что при толщине слоя масла 0,765 см [10] оценка радиуса первого кольца по рис. 1 составляет величину порядка 1,3 см. Исходя из этого, диаметр первого кольца в единицах толщины слоя масла равен 3,4, что отвечает теоретически рассчитанному диаметру свободной конвективной ячейки [9].

Таким образом, результаты численной обработки экспериментальных данных других авторов по образованию конвективных колец в слое подогреваемой снизу жидкости подтверждают предположение об изменении характера граничных условий со смешанных (верхняя граница – свободная, нижняя – твердая) на свободные.

Исследование формирования уединенных конвективных ячеек в медном кольце, накладываемом на поверхность масла

В экспериментах по исследованию свойств образуемых в масле уединенных конвективных ячеек использовалось вакуумное масло ВМ-5 (2 мл), в которое добавлялось небольшое количество алюминиевой пигментной пудры ПАП-1 (58 мг). Толщина слоя масла составляла 1,0–1,2 мм. Его подогрев осуществлялся снизу от электрической печи, температура дна емкости поддерживалась на уровне 135 ± 1 °С.

На слой исследуемой жидкости создавались дополнительные воздействия, которые вносили возмущения в свободные конвективные структуры – на верхней поверхности слоя жидкости организовывались искусственные барьеры, препятствующие её движению. Для этого на поверхность масла накладывались кольца разных диаметров, изготовленные из медной проволоки толщиной 0,5 мм. Подогрев дна емкости осуществлялся в диапазоне от комнатной температуры до 135 ± 1 °С.

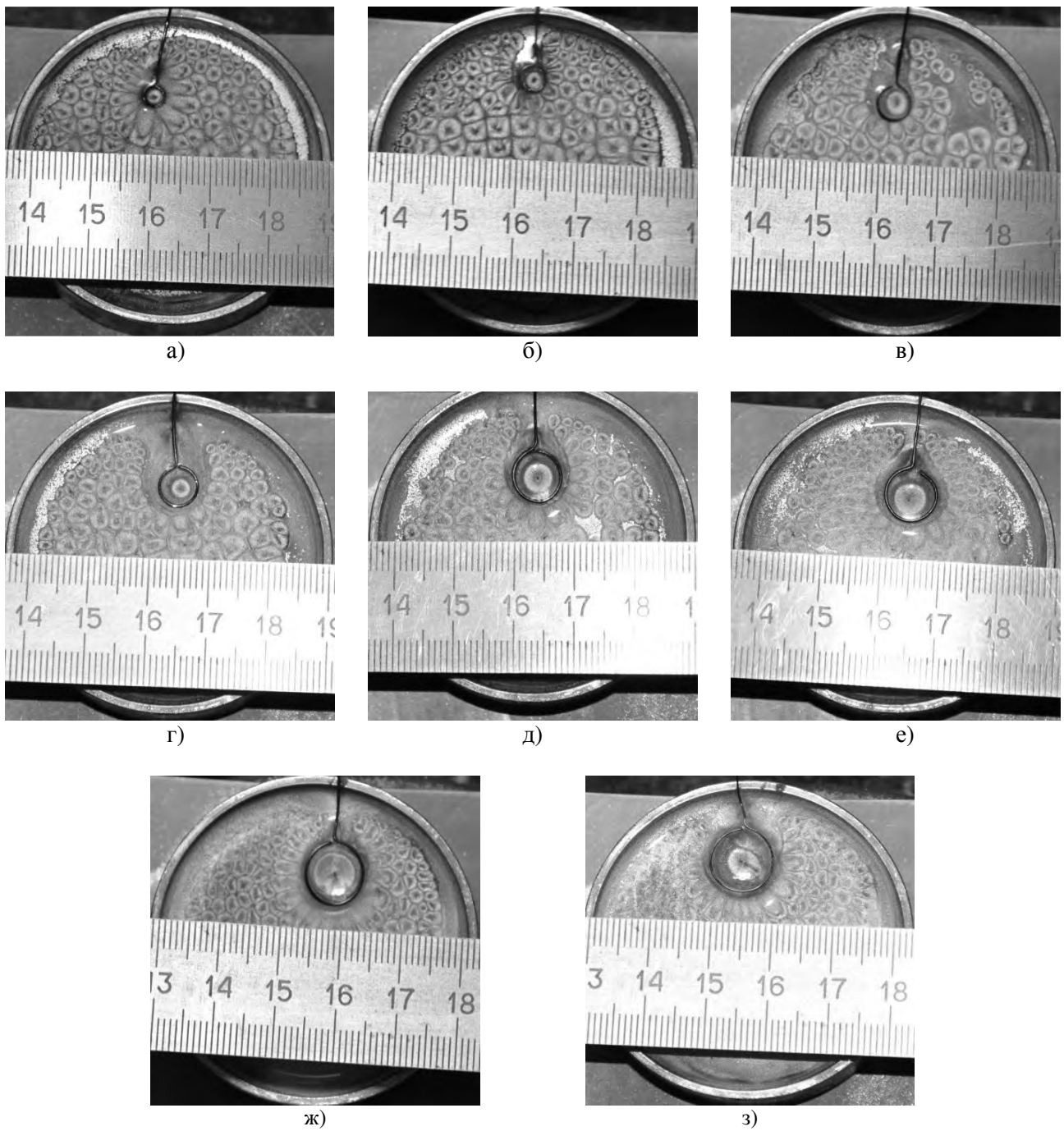


Рис. 2. Уединенные ЭКЯ в медном кольце:
а) – диаметр кольца 3 мм; б) – 4 мм; в) – 5 мм; г) – 6 мм; д) – 7 мм; е) – 8 мм; ж) – 9 мм; з) – 10 мм

Методика проведения эксперимента заключалась в следующем. Сначала слой жидкости разогревался до такого состояния, что в нем формировались упорядоченные конвективные структуры в виде ячеек Бенара. Затем на поверхность масла накладывалось медное кольцо. Это приводило к тому, что в области наложения кольца упорядоченная структура нарушалась, и внутри кольца образовывались одна или несколько цилиндрических ЭКЯ (рис. 2). В ходе эксперимента диаметр медного кольца варьировался от 3 до 11 мм, с шагом 1 мм.

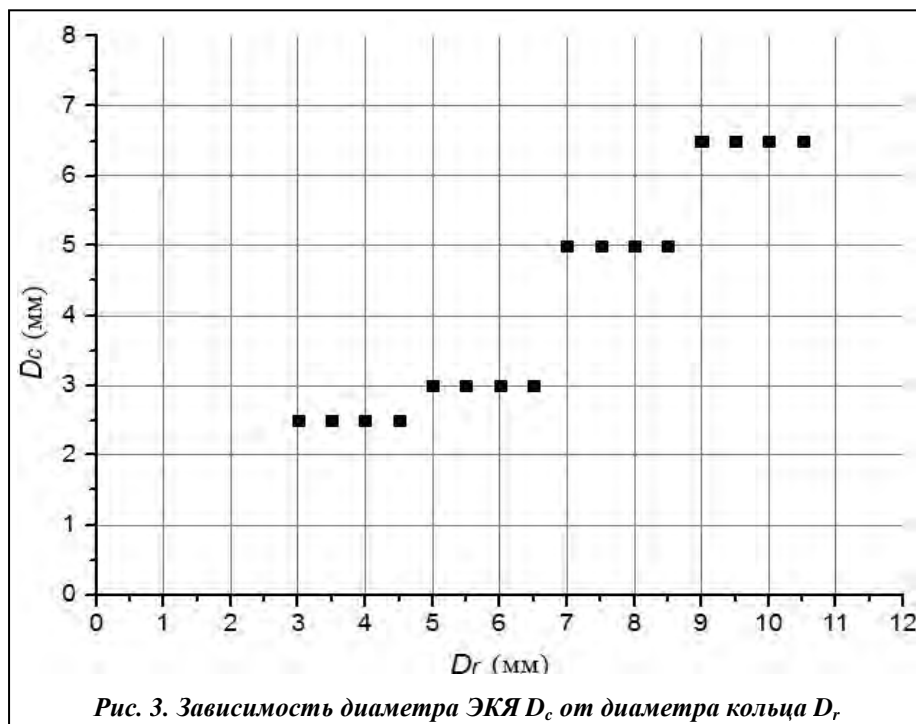


Рис. 3. Зависимость диаметра ЭКЯ D_c от диаметра кольца D_r .

Проведенный эксперимент показал, что диаметр конвективной ячейки меняется дискретно. Так, наложение медного кольца диаметром до 5 мм приводит к образованию одной видимой ячейки диаметром 2,5 мм. При достижении диаметра кольца величины 5 мм происходит скачкообразное увеличение размера конвективной ячейки до величины порядка 3 мм, который остаётся неизменным и с дальнейшим ростом медного кольца. Когда диаметра кольца составляет 7 мм, опять происходит скачкообразное увеличение диаметра ячейки. Следующий скачок наблюдается при 9 мм.

На рис. 2 д, е видно формирование темного кольца на периферии ячейки, что соответствует формированию конвективного кольца, аналогично наблюдаемым в [13–15].

Дальнейшее увеличение диаметра кольца (более 9 мм) приводит к образованию трех конвективных ячеек минимального диаметра, и в этом случае исследование формирования уединенных конвективных ячеек в медном кольце не проводилось.

На основании полученных экспериментальных результатов можно сделать следующий вывод. Зависимость роста диаметра ЭКЯ при увеличении диаметра медного кольца, накладываемого на поверхность слоя жидкости, является дискретной. Её графическое изображение приведено на рис. 3. При относительно небольших диаметрах кольца (5–6 мм) размеры ячейки, сформировавшейся в нём, совпадают с размерами уединенной ЭКЯ в свободном слое жидкости. При большем диаметре кольца (начиная с 7 мм и выше) размер ячейки скачкообразно увеличивается, проходя через два устойчивых состояния. После этого в кольце образуются несколько ЭКЯ меньшего диаметра.

Наложение кольца диаметром менее 5 мм вызывает формирование цилиндрической конвективной ячейки с диаметром меньше, чем диаметр уединенных ЭКЯ в свободном слое жидкости. При этом может возникнуть ситуация (см. рис. 2, б), когда между кольцом и конвективной ячейкой существует прослойка жидкости, то есть данную ячейку можно рассматривать как уединенную ЭКЯ. С учетом того, что согласно полученным ранее результатам [9] диаметр уединенной ЭКЯ прямо пропорционален её высоте, можно сделать предположение, что в данном случае в кольце формируются две ЭКЯ ячейки, расположенные одна над другой.

Измерение скорости массопереноса в конвективной ячейке

Одним из важных вопросов, возникающих при изучении свойств ячеек Бенара, является вопрос о величине скорости конвективного массопереноса в ячейке. Зная аналитическое выражение для компонент скорости в ячейке (1), (2), можно экспериментально определить её реальное значение. Для этого достаточно измерить скорость горизонтального массопереноса на поверхности ячейки в точке

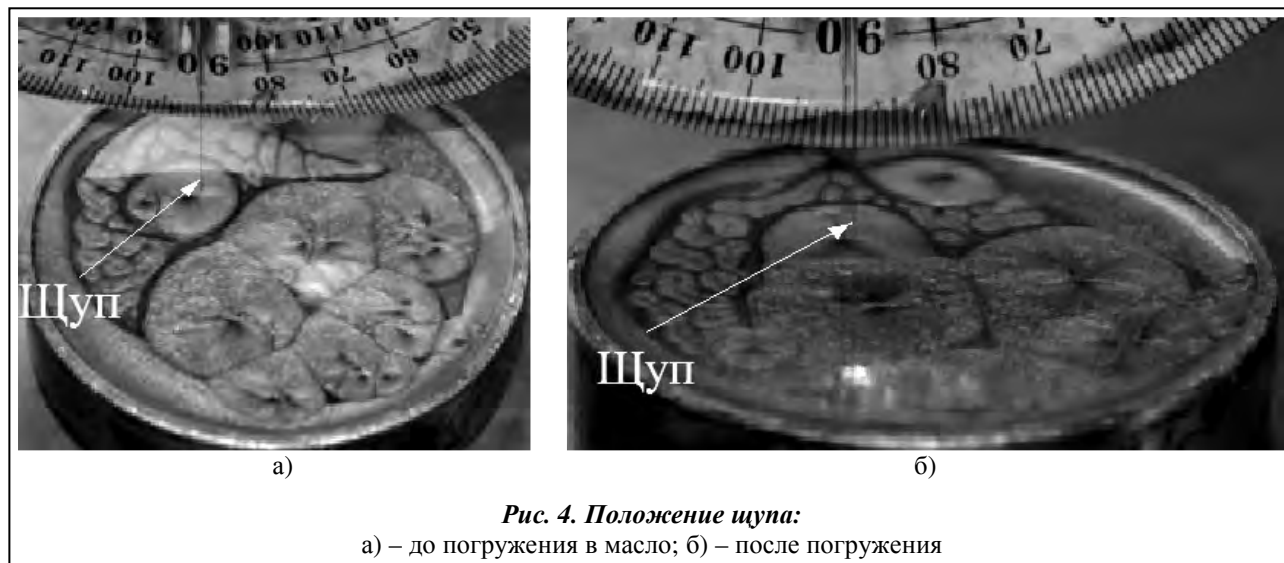


Рис. 4. Положение щупа:
а) – до погружения в масло; б) – после погружения

ее максимального значения, которая согласно (2) и (4) отстоит от центра ячейки на величину $r^* \approx R_c \sigma_{0,1} / \sigma_{1,1}$.

Для измерения скорости конвективного потока проведена серия экспериментов, в которых как и в предыдущих случаях, использовалось та же суспензия алюминиевой пудры в масле. Температура масла на дне емкости поддерживалась на уровне 150 ± 1 °С. В одну из сформировавшихся ЭКЯ, размер которой составлял 17 мм, сверху вертикально опускалось измерительное устройство, состоящее из двух параллельно расположенных тонких цилиндрических медных щупов диаметром 0,04 мм. Длина одного щупа равнялась 4,3 мм, другого – 5,4 мм. Щупы закреплялись в металлическом стержне, на котором располагался транспортир для определения угла отклонения более длинного щупа, погружаемого в жидкость, относительно короткого (рис. 4).

На рис. 4 видно, что после погружения щупа в ЭКЯ в точку, отстоящую от ее центра на величину r_* , появляется угол отклонения порядка $1 \pm 0,5$ °. Для определения скорости массопереноса в ячейке по величине угла отклонения необходимо было произвести градуировку измерительного устройства.

Градуировка осуществлялась в вертикальной струе воды, свободно вытекающей из крана. Регулируя вентилем поток воды из крана и измеряя диаметр струи воды, ее массу и время истечения, можно определить скорость течения воды V_v по формуле

$$V_v = \frac{4M}{\pi d^2 \rho t}, \quad (6)$$

где M – масса попавшей в емкость воды; d – диаметр струи воды; ρ – плотность воды; t – время натекания воды в емкость.

Углу отклонения длинного щупа, вводимого в струю перпендикулярно образующей ее цилиндрической поверхности, сопоставлялась скорость истечения воды из крана, вычисленная по формуле (6).

В табл. 2 приведены экспериментальные данные измерения зависимости угла отклонения щупа от скорости потока воды.

Таблица 2. Данные градуировки

Масса воды, M , г	Время, t , с	Угол отклонения, φ , °	Диаметр струи, d , мм	Скорость воды, V , см/с
6	10	2	1,5	0,34
40	10	4	2,5	0,82
50	10	5	2,6	0,94
140	10	9	3	1,98

Для описания аналитической зависимости угла отклонения щупа от скорости потока воды будем считать, что щуп имеет цилиндрическую форму. В этом случае сила сопротивления щупа $F = 2kl_2\sin(\varphi/2)$ набегающему потоку воды на единицу его длины определяется формулой Стокса–Озеена [17]

$$F = 4\pi\mu_v V_b (\ln(7,406 \cdot \text{Re}^{-1}))^{-1}, \quad (7)$$

где k – коэффициент жесткости медного щупа; l_2 – его длина; φ – угол отклонения щупа (град); μ_v – коэффициент динамической вязкости воды; $\text{Re} = \rho V_b d_{щ} / \mu_v$ – число Рейнольдса; $d_{щ}$ – диаметр щупа.

Коэффициент жесткости медного щупа слабо зависит от температуры (уменьшается линейно с ростом температуры) в диапазоне от комнатной до 500 °С [18]. Поэтому будем считать отношение коэффициентов жесткости медного щупа при комнатной температуре (температура воды) k_v и при температуре масла k_m порядка единицы $k_v/k_m \approx 1$:

Используя экспериментальные данные табл. 2 и учитывая тот факт, что коэффициент для перевода скорости воды в скорость масла определяется величиной $\frac{V_b}{V_m} = \frac{\mu_m k_v}{\mu_v k_m} \approx 10$, построим график

зависимости конвективной скорости масла от угла отклонения щупа.

На рис. 5 приведена градуировочная зависимость отклонения щупа от скорости воды, которая построена для определения скорости масла в ячейке.

Из этого рисунка следует, что скорость потока масла на поверхности конвективной ячейки на расстоянии половины радиуса от ее оси порядка $V_m \approx 0,02$ см/с.

Скорость движения масла в ЭКЯ измерялась также визуально с использованием микроскопа МБС-9. Измерение проводилось следующим образом. В микроскопе вместо предметного стекла располагалась емкость со слоем исследуемой жидкости так, чтобы площадь поверхности масла была ортогональна оптической оси головки микроскопа. Вместо окуляра закреплялась фотокамера, с помощью которой проводилась видеосъемка перемещения маркера (выбранная микрочастичка алюминиевой пигментной пудры пластинчатой формы) от центра ячейки к ее периферии. Покадровый анализ видеосъемки перемещения маркеров (показаны стрелками на рис. 6) дал возможность оценить их мгновенную скорость. Анализ набора полученных экспериментальных данных мгновенных скоростей маркеров позволил определить максимальную радиальную скорость движения масла.

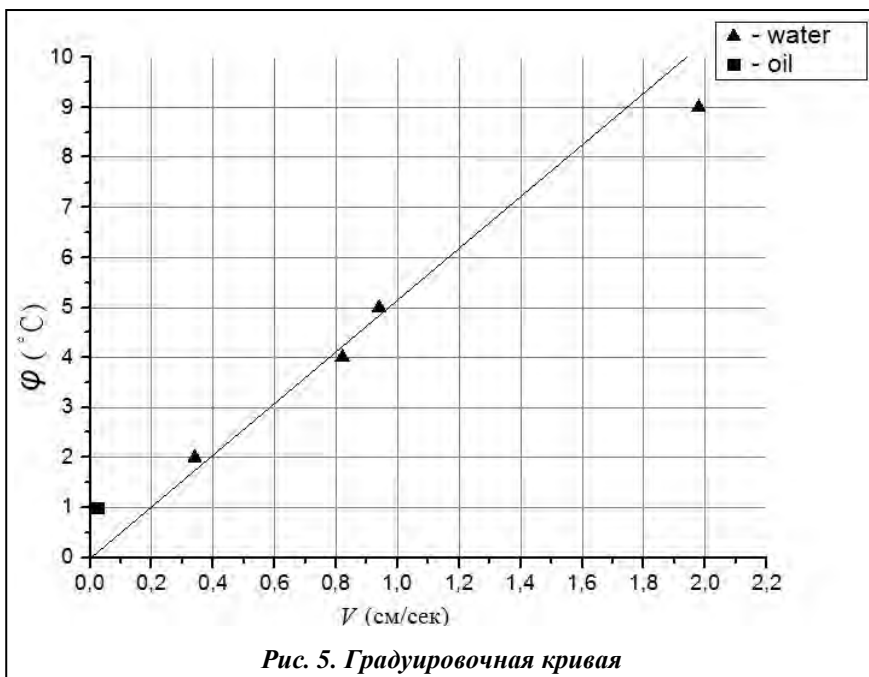


Рис. 5. Градуировочная кривая

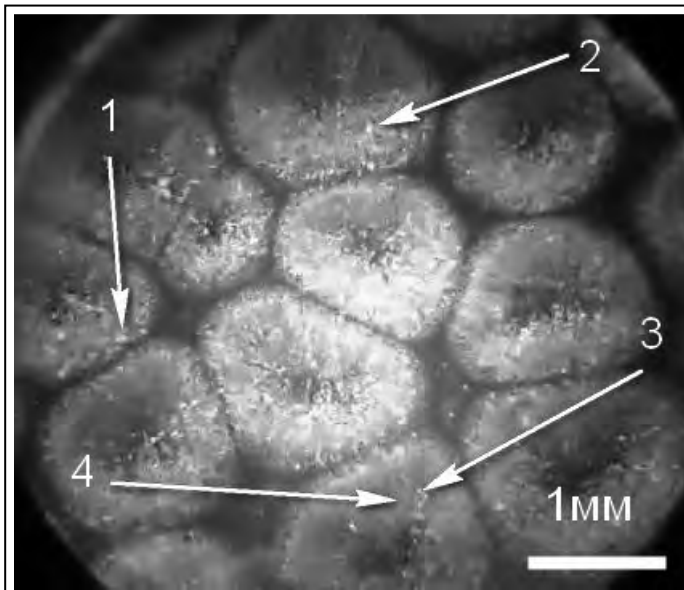
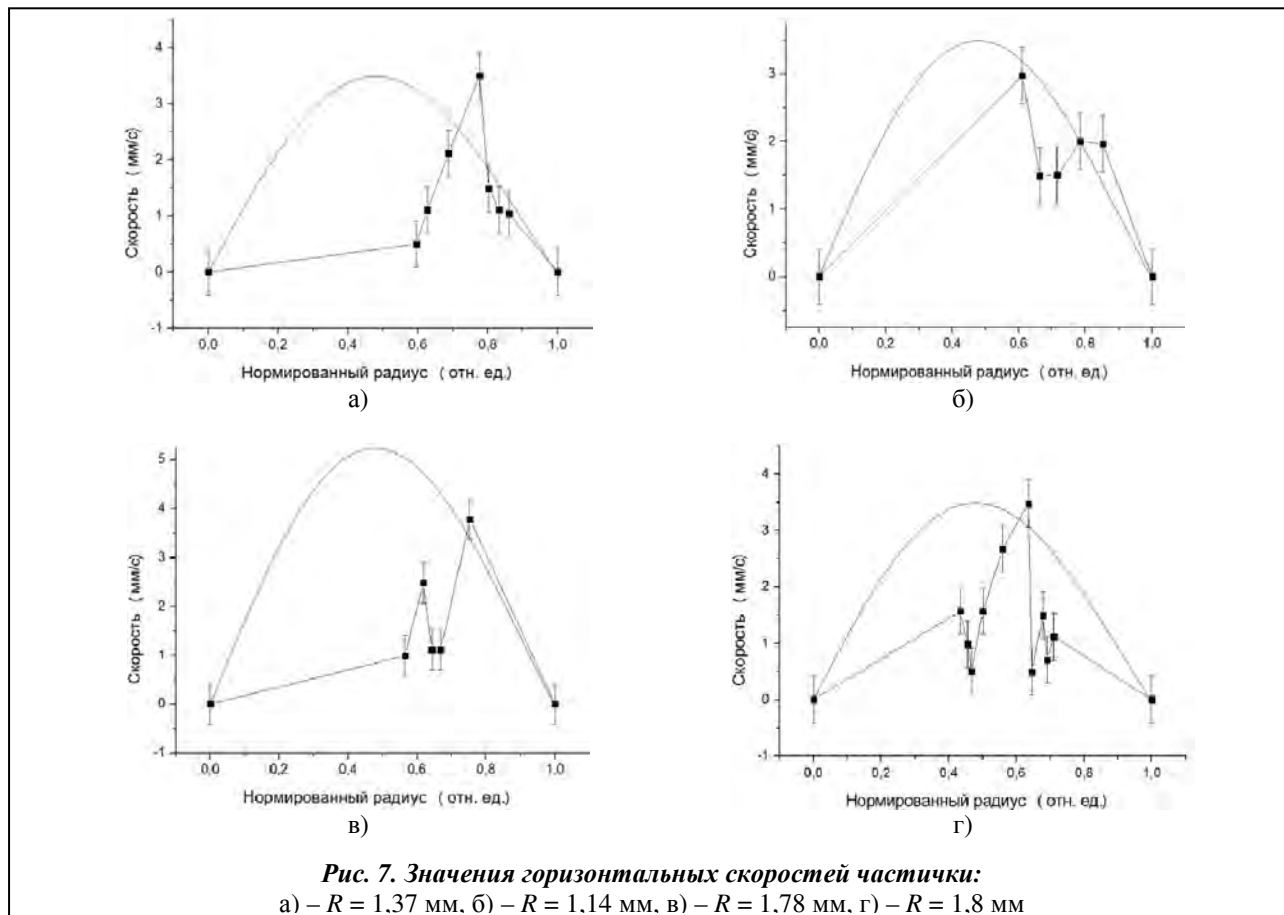


Рис. 6. Вид конвективных ячеек и положение маркеров



Расчет мгновенной скорости маркеров показал, что она испытывает случайные изменения. Эти изменения происходят из-за вращения маркеров в несущем их потоке масла, характеризующем наличием градиента скорости в перпендикулярном направлении [19]. Вращение маркера меняет силу увлечения его потоком. Поэтому результирующая зависимость радиальной скорости частицы от радиуса оценивалась по огибающим экспериментальных точек мгновенной скорости, построенных в соответствии с аналитическим выражением зависимости радиальной скорости от радиуса ячейки (2).

На рис. 7 квадратными маркерами показаны значения радиальных скоростей частиц в зависимости от их положения относительно центра конвективной ячейки (в относительных единицах). Огибающие экспериментальные точки кривые на рис. 7 определяют зависимость радиальной скорости конвективного движения масла от радиуса. В результате таких построений можно сделать вывод, что максимальная радиальная скорость движения масла в конвективных ячейках 1–3 (см. рис. 6) составляет величину 3,5–5,2 мм/с.

Таким образом, показано, что скорость массопереноса в конвективной ячейке зависит от размеров ячейки и в среднем может составлять величину порядка 4,35 см/с.

Выводы

В данной работе обосновывается существование элементарной конвективной ячейки путем сопоставления теоретической модели и экспериментальных данных, а также экспериментальное определение характерных скоростей конвекции жидкости внутри ячейки.

Сделано предположение, что суспензию вблизи дна емкости следует рассматривать как отдельную, с отличной от чистого масла плотностью и вязкостью среду, которая движется по масляной подложке из чистого масла без трения. В таких условиях граничные условия слоя жидкости можно рассматривать как свободные. Данное предположение подтверждается результатами численной обработки экспериментальных результатов других авторов по образованию конвективных колец в слое подогреваемой снизу жидкости.

В результате проведенных экспериментов по формированию цилиндрической конвективной ячейки наложением медного кольца на поверхность масла показано качественное и количественное соответствие теоретической модели экспериментальным данным.

По углу отклонения подвижного щупа определена скорость горизонтального потока масла на поверхности конвективной ячейки диаметром 17 мм. Ее значение порядка 0,02 см/с. Для ячеек меньшего диаметра (2 мм) горизонтальная скорость масла на поверхности ячейки измерена оптическим методом и составила величину от 3,5 до 5,2 мм/с.

Литература

1. *Bernard, H.* Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide / H. Bernard // *Revue générale des Sciences, pures et appliquées.* – 1900. – Vol. 11. – S. 1261–1271 and S. 1309–1328.
2. *Strutt, J. W.* (Lord Rayleigh). On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side / J. W. Strutt // *Phil. Mag.* – 1916. – Vol. 32. – P. 529–546.
3. *Chandrasekhar, S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability / S. Chandrasekhar. – Oxford: International series of monographs on physics, 1970. – 657 p.
4. *Gershuni, G. Z.* Convective stability of incompressible fluid. / G. Z. Gershuni, E. M. Zhuxovickij. – M: Science, 1972. – 393 p.
5. *Getting, A. V.* Rayleigh-Benard convection. Structures and dynamics. advanced series in nonlinear dynamics. Vol. 11 / A. V. Getting. – World Scientific Publishing Company, 2001. – 245 p.
6. *Гетлинг А. В.* Формирование пространственных структур конвекции Релея–Бенара / А. В. Гетлинг // *Усп. физ. наук.* – 1991. – Т. 161, № 9. – С. 1–80.
7. *Rieuton, M.* The Sun's Supergranulation. / M. Rieuton, F. Rincon // *Living Rev. Solar Phys.* – 2010. – № 7, Iss. 2. – P. 82.
8. *Исследование* возможности получения дисперсно-упрочненных оксидами (ДУО) сталей методом вакуумно-дугового переплава / Б. В. Борц, А. Ф. Ванжа, И. М. Короткова и др. // *Вопр. атом. науки и техники.* – 2014. – № 4. – С. 117–124.
9. *Бозбей, Л. С.* Элементарная конвективная ячейка в слое несжимаемой, вязкой жидкости и её параметры / Л. С. Бозбей, А. О. Костиков, В. И. Ткаченко // *Пробл. машиностроения.* – 2016. – Т. 19, № 3. – С. 27–36.
10. *Koschmieder, E. L.* Surface-tension-driven Benard convection in small containers. / E. L. Koschmieder, S. A. Pahl // *J. Fluid Mech.* – 1990. – Vol. 215. – P. 571–583.
11. *Вакуумные масла* [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://tavot-spb.ru/vakuumnye_masla.
12. *Таблицы* нулей функций Бесселя. – М.: ВЦ АН СССР, 1967. – 94 с.
13. *Koschmieder, E. L.* Bénard Cells and Taylor Vortices (Cambridge Monographs on Mechanics) / E. L. Koschmieder. – Cambridge: University Press, 1993. – 350 p.
14. *Zierep, J.* Über rotationssymmetrische Zellularkonvektionsströmungen / J. Zierep // *Z. Angew. Math. Mech.* – 1958. – Bd. 39, № 7/8. – P. 329–333.
15. *Zierep, J.* Eine rotationssymmetrische Zellularkonvektionsstromung / J. Zierep // *Beitr. Phys. Atmos.* – 1958. – Vol. 30. – P. 215–222.
16. *Павлов, В. Н.* Исследование образования смазочных слоев в зубчатом зацеплении. Проблемы трения и изнашивания / В. Н. Павлов, А. С. Крыжановский. – Киев: Техника, 2009. – С. 183–186.
17. *Бэтчелор, Дж.* Введение в динамику жидкости / Дж. Бэтчелор. – М.: Мир, 1973. – 792 с.
18. *Ходаков, Г. С.* Реология суспензий. Теория фазового течения и ее экспериментальное обоснование / Г. С. Ходаков // *Рос. хим. журн.* – 2003. – Т. XLVII. – № 2. – С. 33–44.
19. *Постановка* мезоскопических граничных условий для скорости проскальзывания на границе / М. А. Макарова, И. Г. Пышнограй, Г. В. Пышнограй и др. // *Ползуновский вестн.* – 2012. – № 3/1. – С. 61–74.

Поступила в редакцию 08.09.16