

ВИХРИ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ НОРМАЛЬНОГО ГЕЛИЯ He-I В ШИРОКОЙ ЯЧЕЙКЕ

А. А. Левченко ^{a,b}, Л. П. Межов-Деглин ^{a,b}, А. А. Пельменёв ^{a,b,c*}

^a Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук
142432, Москва, Россия

^c Филиал Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семенова
Российской академии наук в г. Черноголовке
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 октября 2022 г.,
после переработки 21 ноября 2022 г.

Принята к публикации 21 ноября 2022 г.

Возникновение термогравитационного конвективного течения в объеме слоя нормального жидкого гелия He-I глубиной $h \approx (1-3)$ см в широкой цилиндрической ячейке, который подогревают сверху в поле силы тяжести в интервале температур $T_\lambda \leq T \leq T_m$, сопровождается возбуждением вихревого течения на свободной поверхности жидкости. Здесь $T_\lambda = 2.1768$ К — температура перехода жидкого ^4He из сверхтекучего He-II в нормальное He-I состояние при давлении насыщенных паров, $T_m \approx 2.183$ К — температура, при которой плотность He-I проходит через максимум. Конвекция в объеме служит источником энергии, накачиваемой в вихревую систему на поверхности He-I. Нелинейное взаимодействие вихрей на поверхности между собой и с конвективными вихревыми течениями в объеме слоя приводит к формированию на поверхности He-I двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя), размеры которых ограничиваются диаметром рабочей ячейки и в несколько раз превосходят глубину слоя. Это соответствует переходу со временем от режима вихревого течения на «глубокой воде» (вихри на поверхности трехмерного слоя жидкости) к вихрям на поверхности «мелкой воды» (вихри на поверхности двумерного слоя). При дальнейшем подогреве слоя выше T_m конвективные потоки в объеме быстро затухают, однако вихревое движение на поверхности двумерного слоя He-I сохраняется. В отсутствие накачки энергии из объема полная энергия вихревой системы на поверхности слоя «мелкой воды» со временем затухает по закону, близкому к степенному, вследствие нелинейного взаимодействия крупномасштабных вихрей между собой и трения о стенки ячейки. В результате, при длительных наблюдениях, на поверхности He-I вновь начинают преобладать мелкомасштабные вихри, размеры которых сравнимы или меньше глубины слоя, что соответствует переходу от двумерного к трехмерному слою жидкости. Энергия вихревого течения на поверхности слоя «глубокой воды» затухает по закону, близкому к экспоненциальному. Таким образом, длительные наблюдения за динамическими явлениями на свободной поверхности слоя He-I глубиной порядка нескольких сантиметров в широком интервале температур выше T_λ позволили впервые в одном эксперименте изучать возбуждение, эволюцию и затухание вихревых течений на поверхности слоя «глубокой» и «мелкой воды».

DOI: 10.31857/S0044451023040120

1. ВВЕДЕНИЕ

EDN: MCGOFI

В экспериментах [1–4] было обнаружено, что возникновение термогравитационного конвективного течения Рэлея–Бенара (RBC) в объеме подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I глубиной $h = (3.4-1.2)$ см в широкой цилиндрической ячейке диаметром $D = 12.4$ см (аспектное отно-

* E-mail: pelmenevaa@gmail.com

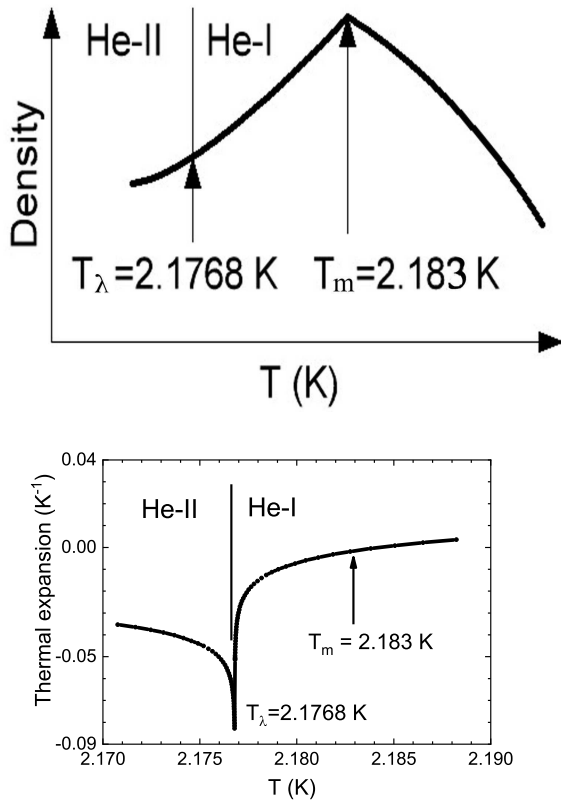


Рис. 1. Зависимости плотности ρ и температурного коэффициента расширения β жидкого ^4He при давлении насыщенных паров от температуры вблизи λ -точки. Графики построены по данным работы [5]

шение $D/h \approx 4-10$) в узком интервале температур $T_\lambda \leq T \leq T_m$ вблизи точки фазового перехода из сверхтекучего He-II в нормальное состояние He-I сопровождается возбуждением вихревого течения на свободной поверхности жидкости. Здесь $T_\lambda = 2.1768 \text{ K}$ — температура перехода жидкого ^4He из сверхтекучего в нормальное состояние, $T_m = T_\lambda + 6 \text{ mK} \approx 2.183 \text{ K}$ [5] — температура, при которой плотность ρ жидкого ^4He при давлении насыщенных паров проходит через максимум (рис. 1). Соответственно, температурный коэффициент расширения жидкости

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta \rho}{\delta T}$$

меняет знак вблизи T_m : $\beta < 0$ при $T < T_m$, $\beta > 0$ при $T > T_m$.

Графики на рис. 1 построены по данным, приведенным в обзоре [5]. Очевидно, что при плавном повышении температуры подогреваемого сверху слоя жидкого гелия глубиной h порядка нескольких см в широком цилиндрическом сосуде диамет-

ром $D \gg h$ в поле силы тяжести в интервале температур $T_\lambda \leq T \leq T_m$ в объеме неоднородно нагретого слоя He-I должны возникать конвективные термогравитационные течения Рэлея–Бенара (RBC) [6, 7].

Систематическому описанию динамики течений и структур, возникающих в объеме при термогравитационной конвекции в плоском слое жидкости в поле силы тяжести, посвящена, например, монография [7]. Монография снабжена достаточно полным обзором литературы, опубликованной вплоть до 1998 г. Результатам современных теоретических и экспериментальных исследований конвективных течений в жидкостях и газах посвящены обзоры [8–12]. В обзоре [12], например, можно найти введение в современное состояние теории RBC и список публикаций разных авторов, посвященных изучению турбулентной RBC в жидкостях и газах вплоть до 2020 г.

Для дальнейшего важно заметить, что в большинстве исследований RBC авторы полагают, что неоднородно нагретый слой жидкости или плотного газа располагается между двумя твердыми пластинами, изготовленными из материала с высокой теплопроводностью, и в расчетах используют приближение Обербека–Буссинеска (ОВ). В рамках этого приближения считается, что тепловое расширение жидкости или плотного газа мало, а физические характеристики среды (теплопроводность, кинематическая вязкость, поверхностное натяжение) постоянны. При этом зависимостью плотности от температуры (она считается линейной) пренебрегают всюду, кроме слагаемого с силой плавучести в уравнениях движения. Во многих случаях использование ОВ-приближения оправдано в силу малости параметра температурной неоднородности плотности и большой величины силы тяжести. В нашем случае (рис. 1), в интервале температур $T_\lambda \leq T \leq T_m$ температурный коэффициент расширения He-I отрицателен, $|\beta| = 0.02 \text{ K}$, и нелинейно зависит от температуры, теплопроводность и вязкость жидкости также сильно зависят от температуры [5, 13]. Поэтому точнее говорить, что рис. 1 иллюстрирует процесс установления термогравитационной конвекции Рэлея–Бенара в объеме неоднородно нагретого слоя He-I со свободной поверхностью в условиях невыполнения приближения Обербека–Буссинеска (RBC NOV). Небуссинесковская модель описания конвекции в слое со свободной границей раздела сред подробно обсуждается, например, в монографии [14]. Особенности конвективных течений в условиях RBC NOV обсуждаются в серии современных публикаций различных авторов [15–18].

Воспользовавшись данными, приводимыми в обзоре [5], можно оценить значения безразмерных параметров — числа Рэлея $Ra = g\Delta T h^3 \beta / (\nu \chi)$ и числа Прандтля $P = \nu / \chi$, которые определяют характер конвективных течений в объеме слоя He-I на рис. 1. При температуре жидкости в середине слоя $T \approx 2.179$ К плотность жидкого гелия $\rho = 0.14$ г/см³, кинематическая вязкость He-I $\nu \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ см²/с, температуропроводность $\chi = \kappa / \rho C_p \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$ см²/с (здесь κ — коэффициент теплопроводности, C_p — теплоемкость), температурный коэффициент расширения $\beta \approx 0.02$ К⁻¹. Полагая, что глубина слоя $h = 2.5$ см, а разность температур на поверхности слоя жидкости, T_s , и вблизи дна ячейки, T_b , $\Delta T = T_s - T_b \approx 5$ мК, получим $P \approx 0.56$, $Ra \geq 10^7$.

По оценкам, приводимым, например, в монографиях [6, 7] критическое значение числа Рэлея Ra_c , выше которого в объеме неоднородно нагретого слоя жидкости со свободной поверхностью со временем должна установиться турбулентная конвекция, составляет $Ra_c \approx 1.1 \cdot 10^3$. В наших экспериментах глубину слоя жидкости h мы варьировали в диапазоне $h = (1.2 - 3.4)$ см, т. е. во всех измерениях значения $Ra \geq 10^7 \gg Ra_c$, и со временем в объеме слоя He-I при $T_s \leq T_m$ должна установиться турбулентная конвекция. В соответствии с [6, 7] число Рэлея можно записать следующим образом:

$$Ra = (\tau_\nu \tau_\chi) / (\tau_B)^2, \quad (1)$$

где

$$\tau_B = (h / g \beta \Delta T)^{-1/2}$$

— характерное время всплывания (buoyancy) более легкого участка слоя жидкости со дна контейнера за счет сил Архимеда, $\tau_\chi = h^2 / \chi$ — характерное время диффузионного переноса потока тепла (diffusion) через слой, а $\tau_\nu = h^2 / \nu$ — характерное время вязких потерь (dissipation) в объеме. Воспользовавшись данными, приводимыми в обзоре [5], можно оценить, что при $T_s \leq T_m$ и $h \approx 2.5$ см время всплывания более легкого участка слоя жидкости со дна ячейки $\tau_B \approx 5$ с много меньше времени диффузионного переноса потока тепла через слой $\tau_\chi \approx 3.5 \cdot 10^4$ с и времени вязких потерь в объеме $\tau_\nu \approx 6.3 \cdot 10^4$ с, так что за времена порядка $(2 - 3)\tau_B$ (т. е. $(10 - 15)$ с) после перехода температуры нагреваемого сверху слоя жидкого гелия через λ -точку в объеме слоя начинают формироваться вертикальные вихревые структуры. Как указано в [7], при наличии асимметричных граничных условий (нижняя граница твердая, а верхняя свободная) в объеме слоя преимущественно

возникают валиковые структуры. Наблюдать установление валиковых структур в объеме слоя жидкого прозрачного гелия в металлической ячейке нам не удалось, однако во всех экспериментах мы наблюдали, что через $(10 - 15)$ с после перехода через T_λ на поверхности слоя He-I глубиной $h = (1 - 3)$ см возникают вихревые течения. Известно [6, 19, 20], что возбуждаемые на свободной поверхности жидкости вихри проникают в объем слоя. В стационарном состоянии завихренность Ω уменьшается с ростом глубины z по экспоненциальному закону:

$$\Omega \sim \exp(-2z/z_0) + \exp(-\sqrt{2}z/z_0), \quad (2)$$

где $z_0/2$ — характерная глубина проникновения. Первый член обусловлен стоковым увлечением, а второй — эйлеровым течением жидкости [6, 19–22]. Естественно полагать, что наблюдаемые на поверхности He-I вихри проникают в объем слоя и взаимодействуют с вихрями, порождаемыми конвективными течениями в объеме, т. е. RBC NOB конвекция в объеме подогреваемого сверху слоя He-I служит источником накачки энергии в вихревую систему на поверхности жидкости. И, как показали наши наблюдения, в этих условиях нелинейное взаимодействие вихрей на поверхности между собой приводит в свою очередь к формированию на поверхности He-I двух крупномасштабных вихрей — вихревого диполя, размеры которого ограничиваются диаметром рабочей ячейки и многократно превосходят глубину слоя жидкости.

При обсуждении динамики волн и вихрей на поверхности слоя жидкости обычно рассматривают по отдельности вихревые течения на поверхности трехмерного слоя жидкости (вихри на глубокой воде), и вихревые течения на поверхности двумерного слоя (крупномасштабные вихри на поверхности мелкой воды). Поэтому в нашем случае есть все основания говорить, что формирование на поверхности вихревого диполя, характерные размеры которого много больше глубины слоя, соответствует переходу от вихревого течения на поверхности глубокой воды к вихревому течению на поверхности двумерного слоя. Нелинейное взаимодействие между порождаемыми конвекцией вихрями на поверхности в присутствии накачки энергии из объема приводит к формированию обратного энергетического каскада на поверхности двумерного слоя.

Теоретически особенности нелинейного взаимодействия вихрей на свободной поверхности жидкости между собой и с вихрями, порождаемыми встречным движением холодных и теплых струй в

объеме слоя при больших числах Рэлея, ранее не изучались. Этот вопрос заслуживает отдельного обсуждения, которое не входит в задачи данной работы.

При последующем возрастании температуры слоя He-I в целом выше T_m , где коэффициент β меняет знак, см. рис. 1, возникшие ранее вертикальные струи в объеме подогреваемого сверху неподвижного слоя вязкой жидкости должны быстро затухнуть. Очевидно, что в отсутствие накачки энергии из объема полная энергия вихревой системы на поверхности слоя со временем будет также уменьшаться, и при достаточно длительных наблюдениях вихревые течения на поверхности слоя He-I в неподвижном сосуде должны затухнуть. Поэтому при обсуждении дальнейшей эволюции и затухания вихревого течения на поверхности подогреваемого сверху слоя He-I при температурах $T_s > T_b > T_m$ можно выделить два этапа. На первом этапе на поверхности He-I преобладают крупномасштабные вихри, взаимодействие которых между собой и со стенками и дном сосуда, приводит к затуханию и распаду крупномасштабных вихрей. По аналогии с результатами измерений затухания вихрей на поверхности двумерного слоя обычной воды в адиабатических условиях [19–22] следовало бы ожидать, что закон затухания полной энергии системы крупномасштабных вихрей на поверхности должен быть близок к степенному $E(t) \propto (1/t)^n$. При достаточно длительных наблюдениях, когда на поверхности слоя He-I вновь начинают преобладать вихри малых размеров (второй этап), закон затухания энергии вихревого течения на поверхности трехмерного слоя He-I, как и на поверхности обычной вязкой жидкости, должен измениться — от степенного к экспоненциальному, характерному для вязкого затухания вихрей в объеме слоя.

Выше мы отмечали, что обычно исследования процессов затухания вихрей на свободной поверхности вязкой жидкости, например, воды, проводят в двух различных экспериментах: отдельно изучают затухание вихрей на «мелкой воде», где глубина слоя жидкости h много меньше характерных размеров вихрей $h \ll 2\pi/\kappa$ (здесь κ — характерный волновой вектор вихря), и отдельно — на «глубокой», где $h \gg 2\pi/\kappa$ — глубина трехмерного слоя вязкой жидкости много больше характерных размеров вихрей.

Как показали результаты измерений [17–22], в случае «мелкой воды» полная энергия системы крупномасштабных вихрей на поверхности затухает по закону, близкому к степенному. Крупномасштабные вихри взаимодействуют не только между собой,

но и со стенками и дном сосуда, что увеличивает отток энергии из вихревой системы на поверхности квазидвумерного слоя жидкости.

На «глубокой воде» основной канал диссипации энергии вихревой системы — вязкие потери в объеме, а также трение мелкомасштабных вихрей о стенки ванны. В этом случае полная энергия вихревой системы на поверхности затухает со временем по закону близкому к экспоненциальному. Используемая нами методика — генерация вихрей на свободной поверхности He-I в условиях накачки энергии из объема, которая в отсутствие накачки сменяется затуханием вихревых течений на поверхности, позволяет в одном и том же эксперименте, при неизменной глубине слоя жидкости, наблюдать как появление и эволюцию вихрей на поверхности слоя «глубокой воды», так и затухание вихрей на поверхности слоя «мелкой воды». Поэтому представлялось интересным изучить затухания вихревого течения на поверхности нормального гелия He-I [1] для последующего сравнения результатов, полученных на обычной вязкой жидкости (вода выше 10°C), коэффициенты кинематической вязкости которых различаются почти на два порядка.

Статья построена следующим образом. Во втором разделе приведена конструкция вставки в криостат, которая предназначена для изучения явлений на поверхности жидкого гелия. Там же кратко описана методика проведения измерений и обработки экспериментальных данных и приведены некоторые из результатов наблюдений за динамикой развития конвективного теплообмена в слое нормального гелия He-I вблизи T_λ в различных экспериментальных ячейках. В третьем разделе приведены и обсуждаются результаты длительных (до 2500 с) наблюдений за эволюцией и затуханием вихрей на поверхности He-I в дюралевой ячейке при температурах $T \gg T_m$. Итоги наших исследований подведены в Заключение.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ, МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ, КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ОБЪЕМЕ ПОДОГРЕВАЕМОГО СВЕРХУ СЛОЯ НОРМАЛЬНОГО ГЕЛИЯ

2.1. Схема установки

Конструкция вставки в широкогорлый металлический криостат, которая была предназначена для изучения явлений на поверхности жидкого гелия, подробно описана в работе [23]. Схема вставки, кото-

рую использовали в данных экспериментах, приведена на рис. 2. Герметичная металлическая рабочая ячейка 1 подвешена на верхней крышке криостата на трех длинных стержнях из нержавеющей стали (на рисунке не показаны) внутри гелиевой полости криостата и охлаждается снизу жидким гелием в дополнительной ванне 5. Для герметичного уплотнения прижимного соединения прозрачного верхнего фланца из листового плексигласа толщиной 8 мм с ячейкой 1 используют индиевое колечко. Охлаждаемый парами жидкого гелия плексигласовый фланец практически полностью поглощает радиационный поток тепла в инфракрасном диапазоне, который излучается в объеме криостата окнами и капкой криостата, которые находятся при комнатной температуре. В некоторых экспериментах при подборе оптимальных условий для наблюдения за эволюцией вихрей на поверхности жидкого гелия в ячейке на внешней поверхности плексигласового фланца мы устанавливали кольцевой резистивный нагреватель, как показано на рис. 2. Металлический капилляр 4 служит для соединения рабочей ячейки с наружной системой заполнения чистым газообразным ^4He . Датчик давления М используется для измерения давления насыщенных паров над слоем жидкого гелия в ячейке Pcell при перекрытом вентиле в системе набора газа. Температуру жидкого гелия вблизи дна рабочей ячейки и в дополнительной ванне 5 измеряют резистивными термометрами 2 и 3. Внутренний диаметр различных экспериментальных ячеек составлял $D \approx (10-12)$ см, высота ≈ 5 см, глубина слоя жидкого гелия в разных экспериментах составляла $h \approx (1.2-3.4)$ см.

Для удобства регистрации динамических явлений на поверхности слоя прозрачной жидкости на дно рабочей ячейки заранее насыпали порошок из легких полых стеклянных микросфер характерным диаметром около 50 мкм. При наборе жидкого гелия в ячейку 1 стеклянные микросферы всплывали и локализовались в тонком слое под поверхностью жидкого ^4He . Стеклянные частицы на поверхности подсвечивались светодиодами, расположенными над плексигласовым фланцем (на рис. 2 не показаны). В объеме жидкого гелия стеклянные микросферы объединялись в агрегаты (трассеры) характерными диаметрами порядка $(0.1-0.3)$ мм [24]. Плотность микросфер близка к плотности жидкого гелия, поэтому трассеры полностью увлекались как капиллярными волнами, так и вихревыми потоками, возбуждаемыми в вязком подслое вблизи поверхности жидкого гелия [24, 25]. Для регистрации движения трассеров на поверхности жидкости

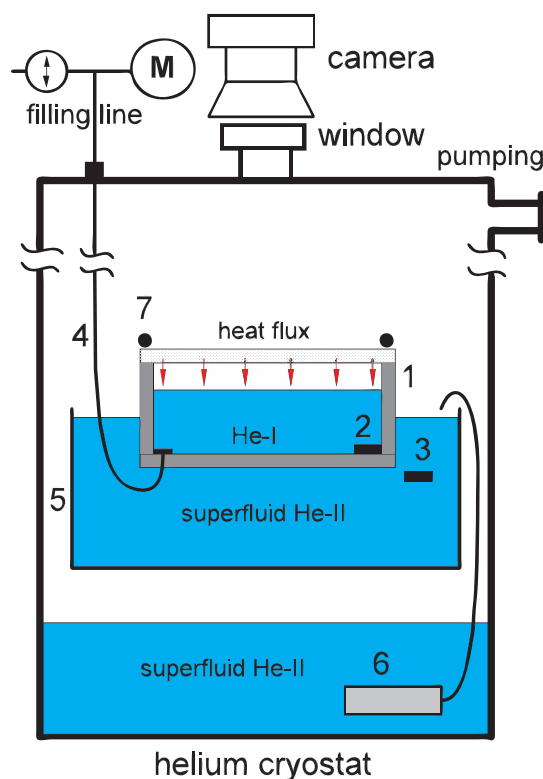


Рис. 2. Схема конструкции вставки в металлический гелиевый криостат. 1 — герметичная цилиндрическая рабочая ячейка с кольцевым резистивным нагревателем на верхнем прозрачном фланце из плексигласа; 2, 3 — резистивные термометры на дне рабочей ячейки и в дополнительной ванне 5; 4 — капилляр системы заполнения ячейки 1 газообразным ^4He ; М — датчик давления газа на линии заполнения; 6 — термомеханический насос для подлива сверхтекучего He-II в дополнительную ванну 5 из гелиевой полости криостата; 7 — кольцевой резистивный нагреватель

в рабочей ячейке использовали видеокамеру Canon EOS 6D с телескопическим объективом Sigma APO (50–500) мм F4.5–6.3. Частота кадров при видеосъемке составляла 24 кадра/с, разрешение матрицы 1920×1080 , что обеспечивало геометрическое разрешение около 0.072 мм/пиксель. Камера соединена с наружной компьютеризированной системой записи и обработки экспериментальных данных. Для выявления треков движения трассеров на поверхности жидкости отдельные кадры съемки затем суммировались [26]. К методике обработки результатов измерений вихревого течения на поверхности мы вернемся ниже.

2.2. Методика эксперимента. Конвекция в объеме неоднородно нагретого слоя He-I вблизи T_λ

Перед началом измерений газообразный ^4He из наружной системы заполнения конденсировали в рабочую ячейку, которая охлаждалась до 4.2 К жидким гелием в объеме гелиевой полости криостата. После набора необходимого количества жидкости в ячейку температуру жидкости в объеме гелиевой полости криостата плавно понижали до (1.6–1.8) К откачкой паров жидкого ^4He . В процессе откачки паров уровень He-II в гелиевой полости опускался ниже дна рабочей ячейки 1 на рис. 2, так что для дальнейшего охлаждения рабочей ячейки мы использовали дополнительную ванну 5. По достижении теплового равновесия в объеме криостата откачку паров гелия прекращали, и температура сверхтекучего He-II начинала плавно повышаться. Температура сверхтекучего гелия в экспериментальной ячейке 1 выше температуры жидкости в дополнительной ванне. Перегрев He-II в ячейке относительно жидкости во вспомогательной ванне 5 связан с тем, что значительная часть потока тепла Q_{rad} , который излучает капка криостата, находящаяся при комнатной температуре,

$$Q_{rad} \approx \sigma T^4 \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2,$$

практически полностью (более 95%) поглощается толстой плексигласовой крышкой ячейки, охлаждаемой снаружи гелиевыми парами. Тем не менее, температура плексигласовой крышки выше температуры слоя жидкого гелия в ячейке, и внутри ячейки даже в стационарных условиях возникает поток тепла, который направлен сверху вниз, от плексигласовой крышки по гелиевому пару и стенкам ячейки к поверхности слоя жидкого гелия. Далее через дно и стенки ячейки тепло передается He-II во вспомогательной ванне.

Условия переноса потока тепла через стенки рабочей ячейки в окружающую среду существенно влияют на результаты измерений конвективных явлений в жидкостях и газах [27–29], поэтому при выборе оптимальной конструкции рабочей ячейки мы испытали несколько металлических ячеек близких размеров, которые были изготовлены из меди, нержавеющей стали и из дюралюминия. Внутренний диаметр показанной на рис. 2 медной ячейки составлял 11.5 см, высота равнялась 5.4 см. Изготовленная из прозрачного листового плексигласа толщиной 0.8 см прижимная верхняя крышка герметично крепилась на верхнем фланце ячейки. На

крышке медной ячейки был установлен круговой резистивный нагреватель. Это позволяло проследить за особенностями процесса установления конвективного теплообмена в слое He-I при изменении теплоподвода к крышке ячейки. Экспериментальным исследованиям особенностей переноса тепла в подогреваемом сверху слое жидкого ^4He вблизи T_λ была посвящена работа [30]. О возникновении RBC NOB конвекции в объеме слоя нормального гелия при переходе через T_λ авторы судили по результатам измерений давления насыщенных паров $P(t)$ и распределения температуры $T(t)$ вблизи свободной поверхности и в объеме вертикального столба жидкости в стеклянном сосуде Дюара внутренним диаметром 2 см и глубиной $h = 15$ см. Теплопроводность He-II на порядки выше теплопроводности нормального He-I, поэтому при плавном повышении температуры He-II при переходе через λ -точку на кривых $P(t)$ и $T(t)$ наблюдался излом. Возникновение конвективного теплообмена в слое нагреваемого сверху He-I приводило к появлению плато на кривых $T(t)$ в интервале температур $T_\lambda \leq T \leq T_m$, которое сменялось затем быстрым возрастанием температуры и давления паров над поверхностью с дальнейшим повышением температуры жидкости выше T_m . Во избежание недоразумений следует отметить, что численные значения T_λ и T_m в работе [30] и в обзоре [5] различаются на ~ 5 мК, так как при определении температуры жидкого гелия по давлению насыщенных паров в работе [30] использовали шкалу МПТШ-58, а в обзоре [5] используют общепринятую ныне шкалу МПТШ-68.

В отличие от экспериментов авторов работы [30], в наших исследованиях мы наблюдали за возникновением конвекции в подогреваемом сверху слое гелия глубиной $h \approx (1-3)$ см в широких металлических ячейках. Паразитный радиационный поток тепла от капки криостата, который поглощался плексигласовой крышкой ячейки, приводил к тому, что даже при выключенном нагревателе на крышке ячейки температура T_b сверхтекучего He-II вблизи дна рабочей ячейки была на ~ 0.015 К выше температуры T_{add} He-II в дополнительной ванне. Чтобы оценить, как влияет подвод тепла к крышке на динамику роста температуры в жидкости и давление паров внутри герметичной ячейки 1 и в гелиевой полости криостата, на плексигласовой крышке медной ячейки был установлен резистивный нагреватель (см. рис. 2).

На рис. 3а для глубины слоя гелия $h = 2.5$ см показано, как изменялось со временем давление паров над жидким гелием в объеме медной ячейки

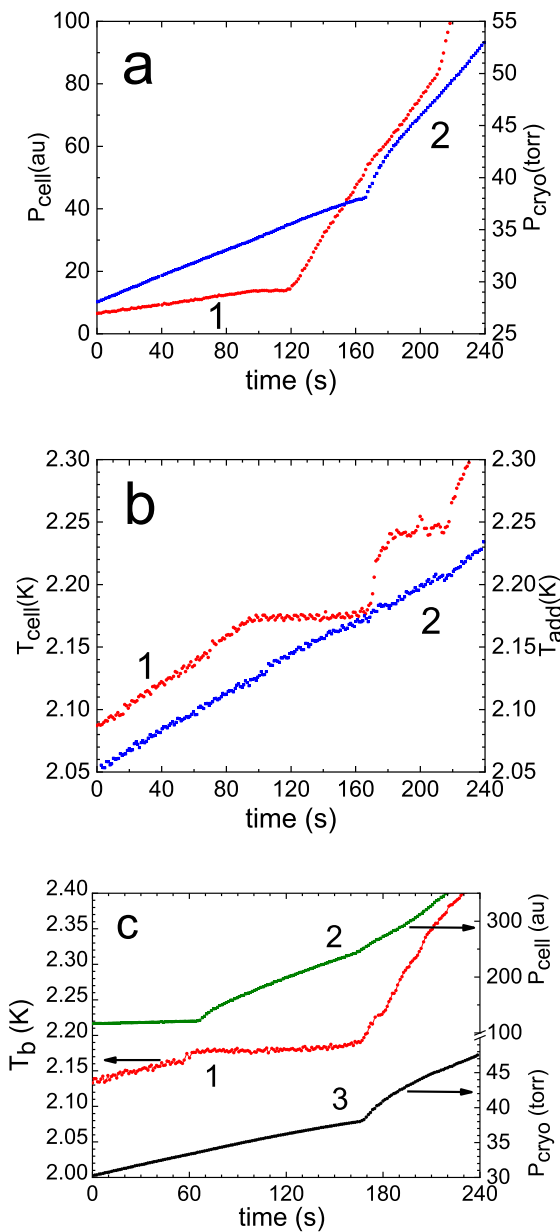


Рис. 3. *a* — Изменение давления насыщенных паров над жидким гелием в медной ячейке P_{cell} (красная кривая 1, в условных единицах) и в объеме криостата $P_{cryo} = P_{add}$ (синяя кривая 2, в Торрах), глубина слоя $h = 2.5$ см, мощность, рассеиваемая нагревателем, $W = 2$ Вт. *b* — Изменение температуры жидкого гелия на дне ячейки T_b (красная кривая 1) и в дополнительной ванне T_{add} (синяя кривая 2). *c* — Изменение температуры жидкости вблизи дна ячейки T_b (красная кривая 1), давления паров жидкого гелия в ячейке P_{cell} (зеленая кривая 2, в условных единицах) и давления паров в объеме криостата $P_{cryo} = P_{add}$ (черная кривая 3, в Торрах), глубина слоя $h = 3.4$ см

P_{cell} (красная кривая 1, шкала в условных единицах) и в объеме криостата P_{cryo} (синяя кривая 2, шкала в Торрах) при включении нагревателя в момент $t = 0$ (очевидно, что $P_{cryo} = P_{add}$). Откачка паров гелия из объема криостата заранее была отключена. Мощность, выделяемая на резистивном нагревателе, $W = 2$ Вт, сравнима с мощностью радиационного потока тепла от верхней части криостата. На рис. 3*b* показано, как изменялась со временем температура жидкого гелия вблизи дна медной ячейки T_b (красная кривая 1) и в дополнительной ванне T_{add} (синяя кривая 2). На рис. 3*c* для глубины слоя гелия $h = 3.4$ см показано, как изменялись температура жидкости вблизи дна ячейки T_b (красная кривая 1), давление паров над жидким гелием в ячейке P_{cell} (зеленая кривая 2, шкала в условных единицах) и давление паров в объеме криостата $P_{cryo} = P_{add}$ (черная кривая 3, шкала в Торрах).

Точно оценить плотность потока тепла, попадающего на поверхность слоя жидкости в ячейки довольно трудно, так как значительная часть излучаемого нагревателем потока тепла расходуется на подогрев холодного гелиевого пара, окружающего рабочую ячейку. Вид кривых $P_{cell}(t)$ и $T_b(t)$ указывает на то, что в объеме медной ячейки жидкий гелий переходил из сверхтекучего состояния в нормальное приблизительно на 100-й секунде после включения нагревателя. При этом температура He-II в дополнительной ванне T_{add} была близка к 2.13 К. Судя по положению перегибов на кривой $P_{cell}(t)$ (кривая 1), во всем объеме слоя жидкости в ячейке конвективное течение существует только в течение примерно первых 20 с (плато на кривой 1 между 100-й и 120-й секундами). Далее, положение излома на кривой $P_{cell}(t)$ и последующее быстрое повышение давления насыщенных паров в ячейке указывают на то, что температура на поверхности слоя жидкости в ячейке T_s превосходит T_m , так что положение максимума плотности жидкости (и соответственно температура T_m) смещается к середине слоя. Плотность неоднородно нагретого слоя He-I вблизи поверхности ниже, чем в середине. Это указывает на переход в режим проникающей конвекции в объеме слоя жидкости в ячейке [15]. Таким образом, в интервале $t = (120 - 170)$ с следует говорить о режиме проникающей конвекции: $T_s > T_m > T_b \geq T_\lambda$ (см. рис. 3*b*). Наконец при $t > 180$ с температура слоя в целом превосходит T_m ($T_s > T_b > T_m$), давление паров в рабочей ячейке начинает быстро возрастать, коэффициент теплового расширения жидкости $\beta > 0$, поэтому вертикальные струи в объеме подогреваемого сверху слоя He-I должны быстро затухнуть.

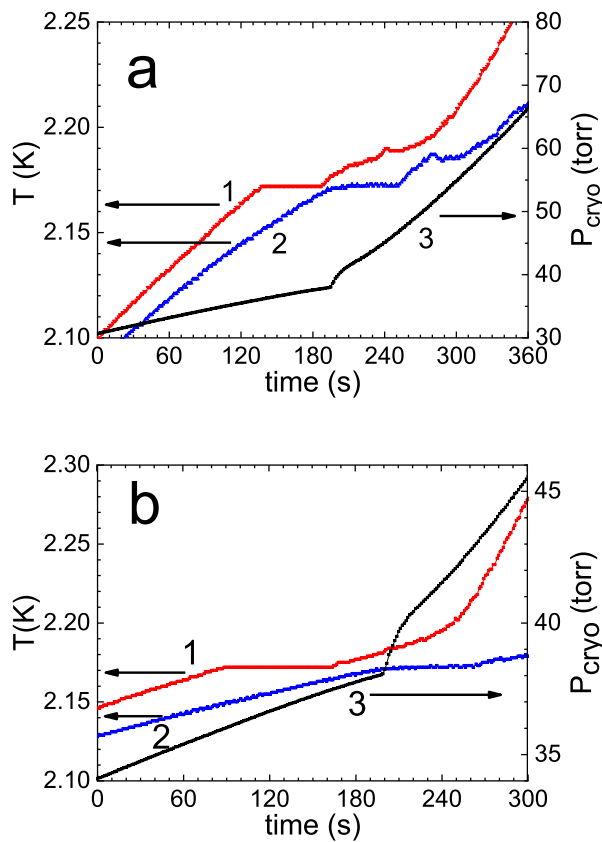


Рис. 4. Изменение температуры и давления паров жидкого гелия в дюралевой ячейке и в гелиевой ванне криостата после выключения откачки паров гелия из криостата: а — $h=2.5$ см, 1 — красная кривая, температура жидкости на дне сосуда T_b ; 2 — синяя кривая, температура жидкости в дополнительной ванне T_{add} ; 3 — давление паров гелия в объеме криостата $P_{cryo} = P_{add}$ (Торр). б — $h = 1.2$ см; 1 — красная кривая, температура слоя T_b ; 2 — синяя кривая, температура гелия в дополнительной ванне T_{add} ; 3 — черная кривая, давление паров в криостате $P_{cryo} = P_{add}$ (Торр)

Аналогичные зависимости от времени температуры и давления паров жидкого гелия в медной ячейке мы наблюдали при изменении выделяемой на резистивном нагревателе мощности в интервале $W \approx 0.5 - 2$ Вт.

В режиме проникающей конвекции нам удалось наблюдать возбуждение вихрей не только на поверхности, но и в объеме слоя гелия. Зависимости от времени температуры и давления паров жидкого гелия в медной ячейке в этом эксперименте приведены на рис. 3с. На 180 с слой в целом прогрелся выше T_m , конвективные вихри в объеме быстро затухли, в то время как вихревой диполь на поверхности продол-

жал существовать.

К сожалению, нам не удалось провести долговременные наблюдения за эволюцией вихревого диполя и затуханием вихревого течения на поверхности He-I, так как при установке медной ячейки в объем криостата скорость испарения жидкости из гелиевой ванны криостата заметно возрастала, в результате температура жидкости в объеме рабочей ячейки слишком быстро возрастала выше точки испарения жидкого ^4He при атмосферном давлении, что сильно затрудняло цифровую обработку видеозаписей. Поэтому в экспериментах, результаты которых приведены ниже, мы использовали рабочую ячейку, изготовленную из дюралялюминия. Внутренний диаметр ячейки $D = 12.4$ см, высота 4 см, толщина стенок $\delta = 0.02$ см. Графики, описывающие изменение со временем температуры и давления паров жидкого гелия в объеме дюралевой рабочей ячейки и в гелиевой ванне криостата при глубине слоя жидкости в ячейке $h = 2.5$ и 1.2 см приведены на рис. 4.

Как следует из рис. 4, в дюралевой ячейке в отличие от медной возникновение конвективного механизма переноса тепла через слой нормально-го He-I при переходе через λ -точку (четко выраженное плато на кривых $T_b(t)$) можно было наблюдать и без дополнительного подогрева плексигласовой крышки ячейки. Радиационный поток тепла Q_{rad} , излучаемый теплой капкой криостата, $Q_{rad} \approx \sigma T^4 \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² практически полностью поглощался плексигласовой крышкой ячейки, которая охлаждалась гелиевыми парами в объеме гелиевой полости криостата. Плотность теплового потока Q_c , попадающего на поверхность слоя He-II в ячейке при температурах вблизи T_λ , можно оценить по порядку величины из следующих соображений. Как видно из рис. 3б и рис. 4 б, вблизи T_λ температура He-II на дне ячейки T_b на ~ 15 мК выше температуры жидкости в дополнительной ванне: $\Delta T = T_b - T_{add} \approx 15$ мК. В стационарных условиях величина ΔT определяется суммой

$$\begin{aligned} \Delta T &= 2(Q_c R_k) + Q_c \delta / \chi_w = \\ &= Q_c (2R_r + \delta / \chi_w) \approx 15 Q_c, \end{aligned} \quad (3)$$

Подставляя сюда из литературы значения сопротивления Капицы на границе металл-жидкий гелий $R_k \approx 20/T^3$ К·см²/Вт [31], теплопроводности дюралялюминия при гелиевых температурах $\chi_w \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К при $T \approx 2$ К [32], и полагая толщину стенок дюралевой ячейки $\delta = 0.02$ см получим, что плотность потока тепла, прихо-

дящего на поверхность слоя He-II, близка к $Q_c \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$.

В первом приближении можно считать, что плотность теплового потока Q_c , который проходит через слой гелия в ячейке и далее передается сверхтекучему He-II в дополнительной ванне (рис. 2), существенно не изменяется при нагреве жидкости в ячейке выше T_λ . Это позволяет оценить число Нуссельта Nu , которое определяется отношением конвективного потока тепла Q_c , проходящего через слой жидкости, к кондуктивному потоку тепла при заданной разности температур $Q_{diff} = \kappa_{He}(\Delta T_c/h)$:

$$Nu = Q_c/Q_d = Q_c h / \kappa_{He} \Delta T_c, \quad (4)$$

Полагая, что разность температур на поверхности слоя и вблизи дна ячейки $\Delta T_c = T_s - T_b \approx 5 \text{ мК}$, а теплопроводность He-I вблизи дна $\kappa_{He} \approx 4 \text{ мВт/см} \cdot \text{К}$, можно оценить, что значение числа Нуссельта близко к $Nu \approx 10^2$. Эта оценка разумно согласуется с оценкой числа Нуссельта по приводимым в литературе [7, 10] значениям соотношения между числами Рэлея и Нуссельта: при $Ra \approx 10^6 - 10^8$ отношение $Nu/(Ra)^{1/3} \approx 0.08$, т.е. при $Ra \approx 5 \cdot 10^7$ число Нуссельта $Nu \approx 30$. Заметим, что, согласно [7, 10], значениям Nu в диапазоне от 1 до 10 соответствуют ламинарные конвективные течения в объеме слоя, а в случае возникновения турбулентного течения в объеме неоднородно нагретого слоя значения Nu возрастают до 100–1000.

3. ВИХРИ НА ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ He-I

3.1. Методы регистрации и обработки экспериментальных данных

Ниже мы ограничимся демонстрацией и обсуждением результатов длительных наблюдений вихревых течений на поверхности He-I в широкой дюралюминиевой ячейке внутренним диаметром $D = 12.4 \text{ см}$. Высота ячейки составляла 4.0 см , толщина стенок $\delta = 0.02 \text{ см}$, глубина слоя жидкости h в разных экспериментах составляла $h = (1.2 - 3.4) \text{ см}$, т.е. во всех случаях аспектное отношение $G = D/h \geq 4$. Рабочая ячейка снизу погружена в дополнительную ванну с жидким гелием. Поток тепла, направленный сверху вниз, от плексигласовой крышки по гелиевому пару и стенкам ячейки к поверхности слоя жидкого гелия по нашим оценкам составляет $Q_c \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$. Возникновение конвективного течения в объеме

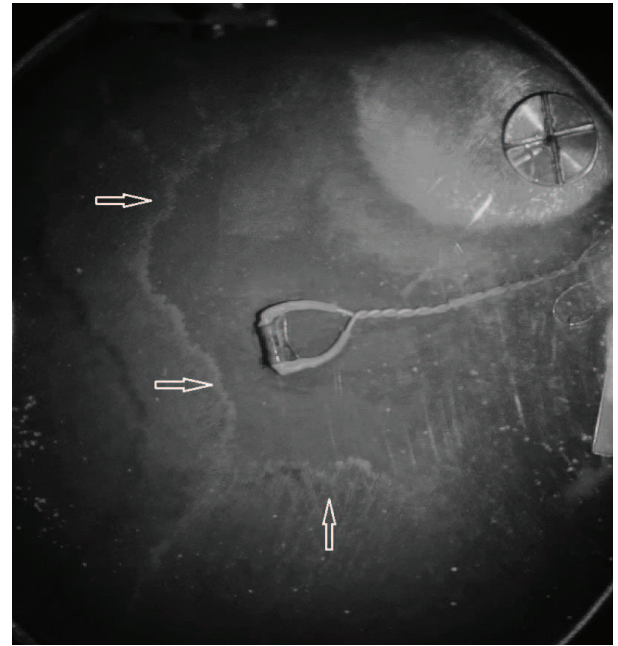


Рис. 5. Движение фронта стеклянных трассеров, локализованных под поверхностью подогреваемого сверху слоя жидкого гелия глубиной $h = 2.5 \text{ см}$, при переходе через T_λ . Стрелки указывают положение фронта, который движется от стенок к центру ячейки, через 3 с после момента перехода через λ -точку. В центре кадра виден резистивный нагреватель, лежащий на дне ячейки, а справа сверху — крепление капилляра системы заполнения (4 на рис.1).

нагреваемого сверху слоя He-I при переходе через λ -точку сопровождается появлением вихревого течения на свободной поверхности жидкости. Вихревое течение на поверхности жидкости сохранялось при повышении температуры жидкости заметно выше T_m . Это позволило исследовать эволюцию вихревой системы на поверхности нормального гелия в отсутствие накачки энергии из объема слоя (в квазиadiaбатических условиях) при длительных наблюдениях в течение $\sim 2500 \text{ с}$ после перехода через λ -точку. Обработка полученных изображений программой PIVLab [26, 33] позволяла вычислять скорости движения трассеров на поверхности гелия V_x и V_y и траектории движения трассеров. Далее рассчитывали завихренность на поверхности жидкого гелия и распределение энергии по поверхности, а также суммарную кинетическую энергию на поверхности E. Вертикальная завихренность на поверхности жидкости Ω определялась как

$$\Omega = dV_x/dy - dV_y/dx. \quad (5)$$

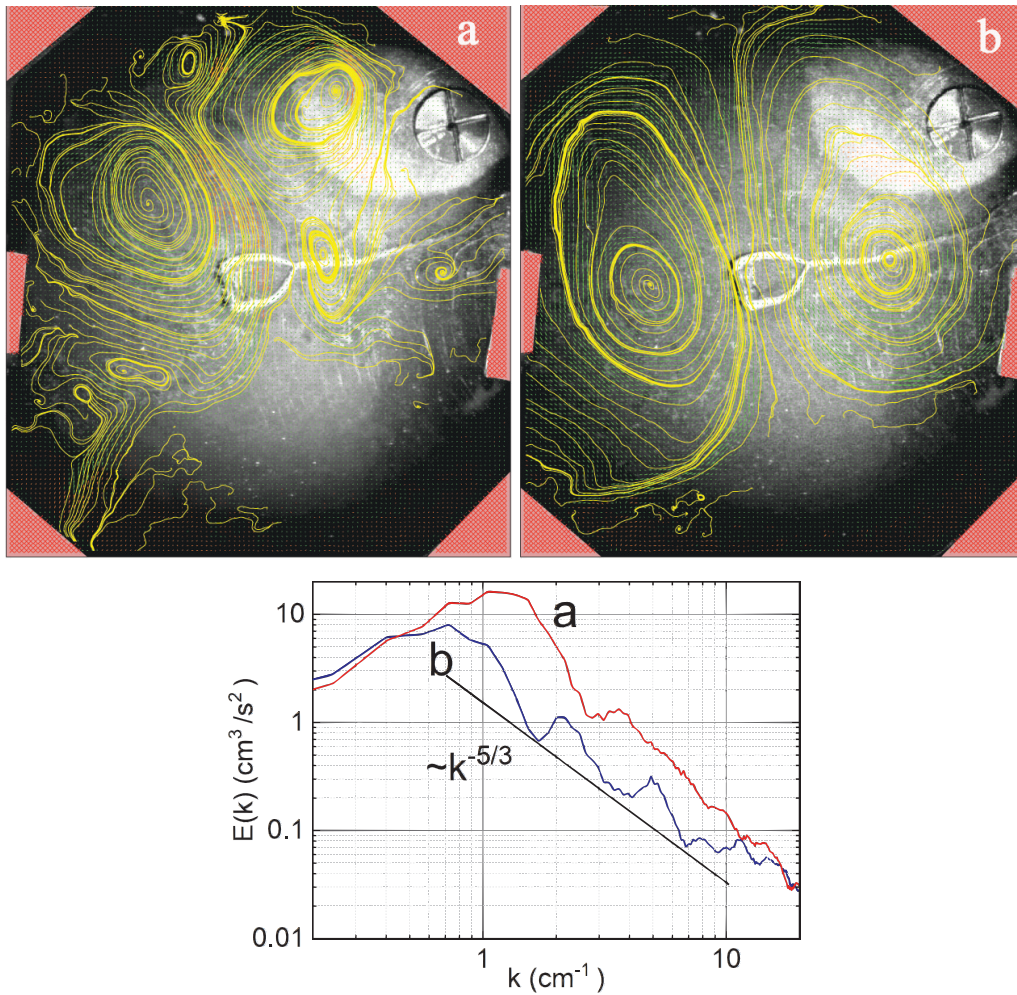


Рис. 6. Линии тока (желтые кривые) на поверхности He-I (верхние кадры) и распределение энергии вихрей по волновым векторам $E(k)$ (нижние графики) через 110 (a) и 200 (b) с после прохождения температуры жидкости через T_λ . Глубина слоя $h=2.5$ см. Прямая линия на графике $E(k)$ соответствует степенной зависимости $E(k) \propto k^{-5/3}$

Распределение энергии по поверхности вычисляли по формуле

$$E(x, y) = \frac{\rho}{2}(V_x^2 + V_y^2). \quad (6)$$

Распределение энергии по волновому вектору $E(k)$ в k -пространстве вычисляли усреднением по кольцу:

$$E(k) = \frac{1}{2S\Delta k} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} |V_k|^2, \quad (7)$$

где интегрирование проводится по кольцу $k < q < k + \Delta k$. Полученное значение нормировалось на площадь поверхности жидкости S . Здесь V_k — фурье-компонента скорости трассера.

3.2. Динамические явления на поверхности нагреваемого сверху слоя He-I в цилиндрической дюралюминиевой ячейке

Стеклянные трассеры, локализованные под поверхностью жидкости позволили зарегистрировать возникновение интенсивного движения на поверхности жидкости сразу после прохождения температуры жидкости через T_λ . На рис. 5 приведен один из кадров видеозаписи — движение фронта трассеров на поверхности слоя жидкого гелия глубиной $h=2.5$ см при переходе через T_λ . Фронт потока трассеров движется от стенок к центру сосуда. При наклонном освещении поверхности слоя жидкости светодиодами, расположенными над плексигласовой крышкой ячейки (на рис. 2 не показаны), можно было зарегистрировать даже движение тени это-

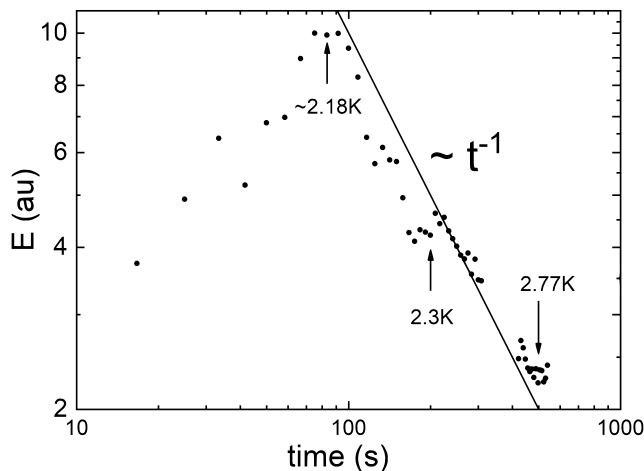


Рис. 7. Затухание энергии крупномасштабных вихрей $E(t)$ на поверхности квазидвумерного слоя He-I со временем в отсутствие накачки энергии из объема. Прямая линия соответствует степенной зависимости $E \propto t^{-1}$

го фронта трассеров, локализованных под поверхностью жидкости, по дну ячейки. Скорость центростремительного движения фронта составляла около $V_f \sim 2$ см/с, поэтому число Рейнольдса достигало $Re \sim (V_f L)/\nu \sim 4 \cdot 10^4$, что указывало на возможность возникновения вихревого течения на поверхности жидкости (здесь ν — кинематическая вязкость нормального гелия, V_f — скорость движения фронта). Аналогичные картины наблюдались при глубине слоя жидкости в ячейке 1.2 и 3.4 см.

Фронт движущихся трассеров на рис. 5 схлопывается вблизи центра ячейки, после чего на поверхности жидкости появляются несколько мелкомасштабных вихрей характерными размерами порядка (1–2) см, которые вращаются в противоположных направлениях, как показано на рис. 6а. Суммарная завихренность на поверхности равна нулю.

Через несколько десятков секунд после прохождения через λ -точку характер вихревого течения на поверхности жидкости существенно изменяется — на поверхности слоя формируется крупномасштабный вихревой диполь, размеры которого ограничиваются шириной (диаметром) рабочей ячейки. Следует отметить, что, несмотря на большую разницу в глубине слоя жидкости ($h = 3.4, 2.5$ и 1.2 см) в разных экспериментах, а значит, и в числах Рэлея ($Ra \sim h^3$), во всех случаях мы наблюдали, что со временем на поверхности слоя He-I формируется вихревой диполь. Однако, с уменьшением глубины жидкости от 2.5 до 1.2 см скорость вращения крупномасштабных вихрей падала почти на порядок, что сильно усложняло обработку видеозаписей, особен-

но при наблюдениях на больших временах. Поэтому ниже мы ограничимся демонстрацией результатов исследования эволюции и распада вихревой системы на поверхности слоя He-I глубиной $h=2.5$ см.

Абсолютное значение завихренности $\Omega = dV_x/dy - dV_y/dx$ в одном из показанных на рис. 6а одиночных мелкомасштабных вихрей достигает $\Omega \sim 3$ с⁻¹. По известным значениям характерных размеров этого вихря $L \sim 1$ см, завихренности и кинематической вязкости жидкого гелия можно оценить, что соответствующее число Рейнольдса $Re \sim (\Omega L^2/\nu)$ достигает $Re \sim 10^4$. Это указывает на то, что вихревое движение на поверхности жидкости, возбуждаемое конвективным движением в объеме, сильно нелинейно. И в результате нелинейного взаимодействия между этими вихрями к 200-й секунде конфигурация вихрей на поверхности слоя гелия меняется: формируются два больших вихря (вихревой диполь, на верхнем кадре рис. 6b), которые вращаются в противоположных направлениях и занимают практически всю поверхность жидкости в ячейке. Видно, что максимум в спектре кинетической энергии $E(k)$ смещается со временем от $k \sim 1.6$ см⁻¹ в сторону меньших $k \sim 0.76$ см⁻¹, что связано с образованием двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя). Это соответствует переходу от 3D-слоя к 2D-слою в вихревой системе (отношение $h/L \ll 1$) и образованию обратного энергетического каскада $E(k) \propto k^{-5/3}$ в вихревой системе на поверхности квазидвумерного слоя «мелкой воды». Нелинейно взаимодействующие между собой мелкомасштабные вихри на поверхности взаимодействуют также с вихрями, порождаемыми конвективным движением струй в объеме неоднородно нагретого слоя He-I, что способствует перекачке кинетической энергии из объема жидкости в систему вихрей на поверхности (рис. 6b).

Абсолютная величина завихренности крупномасштабного вихря составляла $\Omega \sim 0.033$ с⁻¹. Учитывая характерный размер вихря $L \sim 6$ см, можно оценить, что число Рейнольдса достигает $Re \sim 7000$. Это указывает на сильное нелинейное взаимодействие между вихрями. В соответствии с предсказаниями теории [19] и результатами экспериментов по изучению затухания крупномасштабных вихрей на поверхности воды [20–22] следовало ожидать, что взаимодействие этих вихрей между собой и со стенками и дном ячейки в отсутствие накачки энергии из объема должно приводить к степенной зависимости полной энергии вихрей от времени $E(t) \propto (1/t)^n$.

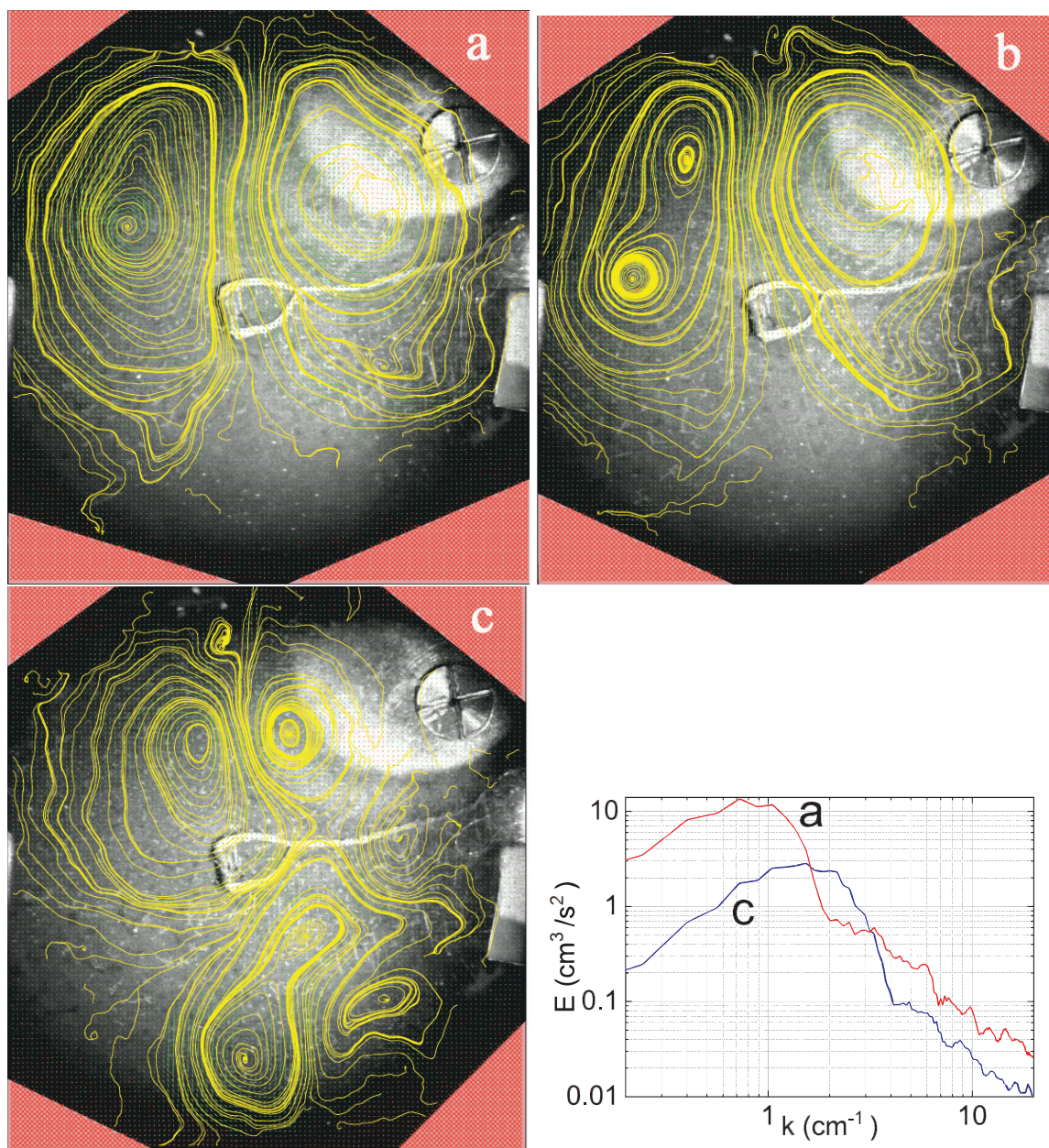


Рис. 8. Эволюцией вихревой системы на поверхности при длительных наблюдениях. Верхние кадры — линии тока жидкости на поверхности He-I (желтые кривые); нижние графики — распределение кинетической энергии $E(k)$ в k -пространстве: через $t = 1300$ (a), 1390 (b), 1900 (c) с после перехода через T_λ . Глубина слоя $h = 2.5$ см

Типичная зависимость полной энергии движения вихрей на поверхности жидкости $E(t)$ от времени, которую наблюдали в одном из экспериментов, показана на рис. 7 (в логарифмическом масштабе). На шкале времени за точку отсчета принят момент перехода жидкости из сверхтекучего в нормальное состояние. По оси ординат отложены значения E в условных единицах, рассчитанные по результатам измерений. Каждая точка рассчитывалась в опре-

деленный момент времени по всему полю скорости, полученному усреднением движения трассеров за 4.2 с (на временном интервале до ~ 140 с) и 8.4 с (на интервале после ~ 140 с). Стрелками на рис. 7 отмечены значения температуры жидкого гелия на дне ячейки T_b в определенные моменты времени. В интервале времени $t = (100 - 800)$ с затухание полной энергии крупномасштабных вихрей $E(t)$ в отсутствие накачки энергии из объема хорошо описы-

вается степенным законом $E(t) \propto (1/t)^n$ с показателем $n \approx 1$ (красная прямая линия). В разных сериях измерений, где могли различаться глубина жидкого гелия в гелиевой полости криостата, температура жидкости в момент отключения откачки паров, начальная глубина слоя жидкости во вспомогательной ячейке, скорость повышения температуры в объеме криостата и в объеме рабочей ячейки, значения показателя степени варьировались в пределах $n = 1 - 2$.

При последующих длительных наблюдениях (от 1300 до 2500 с) было обнаружено, что затухание крупномасштабных вихрей сопровождается генерацией на поверхности мелкомасштабных вихрей, которые со временем, при $t \geq 1300$ с, начинают преобладать на поверхности, как показано на рис. 8.

Соответствующие результаты расчетов изменения со временем полной энергии вихревой системы E на поверхности He-I при длительных наблюдениях в этом эксперименте (до 2500 с с момента пересечения λ -точки) показаны на рис. 9 в логарифмическом (a) и в полулогарифмическом (b) масштабах. Стрелками указаны значения температуры жидкости T_b на дне ячейки.

В различных экспериментах, где начальные условия могли различаться, значение характерного времени в выражении $E(t) \propto \exp(-t/\tau)$ составляло $\tau = (200 - 320)$ с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Жидкий и плотный газообразный гелий — удобный модельный объект для изучения конвективных и вихревых течений на поверхности и в объеме конденсированных сред в лабораторных условиях [34]. Длительные наблюдения за вихревыми течениями на поверхности слоя He-I глубиной порядка (1–3) см в широком интервале температур выше λ — точки позволили впервые в одном эксперименте зарегистрировать возбуждение, эволюцию и затухание вихрей на свободной поверхности слоя жидкости в широкой цилиндрической ячейке в условиях как «глубокой» так и «мелкой воды». По результатам выполненных измерений можно выделить пять этапов эволюции вихревой системы на поверхности нормального гелия He-I.

На первом этапе ($T_b < T_s \leq T_m$) конвективное течение, которое развивается в объеме подогреваемого сверху слоя жидкого гелия при переходе через λ -точку (конвекция Рэлея–Бенара в небуссиновском приближении, RBC NOB), сопровождается возникновением вихревого течения на свободной поверх-

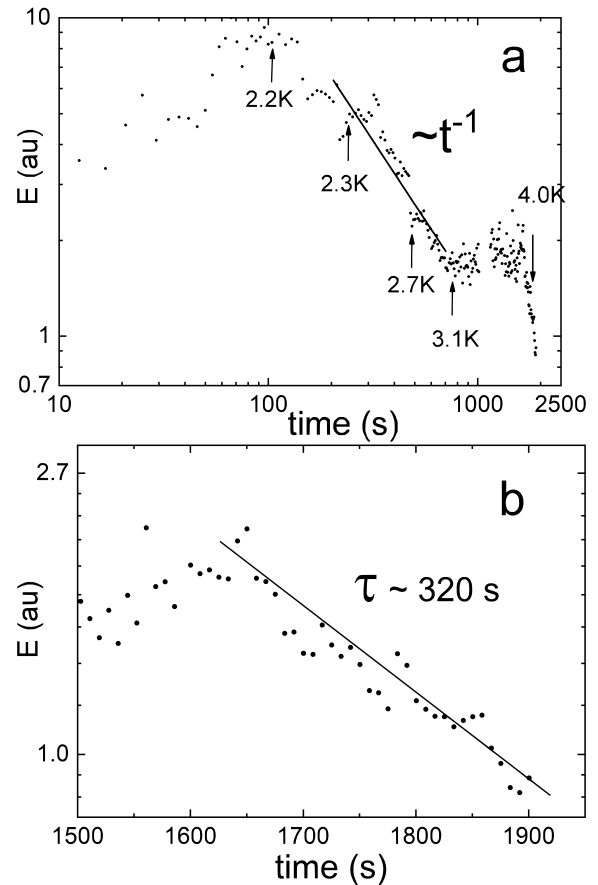


Рис. 9. Изменение со временем полной энергии вихревой системы на поверхности слоя He-I глубиной $h = 2.5$ см при длительных наблюдениях $t \geq 2500$ с. Точками показаны результаты измерений: *a* — зависимость $E(t)$ в логарифмическом масштабе, прямая линия соответствует степенному закону затухания $E(t) \propto (1/t)^n$ в диапазоне $t = (200 - 800)$ с; *b* — зависимость $E(t)$ в интервале $t = (1500 - 2500)$ с в полулогарифмическом масштабе, прямая линия соответствует $\lg E \propto \exp(-t/\tau)$

ности слоя He-I. Число Рейнольдса для возникающих на поверхности мелкомасштабных вихрей велико ($Re \sim 10^4$), что указывает на сильное нелинейное взаимодействие между этими вихрями. Взаимодействие вихрей на поверхности между собой и с турбулентными конвективными течениями, развивающимися в объеме неоднородно нагретого слоя He-I при $Ra \geq 10^7$, приводит к формированию на поверхности жидкости вихревого диполя, размеры которого много больше глубины слоя и ограничиваются диаметром рабочей ячейки. Это соответствует переходу от вихревого течения на поверхности слоя «глубокой воды» (трехмерный слой), к вихревому течению на поверхности «мелкой воды» (крупномасштабные вихри на поверхности двумерного слоя

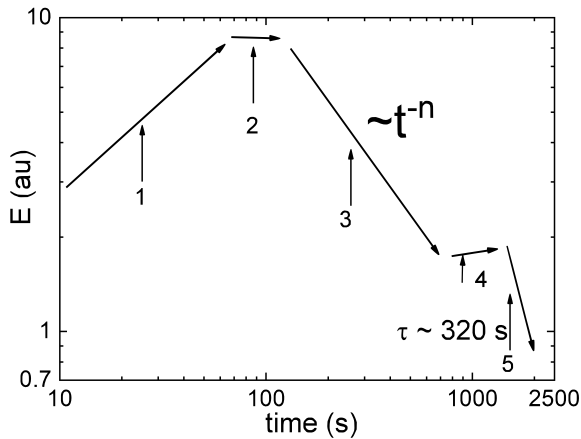


Рис. 10. Изменение со временем полной энергии вихревой системы на свободной поверхности подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I в широкой цилиндрической ячейке при плавном повышении температуры слоя выше T_λ . Этапы 1, 2 — температура слоя жидкости вблизи дна ячейки $T_b \leq T_m$; 3–5 — температура слоя $T_s > T_b > T_m$

жидкости). На этом этапе полная энергия вихревой системы на поверхности неоднородно нагретого слоя жидкости со временем возрастает, а максимальные значения кинетической энергии вихревой системы $E(k)$ в пространстве волновых векторов смещаются со временем в сторону меньших волновых векторов k (рис. 6). Это позволяет утверждать, что нам удалось наблюдать формирование обратного каскада энергии в вихревой системе на свободной поверхности двумерного слоя жидкости в условиях накачки энергии из объема.

На втором, переходном этапе ($T_b < T_m < T_s$) температура жидкости вблизи дна рабочей ячейки T_b ниже T_m , но температура на поверхности слоя жидкости T_s превосходит T_m , так что плотность жидкости достигает максимума где-то посередине слоя. Это соответствует случаю проникающей конвекции. Поток энергии к поверхности из объема слоя со временем быстро уменьшается, однако полная энергия вихрей на поверхности He-I практически не меняется в течение десятков секунд.

На третьем этапе ($T_m < T_b < T_s$) температура слоя в целом выше T_m . Течения, которые существовали ранее в объеме подогреваемого сверху слоя He-I, быстро затухают. На поверхности слоя преобладают крупномасштабные вихри. Значение характерного числа Рейнольдса этих крупномасштабных вихрей достаточно велико $Re \sim 7 \cdot 10^3$, так что они нелинейно взаимодействуют между собой, и, естественно, взаимодействуют со стенками и дном сосуда. В отсутствие накачки энергии из объема круп-

номасштабные вихри на поверхности начинают затухать. Полная энергия вихревой системы на поверхности двумерного слоя He-I затухает по закону, близкому к степенному $E \propto t^{-n}$, в согласии с результатами измерений на воде [19–22]. В разных экспериментах значения показателя степени лежат в пределах $n = 1–2$. В конце третьего этапа в результате диссипации энергии значение числа Рейнольдса крупномасштабных вихрей уменьшается до $Re \geq 3 \cdot 10^3$.

На четвертом — переходном — этапе затухание и распад крупномасштабных вихрей приводят к тому, что на поверхности вновь начинают преобладать мелкомасштабные вихри. Это соответствует переходу от вихревого течения на поверхности двумерного слоя к вихревому течению на поверхности трехмерного слоя (от «мелкой» к «глубокой» воде). Полная энергия вихревой системы на этом этапе изменяется слабо. Максимальные значения кинетической энергии вихревой системы $E(k)$ в пространстве волновых векторов смещаются со временем в сторону больших волновых векторов (от $k \sim 0.7 \text{ см}^{-1}$ к $k \sim 1.6 \text{ см}^{-1}$ на рис. 8). И, наконец, на пятом этапе, когда на поверхности жидкости вновь преобладают мелкомасштабные вихри, затухание полной энергии вихревой системы на поверхности слоя глубокой воды можно описать экспоненциальным законом, характерным для вязкого затухания мелкомасштабных вихрей в трехмерном слое: $E \propto \exp(-t/\tau)$. Характерное время затухания варьировалось в разных измерениях в пределах $\approx (200–320)$ с. Итак, на первом этапе накачка энергии из объема неоднородно нагреваемого слоя в систему нелинейно взаимодействующих между собой вихрей на поверхности приводит к формированию крупномасштабного вихревого диполя на поверхности He-I и возникновению обратного энергетического каскада на поверхности квазидвумерного слоя жидкости (рис. 6). На заключительном пятом этапе вихри на поверхности трехмерного слоя He-I в отсутствие накачки энергии из объема быстро затухают из-за вязких потерь в объеме нормального гелия (рис. 9). Это позволяет утверждать, что на заключительном этапе в вихревой системе на поверхности слоя «глубокой воды» в отсутствие накачки энергии из объема формируется прямой энергетический каскад (поток энергии направлен от малых волновых векторов к большим), причем ширина инерционного интервала в каскаде $E(k)$ ограничена затуханием вихрей в объеме вязкой жидкости на больших k . Заметим, что в опубликованной недавно работе [35] было показано, что интенсив-

ное турбулентное течение на поверхности 2D-слоя жидкости порождает вихревые течения в объеме благодаря возникновению спорадических вертикальных струй, которые служат источником переноса импульса в объем. Изучению формирования и затухания вихревого движения на поверхности воды нелинейными волнами, которые возбуждали на поверхности колеблющимися волнопродукторами, были посвящены работы [22, 36]. Из наших исследований следует, что процесс установления конвективного турбулентного течения в объеме слоя вязкой жидкости также сопровождается возбуждением интенсивного вихревого течения на свободной поверхности. В этом случае источником переноса импульса на свободную поверхность жидкости служат вертикальные конвективные струи в объеме.

Благодарности. Авторы благодарны А.В. Лохову за техническую помощь в эксперименте.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, проект № 075-15-2019-1893.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Пельменев, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **110**, 545 (2019) [A. A. Pel'menev, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, JETP Lett. **110**, 551 (2019)]; doi: 10.1134/S0370274X19200062.
2. A. A. Pelmenev, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, Low Temp. Phys. **46**, 133 (2020); doi: 10.1063/10.0000531
3. A. A. Pelmenev, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, J. of Low Temp. Phys. **205**, 200 (2021); doi: 10.1007/S10909-021-02632-5.
4. A. A. Pelmenev, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, Materials **14**, 7514 (2021); doi: 10.3390/ma14247514.
5. R. J. Donnelly and C. F. Barenghi, J. Phys. Chem. Ref. Data **27**, 1217 (1998); doi: 10.1063/1.556028
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая Физика, том VI, Гидродинамика*, Москва, Физматлит (2017) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics, Fluid Mechanics*, Pergamon: New York, NY, USA, Vol. 6 (1987)].
7. А. В. Гетлинг, *Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика*, Едиториал УРСС URSS, (1999), 248 ISBN 5-8360-0011-5; A. V. Getling, *Rayleigh-Benard Convection. Structures and Dynamics*, Advanced Series in Nonlinear Dynamics, World Scientific, (1998), Vol. 11.
8. G. Ahlers, S. Grossmann, and D. Lohse, Rev. Mod. Phys., **81**, 503 (2009); doi: 10.1103/RevModPhys.81.503.
9. F. Chilla and J Schumacher, Eur. Phys. J. E **35**, 58 (2012).
10. P. E. Roche, J. New, Phys. **22**, 073056 (2020).
11. S. Moller, C. Resagk, and C. Cierpka, Exp. Fluids **62**, 1 (2021); doi: 10.1017/jfm.2021.619.
12. Ping Wei, J. Fluid Mech. **924**, A28 (2021); doi: 10.1017/jfm.2021.619
13. J. J. Niemela and R. J. Donnelly, J. Low Temp Phys **98**, 1 (1995); doi: 10.1007/BF00754064.
14. Д. В. Любимов, Т. П. Любимова, А. А. Черепанов, *Динамика поверхностей раздела*, Физмалит, Москва (2003), с.216.
15. R. W. Walden and G. Ahlers, J. Fluid Mech. **109**, 89 (1981); doi: 10.1017/S0022112081000955.
16. A. Sameen, R. Verzicco, and K. R. Sreenivasan, Phys. Scr. **132**, 014053 (2008); doi: 10.1088/0031-8949/2008/T132/014053.
17. S. Weiss, Xiaozhou He, G. Ahlers et al., J. Fluid Mech. **851**, 374. (2018); doi: 10.1017/jfm.2018.507.
18. Hiu Fai Yik, V. Valori, and S. Weiss, Phys. Rev. Fluids **5**, 103502 (2020); doi: 10.1103/PhysRevFluids.5.103502.
19. V. M. Parfenyev, S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov et al., Phys. Rev. Fluids **4**, 114701 (2019). doi: 10.1103/PhysRevFluids.4.114701.
20. S. V. Filatov and A. A. Levchenko, J. of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques **14**, 751 (2020); doi: 10.1134/s1027451020040072.
21. S. Filatov, A. Levchenko, A. Likhter et al., Mater. Lett. **254**, 444 (2019); doi: 10.1016/j.matlet.2019.07.059.
22. С. В. Филатов, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ **111**, 653 (2020); doi: 10.31857/S1234567820100031 [S.V. Filatov, A.A. Levchenko, and L.P. Mezhev-Deglin, JETP Lett. **11**, 549 (2020)].
23. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, ПТЭ **6**, 133 (2016); doi: 10.7868/S0032816216060264.

24. A. A. Levchenko, E. V. Lebedeva, L. P. Mezhev-Deglin et al., *Low Temp. Phys.* **45**, 469 (2019); doi: 10.1063/1.5097354.
25. Е. В. Лебедева, А. М. Дюгаев, П. Д. Григорьев, *ЖЭТФ*, **161**, 1 (2022); doi: 10.31857/S0044451022050157.
26. С. В. Филатов, А. А. Левченко, М. Ю. Бражников и др., *ПТЭ* **5** 135 (2018); doi: 10.1134/S0020441218040188 [S. V. Filatov, A. A. Levchenko, M. Yu. Brazhnikov et al., *Instruments and Experimental Techniques*, **61**, 757 (2018); doi: 10.1134/S0032816218040201].
27. Zhen-Hua Wan, Ping Wei, R. Verzicco et al., *J. Fluid Mech.* **881**, 218 (2019); doi: 10.1017/jfm.2019.770.
28. V. Srinivasan, U. Madanan, and R. J. Goldstein, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* **182**, 121965 (2022); doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121965.
29. P. Urban, P. Hanzelka, T. Kralik et al., *Phys. Rev. E* **99** 011101(R) (2019); doi: 10.1103/PhysRevE.99.011101.
30. В. П. Пешков, А. П. Боровиков, *ЖЭТФ* **50**, 844 (1966) [V. P. Peshkov, A. P. Borovikov, *Sov. Phys. JETP* **23**, 559 (1966)].
31. Л. П. Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **71**, 1453 (1976) [L. P. Mezhev-Deglin, *Sov. Phys. JETP*, **44**, 761 (1976)].
32. B. Baudouy and A. Four, *Cryogenics* **60**, 1 (2014).
33. M. Thielicke and E. J. Stamhuis, *J. of Open Research Software*, <http://openresearchsoftware.metajnl.com/articles/10.5334/jors.10.5334/jors.bl>; doi: 10.5334/jors.bl.
34. J. J. Niemela and K. R. Sreenivasan, *J. Low Temp. Phys.* **143**, 163 (2006); doi: 10.1007/s10909-006-9221-9.
35. R. Colombi, N. Rohde, M. Schuter et al., *Fluids* **7**, 148 (2022). doi: 10.3390/fluids7050148.
36. С. В. Филатов, Д. А. Храмов, А. А. Левченко, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 305 (2017); doi: 10.7868/S0370274X1717009X.