

Вихри на поверхности нормального гелия He-I, порождаемые термогравитационной конвекцией Рэлея–Бенара в объеме слоя жидкости

А. А. Пельменев^{+,*}, А. А. Левченко⁺, Л. П. Межов-Деглин^{+,1)}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Филиал Федерального исследовательского центра химической физики РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2019 г.

После переработки 9 сентября 2019 г.

Принята к публикации 9 сентября 2019 г.

Экспериментально обнаружено, что возникновение термогравитационной конвекции Рэлея–Бенара в объеме подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I в неподвижном сосуде при температурах, близких к T_λ , сопровождается генерацией вихрей на свободной поверхности He-I. Взаимодействие этих вихрей между собой и с вертикальными вихревыми структурами, которые формируются в объеме слоя в процессе установления турбулентной Рэлея–Бенара конвекции, приводит к появлению крупномасштабных вихрей (вихревого диполя) на поверхности. При нагреве слоя жидкости выше 2.3 К конвекция Рэлея–Бенара в объеме быстро затухает со временем. В отсутствие накачки, в интервале температур $T = 2.6–3.3$ К максимальные значения энергии крупномасштабных вихрей на поверхности E_{\max} в k -пространстве со временем уменьшаются пропорционально $E_{\max} \sim t^{-1}$.

DOI: 10.1134/S0370274X19200062

1. Введение. Ранее [1, 2] мы сообщали о наблюдении волновых решеток и квазидвумерных вихрей на поверхности сверхтекучего He-II, которые возникали в результате нелинейного взаимодействия между собой неколлинеарных гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкости в вибрирующей ячейке. В данной статье приведены и обсуждаются первые результаты наблюдений за возникновением и эволюцией системы вихрей на свободной поверхности подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I глубиной 3 см в неподвижном широком цилиндрическом сосуде внутренним диаметром $D = 12.4$ см. Вихри на поверхности He-I возникают при плавном повышении температуры сверхтекучего He-II в сосуде выше критической $T_\lambda = 2.172$ К. Их появление можно связать с возбуждением термогравитационной конвекции Рэлея–Бенара (РБ) [3, 4, 5] в объеме нагреваемого сверху слоя He-I в поле силы тяжести в интервале температур $T_\lambda < T_2 < T_1 \leq T_m$, где T_2 – температура жидкости на дне сосуда, T_1 – температура на поверхности слоя, $T_m = 2.178$ К – температура, где плотность He-I проходит через максимум [5, 6]. Ранее возможность возбуждения вихревого течения на свободной поверхности He-I

при возникновении РБ конвекции в объеме He-I [5] в литературе не обсуждали. Из-за малой объемной вязкости жидкого гелия макроскопические вихри на поверхности He-I слабо затухают со временем. Это позволяет проследить за эволюцией вихревой системы: от зарождения вихрей характерными размерами порядка $D/10$ на поверхности слоя при плавном повышении температуры выше T_λ к двум крупномасштабным вихрям (вихревому диполу) характерными размерами порядка $D/2$, и далее, при последующем нагреве слоя жидкости выше 2.3 К, где конвективные течения в объеме подогреваемого сверху слоя He-I быстро затухают, наблюдать за эволюцией вихревой системы на поверхности He-I со временем в отсутствие накачки.

Конвективный механизм переноса тепла в жидкостях и газах играет существенную роль в природе (от физики космоса до конвекции в атмосфере Земли и на дне океанов) и в технике. Поэтому интенсивные исследования РБ конвекции в различных средах широко проводятся в настоящее время. Списки цитируемой литературы в различных публикациях включают сотни наименований (см. например, [3, 4, 7]). Жидкий гелий He-I и плотный газообразный ^4He при низких температурах – удобный модельный объект для изучения особенностей термогравитационной конвекции в конденсированных системах [8].

¹⁾e-mail: mezhov@issp.ac.ru

Однако в предыдущих исследованиях РБ конвекции в слое плотного ^4He [8–12] измерения проводили в условиях *ограниченной геометрии*: слой гелия был расположен между двумя твердыми пластинами, изготовленными из материалов с высокой теплопроводностью. Хотя конвективный перенос тепла в слое He-I внутри стеклянного сосуда дюара играл существенную роль в экспериментах Пешкова [5], где изучали свойства жидкого гелия вблизи T_λ , обсуждению явлений, которые могут наблюдаться *на свободной поверхности слоя жидкости в поле силы тяжести* в процессе установления РБ конвекции и формирования вертикальных вихревых ячеек в объеме, ранее не уделяли внимания. Аналогичная ситуация существовала до появления сообщений о наблюдениях генерации квазидвумерных классических вихрей, возникающих в результате нелинейного взаимодействия между неколлинеарными поверхностными волнами, на поверхности воды [13–15], а затем и сверхтекучего He-II [1, 2].

2. Результаты экспериментов.

2.1. Схема измерений. Конструкция вставки в широкогорлый металлический криостат, предназначенной для изучения явлений на свободной поверхности жидкого гелия, была описана ранее [1, 2]. Схема проведения измерений показана на рис. 1. Цилиндрический рабочий сосуд *1* с внутренним диаметром $D = 12.4$ см, толщиной стенок 0.2 см и высотой 4 см изготовлен из дюралюминия. Сосуд сверху герметично закрыт прозрачным окном из плексигласа толщиной 0.8 см. Капилляр *3* использовали для заполнения рабочего сосуда чистым газообразным ^4He из наружного баллона. Глубину слоя жидкого гелия в сосуде контролировали наружной видеокамерой, соединенной с компьютеризованной системой сбора и обработки результатов измерений. Глубина слоя жидкости при проведении данных измерений была постоянной и составляла $h \approx 2\text{--}3$ см. Резистивные термометры T_2 и T_6 на дне сосуда и в дополнительной ванне *5*, которая служила для охлаждения рабочего сосуда *1*, позволяли следить за температурой сверхтекучего He-II в рабочем сосуде и дополнительной ванне. Термомеханический насос *7* позволял периодически подливать He-II из гелиевой ванны криостата в дополнительную ванну.

Температуру жидкости в гелиевой ванне криостата и в дополнительной ванне *5* понижали до $T \approx 1.6\text{--}1.8$ К откачкой паров жидкого ^4He наружным форвакуумным насосом. По достижении теплового равновесия в объеме криостата откачку паров жидкого гелия прекращали, и температура сверхтекучего He-II в гелиевой ванне криостата начинала плавно

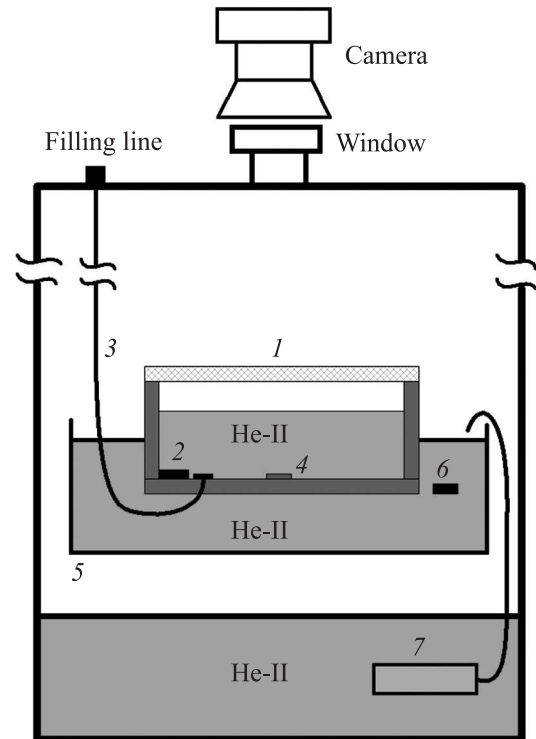


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема проведения измерений. *1* – рабочий сосуд, *2*, *6* – резистивные термометры, *3* – линия подачи газообразного ^4He в рабочий сосуд, *4* – резистивный нагреватель, *5* – дополнительная ванна, *7* – термомеханический насос

повышаться за счет внешнего теплоподвода. Графики, описывающие изменение температуры жидкости вблизи дна рабочего сосуда (кривая *1*) и во вспомогательной ванне (кривая *2*) со временем, а также рост давления насыщенных паров гелия в криостате (кривая *3*) приведены на рис. 2.

Видно, что при $T \leq T_\lambda$ температура He-II в сосуде T_2 заметно выше температуры жидкости в дополнительной ванне $\Delta T_{26} = T_2 - T_6 \approx 15$ мК. Перегрев He-II в рабочем сосуде относительно жидкости во вспомогательной ванне связан, в основном, с тем, что до 90% радиационного потока тепла Q_{rad} , который излучает верхняя крышка криостата, находящаяся при комнатной температуре ($Q_{\text{rad}} \approx \sigma T^4 \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Вт/см 2), поглощается плексигласовой крышкой рабочего сосуда *1*. Температура плексигласовой крышки выше температуры жидкого гелия внутри рабочего сосуда, поэтому внутри сосуда *1* возникает поток тепла, который направлен вниз от плексигласовой крышки по гелиевому пару и стенкам сосуда к поверхности жидкого гелия в сосуде, и далее через дно и стенки сосуда тепло передается He-II во вспомогательной ванне *5*. По разности тем-

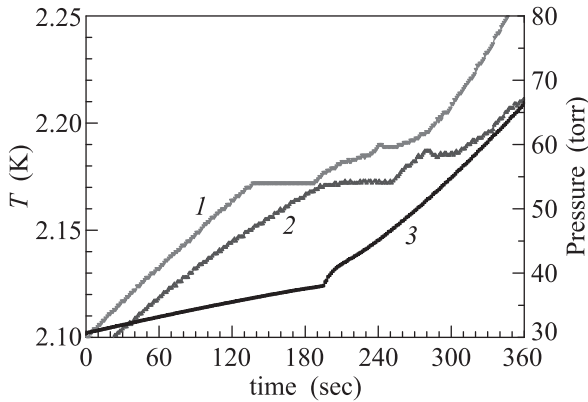


Рис. 2. (Цветной онлайн) Повышение температуры и давления паров гелия P в криостате со временем при закрытой откачке. Красная кривая 1 – температура слоя жидкости на дне сосуда T_2 , синяя кривая 2 – температура жидкого гелия в дополнительной ванне T_6 . Черная кривая 3 – давление паров гелия P внутри криостата

ператур между He-II в сосуде и во вспомогательной ванне $\Delta T_{26} = 15$ мК при температуре $T_6 = 2.15$ К и известному из измерений [17] значению теплового сопротивления Капицы $R_K \approx (30/T^3)$ К см²/Вт на границе He-II – металлическая стенка можно оценить по порядку величины плотность потока тепла Q_K , направленного от стенок сосуда 1 к He-II в ванне 5 : $Q_K \approx \Delta T_{26}/2R_K \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см². Видно, что $Q_K \ll Q_{\text{rad}}$, т.е. плексигласовая крышка и стенки сосуда, выступающие над дополнительной ванной, охлаждаются в основном за счет теплообмена с окружающим холодным гелиевым паром. Плотность потока тепла от плексигласовой крышки по насыщенному гелиевому пару к поверхности слоя жидкости в сосуде менее или порядка Q_K .

Плато на кривых 1 и 2 соответствуют установлению конвективного механизма тепла в слое подогреваемого сверху He-I в интервале температур $T_\lambda \leq T_2 < T_1 \leq T_m$, как и в экспериментах Пешкова [5]. Когда температура жидкости на дне сосуда 1 (или дополнительной ванны 5 на рис. 1) поднимается выше T_m , плотность холодной жидкости на дне сосуда или ванны превосходит плотность He-I жидкости на поверхности слоя, и конвекция быстро затухает. В результате теплопроводность слоя падает и на кривых 1 и 2 на рис. 2 возникают изломы.

2.2. Возникновение термогравитационной конвекции Рэлея-Бенара в слое He-I при плавном повышении температуры жидкости в сосуде выше T_λ . Плотность жидкого ⁴He при давлении насыщенных паров проходит через максимум при темпера-

туре $T_m = 2.178$ К на 6 мК выше T_λ [5, 6]. Поэтому в интервале температур $T_\lambda \leq T_2 < T_1 \leq T_m$, где T_1 – температура на свободной поверхности жидкости, в слое неоднородно нагретого He-I в поле силы тяжести создаются условия, достаточные для развития конвективной неустойчивости РБ [3, 4]. Воспользовавшись известными из [6] значениями плотности жидкого гелия $\rho \approx 0.14$ г/см³, кинематической вязкости $\nu \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ см²/с, температуропроводности $\chi \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$ см²/с и температурного коэффициента расширения $\beta \approx 25 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ He-I при $T \approx 2.175$ К, и полагая, что разность температур на поверхности нагреваемого сверху слоя и на дне сосуда $\Delta T = T_1 - T_2 \approx 0.003 \div 0.006$ К, можно оценить, что в указанном выше интервале температур число Прандтля, которое зависит только от свойств самой жидкости, равно

$$P = \nu/\chi \approx 0.6, \tag{1}$$

а число Рэлея Ra , которое зависит также от разности температур ΔT и глубины слоя h , достигает значений

$$Ra = g\Delta Th^3(\beta/\nu\chi) \approx 10^7 - 10^8. \tag{2}$$

Найденное в (2) значение числа Рэлея на 3–4 порядка выше приводимого в [4] критического значения числа Рэлея $Rac \approx 1100$ для случая свободной поверхности жидкости. При $Ra \geq Rac$ состояние покоя свободной поверхности жидкости в поле силы тяжести становится неустойчивым по отношению к сколь угодно малым возмущениям, и в объеме слоя неподвижной жидкости должно возникать конвективное движение, периодическое в плоскости xy (ось z параллельна силе тяжести и направлена вверх) [3, 4]. При достижении *стационарного режима* в объеме жидкости возникнут прилегающие друг к другу одинаковые вертикальные ячейки, в каждой из которых жидкость движется по замкнутым траекториям, не переходя из одной ячейки в другую ячейку (при $Rac = 1100$, критическое волновое число равно $k_c = 2.68$ см⁻¹). Иными словами, при $Ra \gg Rac$ в подогреваемом сверху слое He-I со временем должна установиться турбулентная конвекция [3, 4, 18].

Визуально наблюдать возникновение конвективных ячеек в объеме He-I, к сожалению, не удастся. Но зато можно оценить характерные времена установления стационарного состояния при РБ конвекции [3, 4]:

$$Ra = (\tau_\nu \tau_\chi)/\tau_b^2 \tag{3}$$

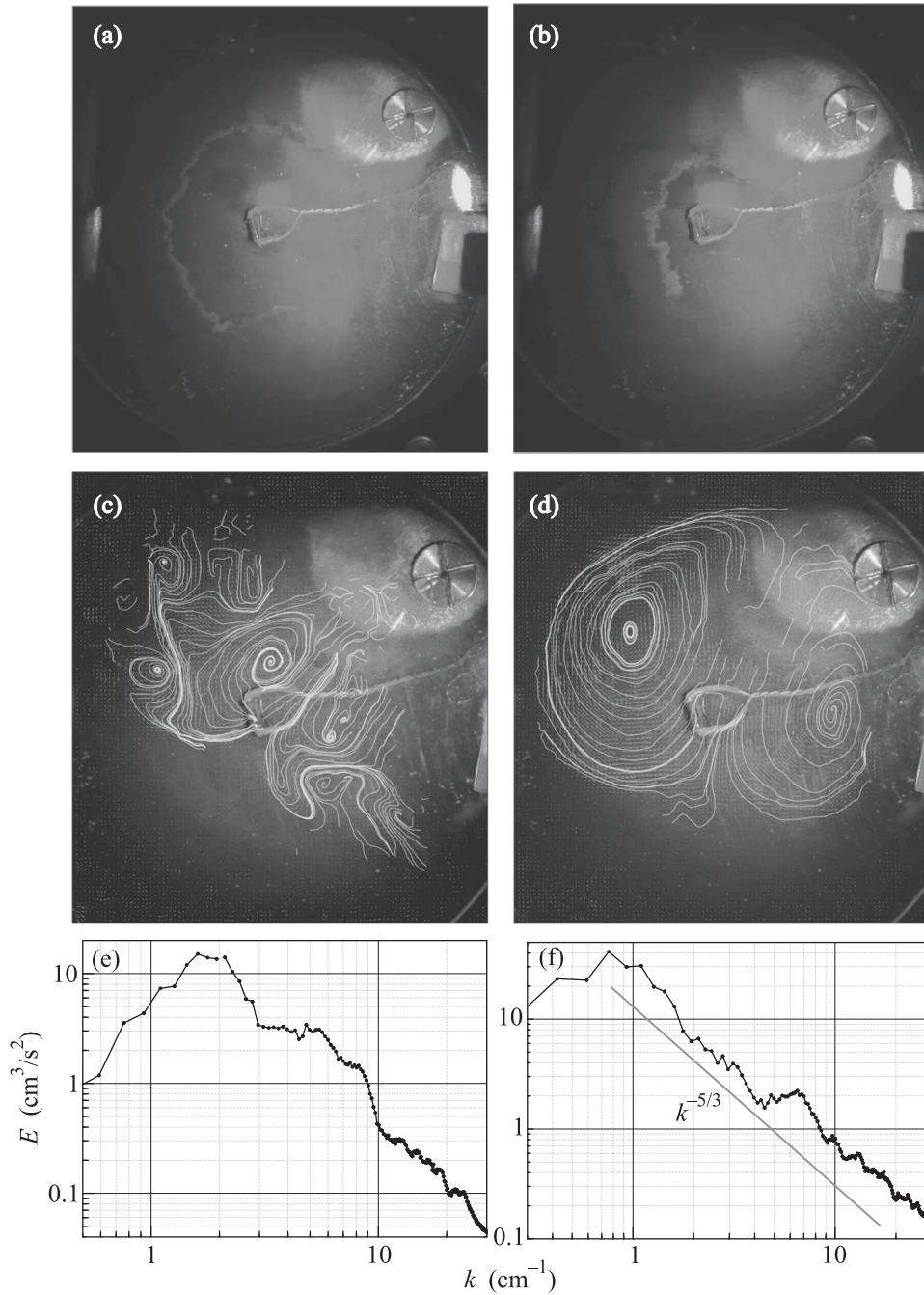


Рис. 3. (Цветной онлайн) Возникновение вихревого течения на поверхности He-I при нагреве слоя жидкости выше T_λ . Видеокдры (a) и (b) – положение фронта трассеров, которые движутся на поверхности от стенок к центру сосуда, в моменты времени: $t = 130$ с (a), 135 с на рис. 2; на фото видны также крепление капилляра набора и нагреватель, расположенные на дне сосуда. Кадры (c), (d) – линии тока (желтые кривые) на поверхности He-I в моменты $t = 140$ с и 190 с; (e), (f) – распределение энергии вихрей на поверхности $E(k)$ в те же моменты

характерное время всплывания (*buoyancy*) более легкого слоя жидкости со дна сосуда за счет сил Архимеда составляет

$$\tau_b = (h/g\beta\Delta T)^{-1/2} \approx 5 \text{ с} \quad (3a)$$

характерное время диффузионного переноса потока тепла через слой глубиной 3 см,

$$\tau_\chi = h^2/\chi \approx 3.5 \cdot 10^4 \text{ с} \quad (3b)$$

и характерное время вязких потерь (*dissipation*) в объеме

$$\tau_\nu = h^2/\nu \approx 6.3 \cdot 10^4 \text{ с.} \quad (3\text{с})$$

Как следует из наших наблюдений (рис. 2) и оценок (3а), вертикальное движение под свободной поверхностью He-I становится существенным уже через 10–15 с после перехода через T_λ . Это приводит к появлению плато на кривой 1 между 140 и 190 с, где температура слоя вблизи дна сосуда стабилизируется на уровне $T_2 \leq T_m$.

2.3. Возникновение вихрей на поверхности слоя He-I. Для визуализации движений на поверхности жидкого гелия мы использовали, как и ранее [1, 2], предварительно отсортированные по массе легкие полые стеклянные микросферы средним диаметром 50 мкм [19]. Стеклянный порошок заранее насыпали на дно сосуда. При наборе жидкости в сосуд стеклянные микросферы всплывали в жидком гелии и локализовались в тонком слое под поверхностью жидкости. Как показали наблюдения [1, 2, 19], в жидком гелии стеклянные микросферы объединялись в устойчивые плоские агрегаты (трассеры) характерными размерами порядка 0.1 ~ 0.2 мм, которые удерживались в тонком слое под поверхностью жидкости силами поверхностного натяжения и могли собираться на неподвижной поверхности в слабо связанные “примесные пятна”, характерными размерами порядка 1 см. Расположенная снаружи 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 и алгоритмы расчетов, аналогичные применявшимся ранее в работах [1, 2, 13–15, 20].

Как показали наблюдения, в первые секунды после перехода температуры T_2 через T_λ на поверхности слоя жидкости возникает интенсивное течение, направленное от стенок к центру сосуда. Кадры *a* и *b* на рис. 3 демонстрируют положение фронта движущихся трассеров на 130-й и 135-й секунде после включения видеозаписи на рис. 2. Центростремительная скорость движения фронта трассеров порядка $v_f \sim 2$ см/с, т.е. при движении фронта пробных частиц число Рейнольдса достигает $Re = Lv_f/\nu \sim 10^4$, что указывает на возможность возникновения вихревого течения на поверхности жидкости. Вблизи центра сосуда фронты схлопываются, и на их месте на поверхности возникают несколько вихрей, с характерными размерами порядка 1 см (порядка $D/10$), которые вращаются в разные сто-

роны (рис. 3с). Взаимодействие этих вихрей между собой и с конвективной вихревой системой, которая развивается в объеме слоя и служит источником движения на поверхности (“накачка энергии”), приводит к тому, что к 190-й секунде (край плато на кривой 1 на рис. 2) на поверхности He-I преобладают два крупномасштабных вихря (рис. 3е), характерными размерами порядка $D/2$ (вихревой диполь) [21, 22]. При этом максимальные значения энергии на графиках (рис. 3д, ф), описывающих распределение энергии вихревой системы по волновым векторам $E(k)$, возрастают и смещаются в сторону малых k . Возникновение двух крупномасштабных вихрей на поверхности He-I, характерными размерами больше толщины слоя h , указывает на формирование обратного вихревого каскада на поверхности двумерного слоя.

При последующем повышении температуры слоя в целом выше T_m , где коэффициент $\beta > 0$ (при $t > 240$ с на рис. 2 $T \geq 2.6$ К), конвективное движение в объеме нагреваемого сверху слоя со временем затухает, соответственно, уменьшается максимальное значение энергии вихревой системы на поверхности. В отсутствие накачки, в интервале температур $T = 2.6\text{--}3.3$ К (при $t > 100$ с на рис. 4), максимальные значения энергии крупномасштабных

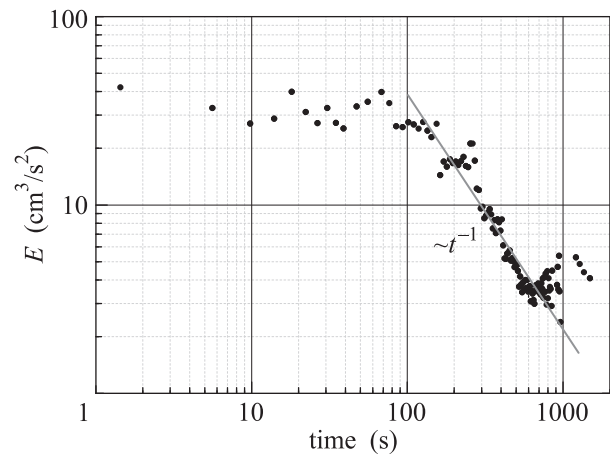


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость максимального значения энергии вихревой системы на поверхности E_{\max} от времени t при плавном возрастании температуры слоя He-I выше T_m , где вихревое течение в объеме (конвекция) быстро затухает. Начало оси абсцисс сдвинуто на ~ 190 с по сравнению с рис. 2. Точки – эксперимент; сплошная прямая соответствует зависимости $E_{\max} \sim t^{-1}$ при температурах $T \geq 2.6$ К

вихрей на поверхности E_{\max} в k -пространстве со временем уменьшаются пропорционально $E_{\max} \sim t^{-1}$, что можно связать с затуханием при нелинейном вза-

имодействии между крупномасштабными вихрями, показанными на рис. 3. Эти исследования планируются продолжить.

Заключение. Основные результаты данных исследований таковы.

1. Обнаружено, что возникновение РБ конвекции в объеме нагреваемого сверху слоя He-I при температурах вблизи T_λ сопровождается генерацией вихревого течения на свободной поверхности слоя нормальной жидкости в неподвижном цилиндрическом сосуде

2. Взаимодействие вихрей между собой в процессе развития турбулентной конвекции РБ в объеме слоя (т.е. при наличии накачки) приводит к формированию двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя) на поверхности жидкости.

3. При дальнейшем повышении температуры подогреваемого сверху слоя выше 2.3 К турбулентная РБ конвекция в слое He-I со временем быстро затухает. В отсутствие объемной накачки энергия вихревой системы на поверхности слоя вязкой жидкости со временем убывает пропорционально $E(k) \sim t^{-1}$.

Работа выполнялась в рамках выполнения Госзадания 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. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Письма в ЖЭТФ **106**(3–4), 233 (2017) [A. A. Levchenko, L. P. Mezhov-Deglin, and A. A. Pelmenev, JETP Lett. **106**(4), 252 (2017)]; DOI: 10.1134/S0021364017160093.
2. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Физика низких температур **44**(10), 1284 (2018) [A. A. Levchenko, L. P. Mezhov-Deglin, and A. A. Pelmenev, Low Temp. Phys. **44**(10), 1005 (2018)]; DOI:10.1063/1.5055837
3. Л. Д. Ланду, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, М. (1986).
4. А. В. Гетлинг, *Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика*, Элиториал УРСС, М. (1999), 248 с. [A. V. Getling, *Rayleigh–Bénard Convection; Structures*

- and Dynamics*, World Scientific, Singapore (1998), 245 p.].
5. В. П. Пешков, А. П. Боровиков, ЖЭТФ **50**, 844 (1966) [V. P. Peshkov and A. P. Borovikov, Sov. Phys. JETP **23**(4), 559 (1966)].
 6. R. J. Donnelly and C. F. Barenghi, J. Phys. Chem. Ref. Data **27**, 1217 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.556028>.
 7. G. Falkovich, G. Boffetta, M. Shats, and A. S. Lanotte, Phys. Fluids **29**, 110901 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.5012997>.
 8. J. J. Niemela and K. R. Sreenivasan, J. Low Temp. Phys. **143**(5/6), 163 (2006); DOI: 10.1007/s10909-006-9221-9.
 9. R. W. Wfalden and G. Ahlers, J. Fluid Mech. **109**, 89 (1981).
 10. R. P. Behringer and G. Ahlers, J. Fluid Mech. **125**, 219 (1982).
 11. R. P. Behringer, Rev. Mod. Phys. **57**(3), 657 (1985).
 12. G. Ahlers, S. Grossmann, and D. Lohse, Rev. Mod. Phys. **81**(2), 503 (2009); DOI: 10.1103/RevModPhys.81.503.
 13. S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Y. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev, Phys. Rev. Lett. **116**, 054501 (2016).
 14. S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhov-Deglin, J. Surface Investigation X-ray Synchrotron and Neutron Techniques **12**(6), 1298 (2018); DOI: 10.1134/S1027451018050713.
 15. V. M. Parfenyev, S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, S. S. Vergeles, and A. A. Levchenko, <https://arxiv.org/abs/1905.01875>
 16. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Приборы и техника эксперимента **6**, 33 (2016).
 17. Л. П. Межов-Деглин, ЖЭТФ **71**, 1453 (1976) [L. P. Mezhov-Deglin, Sov. Phys. JETP **44**(40), 761 (1976)].
 18. A. Mazzino, Phys. Fluids **29**, 111102 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.4990083>.
 19. А. А. Левченко, Е. В. Лебедева, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, ФНТ **45**(5), 547 (2019) [A. A. Levchenko, E. V. Lebedeva, L. P. Mezhov-Deglin, and A. A. Pelmenev, Low Temp. Phys. **45**(5), 469 (2019); DOI: 10.1063/1.5097354.
 20. W. Thielicke and E. J. Stamhuis, J. Open Res. Software **2**(1), 30 (2014).
 21. H. Xia, D. Byrne, G. Falkovich, and M. Shats, Nature Phys. **7**, 321 (2011).
 22. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, Phys. Rev. E **93**, 033104 (2016).