

# Эволюция вихрей на поверхности нормального He I

А.А. Пельменёв<sup>1,2</sup>, А.А. Левченко<sup>1</sup>, Л.П. Межов-Деглин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия

<sup>2</sup>Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Черноголовка, 142432, Россия

E-mail: pelmenevaa@gmail.com; levch@issp.ac.ru; mezhov@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2019 г., опубликована онлайн 27 декабря 2019 г.

При температурах ниже точки максимума плотности жидкого  ${}^4\text{He}$   $T \leq T_m = 2,178$  К в слое подогреваемого сверху нормального гелия He I развивается термогравитационная конвекция (конвекция Рэлея–Бенара, РБК). Экспериментально установлено, что возникновение РБК в объеме слоя сопровождается возбуждением вихревого течения на свободной поверхности He I. При этом в цилиндрическом сосуде вихри малых размеров со временем образуют два крупномасштабных вихря (вихревой диполь), размеры которых ограничиваются диаметром цилиндрического сосуда. С возрастанием температуры жидкости выше  $T_m$  конвективное движение в объеме неоднородно нагретого слоя быстро затухает, и в то же время вихревое течение на поверхности He I сохраняется. Результаты изучения эволюции вихревой системы в отсутствие РБК (без накачки энергии) показали, что при длительных наблюдениях (свыше 1300 с) нелинейное взаимодействие между слабо затухающими крупномасштабными вихрями приводит к появлению на поверхности He I вихрей малых размеров.

Ключевые слова: поверхность жидкого гелия, термогравитационная конвекция, вихревое течение, нелинейное взаимодействие вихрей.

## 1. Введение

Жидкий и плотный газообразный гелий при низких температурах — один из наиболее удобных модельных объектов для изучения конвективных явлений в лабораторных условиях [1–5]. Ранее мы опубликовали краткое сообщение [6] о наблюдении вихрей на свободной поверхности подогреваемого сверху слоя нормального He I, порождаемых термогравитационной конвекцией Рэлея–Бенара (РБК) в объеме при температурах ниже точки максимума плотности жидкости  $T \leq T_m = 2,178$  К. В данной работе приведены результаты изучения эволюции вихревой системы на поверхности подогреваемого сверху слоя He I при повышении температуры жидкости вплоть до 4 К. В частности, подробно исследована эволюция системы вихрей на поверхности He I при длительных наблюдениях (до  $\sim 1900$  с) при температурах жидкости  $T > T_m$ , где конвективные движения в объеме подогреваемого сверху слоя He I быстро затухают, т.е. в отсутствие накачки энергии в объеме.

Известно [5,7], что при давлении насыщенных паров с повышением температуры плотность жидкого  ${}^4\text{He}$   $\rho$  проходит через максимум при температуре  $T_m = 2,178$  К

на  $\sim 6$  мК выше  $T_\lambda = 2,172$  К, и далее, с ростом температуры, плотность плавно уменьшается. В интервале температур  $T_\lambda \leq T \leq T_m$ , производная  $\delta\rho/\delta T > 0$ , так что температурный коэффициент расширения жидкости  $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)$  отрицателен, и при подводе тепла к поверхности слоя He I сверху плотность верхней части слоя с нагреванием будет возрастать. В результате, в объеме нагреваемого сверху слоя He I в поле силы тяжести возникает неустойчивость, и развиваются внутренние конвективные течения. По принятой в монографиях [8, глава 5] и [9] терминологии здесь возникает термогравитационная конвекция Рэлея–Бенара в условиях невыполнения приближения Буссинеска, причем конвективный механизм переноса тепла значительно превосходит диффузионный перенос тепла в He I. Возникновение РБК в слое He I высотой в  $\sim 5$  см в стеклянном дюаре с внутренним диаметром 2 см, в интервале температур  $T_\lambda \leq T \leq T_m$  при подводе тепла к свободной поверхности жидкости ранее наблюдали Пешков и Боровиков [5], которые изучали термодинамические характеристики жидкого гелия вблизи  $T_\lambda$ . Как было обнаружено впервые в нашей работе [6], в этих условиях процесс установления РБК в объеме подогреваемого сверху слоя He I вблизи  $T_\lambda$  сопровож-

дается возбуждением вихревого течения на свободной поверхности жидкости.

В систему уравнений, описывающих РБК в жидкости в поле силы тяжести, входят три параметра [8,9]: кинематическая вязкость  $\nu$ , температуропроводность  $\chi = \kappa/\rho C_p$  (где  $\kappa$  — теплопроводность,  $C_p$  — теплоемкость), и тепловое расширение  $\beta$ . Из них можно составить две безразмерные комбинации:

$$\text{(число Рэлея)} Ra = g \Delta T h^3 (\beta/\nu\chi), \quad (1)$$

которое зависит от разности температур  $\Delta T$  и толщины слоя жидкости  $h$ , и

$$\text{(число Прандтля)} P = \nu/\chi, \quad (2)$$

зависящее только от свойств самой жидкости. Два течения подобны, если их числа  $Ra$  и  $P$  одинаковы. При значениях  $Ra$  выше некоторого критического  $Ra_c$  состояние покоя жидкости становится неустойчивым, и при  $Ra > Ra_c$  в объеме неподвижной жидкости возникает конвективное движение. Расчетные значения  $Ra_c$  сильно зависят от конфигурации эксперимента. Например, в случае плоского слоя жидкости, расположенного между двумя жесткими границами, критическое значение  $Ra_c = 1708$ , критическое волновое число  $k_c = 3,17 \text{ см}^{-1}$ , а для сочетания жесткой (дно сосуда) и свободной границы  $Ra_c = 1100$ ,  $k_c = 2,68 \text{ см}^{-1}$  [9, разд. 2.3]. В зависимости от величины  $Ra$  конвективное течение в объеме слоя может быть как ламинарным, так и турбулентным. Конвекция становится турбулентной при очень больших значениях  $Ra \gg Ra_c$ . Воспользовавшись известными из литературы [5,7] значениями входящих в (1), (2) параметров: при  $T \approx 2,175 \text{ К}$ ,  $\nu \approx 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\chi \approx 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\beta \approx -25 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ , можно оценить, что в условиях экспериментов [5,6] при  $h \sim 3 \text{ см}$  и  $\Delta T \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ К}$  значение  $P \approx 0,6$ , а число Рэлея достигает  $Ra \approx 10^8 \gg Ra_c$ , так что при плавном повышении температуры слоя жидкости выше  $T_\lambda$  в объеме He I со временем развивается турбулентная конвекция.

Воспользовавшись подходом, используемым в [8,9], число Рэлея можно записать как

$$Ra = (\tau_\nu \tau_\chi)/(\tau_B)^2. \quad (3)$$

Отсюда можно оценить характерные времена установления стационарной конвекции в объеме. Очевидно, что при  $Ra > Ra_c$  характерное время всплывания (buoyancy) более легкого участка слоя жидкости со дна контейнера за счет сил Архимеда,

$$\tau_B = (h/g \beta \Delta T)^{-1/2} \approx 5 \text{ с}, \quad (4)$$

должно быть много меньше характерного времени диффузионного переноса потока тепла (diffusion) через слой,

$$\tau_\chi = h^2/\chi \approx 3,5 \cdot 10^4 \text{ с}, \quad (5)$$

и характерного времени вязких потерь (dissipation) в объеме

$$\tau_\nu = h^2/\nu \approx 6,3 \cdot 10^4 \text{ с}. \quad (6)$$

Из оценок (4)–(6) следует, что для обнаружения спонтанно возникающих стационарных вертикальных вихревых структур (конвективных ячеек) в объеме неоднородно нагреваемого слоя He I глубиной  $\sim 3\text{--}5 \text{ см}$  в экспериментах, описываемых в данной статье и в работах [5,6], потребовались бы длительные наблюдения в течение нескольких часов. Визуально наблюдать подобные вертикальные структуры в объеме He I пока никому не удавалось. В то же время вихревое течение на поверхности слоя He I могло бы возникать гораздо раньше, за времена порядка  $2\text{--}3 \tau_B$  ( $10\text{--}15 \text{ с}$ ) после перехода температуры нагреваемого сверху слоя жидкости через  $T_\lambda$ . Для визуализации вихревых течений на поверхности He I, которые порождаются конвективными течениями в объеме, в экспериментах [6] мы использовали легкие полые стеклянные микросферы диаметром  $\sim 50 \text{ мкм}$ , которые локализовались в узком вязком слое под поверхностью жидкости. Ранее подобные микросферы мы использовали в экспериментах [10–12] для визуализации гравитационно-капиллярных волн и макроскопических вихрей на поверхности сверхтекучего и нормального гелия.

Ниже обсуждаются результаты длительных (до  $\sim 1900 \text{ с}$ ) наблюдений эволюции вихревой системы, которая формируется на свободной поверхности He I при плавном повышении температуры жидкости выше точки перехода He II–He I. Как показали эксперименты, характерное время затухания макроскопических вихрей на поверхности He I достаточно велико ( $\geq 10^3 \text{ с}$ ). Это позволило наблюдать как процесс формирования на поверхности слоя He I (глубиной  $h = 3 \text{ см}$  в цилиндрическом сосуде диаметром  $D = 12,4 \text{ см}$ ) двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя), так и последующий распад этих вихрей со временем при повышении температуры жидкости вплоть до  $4 \text{ К}$ , т.е. в отсутствие объемной накачки.

## 2. Методика измерений

Описание конструкции вставки в широкогорлый металлический криостат, которая была предназначена для изучения волн и вихрей на поверхности жидкого гелия, было опубликовано ранее [13]. Схема проведения данных измерений показана на рис. 1. Цилиндрическая экспериментальная ячейка 1 с внутренним диаметром  $D = 12,4 \text{ см}$  и высотой  $4 \text{ см}$  изготовлена из дюралюминия. Толщина стенок и дна ячейки  $0,2 \text{ см}$ . Для обеспечения возможности проведения визуальных наблюдений ячейка герметично закрывается сверху окном из плексигласа толщиной  $0,8 \text{ см}$ . На дне ячейки располагается термометр 2, другой термометр 6 находится на дне дополнительной ванны 5, в которую частично погружена ячейка 1. Дополнительная ванна 5 используется для охлаждения ячейки. На дне ячейки

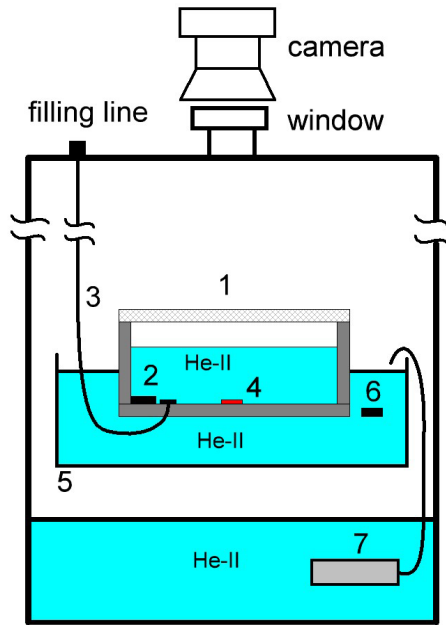


Рис. 1. Схема измерений. 1 — ячейка, 2,6 — резистивные термометры, 3 — линия подачи газообразного  $^4\text{He}$  в рабочую ячейку, 4 — резистивный нагреватель, 5 — дополнительная ванна, 7 — термомеханический насос.

имеется также резистивный нагреватель 4 (в данных измерениях его не использовали). Капилляр 3 соединяет ячейку с наружной системой заполнения чистым газообразным  $^4\text{He}$ . Наружная видеокамера, соединенная с компьютеризованной системой сбора и обработки результатов измерений, позволяет следить за глубиной слоя жидкого гелия в сосуде и регистрировать явления на поверхности жидкости.

Перед началом измерений гелиевую ванну криостата заполняли полностью жидким  $^4\text{He}$  при  $T = 4,2\text{ K}$  и затем ячейку 1 соединяли с наружной системой подачи газообразного гелия. Глубина слоя сконденсированного жидкого  $^4\text{He}$  в ячейке составляла  $h = 2\text{--}3\text{ см}$  и во время измерений оставалась постоянной. Температура жидкого гелия в основной ванне криостата понижалась до  $T = 1,6\text{--}1,8\text{ K}$  откачкой паров жидкости наружным насосом. Термомеханический насос 7 позволял при необходимости подливать сверхтекучий He II из гелиевой ванны криостата в дополнительную ванну 5.

По достижении теплового равновесия в объеме криостата откачку паров жидкого гелия перекрывали, и температура жидкого гелия в объеме криостата начинала плавно повышаться за счет внешнего теплоподвода, в частности теплового излучения от капли криостата. На рис. 2 приведены зависимости температуры жидкости вблизи дна ячейки (кривые 1) и во вспомогательной ванне (кривые 2), а также давления насыщенных паров гелия в криостате (кривые 3), которые наблюдались в двух различных экспериментах ((а) и (б) на рис. 2). Условия проведения измерений в пер-

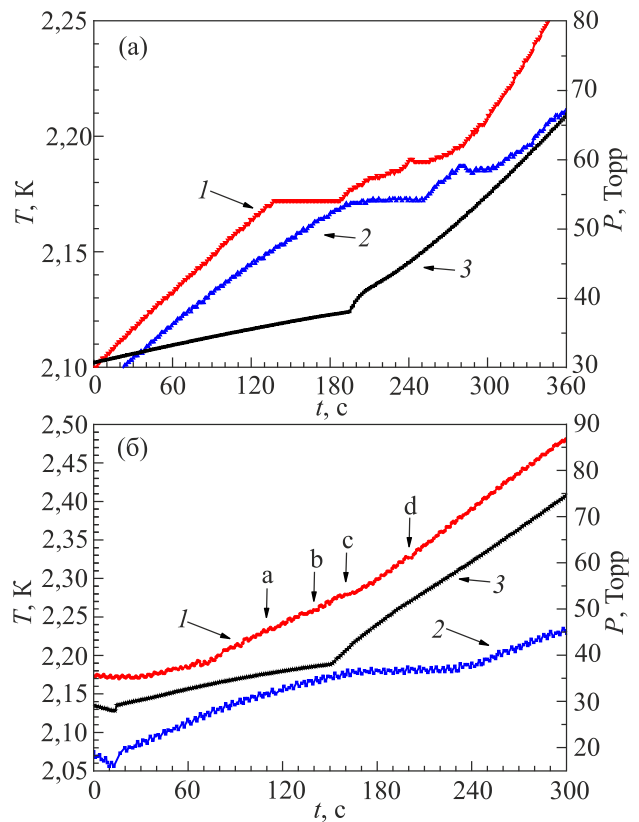


Рис. 2. Возрастание со временем температуры жидкости на дне рабочего сосуда (1) и на дне дополнительной ванны (2), повышение давления паров жидкого гелия в криостате  $P(t)$  при закрытой откачке в двух различных экспериментах (3).

вом эксперименте (а) подробно описаны в работе [6]. Разница в экспериментах (а) и (б) состоит в том, что в первом случае откачку паров гелия полностью перекрыли при температуре  $1,8\text{ K}$ , а запись включили при повышении температуры жидкости на дне рабочего сосуда до  $2,10\text{ K}$ . Во втором случае до включения записи температуру жидкости в сосуде дважды повышали до  $T > T_\lambda$  и вновь понижали до  $2,10\text{ K}$ , и только затем откачку криостата окончательно перекрывали на  $t = 13\text{ с}$ . Запись включили немного раньше, когда температура жидкости на дне сосуда была близка к  $T_\lambda$  (в момент  $t = 0\text{ с}$  на рис. 2(б)). Аналогичные графики изменения температуры жидкого гелия от времени при подогреве сверху столба жидкости высотой в несколько см внутри стеклянного сосуда Дьюара диаметром  $2\text{ см}$  наблюдали ранее в работе [5].

При сравнении графиков  $T(t)$  на рис. 2(а), (б) видно, что при плавном повышении температуры жидкого гелия в рабочем сосуде до  $T \geq T_\lambda$  на кривых 1 четко выделяются участки, где температура жидкости в экспериментальной ячейке достаточно долго остается практически постоянной, что указывает на возникновение конвективного движения (интенсивного перемешивания жидкости) в объеме нагреваемого сверху

слоя He I. При этом температура сверхтекучего He II в дополнительной ванне и в объеме криостата ниже  $T_\lambda$  продолжает монотонно возрастать. Как следует из оценок (3), вертикальное движение под свободной поверхностью He I становится существенным уже через  $2-3 \tau_B$ , т.е. через 10–15 с после перехода температуры слоя через  $T_\lambda$ . При возрастании температуры слоя He I в рабочем сосуде выше  $T_m$  вертикальное конвективное движение в нагреваемом сверху слое жидкости быстро затухает, и разница в наклонах кривых 1 и 2 заметно возрастает. Далее, в момент перехода He II–He I в дополнительной ванне (кривые 2) ситуация повторяется. Точка излома на кривых 3, описывающих изменение давления паров гелия в криостате, соответствует моменту перехода температуры жидкости через  $T_\lambda$  в основной гелиевой ванне криостата. Стрелки под буквами a, b, c, d на рис. 2(б) указывают положение тех кадров на видеозаписи, где мы изучали эволюцию вихревой системы на поверхности He I в эксперименте (б) (см. рис. 3).

Как и в экспериментах [5,10–13] для визуализации движения на поверхности жидкого гелия использовали отсортированные заранее по массе легкие полые стеклянные микросферы средним диаметром 50 мкм. Стеклянный порошок насыпали в боковой отсек на дне сосуда. При наборе жидкого гелия в рабочий сосуд стеклянные микросферы всплывали и локализовались в тонком слое под поверхностью жидкости. Как показали наблюдения, в объеме жидкого гелия отдельные стеклянные микросферы объединялись в устойчивые плоские агрегаты (трассеры) с характерными размерами порядка 0,1 ~ 0,2 мм, которые удерживались в тонком вязком слое под поверхностью жидкости силами поверхностного натяжения и могли собираться на неподвижной поверхности в слабо связанные «примесные пятна» с характерными размерами порядка 1 см [12].

Видеокамера (рис. 1) позволяла регистрировать движение трассеров на поверхности жидкости. Для обработки видеозаписей, нахождения траекторий движения трассеров, вычисления полей скоростей и завихренности на поверхности гелия мы использовали программы обработки данных, аналогичные применявшимся ранее в работах [6,10–14]. Методика проведения расчетов траекторий и линий тока, завихренности на поверхности жидкости аналогична методике, описанной в работе [15]. Поле скоростей получали усреднением траекторий движения трассеров за ~ 2 с (по 50 кадрам).

### 3. Вихри на поверхности He I

Продолжительность времени наблюдения эволюции вихрей на поверхности He I в разных экспериментах была различной и максимально составляла ~ 1900 с (время зависело от условий разогрева в криостате). В эксперименте (б) (рис. 2) через 1900 с температура He I в сосуде повышалась до ~ 4,0 К. В отличие от пред-

ставленных ранее результатов измерений [6] в обсуждаемом ниже эксперименте (б) был выбран немного другой режим разогрева (рис. 3). Откачка паров гелия из криостата была перекрыта на ~ 10-й с, когда температура в ячейке была около  $T_\lambda$ . На рис. 2(б) хорошо различимы скачки давления (кривая 3) и температуры (кривая 2) в момент прохождения через точку  $T_\lambda$ . Этот режим разогрева, как оказалось, позволил детально исследовать эволюцию вихрей на начальном этапе.

Как и в работе [6], стеклянные трассеры позволяют зарегистрировать возникновение интенсивного течения на поверхности слоя He I в первые несколько секунд после перехода температуры жидкости в сосуде через  $T_\lambda$ . Это течение было направлено от стенок к центру сосуда. Скорость центростремительного движения фронта стеклянных трассеров на поверхности составляла порядка  $v_f \sim 2$  см/с, т.е. при движении трассеров число Рейнольдса достигало  $Re = Lv_f/\nu \sim 10^4$ . Это указывает на возможность возникновения вихревого течения на поверхности жидкости при переходе температуры слоя через  $T_\lambda$  и возбуждении турбулентной конвекции РБК в объеме He I (конвективное движение в объеме приводит к возникновению вихревого течения на поверхности, т.е. служит источником возбуждения вихрей на поверхности).

На рис. 3 приведены результаты обработки кадров из видеозаписи явлений на поверхности слоя жидкости, соответствующие моментам времени, указанным стрелками под буквами на рис. 2(б). Для каждого момента времени показаны линии тока (желтые линии) и поле скоростей (зеленые стрелки) на поверхности, и соответствующий спектр кинетической энергии вихрей на поверхности  $E(k)$ .

Как видно на рис. 3, в первые моменты после перехода (точка a, 110 с) на поверхности было возбуждено много вихрей с характерными размерами порядка 1 см, максимум энергии в спектре  $E(k)$  находится на  $k \sim 1,2$  см<sup>-1</sup>. На 140 с (точка b) максимум в спектре энергии начинает смещаться в сторону малых  $k$  — начинается формирование больших вихрей. На 160 с (точка c) на поверхности доминируют два больших вихря, вращающихся в противоположных направлениях (вихревой диполь), и максимум энергии в спектре смещается на  $k \sim 0,7$  см<sup>-1</sup>. На поверхности к 200 с (точка d) присутствуют только два вихря, размеры которых ограничены размерами сосуда, максимум энергии приходится на  $k \sim 0,7$  см<sup>-1</sup>.

Такая ситуация сохраняется приблизительно до ~ 1300 с. На поверхности гелия в цилиндрическом сосуде выделяются два крупномасштабных вихря, максимум энергии в спектре слабо меняется и находится на  $k \sim 0,7$  см<sup>-1</sup>. К этому времени температура в ячейке достигает  $T \sim 3,4$  К. После 1390 с начинается процесс распада двух вихрей и формирования нескольких вихрей. Ниже на рис. 4 показано начало формирования

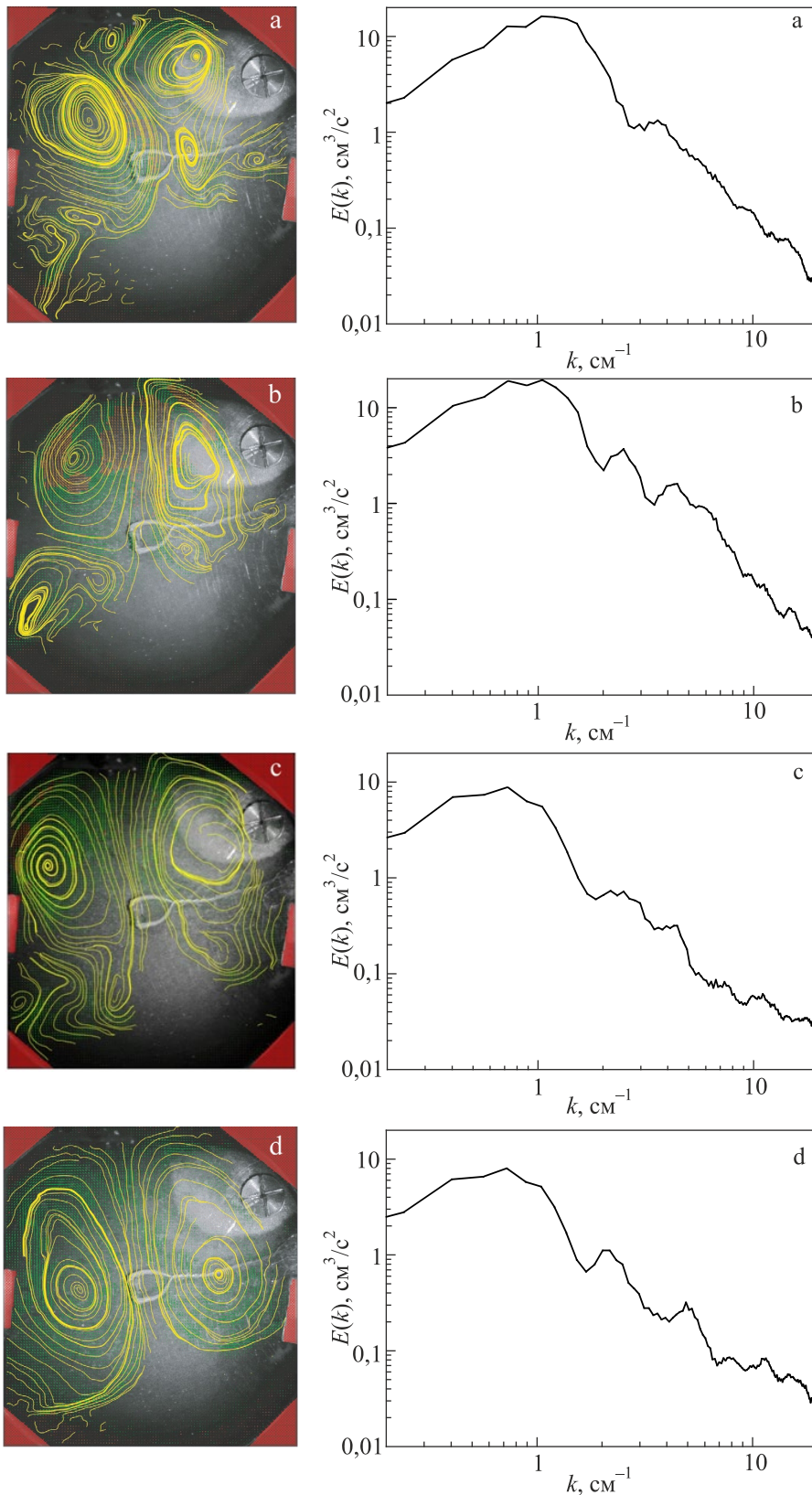


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Линии тока (желтые кривые) на поверхности He I и распределение энергии вихрей на поверхности по волновым векторам  $E(k)$  в первые моменты времени после перехода через  $T_\lambda$  на рис. 2(б) при  $t$ , с: 110 (а), 140 (б), 160 (с), 200 (д).

мелкомасштабных вихрей на поверхности жидкости. Приведены кадры, иллюстрирующие распределение линий тока на поверхности He I, и спектр кинетической энергии вихрей  $E(k)$ .

Как следует из результатов измерений и расчетов, показанных на рис. 4 через  $\sim 1300$  с после начала наблюдений (а) на поверхности все еще преобладают два крупномасштабных вихря, максимум энергии  $E(k)$  лежит

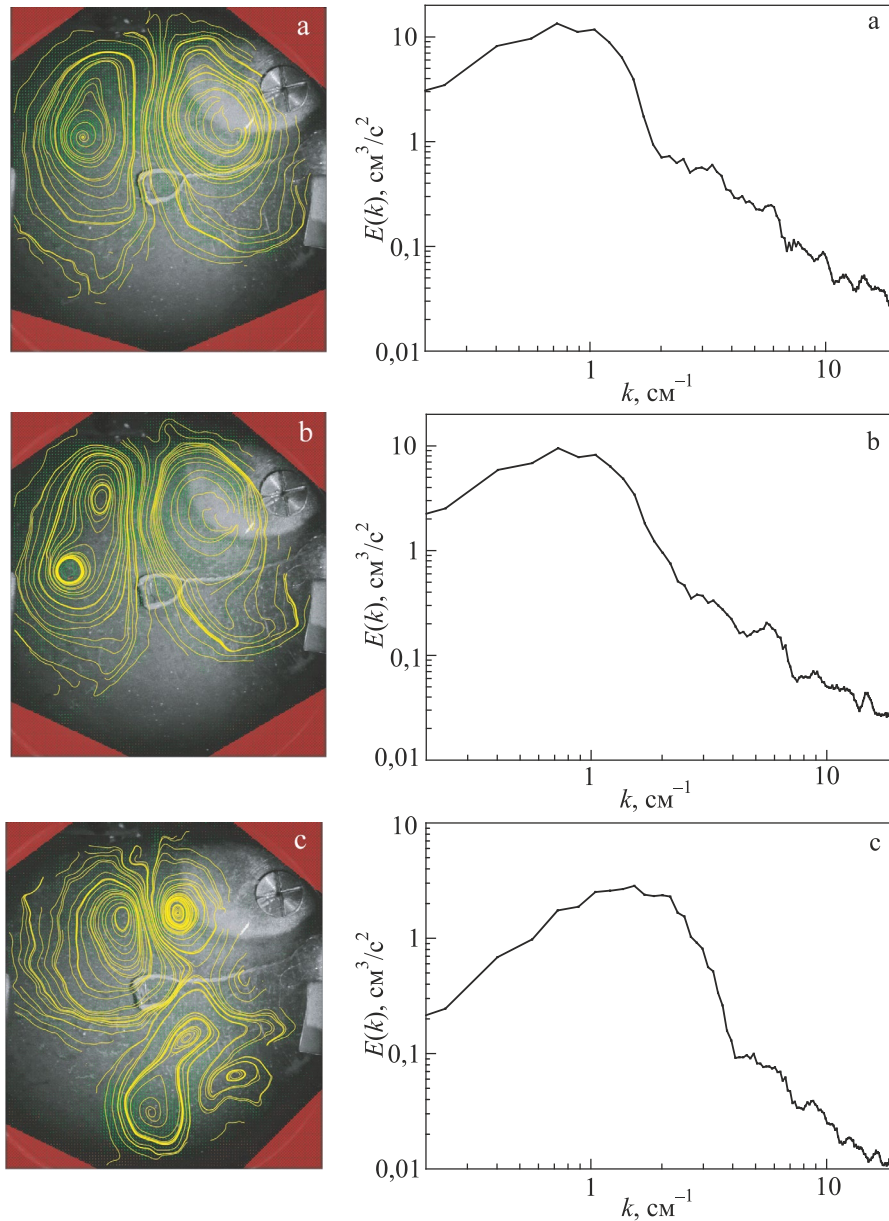


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Эволюция вихревой системы со временем при  $t \geq 1300$  с, левый столбец — линии тока на поверхности He I; правый столбец — спектр кинетической энергии на поверхности  $E(k)$  при  $t$ , с: 1300 (а); 1390 (б), 1900 (с).

при  $k \sim 0,7 \text{ см}^{-1}$ . За последующие 90 с (b —  $t = 1390$  с), распределение энергии по волновым векторам практически не изменилось, значение максимума  $E(k)$  немного уменьшилось, положение точки максимума практически не изменилось. Наконец, еще через 600 с при  $t = 1900$  с (с) максимальное значение энергии в спектре  $E(k)$  упало в  $\sim 5$  раз, а положение точки максимума  $E_{\max}$  сместилось в сторону больших  $k$  на  $k \sim 1,5 \text{ см}^{-1}$  (с). На поверхности четко видны несколько образовавшихся вихрей меньшего размера.

Об изменении максимальных значений энергии вихревой системы  $E_{\max}$  со временем в двух различных экспериментах можно судить по графикам, приведенным на рис. 5.

Из сравнения результатов оценок значений  $E_{\max}$  в различные моменты времени, показанных точками на рис. 5, следует, что изменение начальных условий при повышении температуры подогреваемого сверху слоя жидкого гелия в двух различных экспериментах может заметно изменить максимальные значения энергии вихревой системы  $E_{\max}$  на поверхности He I при температурах  $T > T_m$ , равно как и зависимость значений  $E_{\max}$  от времени при длительных наблюдениях (при  $t > 100$  с на рис. 5(а) и при  $t \geq 1000$  с на рис. 5(б); прямые линии соответствуют степенной зависимости  $E_{\max}(t) \sim t^{-n}$ ). Однако качественно результаты изучения эволюции вихревой системы, порождаемой турбулентной конвекцией РБК в объеме, хорошо воспроизводятся. В первый мо-

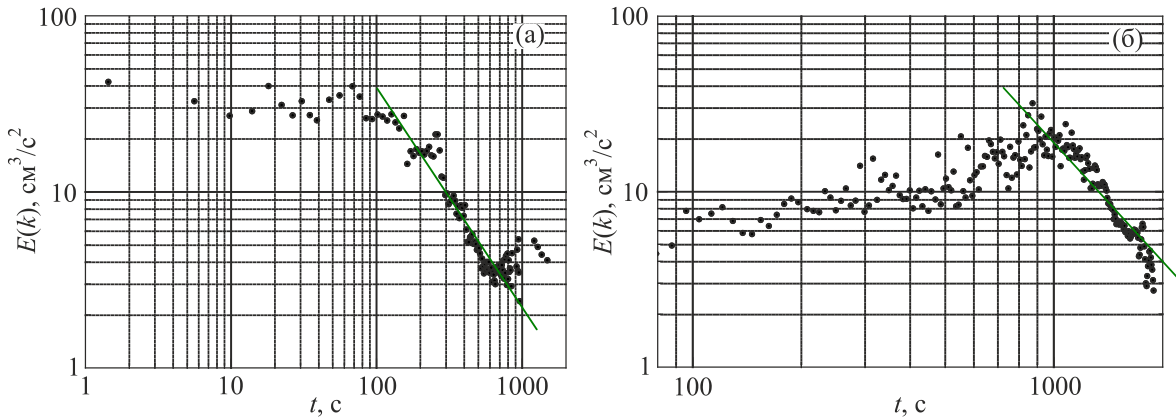


Рис. 5. Зависимость максимального значения энергии вихревой системы на поверхности  $E_{\max}$  от времени  $t$  при плавном возрастании температуры слоя He I выше  $T_m$ , где вихревое течение в объеме (конвекция) быстро затухает. (а) — предыдущий эксперимент [6], начало оси абсцисс сдвинуто на  $\sim 190$  с по сравнению с рис. 2(а); точки — результаты измерений; сплошная прямая соответствует зависимости  $E_{\max} \sim t^{-1}$  при температурах  $T \geq 2,6$  К. (б) — результаты данного эксперимента; прямая линия соответствует  $E_{\max} \sim t^{-2}$ .

мент взаимодействие вихрей, возбуждаемых РБК конвекцией вихрей на поверхности, между собой и с конвективными структурами в объеме приводит к формированию двух слабо затухающих крупномасштабных вихрей (вихревого диполя). Размеры крупномасштабных вихрей ограничиваются диаметром цилиндрического сосуда и более чем в два раза превышают глубину слоя He I (что соответствует переходу от трехмерной к квазидвумерной ситуации в вихревой системе [16,17]). Эти вихри продолжают существовать на подогреваемой сверху поверхности He I длительное время, свыше 1400 с, при температурах заметно выше  $T_m$ , т.е. в отсутствие накачки энергии в объеме. Далее, при времени наблюдений порядка 1900 с, взаимодействие вихрей между собой и стенками сосуда приводит к возникновению на поверхности вихрей малых размеров. Это сопровождается уменьшением максимальных значений энергии на графике  $E(k)$  (при описании этой зависимости степенным законом  $E_{\max} \sim t^{-n}$ , показатель степени  $n$  заключен между 1 и 2 (рис. 5)). Положение точки максимума  $E_{\max}$  сдвигается в сторону больших значений  $k$  от 0,7 до  $1,5 \text{ см}^{-1}$ .

Распад крупномасштабных вихрей, сопровождаемый генерацией мелкомасштабных вихрей, можно описать как переход от двумерной вихревой системы на поверхности слоя He I к трехмерной, наблюдавшийся ранее на поверхности воды [16,17]. Результаты экспериментального изучения квазиadiaбатического затухания вихревого движения на поверхности воды обсуждаются также в работе [18,19]. Интересно было бы наблюдать на свободной поверхности слоя воды также и обратную ситуацию — возбуждение вихревого течения и последующее формирование крупномасштабных вихрей на поверхности в процессе развития РБК в объеме подогреваемого сверху слоя воды при температурах ниже  $4^\circ\text{C}$ , т.е. переход от трехмерной к двумерной ситуации в вихревой системе, аналогично тому, что наблюдается на по-

верхности He I в первые моменты времени после нагрева гелия выше  $T_\lambda$ . Исследованиям РБК в воде при температурах ниже точки максимума плотности ( $T_m = 4^\circ\text{C}$ ) посвящены работы [20,21].

### Заключение

Основные результаты данных исследований таковы.

1. Возникновение РБК в объеме нагреваемого сверху слоя He I при температурах вблизи  $T_\lambda$  сопровождается генерацией вихревого течения на свободной поверхности жидкости в неподвижном цилиндрическом сосуде.

2 Взаимодействие между собой вихрей, возникающих на поверхности жидкости в процессе развития турбулентной конвекции РБК, т.е. в присутствии накачки энергии, приводит к формированию на поверхности двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя). Максимум в распределении энергии волновой системы по волновым векторам  $E(k)$  смещается со временем в сторону меньших значений  $k$ . Размеры крупномасштабных вихрей заметно превосходят глубину слоя жидкости и ограничиваются диаметром экспериментальной ячейки (в вихревой системе возникает квазидвумерная ситуация).

3. При дальнейшем повышении температуры подогреваемого сверху слоя выше  $T_m$  конвективное движение в объеме быстро затухает, хотя крупномасштабные вихри продолжают существовать. Через  $\sim 10^3$  с после перехода через  $T_m$  начинается распад вихревого диполя. Взаимодействие крупномасштабных вихрей между собой и стенками сосуда приводит к появлению на поверхности мелкомасштабных вихрей (это соответствует переходу от двумерной к трехмерной ситуации в вихревой системе на поверхности). Максимум энергии в спектре  $E(k)$  смещается в сторону больших значений  $k$ .

Работа выполнена в рамках Гос. задания ИФТТ РАН. Авторы благодарны А.В. Лохову за техническую помощь и участникам объединенного семинара ИФТТ-ИТФ РАН «Нелинейные динамические системы» за интерес и активное обсуждение результатов исследований.

1. J.J. Niemela and K.R. Sreenivasan, *J. Low Temp. Phys.* **143**, 163 (2006).
2. R.W. Wfalden and G. Ahlers, *J. Fluid Mech.* **109**, 89 (1981).
3. R.P. Behringer, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 657 (1985).
4. Stephan Weiss, Xiaozhou He, Guenter Ahlers, Eberhard Bodenschatz, and Olga Shishkina, *J. Fluid Mech.* **851**, 374 (2018).
5. В.П. Пешков, А.П. Боровиков, *ЖЭТФ* **50**, 844 (1966) [*Sov. Phys. JETP* **23**, 559 (1966)].
6. А.А. Пельменев, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 45 (2019).
7. R.J. Donnelly and C.F. Varenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 1217 (1998).
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
9. А.В. Гетлинг, *Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика*, Элиториал УРСС, Москва (1999). ISBN 5-8360-0011-5; A.V. Getling, *Rayleigh–Bénard Convection. Structures and Dynamics, Advanced Series in Nonlinear Dynamics*, World Scientific (1998), Vol. 11.
10. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, А.А. Пельменев, *Письма ЖЭТФ* **106**, 233 (2017).
11. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, А.А. Пельменёв, *ФНТ* **44**, 1284 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 1005 (2018)].
12. А.А. Левченко, Е.В. Лебедева, Л.П. Межов-Деглин, А.А. Пельменёв, *ФНТ* **45**, 547 (2019) [*Low Temp. Phys.* **45**, 469 (2019)].
13. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, А.А. Пельменёв, *Приборы и техника эксперимента* **6**, 33 (2016).
14. С.В. Филатов, А.А. Левченко, М.Ю. Бражников, Л.П. Межов-Деглин, *Приборы и техника эксперимента* **61**, №5, 135 (2018).
15. W. Thielicke and E.J. Stamhuis, *J. Open Res. Software* **2**, 30 (2014).
16. N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, and M. Shats, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 194501 (2013).
17. G. Falkovich, G. Boffetta, M. Shats, and A.S. Lanotte, *Phys. Fluids* **29**, 110901 (2017).
18. V.M. Parfenyev, S.V. Filatov, M.Yu. Brazhnikov, S.S. Vergeles, and A.A. Levchenko, *Phys. Rev. Fluids* **4**, 114701 (2019).
19. S. Filatov, A. Levchenko, A. Likhter, and L. Mezhov-Deglin, *Mater. Lett.* **254**, 444 (2019).
20. E. Large and C.D. Andereck, *Phys. Fluids* **26**, 094101 (2014).
21. А.Н. Ермоленко, *ПМТФ* **48(2)**, 27 (2007).

Еволюція вихорів на поверхні нормального He I

О.А. Пельменёв, О.О. Левченко,  
Л.П. Межов-Деглін

При температурах нижче точки максимуму густини рідкого  ${}^4\text{He}$   $T \leq T_m = 2,178$  К у шарі нормального гелію He I, який підігрівають зверху, розвивається термогравітаційна конвекція (конвекція Релея–Бенара, РБК). Експериментально встановлено, що виникнення РБК в об'ємі шару супроводжується збудженням вихрової течії на вільній поверхні He I. При цьому в циліндричній посудині вихори малих розмірів протягом часу утворюють два крупномасштабних вихора (вихровий диполь), розміри яких обмежуються діаметром циліндричної посудини. Зі зростанням температури рідини вище  $T_m$  конвективний рух в об'ємі неоднорідно нагрітого шару швидко згасає, та водночас вихрова течія на поверхні He I зберігається. Результати вивчення еволюції вихрової системи у разі відсутності РБК (без накачки енергії) показали, що при тривалих спостереженнях (більше 1300 с) нелінійна взаємодія між крупномасштабними вихорами, які слабо згасають, приводить до появи на поверхні He I вихорів малих розмірів.

Ключові слова: поверхня рідкого гелію, термогравітаційна конвекція, вихрова течія, нелінійна взаємодія вихорів.

Evolution of vortices on the normal He I surface

A.A. Pelmenev, A.A. Levchenko,  
and L.P. Mezhev-Deglin

Thermogravitational convection (Rayleigh–Bénard convection, RBC) is developed in a layer of normal He I heated on the top at temperatures below the maximum point of liquid  ${}^4\text{He}$  density  $T \leq T_m = 2.178$  K. It is determined experimentally that the emergence of RBC in the layer bulk is accompanied by the excitation of a vortex flow on the free He I surface. At the same time, in a cylindrical vessel small vortices form two large-scale vortices (vortex dipole) with time with the sizes limited by the cylindrical vessel diameter. As the liquid temperature increases above  $T_m$ , the convective motion in the bulk of a non-uniformly heated layer decays rapidly, and vortex motion on the He I surface also persists. The results of the study of vortex system evolution with time in the absence of RBC (in the absence of energy pumping) have shown that during long-term observation (more than 1300 s) the non-linear interaction between weakly decaying large-scale vortices leads to small vortices emerging on the He I surface.

Keywords: normal He I surface, Rayleigh–Bénard convection, large-scale vortices.