

УДК 532.68

© 2007 г. Б. А. БЕЗУГЛЫЙ, В. М. ФЛЯГИН

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНАЯ КОНВЕКЦИЯ В СЛОЕ ЖИДКОСТИ С КВАЗИТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА В ПОДЛОЖКЕ

Методом трассерных частиц исследовано поле скоростей термокапиллярной конвекции в тонком слое силиконового масла, возбуждаемой квазиточечным источником тепла в твердой подложке, в зависимости от толщины слоя, температуры нагревателя и вязкости жидкости. Построены вертикальные распределения скоростей по нескольким сечениям от оси вихря.

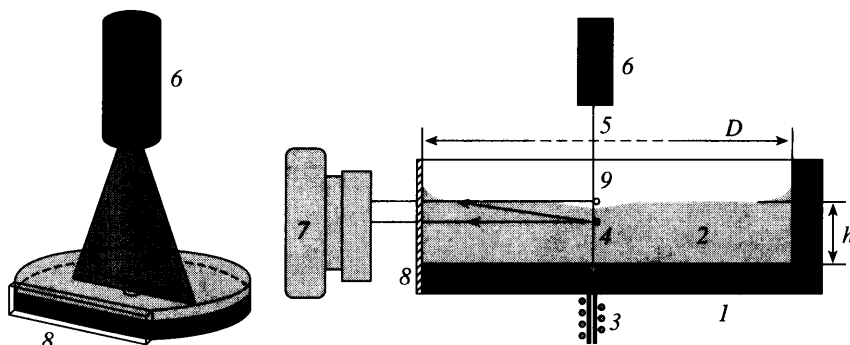
Предложен новый способ измерения профиля термокапиллярного углубления, использующий зеркальное отражение от свободной поверхности жидкости излучения, рассеянного трассерной частицей. Получен центральный участок профиля термокапиллярного углубления для различных значений толщины слоя, вязкости жидкости и температуры нагревателя.

Ключевые слова: термокапиллярное течение, профиль термокапиллярного углубления.

Термокапиллярный вихрь, возбуждаемый в тонком слое жидкости локальным нагревом, является высокочувствительным инструментом для исследования тепловых и реологических свойств жидкостей и подложек. Это подтверждается множеством патентов и публикаций [1–12]. К сожалению, сам эффект термокапиллярной конвекции малоизучен, что сдерживает модернизацию существующих и разработку новых методов. По таким важным характеристикам, как температура и скорость течения жидкости, опубликовано лишь несколько работ [13–15], причем ни в одной из них не дано распределений этих величин, тогда как именно они определяют размеры вихря. При проецировании лазерного пучка на термокапиллярное углубление отраженный от поверхности жидкости пучок формирует на экране интерференционную картину – термокапиллярный отклик. Во многих работах его используют как источник информации о процессах, происходящих в конвективной зоне [1, 3–6, 8, 9], так как его диаметр – наиболее просто измеряемая величина. На сегодняшний день нет ни аналитического решения, которое бы связывало профиль углубления и распределение интенсивности в отклике, ни детального экспериментального изучения этой связи. В данной работе методом трассерных частиц, который с различными вариациями в последнее время широко используют для изучения потоков в микросистемах, получено вертикальное сечение поля скоростей вихря, проходящее через его центр, и восстановлены центральные участки профиля поверхности углубления.

1. Схема и методика эксперимента. Трассерные частицы подбирались исходя из условий эксперимента: исследования проводились в тонких (~1 мм) слоях жидкостей. В качестве трассеров выбрали частицы алюминиевой пудры, как наиболее доступные и удовлетворяющие условиям эксперимента: хорошее отражение и их малые размеры – около 10–15 мкм. Недостатком является высокая плотность алюминия – в 3 раза выше, чем у полидиметилсилоксанов, которые использовались в эксперименте. Поэтому при обработке результатов в вертикальную составляющую вектора скорости вносилась поправка на скорость осаждения частицы.

Эксперименты проводились на установке, изображенной на фиг. 1. В эбонитовую кювету V микропипеткой заливался заданный объем жидкости 2, толщина слоя контролировалась методом калиброванных провололок [16]. Конвекцию вызывал перепад

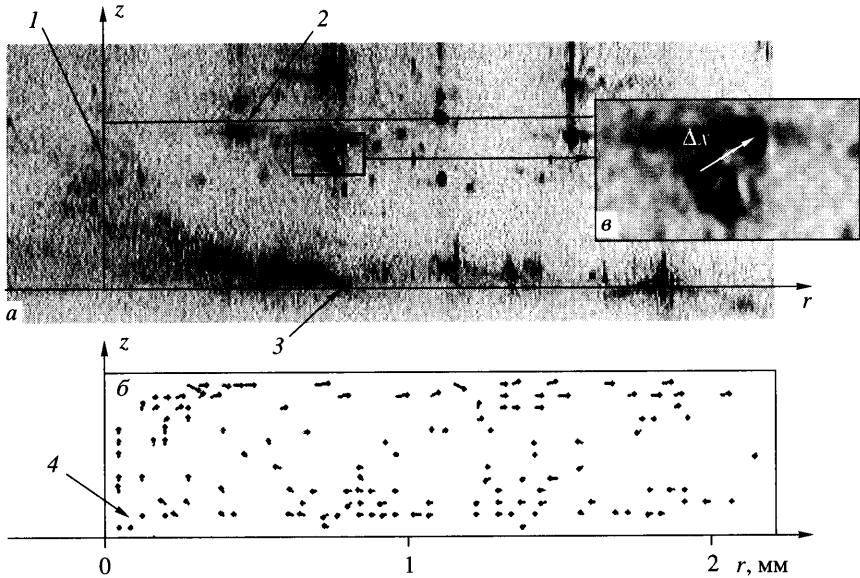


Фиг. 1. Экспериментальная установка для определения поля скоростей термокапиллярного вихря; аспект-отношение $h/D = 0.008 \dots 0.025$

температуры на встроенном заподлицо в дно кюветы спаяе термопары медь-константан диаметром 1 мм, который нагревался проволочным нагревателем 3. Перепад температуры измерялся в реальном времени термопарой. При данной геометрии системы вихрь имеет вертикальную ось симметрии, проходящую через центр спая. В процессе эксперимента температура нагревателя поддерживалась равной выбранному значению регуляторной тока, протекающего через нагреватель.

В слое жидкости равномерно распределены частицы алюминиевой пудры 4 (на рисунке показана только одна частица). Максимальная концентрация достигает $6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, и объем, занимаемый ими, не превышает 0.01%. Для получения вертикального сечения поля скоростей применялся лазерный лист в виде веера 5 толщиной 300 мкм и шириной в плоскости слоя около 8 мм, формируемый из пучка полупроводникового лазера системой линз и щелей 6 и направленный вертикально вниз через центр нагревателя параллельно плоскости приемной матрицы камеры. Частицы, оказавшиеся в плоскости лазерного листа, рассеивают его излучение, часть которого попадает в телекамеру 7 через стеклянное окно 8 и формирует изображение этих частиц. Так как жидкость – среда оптически более плотная, чем воздух, то для лучей, рассеянных частицей в направлении мениска смачивания окна, при падении на поверхность жидкости выполняется условие полного внутреннего отражения. Отраженный луч проходит через окно, попадает в камеру и формирует мнимое изображение частицы 9, находящееся над поверхностью жидкости. Если частица находится непосредственно у поверхности, расстояние между ее реальным и мнимым изображениями мало, что позволяет определить координату поверхности жидкости как среднюю точку между частицей и ее изображением и восстановить профиль термокапиллярного углубления.

Снятое телекамерой изображение оцифровывалось на персональном компьютере платой видеозахвата. Видеопоток записывался с разрешением 704×576 пикселей с частотой 25 кадров/с. Поле зрения телекамеры захватывает область примерно $2.5 \times 2.0 \text{ мм}^2$, масштабный коэффициент составляет $\approx 3.53 \text{ мкм/пиксель}$. Тогда абсолютная погрешность измерения скорости течения примерно равна $\pm 88.3 \text{ мкм/с}$. При средней скорости $v = 1 \text{ мм/с}$ точность измерений составляет примерно 8.8%. Если вертикальный размер области наблюдения (2 мм) полностью перекрывает толщину слоя ($\sim 1 \text{ мм}$), то горизонтального размера явно недостаточно. Диаметр термокапиллярного углубления, наблюдаемого в скользющем свете, может составлять 10 мм и более. Расширение области наблюдения за пределы 2.5 мм технически сложно. Наиболее приемлемый способ решения этой задачи – параллельный сдвиг телекамеры. В этом случае зона наблюдения ограничивается шириной лазерного ножа. Совмещение областей можно проводить по изображениям неподвижных частиц, лежащих на дне. Этот способ наиболее удобен, од-



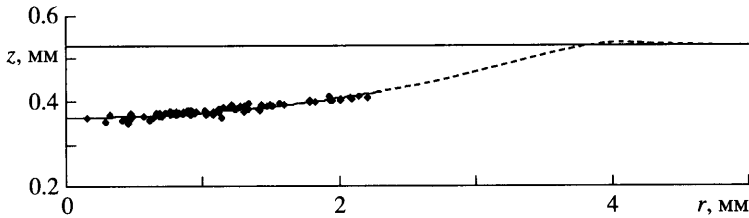
Фиг. 2. Два совмещенных последовательных кадра видеозаписи (а) и поле скоростей вихря (б), $h = 530$ мкм, $\Delta T = 5.5$ К, увеличенное изображение одной частицы в моменты времени t и $t + \Delta t$, Δx – вектор перемещения (в): 1 – ось вихря, 2 – поверхность жидкости, 3 – дно кюветы, 4 – застойная зона

нако требует качественного исполнения узла сдвига платформы, на которую крепится телекамера. В дальнейшем для получения полной картины поля скоростей и профиля ТК углубления планируется использовать именно этот способ.

Нелинейность отображения снимка оценивалась с помощью прямого отрезка тонкой проволоки, один конец которой покоился на дне подложки, а другой выступал над поверхностью жидкости. Получившееся изображение показало, что в области реального отображения снимка различной нелинейности не существует, тогда как в области мнимого отображения она ярко выражена и видна по искривлению изображения проволоки.

2. Восстановление поля скоростей термокапиллярного вихря. Эксперименты проводились с ПМС различной вязкости: 5, 10 и 20 сСт. Скорость частицы определялась по двум последовательным кадрам как отношение пройденного ею расстояния Δx за время смены кадра $\Delta t = 1/25$ с. Полученное векторное поле обрабатывалось разбивкой на квадратные участки размером 50 мкм. Все попадающие в выделенный квадрат векторы скоростей усреднялись, и начало полученного вектора помещалось в точку центра квадрата. После этого вносилась корректировка на скорость осаждения частицы в поле тягести: $v_g = 4.5 \dots 16$ мкм/с в зависимости от плотности жидкости и размера частиц.

На фиг. 2 показаны два совмещенных снимка (а) и усредненное (б) поле скоростей в слое полидиметилсилоксана марки ПМС-5 толщиной 530 мкм при перепаде температуры $\Delta T = 3$ К (температура указана относительно температуры термостата). Можно выделить четыре области с разным характером течения. В области нагрева над спаем термопары расположена застойная зона с преимущественно кондуктивным теплопереносом, над ней – вертикальный поток, направленный к поверхности жидкости. На расстоянии более 1 мм от оси вихря существуют радиальный приповерхностный поток, направленный из центра на периферию, и находящийся под ним радиальный придонный поток, направленный к центру. Они разделены воображаемой поверхностью, скорости течения на которой равны нулю.



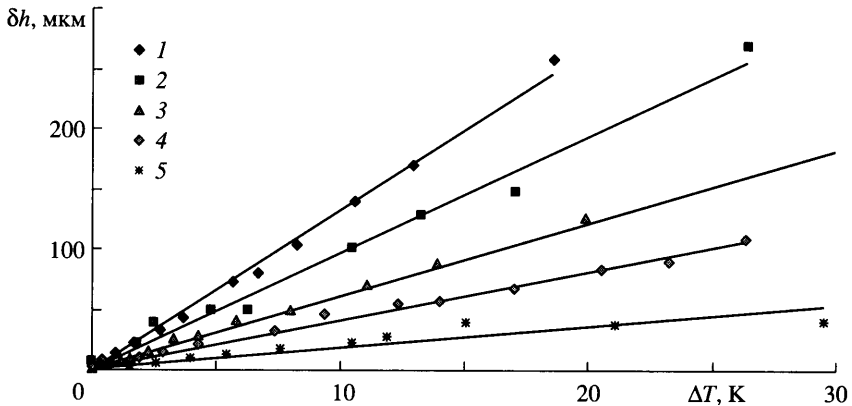
Фиг. 3. Восстановленный участок профиля термокапиллярного углубления

3. Определение профиля поверхности углубления. Вблизи дна кюветы (фиг. 2) из-за осаждения плотность частиц несколько выше, чем у поверхности слоя. По их координатам оценивалось положение поверхности подложки. Парные точки в верхней части снимка – реальные (нижние) и мнимые (верхние) изображения частиц, находящихся вблизи поверхности жидкости. По координатам таких точек определялось положение поверхности жидкости, как указано выше. Использование трассерных частиц диаметром 10–15 мкм приводит к тому, что точность определения координат поверхности жидкости будет сопоставима с их размером. Восстановленный профиль поверхности показан на фиг. 3. Наиболее удаленная экспериментальная точка на расстоянии 2.2 мм от оси вихря находится ниже исходного уровня жидкости. Отсюда следует, что радиус углубления превосходит 2.2 мм. Возможное продолжение поверхности жидкости показано на фиг. 3 штриховой линией. По периферии углубления образуется бортик, выступающий над уровнем недеформированного слоя. Его наличие объясняется вязкостью жидкости, причем чем больше ее значение, тем больше высота бортика. Предельный случай – формирование бортика по краю ванны расплава при текстурировании поверхности магнитных дисков [17].

Наиболее характерная точка термокапиллярного углубления – его центр. Разницу между толщиной слоя в центре и толщиной исходного слоя назовем прогибом, δh , углубления. Попытки определить величину прогиба предпринимались на протяжении всей истории изучения конвекции. В работе [18] для слоя спермацета толщиной 1 мм получили оптическими методами значение прогиба около 1 мкм. В [19] выведена формула для определения максимальной высоты холмика, возникающего за счет локального охлаждения слоя жидкости: $\delta h = 3\Delta\sigma/2\rho gh$. Учитывая, что задачи с охлаждением и нагреванием дают одинаковое решение с точностью до знака, можно применить этот результат для оценки величины прогиба.

Формула [19] неадекватно описывает явление из-за следующих недостатков. Для очень тонких слоев $h \rightarrow 0$ получаем $\delta h \rightarrow \infty$. Однако деформация не может превышать толщину слоя – предельным случаем является термокапиллярный разрыв слоя. В условиях невесомости $g \rightarrow 0$ также $\delta h \rightarrow \infty$, тогда как приведенные в работе [20] оценки показывают, что величина прогиба конечна. Нет зависимости от вязкости μ , но в работе [16] косвенно через диаметры откликов показана высокая чувствительность эффекта к вязкости. Не учтено поверхностное натяжение σ , тогда как придонный поток термокапиллярного вихря определяется давлением Лапласа под искривленной поверхностью жидкости $\Delta p = 2\sigma/r$.

В [21] для определения глубины прогиба применялся энергетический подход. Величина деформации определялась через баланс кинетической энергии термокапиллярного движения и потенциальной энергии деформированного слоя и определялась как $\delta h = |\sigma'_T| \Delta T h^{3/2} / \mu \sqrt{10g}$. Полученная зависимость от толщины слоя не согласуется с известными экспериментальными данными, так как с ростом толщины термокапиллярное углубление уменьшается и с определенного момента становится нерегистрируемым. В то же время зависимости от вязкости и температуры получены правильно.



Фиг. 4. Зависимость прогиба термокапиллярного углубления от температуры для толщин слоя 590, 640, 780, 1180, 1360 мкм (кривые 1–5)

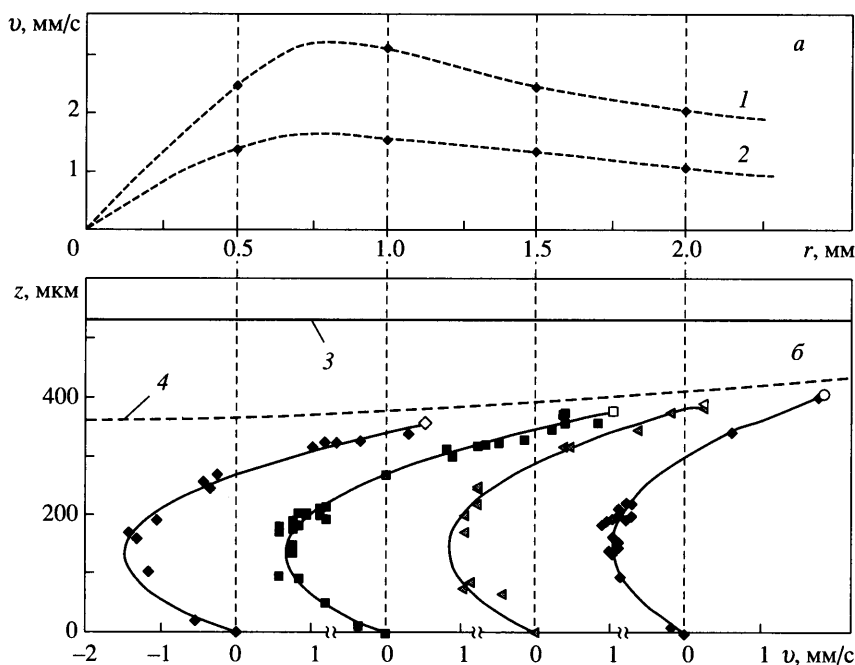
На фиг. 4 представлено семейство зависимостей прогиба δh от температуры нагревателя при различных толщинах слоя для ПМС-5. В табл. 1 приведены экспериментальные δh_{exp} и рассчитанные δh_{theor} по приведенным формулам величины термокапиллярной прогиба с нагревом 10 К.

Экстраполяцией приведенных в таблице зависимостей в область как меньших, так и больших толщин было установлено, что [19] дает совпадающие с экспериментом результаты только в малом диапазоне толщин около 350 мкм. Результаты [21] в исследуемом диапазоне толщин не согласуются с экспериментальными данными на 2–3 порядка и дадут совпадающие результаты при толщине 3.4 мм, большей, чем капиллярная постоянная $a = \sqrt{2\sigma/\rho g} \approx 2.09$ мм для ПМС-5, характеризующая влияние гравитации. Это объясняется постановкой задачи [21]: величина прогиба определялась из равенства потенциальной энергии деформированного слоя в поле тяжести и кинетической энергии вихря. Таким образом, ни одна из теоретических моделей не может дать удовлетворительного результата даже в небольшом диапазоне толщин жидкого слоя.

4. Исследование поля скоростей вихря. На фиг. 5 показаны вертикальные сечения поля горизонтальной компоненты скорости течения вихря. Как и в других работах по измерению скоростей капиллярных течений [14], получены значения в диапазоне нескольких мм/с. Максимальные значения скоростей наблюдаются на расстоянии около 1 мм от оси вихря. С уменьшением расстояния доминирует вертикальная компонента вектора скорости, поэтому приповерхностная скорость при приближении к оси вихря уменьшается. С увеличением расстояния скорость течения также уменьшается, что обусловлено как осевой симметрией вихря, так и локальным изменением толщины слоя: на

Таблица 1

h , мм	δh_{exp} , мм	δh_{theor} , мм [19]	δh_{theor} , мм [21]
0.59	0.133	0.226	0.00026
0.64	0.097	0.208	0.00029
0.78	0.061	0.171	0.00039
1.18	0.041	0.113	0.00072
1.36	0.018	0.098	0.00089



Фиг. 5. Скорость приповерхностного слоя жидкости 1 и максимальная скорость возвратного потока 2 (а); вертикальные распределения горизонтальной компоненты скорости на расстояниях 0.5, 1, 1.5 и 2 мм от оси вихря: исходный уровень жидкости 3, реальный профиль поверхности 4 (б)

оси вихря толщина минимальна из-за прогиба. Аналогичные зависимости для поверхностных скоростей получены для расплава парафина [22].

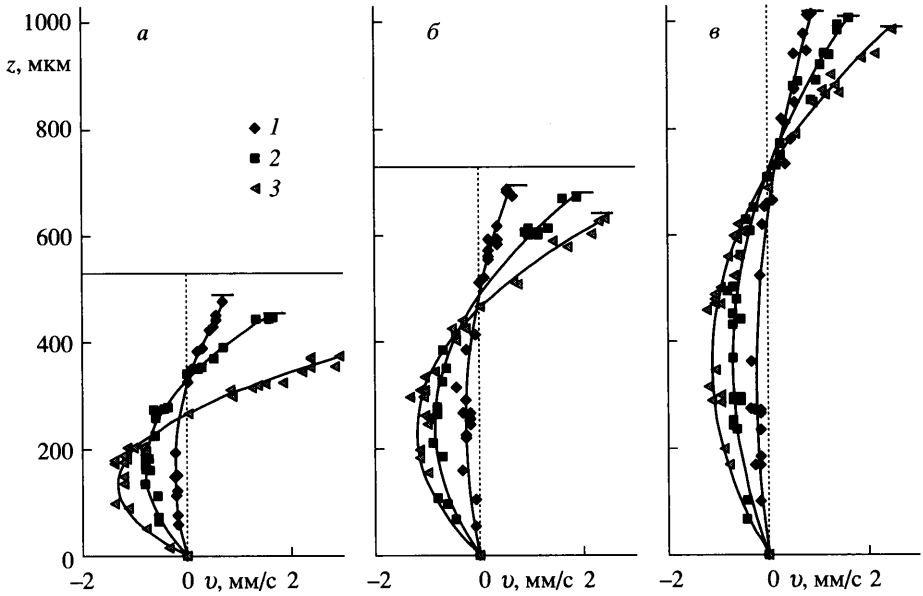
Влияние толщины слоя и температуры нагревателя на скорость течения жидкости иллюстрирует фиг. 6. Эксперименты выполнены со слоями ПМС-5 толщиной 530, 730 и 1030 мкм. С ростом температуры увеличивается градиент поверхностного натяжения и касательные напряжения на поверхности, что приводит к росту скоростей течения. Используя граничное условие для свободной поверхности жидкости [23]:

$$\mu \left. \frac{dv_r}{dz} \right|_{z=h} = \frac{d\sigma}{dr}$$

и полученные экспериментально зависимости $v(z)$, можно найти градиенты поверхностного натяжения, возникающие под действием градиента температуры на поверхности жидкости (табл. 2). Максимальная скорость возвратного потока v_{\max} в исследованном диапазоне толщин изменяется не более чем на 7%.

Поверхностные скорости заметно меняются только при большой температуре нагревателя: 12.5 К – в 1.5 раза при изменении толщины с 530 до 1030 мкм. Это можно объяснить большой величиной (около 160 мкм) прогиба при толщине 530 мкм. Вследствие деформации поверхности жидкости толщина слоя на оси вихря падает до ≈ 370 мкм, и свободная поверхность оказывается ближе к нагревателю по сравнению с более толстыми слоями, что создает больший градиент температуры.

Из полученного ранее участка профиля термокапиллярного углубления найден радиус кривизны, по которому оценивалась величина давления Лапласа под искривленной



Фиг. 6. Распределения скоростей вихря для перепада температуры на нагревателе $\Delta T = 1.5, 5.5$ и 12.5 К (точки 1–3)

поверхностью при значении поверхностного натяжения ПМС-5, равного 19.7 дин/см, и перепаде температуры $\Delta T = 12.5$ К. Результаты указаны в табл. 3. Увеличение толщины слоя в 2 раза (с 530 до 1030 мкм) приводит к уменьшению давления более чем в 11 раз (с 906 до 78.8 мПа).

В [24] предложен способ оценки скорости течения жидкости на поверхности пузырька в этаноле в ячейке Хеле-Шоу. Рассматривался одномерный случай, поэтому давление Лапласа выбиралось равным $p_\sigma = \sigma/r$, где r – динамический радиус кривизны поверхности пузырька в зоне нагрева. Так как углубление – следствие касательных напряжений на поверхности жидкости, то капиллярное давление Лапласа уравнивается динамическим давлением $p_i = \rho v_s^2/2$. С другой стороны, стационарное течение требует равенства приповерхностного и возвратного потоков жидкости, или $s_1 v_{\max} = s_2 v_s$, где s_1 – сечение возвратного, а s_2 – приповерхностного потока. По экспериментально измеренным s_1, s_2 и v_{\max} и рассчитанному v_s сравнивались полученные приповерхностные скорости течения. Различие составляет около 20%.

Этот подход в данной работе применяется для сравнения капиллярного и динамического давлений, полученных в двумерном осесимметричном случае. На расстоянии око-

Таблица 2

$\Delta T, \text{ К}$	$d\sigma/dr, \text{ дин/см}^2$		
	$h = 530 \text{ мкм}$	730 мкм	1030 мкм
1.5	0.41	0.38	0.49
5.5	1.05	1.17	0.99
12.5	1.92	1.58	1.58

Таблица 3

h , мм	r , мм	p_{σ} , мПа	u_s , мм/с	p_r , мПа
0.53	43.5	906.0	3.1	0.98
0.73	62.5	630.4	2.6	0.69
1.03	500	78.8	2.5	0.64

ло 0.75 мм от оси вихря горизонтальная компонента скорости перестает доминировать (фиг. 3), и наблюдается формирование вертикального восходящего потока за счет давления Лапласа. Поэтому для расчетов были выбраны профили горизонтальной компоненты скорости, полученные на расстоянии 1 мм от оси вихря. Значения приповерхностной скорости для разных толщин слоя приведены в табл. 3. При толщине слоя 530 мкм значения капиллярного и динамического давлений различаются на 3 порядка, тогда как при 1030 мкм – уже на 2 порядка.

Сильная зависимость капиллярного давления от толщины слоя и несовпадение значений капиллярного и динамического давлений связаны с изменением сечения возвратного потока. В [24] течение не было ограничено подложкой – размер кюветы составлял 4×4 см², диаметр пузырька – до 1 мм, и слой жидкости считался бесконечно протяженным. В случае протяженного тонкого слоя он ограничен снизу твердой подложкой. Поэтому предложенный в [24] метод определения приповерхностной скорости течения по динамической кривизне углубления не подходит к тонким слоям, однако может быть применен в двумерных осесимметричных системах с толстыми слоями окрашенных жидкостей при нагреве пучком света тонкого приповерхностного слоя жидкости.

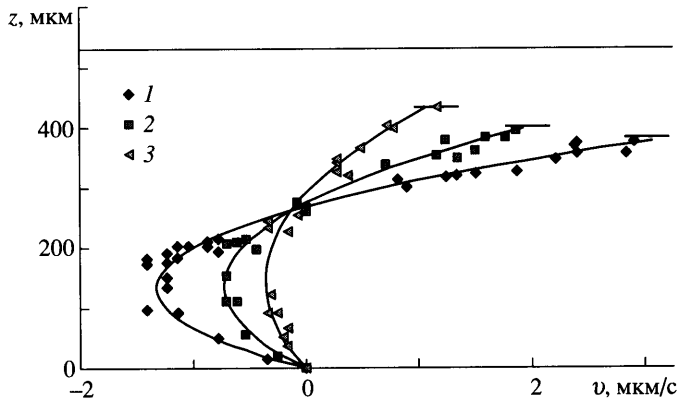
Скорость возвратного потока пропорциональна градиенту давления и толщине слоя. При уменьшении толщины уменьшается сечение возвратного потока вихря, что приводит к росту потерь на вязкое трение. Так как градиент температуры, определяющий скорость приповерхностного течения, слабо изменяется с ростом толщины слоя, а в стационарном случае должно выполняться равенство потоков, то уменьшение сечения возвратного потока компенсируется увеличением кривизны поверхности жидкости и ростом капиллярного давления. Поэтому кривизна углубления в тонких слоях жидкости значительно больше, чем в толстых, что сказывается на диаметре отклика [1, 6, 12].

Изучение влияния вязкости жидкости на скорость течения вихря проводили для значений вязкости 5, 10 и 20 сСт. При увеличении вязкости в 4 раза скорость течения заметно снижается (фиг. 7): в 4 раза в придонном потоке (обратно пропорционально вязкости) и в 3 раза на поверхности. Так как жидкость в приповерхностном потоке более нагрета, а при нагреве вязкость жидкости уменьшается, то различие между скоростями приповерхностного потока для жидкостей с разными вязкостями менее выражено, чем в случае возвратного потока. Ниже приведены значения градиента при $r = 1$ мм и $\Delta T = 12.5$ К.

ν , сСт	5	10	20
$d\sigma/dr$, дин/см ²	1.92	2.22	2.47

Так как $d\sigma/dr$ однозначно зависит от распределения температуры на поверхности жидкости, то за счет уменьшения скоростей термокапиллярного вихря тепло концентрируется в области нагрева и обеспечивает больший градиент поверхностного натяжения.

Для стационарного случая в замкнутом вихре для придонного и приповерхностного течений должно выполняться равенство потоков. Проведенные расчеты площадей,



Фиг. 7. Распределения скоростей вихря для вязкости $\nu = 5, 10$ и 20 сСт (точки 1–3)

ограниченных кривыми вертикального распределения радиальной компоненты скорости, выявили различие в некоторых случаях до 1.5 раз. В основном несовпадение наблюдалось вблизи области нагрева на расстоянии 0.5 мм от оси вихря. Здесь основную роль играет вертикальное течение возвратного потока к поверхности жидкости. Очевидно, что при дальнейшем приближении к оси различие должно еще более усилиться, так как при расчетах учитывалась только горизонтальная компонента скорости. На расстояниях более 1 мм от оси вихря различие площадей мало, что показывает равенство приповерхностного и возвратного потоков, характерное для стационарного течения.

Заключение. Описан новый метод определения профиля поверхности термокапиллярного углубления, использующий эффект полного внутреннего отражения от поверхности жидкости излучения, рассеиваемого трассерными частицами. Восстановлены центральные участки профиля термокапиллярного углубления для полидиметилсилоксанов.

Методом трассерных частиц построено поле скоростей термокапиллярного вихря, исследовано влияние на него температуры нагревателя, толщины слоя жидкости и ее вязкости. Установлено, что на расстояниях более 1 мм от оси вихря приповерхностный и придонный потоки разделяет поверхность нулевой скорости. Наибольшее влияние на скорость термокапиллярного течения оказывает вязкость жидкости, причем в придонном потоке скорость обратно пропорциональна вязкости, а в приповерхностном потоке эта зависимость менее выражена из-за нагрева жидкости, вызывающего локальное уменьшение вязкости. Толщина слоя определяет сечение возвратного потока, и с ее уменьшением увеличиваются потери на вязкое трение, которые компенсируются ростом кривизны углубления и, следовательно, градиента давления: при уменьшении толщины слоя в 2 раза капиллярное давление увеличивается более чем в 11 раз.

Авторы благодарят В.О. Бытьева и Р.И. Нигматулина, а также Э.А. Аринштейна, А.Г. Губайдулина, М.Я. Флягина и сотрудников лаборатории “Жидкостные микрогравитационные технологии” за интерес к работе и ценные замечания, которые способствовали улучшению изложения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, грант РНП.2.1.1.2109.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. РФ № 2149353. Способ измерения толщины тонкого слоя прозрачной жидкости. *Безуглый Б.А., Тарасов О.А., Федорец А.А., Шепеленок С.В.* // Изобретения. Бюл. № 14, 2000. Оpubл. 2000.05.20.
2. Пат. РФ № 2161322. Зеркало-трансформатор гауссова светового пучка в пучок с заданным по радиальному закону распределением интенсивности и способ его изготовления с параметрами, контролируемыми в процессе изготовления. *Безуглый Б.А., Тарасов О.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 36, 2000. Оpubл. 2000.12.27.
3. Пат. РФ № 2158898. Способ бесконтактного контроля плоскостности поверхности. *Безуглый Б.А., Тарасов О.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 31, 2000. Оpubл. 2000.11.10.
4. Пат. РФ № 2163712. Способ измерения и контроля мощности лазерного излучения и устройство для его осуществления. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 6, 2001. Оpubл. 2001.02.27.
5. Пат. РФ № 2165073. Способ контроля горизонтальности поверхности. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 10, 2001. Оpubл. 2001.04.10.
6. Пат. РФ № 2165071. Способ измерения толщины тонкого слоя прозрачной жидкости. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 10, 2001. Оpubл. 2001.04.10.
7. Пат. РФ № 2169049. Способ очистки твердой поверхности от жидких загрязнений в виде пленки смачивания или капель. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 17, 2001. Оpubл. 2001.06.20.
8. Пат. РФ № 2178163. Способ измерения краевых углов смачивания с помощью наклонной пластинки, основанный на использовании эффекта индуцированной лазерным пучком термокапиллярной конвекции. *Безуглый Б.А., Тарасов О.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 1, 2002. Оpubл. 2002.01.10.
9. Пат. РФ № 2178155. Способ измерения мощности лазерного пучка и энергии лазерного импульса. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* // Изобретения. Бюл. № 1, 2002. Оpubл. 2002.01.10.
10. *Безуглый Б.А., Федорец А.А.* Лазерный метод измерения толщины тонкого слоя жидкости на твердой поверхности с помощью термокапиллярного отклика // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 9. С. 20–24.
11. *Безуглый Б.А., Тарасов О.А., Федорец А.А.* Модифицированный метод наклонной пластинки измерения краевого угла смачивания // Коллоидный ж. 2001. Т. 63. № 6. С. 735–741.
12. *Безуглый Б.А., Федорец А.А., Тарасов О.А., Шепеленок С.В., Иванова Н.А.* Фотоиндуцированная капиллярная конвекция // Отчет о НИР. № ГР 01.99.0004786 деп. в ВИНТИ, 1999. 40 с.
13. *Da Costa G.* Competition between capillary and gravity forces in a viscous liquid film heated by a Gaussian laser beam // J. Phys. 1982. V. 43. № 10. P. 1503–1508.
14. *Альварес-Суарес В.А., Рязанцев Ю.С., Шевцова В.М.* Теоретическое и экспериментальное исследования конвекции в слое жидкости при локальном нагреве // ПМТФ. 1990. № 2. С. 53–57.
15. *Безуглый Б.А., Флягин В.М.* Контактное измерение температуры подложки в зоне облучения при фотоиндуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое прозрачной жидкости // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 15. С. 82–87.
16. *Безуглый Б.А.* Капиллярная конвекция, управляемая тепловым действием света, и ее применение в способах регистрации информации. Дис. на соиск. учен. ст. канд.ф.-м.н. М.: Изд-во МГУ, 1985. 270 с.
17. *Schwarz-Selinger Th., Cahill D.G., Chen S.-C., Moon S.-J., Grigoropoulos C.P.* Micron-scale modifications of Si surface morphology by pulsed-laser texturing // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. № 15. P. 155323.1–155323.7.
18. *Benard H.* Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportant de la chaleur par convection en regime permanent // Ann. Chim. Phys. Ser.7. 1901. V. 23. P. 62–144.
19. *Hershey A.V.* Ridges in a liquid surface due to the temperature dependence of surface tension // Phys. Rev. 1939. V. 56. № 2. P. 204.

20. Безуглый Б.А., Майоров В.С. Роль поверхностных сил при формировании изображения на тонких жидких пленках. // Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр. 1981. Т. 26. Вып. 6. С. 422–429.
21. Anand J.N. Surface deformation of thin coatings caused by evaporative convection. II. Thermocapillary flow // J. Colloid and Interface Sci. 1969. V. 31. № 2. P. 203–207.
22. Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Лиханский В.В., Лобойко А.И., Сенаторов Ю.М. Термокапиллярная конвекция при лазерном нагреве поверхности // Квант. электроника. 1998. Т. 25. № 5. С. 439–442.
23. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
24. Иванова Н. А., Безуглый Б. А. Исследование термокапиллярных вихрей, индуцированных пучком света у поверхности пузырька в ячейке Хеле – Шоу // ПМТФ. 2005. № 5. С. 93–99.

Тюмень
e-mail: bezuglyi@utmn.ru

Поступила в редакцию
7.XI.2006