Влияние малых примесей на формирование структур при конвекции Рэлея—Бенара—Марангони в плоском слое жидкости

Ю. Ю. Плаксина,^а А. В. Пуштаев, Н. А. Винниченко, А. В. Уваров

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,

кафедра молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Статья поступила 30.10.2017, принята к публикации 04.12.2017.

Показано, что конвективные структуры, образующиеся при нагреве снизу плоского слоя жидкости, определяются не только стандартными параметрами подобия (числами Прандтля, Рэлея и Марангони), но и наличием или отсутствием эластичной пленки на поверхности жидкости, которая возникает за счет примесей и стабилизирует поверхность. Для блокировки конвекции Марангони оказывается достаточным того количества примесей, которое содержится в дистиллированной воде и только дополнительная очистка воды (деионизация) позволяет получить термокапиллярный эффект. С помощью инфракрасной термографии поверхности определен средний размер тепловых структур, возникающих на поверхности в разных жидкостях при различных толщинах слоя и температурах дна. Рассматривается теория конвекции с учетом примесей в линейном и нелинейном приближениях и демонстрируется хорошее соответствие теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными в данной работе.

Ключевые слова: термокапиллярная конвекция, термогравитационная конвекция, конвекция Рэлея— Бенара—Марангони, холодная пленка, инфракрасная термография поверхности. УДК: 532.69, 536.252. PACS: 47.20.Bp, 47.55.pf.

введение

Известные эксперименты Бенара [1] по исследованию конвективной устойчивости плоского слоя жидкости, подогреваемого снизу, с открытой верхней поверхностью не только привели к созданию теории конвекции, но и способствовали развитию теории открытых систем [2]. Однако они не были первыми экспериментами в этой области. Еще в 1855 г. физиолог Э. Г. Вебер исследовал структуры, образованные гуммигутом при растекании спирта по поверхности воды. Эти структуры подробно описаны в учебнике по молекулярной физике О. Лемана [3, с. 276]. В 1882 г. профессор Джеймс Томсон опубликовал работу [4], описывающую возникновение структуры в мыльной пене на подогретой воде (информация об этой работе содержится в обзоре [1]). Именно в [4] впервые была получена «мозаичная структура», альтернативная гексагональным ячейкам Бенара. Популярность экспериментов Бенара объяснялась высокой симметрией полученных структур. Основной проблемой при теоретическом анализе конвекции оказалось наличие двух разных механизмов ее возникновения. Термогравитационный механизм конвекции, предложенный Рэлеем, связанный со всплытием нагретой жидкости, оказался малоэффективным для малых толщин плоского слоя. В этой ситуации основным оказывается термокапиллярный механизм (конвекция Марангони), связанный с зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры. Только с увеличением толщины слоя до нескольких миллиметров начинает преобладать рэлеевская конвекция [5]. Возникшая при первоначальной трактовке путаница, приведшая к закреплению термина «конвекция Рэлея—Бенара» за конвекцией другого типа, подробно описана в литературе (например, [1]).

Наиболее удобной для исследований и очень важной для практических приложений является конвекция между двумя горизонтальными жесткими поверхностями, которая полностью определяется термогравитационным механизмом. В этом случае можно достаточно просто контролировать разность температур на границах слоя [6], а влияние малых примесей оказывается несущественным. Этот вид конвекции хорошо изучен теоретически и экспериментально [7–9]. В то же время наличие свободной поверхности или границы раздела двух жидкостей приводит к появлению термокапиллярной конвекции и существенному усложнению задачи. Разность температур на границах определяется в этом случае скоростью испарения на поверхности жидкости, и ее независимое изменение представляет значительные экспериментальные трудности.

В настоящее время понятно, что успех экспериментов Бенара был связан с выбором жидкости. Кашалотный воск (спермацет) позволял обойтись без дополнительных частиц для визуализации и слабо засорялся примесями, а выбор малой толщины слоя (менее 1 мм) позволил избавиться от термогравитационного механизма и получить конвекцию Марангони с гексагональной структурой. Последующее развитие исследований по конвекции показало, что не во всех жидкостях возникает такая простая ситуация. В многочисленных экспериментах по исследованию конвекции в качестве рабочей жидкости чаще всего использовалось силиконовое масло (полидиметилсилоксан) с контролируемым изменением вязкости в достаточно широких пределах (см., например, обзор [10]). Однако, несмотря на устойчивость силиконового масла к примесям и предварительную очистку, некоторые исследователи отмечали влияние высокомолекулярных добавок и предпринимались усилия по дополнительной очистке масла [11].

Вода плохо подходит для демонстрации конвекции Марангони как из-за сложности визуализации течения, так и из-за очень сильного влияния примесей. В первых же экспериментах по определению тепловой структуры поверхности дистиллированной воды с помощью теневого метода [12] оказалось, что возникающая мозаичная структура значительно отличается

^{*a*} E-mail: yuplaksina@mail.ru

как от наблюдавшейся в экспериментах Бенара, так и от структур Дж. Томсона, хотя отличия от структур Томсона невелики и связаны только с разными свойствами поверхности. С развитием ИК-термографии задача определения теплового поля на поверхности жидкости существенно упростилась и в экспериментах [13] была продемонстрирована огромная разница в тепловых структурах на поверхностях дистиллированной и деионизированной воды. Существенная разница в гидродинамическом движении под поверхностью для воды разной степени очистки была зафиксирована и для капель [14].

Очевидно, что для практических приложений использование деионизированной воды в подавляющем большинстве случаев интереса не представляет и по этой причине необходима разработка теории, которая учитывала бы влияние примесей. В работах [15, 16] было показано, что особенности поверхностных свойств некоторых жидкостей связаны с тем, что из-за наличия на поверхности эластичной пленки, образованной примесями, не происходит обновления поверхности за счет гидродинамического течения. Была предложена простейшая теория, позволяющая выделить из всего многообразия вариантов влияния пленки две предельные ситуации: когда пленка не образуется на поверхности (то есть жидкость подчиняется классическим граничным условиям, описывающим конвекцию Марангони) и когда пленка не прорывается. Например, вода в очень широком диапазоне параметров соответствует условию сохранения пленки, в то время как этанол практически всегда соответствует классическим граничным условиям.

Определение правильных граничных условий на поверхности жидкости необходимо для численного моделирования конвекции. В частности, граничные условия оказывают существенное влияние на размеры формирующихся конвективных структур (например, [17]).

Физический механизм появления пленки нельзя считать до конца изученным. В работе [18], которая часто цитируется, в качестве основной причины возникновения пленки полагается загрязненность поверхностного слоя поверхностно-активными веществами, уменьшающая коэффициент поверхностного натяжения. Проблемой является уровень загрязнений, который должен быть в этом случае достаточно большим. В какой-то мере граничные условия на поверхности можно сравнить с моделью сухого трения, когда движение начинается при превышении определенного значения касательного напряжения, однако для численной реализации такой модели необходимо знать критические значения напряжений в каждом случае.

Интересно отметить, что в геофизике эластичная пленка на поверхности для воды хорошо известна [19] и называется холодной пленкой (англ. cool skin). Ее появление связывают с процессом теплопереноса и тем фактом, что вертикальная скорость на поверхности равна нулю. Однако гораздо важнее то, что поверхность не обновляется. Именно это свойство водной поверхности и приводит к значительным градиентам температуры в приповерхностном слое. В жидкостях, соответствующих классическим граничным условиям, перепад температур у поверхности оказывается в несколько раз меньше. При отсутствии полной теории в настоящей работе предлагается разделение жидкостей на группы и анализ их конвективной устойчивости и возникающих структур с учетом разных граничных условий.

К первой группе можно отнести жидкости, в которых конвекция Марангони не наблюдается совсем в исследуемом диапазоне температур (до 100°С) при медленном нагреве дна и свободной верхней поверхности. К таким жидкостям можно отнести химически чистый глицерин и дистиллированную воду. В нашей работе будет показано, что в этом случае классическая теория термогравитационной конвекции дает хорошее соответствие теории и эксперимента, но при условии, что точно учитываются условия теплоотвода на свободной поверхности, которая оказывается открытой, но неподвижной.

Ко второй группе можно отнести жидкости, которые соответствуют классическим представлениям. В качестве примеров в работе рассмотрены этанол и деионизированная вода. В соответствии с теорией при малых толщинах плоского слоя преобладает конвекция Марангони, а при увеличении толщины основным механизмом конвекции оказывается термогравитационным [5]. К этой же группе можно отнести и спермацет, использованный Бенаром, и силиконовое масло — основной объект таких исследований в XX веке.

Наконец, к третьей группе относятся жидкости, в которых возникновение пленки происходит с задержкой по времени, поэтому при малой толщине слоя возникает конвекция Марангони, как и для жидкостей второй группы, но с течением времени эта конвекция исчезает. При увеличении толщины слоя в таких жидкостях возникает смешанная конвекция Рэлея-Марангони, но при затягивании пленки остается только конвекция Рэлея, как и в первой группе жидкостей. Именно на примере этой группы жидкостей делается большинство учебных демонстраций — это воск, парафин, масло с добавлением серебрянки. При исчезновении конвекции Марангони пленка может быть разорвана при встряхивании сосуда, что часто делается в таких демонстрациях. Отметим, что для демонстрации возникновения конвективных структур при наличии потока тепла тип конвекции не так важен.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты в лаборатории проводились с использованием тепловизора Flir SC 7700 (спектральный диапазон 3.7-4.8 мкм, глубина поглощения ИК-излучения в этом диапазоне для исследуемых жидкостей не превышала 200 мкм). Изучаемая жидкость заливалась в латунную кювету размером $13 \times 14 \times 2$ см с дном толщиной 10 мм, установленную на плоский нагреватель со встроенными термопарами, которые позволяли контролировать однородность нагрева и температуру дна. При исследовании конвекции в глицерине использовалась вторая кювета, аналогичная первой, но с увеличенной высотой стенок до 4 см. Температурное поле на поверхности жидкости измерялось тепловизором. В латунной кювете деионизованная вода быстро загрязнялась, поэтому вместо латунной кюветы использовались стерильные стеклянные чашки Петри с плоским дном диаметром 9 см. В экспериментах с добавлением алюминиевой пудры (серебрянки)



Рис. 1. Конвективные ячейки в воде (a) и глицерине (б) при нагреве снизу при разной глубине слоя, размер видимой области 9.5 × 11.5 см

для съемки использовалась фотокамера Canon 700D в режиме видеосъемки.

Разность температур определялась на основе данных с термопар и усредненной температуры поверхности, полученной с помощью тепловизора. Предварительно эти величины нормировались по абсолютной величине.

2. КОНВЕКЦИЯ В ЖИДКОСТЯХ С НЕПОДВИЖНОЙ ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ (ПЕРВАЯ ГРУППА ЖИДКОСТЕЙ)

В дистиллированной воде получить конвекцию Марангони очень трудно. Аналогичная ситуация возникает и в химически чистом глицерине. Глицерин используется в задачах конвекции в основном для исследования эффектов за пределами приближения Буссинеска (см., например, [20]). Это связано с тем, что его вязкость очень сильно зависит от температуры и при больших разностях температур это становится существенным фактором. Его применение неудобно из-за насыщения парами воды при длительном использовании, однако он был выбран, поскольку его физикохимические характеристики хорошо известны (в отличие от парафинов и масел), а вязкость очень сильно (почти на два порядка в условиях эксперимента) отличается от вязкости воды, но, как и для воды, конвекция Марангони не возникает.

Интерес представляет сравнение с теоретическим анализом, который соответствует задаче Рэлея для конвекции в слое между двумя твердыми пластинами, однако условия теплоотвода сложнее, поскольку поверхность открытая. Возможно сравнение критических чисел Рэлея и характерных размеров возмущений. При моделировании конвективного течения учитывалась зависимость параметров жидкости от температуры. Наличие тепловой структуры на поверхности вовсе не означает, что поверхность движется. Простой поверхностный засев (например, легкими микросферами) позволяет отличить разные типы конвекции. Условия теплоотвода, однако, должны быть скорректированы по сравнению со стандартным анализом. Хорошо известно, что вместо условия третьего рода для возмущений температуры на поверхности T'

$$\lambda \frac{\partial T'}{\partial z} \bigg|_{z=0} = \alpha_{\Sigma} T', \tag{1}$$

где λ — коэффициент теплопроводности жидкости, α_{Σ} — суммарный коэффициент теплопередачи, в задаче с жесткими стенками используется приближение больших значений коэффициента теплопередачи, которое в безразмерном виде означает, что число Био велико $Bi = \alpha_{\Sigma} h / \lambda$ (h – толщина слоя жидкости). Условие (1) в этом случае сводится к условию первого рода для возмущений температуры $T'|_{z=0} = 0$. Именно это условие и дает известное критическое число Рэлея $Ra = g \beta \Delta T h^3 / (
u \chi) pprox 1708$, где g — ускорение свободного падения, ΔT — разность температур на границах плоского слоя, β — коэффициент теплового расширения, ν , χ — коэффициенты динамической вязкости и температуропроводности. Однако в условиях эксперимента число Био может быть посчитано из инженерных формул для теплоотвода с учетом контактного, скрытого и радиационного потоков. В условиях изменения числа Био необходимо использовать более точный теоретический расчет критической кривой Ra(Bi), полученный в работе [21].

Типичные тепловые структуры на поверхности воды и глицерина, полученные с помощью тепловизора, представлены на рис. 1. Несмотря на то, что поверх-



Рис. 2. Переход к конвективному течению в дистиллированной воде и глицерине. Экспериментальные точки: △ — вода, ○ — глицерин. Кривая нейтральной стабильности: 1 — для твердой верхней поверхности, 2 — для свободной поверхности. Точки, соответствующие конвективному течению, закрашены

ность открыта, она не движется и наблюдаемые ячейки соответствуют конвекции Рэлея.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией Рэлея для термогравитационной конвекции в плоском слое с неподвижной верхней границей. На рис. 2 представлены экспериментальные точки, соответствующие переходу через критическую кривую Ra(Bi), полученную в работе [21]. Кривые нейтральной стабильности приведены как для твердой, так и для свободной поверхности. Хорошо видно, что экспериментальные точки соответствуют именно твердой поверхности, поскольку для свободной поверхности все представленные точки соответствуют неустойчивому режиму. Остановимся подробнее на расчете числа Био. Общий поток определяется суммой потока излучения, а также явного и скрытого потоков (см., например, [19])

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0} = \alpha (T_s - T_0) + \beta_L (c_{\text{sat}}(T_s) - c(T_0)) + \sigma_R (T_s^4 - T_0^4), \quad (2)$$

где α , β_L — эмпирические коэффициенты для явного и скрытого потоков тепла, T_s , T_0 — температура поверхности жидкости и температура воздуха соответственно, $c_{\rm sat}(T_s)$ — концентрация насыщенного пара на поверхности жидкости, $c(T_0)$ — концентрация водяного пара в воздухе, σ_R — постоянная Стефана—Больцмана.

В итоге для коэффициента суммарной теплопередачи получим

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha + \beta_L \frac{\partial c_{\text{sat}}(T_s)}{\partial T} + 4\sigma_R T_s^3.$$
(3)

Из (3) рассчитываются числа Био. Очевидно, что в воде преобладает член, связанный со скрытым потоком, а в глицерине при рассматриваемых условиях основным источником затухания температурных возмущений является тепловое излучение.

Вторым важным показателем соответствия теории и эксперимента является соответствие размеров возмущений. Такое сравнение представлено на рис. 3 для воды. В линейной теории определяется характерный размер возмущений, которые обладают наибольшим коэффициентом усиления [21]. Волновое число такого



Рис. 3. Сравнение характерных размеров вихрей для воды.
 – эксперимент, ∘ – численное моделирование нелинейной задачи, сплошная линия – линейная теория

возмущения зависит от числа Био, однако зависимость эта сравнительно слабая, она представлена на рис. 3 в виде прямой 1. Экспериментальные точки для волновых чисел рассчитывались из линейных размеров, которые определялись из средней площади одного вихря. Очевидно, что результаты линейной теории не обязательно должны совпадать с результатами эксперимента, в котором происходит нелинейная стабилизация размеров вихрей. На рис. 3 представлены также результаты двумерного численного моделирования конвекции, которое позволило рассчитать развитие возмущений от начала конвекции до образования устойчивых конвективных структур. Пересчет двумерной задачи на трехмерную делается по стандартной методике (например, [9]). Поскольку градиент температуры не зависит от горизонтальных координат, то линейная теория определяется средним квадратом волнового вектора $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Если принять что $k_x = k_y$, то получим связь волновых векторов $k = \sqrt{2}k_x = \sqrt{2}k_y$. Как видно из рис. 3, получено хорошее соответствие экспериментальных результатов и численных расчетов.

Аналогичные результаты получаются и для глицерина, однако из-за большой вязкости график для глицерина сильно сдвинут вправо в сторону увеличения толщин слоя.

Полученные результаты показывают, что эластичная пленка очень сильно меняет конвективные структуры в дистиллированной воде и глицерине, однако приближение неподвижной поверхности позволяет объяснить все особенности возникающих структур.

Еще раз отметим, что основным фактором, который определяет тип конвекции, оказывается толщина слоя h. В рассматриваемой постановке задачи при фиксированной температуре нижней поверхности слабо меняется поток через верхнюю поверхность Q. В этом случае перепад температур зависит от толщины слоя $\Delta T = Qh/\lambda$ и число Рэлея может быть выражено через величину потока $Ra = g\beta Qh^4/(\nu\chi\lambda)$. Таким образом, при уменьшении толщины слоя с величины около 3 мм, когда начинается рэлеевская конвекция в воде в рассматриваемых условиях, до 1 мм (характерной толщины при исследовании термокапиллярной конвекции) число Рэлея уменьшается примерно в 100 раз. Именно этот факт определил развитие теории конвекции и его в первую очередь необходимо учитывать при постановке экспериментов, в том числе и демонстрационных.

При дальнейшем увеличении толщины слоя эластичная пленка перестает быть неподвижной, на поверх-



Рис. 4. Конвекция в «классических» жидкостях: *а* — деионизированная вода, *б* — этанол. Средняя толщина слоя жидкости 1 мм. Диаметр стеклянной чашки Петри 9 см

ности могут возникать вихри, хорошо фиксируемые тепловизором [15], однако обновления поверхности не происходит и режим молекулярного переноса тепла вблизи поверхности сохраняется.

3. КЛАССИЧЕСКИЕ ЖИДКОСТИ (ВТОРАЯ ГРУППА)

Жидкости второй группы хорошо описываются существующими теориями и подробно исследованы в литературе. Напомним, что при малой толщине слоя (менее или порядка миллиметра) возможен только термокапиллярный механизм конвекции, а при увеличении этой толщины возникают комбинации этого механизма с термогравитационным. Устойчивость плоского слоя по отношению к термокапиллярнойконвекции определяется числом Марангони $Ma = -\frac{d\sigma}{dT}\frac{h\Delta T}{\eta\chi},$ где σ коэффициент поверхностного натяжения, η – коэффициент динамической вязкости. Из-за линейной зависимости от толщины слоя h при малых толщинах слоя термокапиллярный механизм оказывается преобладающим по сравнению с термогравитационным, но при условии, что эластичная пленка на поверхности не образуется. В качестве иллюстрации в работе рассматриваются две нетипичные для такой задачи жидкости — это этанол и деионизированная вода. Этанол в последнее время достаточно часто используется в микрофлюидике [22]. Одна из причин, по нашему мнению, состоит в том, что его поверхность очень слабо загрязняется примесями. В рассматриваемой задаче в связи с наличием большой поверхности и тонкого слоя препятствием для экспериментальной реализации является быстрое испарение этанола, однако важно продемонстрировать тот факт, что при отсутствии пленки конвекция Бенара-Марангони всегда будет возникать в тонких слоях, независимо от используемой жидкости. В связи с сильным загрязнением деионизированной воды в латунной кювете для демонстрации были использованы стеклянные чашки Петри диаметром 9 см, которые устанавливались на нагреваемую поверхность. Чашки позволяли минимизировать загрязнение от твердых стенок. Как видно на рис. 4, на поверхности этанола при очень малой толщине слоя (1 мм) образуется характерная структура, поверхность движется. При такой толщине слоя число Рэлея оказывается настолько малым, что термогравитационным механизмом можно пренебречь. Аналогичная ситуация возникает и в деионизированной воде (рис. 4), однако из-за частичного загрязнения поверхности не удается достичь полной однородности структур на всей площади.

Оценим числа Марангони для представленных на рис. 4 конвективных течений. Для воды $Ma \approx 800$, для этанола $Ma \approx 600$. Известное критическое значение $Ma \approx 80$ получено для Bi = 0. С увеличением числа Био эта величина возрастает (возникает критическая кривая Ma(Bi)), однако это увеличение оказывается небольшим, поэтому в рассматриваемых условиях критическое число Марангони превышено и возникает конвекция Марангони. Важно отметить, что числа Марангони и числа Био для дистиллированной и деионизированной воды полностью совпадают при одинаковой разности температур. Также полностью совпадают скорости испарения и соответствующие тепловые потоки, однако в дистиллированной воде конвекция Марангони при толщине слоя порядка 1 мм не начинается вплоть до начала кипения воды.

Если проанализировать результаты для глицерина и воды при больших толщинах слоя (рис. 1), то числа Марангони в этих экспериментах существенно превосходят критические: число Марангони для воды – $7 \cdot 10^3$ для слоя глубиной 3.3 мм и $2.2 \cdot 10^4$ для слоя глубиной 7.7 мм, для глицерина – около 450 для слоя 7.5 мм и 1800 для слоя 30 мм (для сравнения: критическое значение при Bi = 1 составляет величину порядка 120). Однако конвекции Марангони и движения открытой поверхности не наблюдается, что объясняется наличием эластичной пленки.

При увеличении толщины слоя появляется термогравитационная конвекция и возникает система рэлеевских вихрей, внутри которых образуются более мелкие марангониевские структуры [15].

4. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПЛЕНКИ И РЕЖИМЫ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ (ЖИДКОСТИ ТРЕТЬЕЙ ГРУППЫ)

Рассмотрим теперь жидкости, которые традиционно используются для демонстрации «ячеек Рэлея— Бенара». Это воск и парафин с добавлением серебрянки. Интересно отметить, что развитие конвективных структур в этих жидкостях сходно и существенно отличается от предыдущих случаев. Сложность теоретиче-



Рис. 5. Образование пленки и затухание термокапиллярной конвекции Марангони (парафин с серебрянкой). Линейные размеры области — 6.8 × 8 см

ских расчетов для таких сред определяется нестабильностью теплофизических характеристик, однако для демонстрации особенностей таких жидкостей достаточно качественного анализа. Добавление серебрянки позволяет наблюдать конвективные структуры визуально и снимать на обычную фотокамеру.

Рассмотрим особенности поверхностных структур на примере парафина (рис. 5). Температура пластины поддерживалась равной 100°С. При толщине слоя 2 мм возникает только термокапиллярная конвекция, которая с образованием пленки исчезает. При толщине слоя 4 мм возникает комбинация термокапиллярной и термогравитационной конвекции. С образованием пленки в итоге остается только термогравитационная конвекция Рэлея под пленкой. Несмотря на наличие структур, поверхность парафина неподвижна, что легко проверяется с помощью засева.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Показано, что возникновение эластичной пленки на поверхности жидкости приводит к существенному изменению конвективных структур в классической задаче Рэлея—Бенара—Марангони. Предложена классификация жидкостей в зависимости от граничных условий на поверхности при конвекции в плоском слое, подогреваемом снизу. На примере дистиллированной воды и глицерина показано, что при наличии эластичной пленки на поверхности задача хорошо описывается теорией Рэлея с измененными условиями для теплоотвода. Для этанола и деионизированной воды продемонстрирована конвекция Марангони при малой толщине слоя (менее 1 мм), когда термогравитационный механизм не играет существенной роли. Показано, что в экспериментах в воске и парафине, которые чаще всего используются в учебных демонстрациях, основную роль играет скорость возникновения эластичной пленки на поверхности, которая блокирует термокапиллярный механизм с течением времени, но не мешает термогравитационной конвекции при условии, что толщины слоя достаточно для реализации рэлеевской неустойчивости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-0803049). Работа была выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Wesfreid J. E. // Comp. Rtnd. Mec. 2017. 345. P. 446.
- Пригожин И., Кондепуди Д.. Современная термодинамика: от тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002 (*Prigogine I., Kondepudi D.* Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures Second Edition. John Wiley & Sons, 2015.)
- 3. *Lehmann O.* Molekularphysik. Leipzig: Verlag von Wilhelm Engelmann. 1920.
- 4. Thompson J. // Proc. R. Philos. Soc. Glasg. 1882. 13. P. 464.
- 5. Nield D. A. // J. Fluid Mech. 1964. 19. P. 341.
- Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford, Clarendon Press, 1961.
- 7. Busse F. H. // Rep. Prog. Phys. 1978. 41, N 12. P. 1929.
- Koschmieder E. L. Bénard Cells and Taylor Vortices. Cambridge University Press, 1993.
- 9. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. (*Gershuni G. Z., Zhukhovitsky E.M.* Convective Stability of Incompressible Fluid. Keter, Jerusalem, 1976).
- Schatz M. F., Neitzel G.P. // Annual Review of Fluid Mechanics. 2001. 33. P. 93.
- 11. Schatz M. F., Howden K. // Exp. Fluids. 1995. 19. P. 359.
- Spagenberg W. G., Rowland W. R. // Phys. Fluids. 1961. 4. P. 743.
- Saylor J. R., Smith G. B., Flack K. A. // Phys. Fluids. 2001.
 P. 428.
- Kito Yu., Askounis A., Kohno M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. 109. 171602.
- 15. Plaksina Yu. Yu, Uvarov A. V., Vinnichenko N. A., Lapshin V. B. // Russ. J. Earth Sci. 2012. 12, N 4. ES4002.
- Vinnichenko N. A., Uvarov A. V., Plaksina Yu. Yu. // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. 59. P. 238.
- 17. Гетлинг А. В. Конвекция Рэлея—Бенара. М.: Эдиториал УРСС, 1999. (*Getling A. V.* Rayleigh-Bénard Convection: Structures and Dynamics. World Scientific, 1998)
- 18. Berg J. C., Acrivos A. // Chem. Eng. Sci. 1965. 20. P. 737.
- 19. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. М.: Гидрометеоиздат, 1988.
- Zhang J., Childress S., Libchaber A. // Phys. Fluids. 1997. 9, N 4. P. 1034.
- Sparrow E. M., Goldstein R. J., Jonsson V. K. // J. Fluid Mech. 1964. 18. P. 513.
- Butzhammer L., Kohler W. // Microfluid Nanofluid. 2017. 21. P. 155.

The Effects of Small Contaminants on the Formation of Structures during Rayleigh-Bénard-Marangoni Convection in a Planar Liquid Layer

Yu. Yu. Plaksina^a, A. V. Pushtaev, N. A. Vinnichenko, A. V. Uvarov

Department of Molecular Processes and Extreme Matter States, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Leninskiye Gory, 1/2. Moscow 119991, Russia. E-mail: ^ayuplaksina@mail.ru.

It is shown that convective structures that form upon heating a planar liquid layer from below are determined not only by standard similarity parameters, such as the Prandtl, Rayleigh, and Marangoni numbers, but also by the presence or absence of an elastic film on the surface of the liquid, which occurs because of impurities and stabilizes the surface. The level of impurities contained in distilled water is enough to prevent Marangoni convection, and only additional purification (deionization) of water allows one to induce the thermocapillary effect. Using the method of infrared surface thermography, the mean size of thermal structures that emerge on the surface in different liquids at different temperatures and layer thicknesses is determined. A convection theory that takes the impurities in the linear and nonlinear approximations into account is examined and good compliance of the theoretical calculations with the experimental data obtained in the present work is demonstrated.

Keywords: thermocapillary convection, thermogravitational convection, Rayleigh–Bénard–Marangoni convection, cool skin, infrared surface thermography. PACS: 47.20.Bp, 47.55.pb, 47.55.pf. *Received 30 October 2017.*

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2018. 73, No. 5. Pp. 513–519.

Сведения об авторах

1. Плаксина Юлия Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ассистент; e-mail: yuplaksina@mail.ru.

2. Пуштаев Алексей Владимирович — аспирант; тел.: (495) 939-26-94, e-mail: pushtaev@yandex.ru.

3. Винниченко Николай Аркадьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-26-94, e-mail: nickvinn@yandex.ru.

4. Уваров Александр Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-26-94, e-mail: uvarov@phys.msu.ru.