МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ) ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Крупномасштабные когерентные вихри в двумерной турбулентности

выпускная квалификационная работа на соискание степени магистра студента 222 группы Орлова А.В.

научный руководитель к.ф.-м.н. Бражников М.Ю.

Черноголовка – 2018

Содержание

1	Введение			
	1.1	Турбулентность	3	
	1.2	Двумерная турбулентность. Обратный энергети	4че-	
	СКІ	ий каскад и формирование когерентных вихрей	4	
	1.3	Коэффициент трения о дно	6	
2	Цели	и и задачи работы	7	
3	Эксперимент			
	3.1	Методика возбуждения и регистрации двумерн	ЫХ	
	вихревых течений			
	3.2	Экспериментальные данные и их обработка	11	
4	Экспериментальные результаты и обсуждения			
	4.1	Включение накачки	13	
	4.2	Формирование обратного каскада	16	
	4.3	Выключение накачки	19	
	4.4	Сравнение с теорией	21	

5	Заключение.	Публикации,	доклады и	благодарности	23
---	-------------	-------------	-----------	---------------	----

6 Литература 26

1. Введение

1.1. Турбулентность

Турбулентность – это движение с большим числом степеней свободы в жидкости или газе при достаточно больших числах Рейнольдса Re = LV/v, где L – так называемый интегральный масштаб турбулентности, на котором происходит возбуждение хаотического движения, V - характерная скорость движения на данном масштабе, v - кинематическая вязкость среды [1].

Одна из ключевых проблем турбулентности – понимание процессов, связанных с природой средних (когерентных) течений [2, 3]. Понимание того, как устроены такие структуры и как они взаимодействуют с флуктуациями течения, важно для решения многих проблем в целом ряде областей – физике плазмы, атмосферы, геофизике, астрофизике и других [4–9]. Когерентные структуры могут генерироваться как внешними силами, так и внутренними процессами в турбулентной системе, например, вследствие спектральной конденсации в обратном каскаде [10, 11].

В трёхмерной турбулентности теоретически предсказана возможность существования каскада энергии (рис. 1) от пространственного масштаба накачки l_f вплоть до масштаба r_d , на котором существенна диссипация энергии за счёт внутреннего вязкого трения в среде [12]. Схематически процесс переноса энергии по прямому каскаду представлен на рис. 1. Движение, первоначально возбуждаемое на интегральном масштабе l_f , производит за счёт нелинейного взаимодействия движения меньших масштабов. Таким образом, порождаются движения всё меньших и меньших масштабов – происходит перенос (поток) энергии в малые масштабы, вплоть до масштаба r_d , на котором она диссипирует в тепло за счёт вязкости.

3



Рис. 1. Теоретически предсказанный энергетический каскад в трёхмерной турбулентности. Энергия переносится в сторону малых пространственных масштабов.

На графике масштаб осей – двойной логарифмический. Каскад имеет степенную зависимость энергии от волнового числа $E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3}$, где C – константа Колмогорова, ϵ – поток энергии по масштабам.

1.2. Двумерная турбулентность. Обратный энергетический каскад и формирование когерентных вихрей

В данной работе исследуется двумерная турбулентность в тонком слое жидкости, когда вертикальной компонентой скорости можно пренебречь по сравнению с компонентами скорости в горизонтальной плоскости. В двумерной турбулентности Робертом Крайчнаном теоретически предсказана возможность существования двух каскадов (рис. 2): прямого – со степенной зависимостью энергии от волнового числа $E(k) \propto k^{-3}$ на больших волновых числах k, превосходящих характерное волновое число накачки $k_f = 2\pi/l_f$, и обратного каскада, направленного в сторону меньших k, с энергетическим спектром $E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3}$ [13–15]. Большая часть поступающей в систему энергии

Рис. 2. Теоретически предсказанный спектр двумерной турбулентности. Энергия переносится в сторону больших пространственных масштабов. При размере системы $L < L_{\alpha}$ на масштабе системы L энергия должна конденсироваться и должны формироваться крупномасштабные когерентные вихревые течения.

переносится по обратному каскаду и диссипирует на крупных масштабах, для которых существенны потери энергии за счёт трения о дно.

Обратный каскад в системе формируется следующим образом - мелкомасштабные вихри, возбуждаемые на масштабе накачки, вследствие нелинейности взаимодействия со временем сливаются и образуют крупномасштабные структуры.

В бесконечной среде обратный каскад ограничивается масштабом течения $L_{\alpha} \sim \epsilon^{1/2} \alpha^{-3/2}$, где α – коэффициент трения о дно [13–15]. В ограниченной системе максимальный размер течения не может превышать размера системы L. Если размер системы меньше масштаба L_{α} , то в такой системе происходит спектральная конденсация энергии – энергия, передаваемая по обратному каскаду, накапливается на масштабах порядка L, что и приводит к формированию когерентных структур [13]. Такие структуры впервые наблюдали в эксперименте [16]. В настоящее время данные структуры активно исследуют экспериментально, теоретически и при численных моделированиях. В экспериментальной работе [17] исследуются когерентные вихри в двумерной турбулентности, возбуждаемой силой Лоренца в тонком слое жидкости. В экспериментальных работах [18, 19] изучается процесс формирования обратного энергетического каскада и формирование крупномасштабных когерентных вихрей в турбулентности, возбуждаемой волнами Фарадея. В теоретической работе [20] исследуется зависимость характеристик когерентного течения от экспериментально регулируемых величин. В численной работе [21] наблюдали когерентные вихри в прямоугольной геометрии. В теоретических и численных исследованиях [22–24] предсказывается вид радиального профиля азимутальной скорости когерентного вихря. В данной работе впервые он был установлен экспериментально.

1.3 Коэффициент трения о дно

Коэффициент трения о дно для тонкого слоя жидкости $\alpha = \pi^2 v/(4h^2)$, где *v* – кинематическая вязкость жидкости, *h* – глубина слоя. Для уменьшения трения о дно можно увеличивать глубину слоя жидкости, но тогда будет ухудшаться условие двухмерности течения *h* « *L*. Использование двухслойных жидкостей позволяет избежать этот недостаток: турбулентность возбуждается в верхнем слое, а нижний слой играет роль смазки. Коэффициент трения в этом случае можно найти, определив наименьший корень уравнения:

$$\frac{\rho_b}{\rho} \sqrt{\frac{\nu_b}{\nu}} = \tan\left(\sqrt{\frac{\alpha}{\nu_b}} h_b\right) \tan\left(\sqrt{\frac{\alpha}{\nu}} h\right) \tag{1}$$

где h, v, ρ – глубина, кинематическая вязкость и плотность верхнего слоя, а h_b , v_b , ρ_b – соответствующие характеристики нижнего слоя.

2. Цели и задачи работы

Основные цели магистерской работы:

- Исследовать эволюцию системы мелкомасштабных вихревых течений, возбуждаемых электромагнитным методом в тонком слое проводящей жидкости (обратный энергетический каскад Крайчнана).
- Добиться формирования крупномасштабного когерентного вихревого течения, занимающего большую часть площади экспериментальной ячейки.
- 3. Исследовать распределение скорости в данном вихре.

Задачи работы:

- 1. Создать экспериментальную установку для возбуждения и регистрации двумерных вихревых течений.
- Оптимизировать экспериментально регулируемые параметры и создать условия для формирования крупномасштабных когерентных вихрей: размеры ячейки, параметры жидкостей (для уменьшения коэффициент трения о дно), источник тока (для увеличения уровня накачки энергии).
- 3. Написать программное обеспечение для обработки экспериментальных данных.
- Исследовать радиальный профиль азимутальной скорости когерентного вихря.
- Сравнить экспериментальные результаты с современной теорией и численными экспериментами.

3. Эксперимент

3.1 Методика возбуждения и регистрации двумерных вихревых течений

Для исследования двумерной турбулентности была создана система, позволяющая возбуждать и регистрировать двумерные вихревые течения. Схема экспериментальной установки показана на рис. За. Фотографии установки представлены на рис. Зb и 3c.

Рис. За. Схема экспериментальной установки: 1 – ячейка из оргстекла, 2а – перфтордекалин, 2b – электролит, 3 – решетка из магнитов, 4 – платиновые электроды, подключенные к источнику питания, 5 – линза Пауэлла, 6 – лазер, 7 – видеокамера.

Для наблюдения эффекта спектральной конденсации размеры ячейки экспериментально были подобраны следующими – $10 \times 10 \times 1.5$ см. Ячейка изготовлена из органического стекла. На дно ячейки для уменьшения уровня диссипации энергии за счёт трения о дно наливали слой (глубиной $h_b = 0.45$ см) перфтордекалина – нерастворимой в воде непроводящей жидкости.

Рис. 3b. Фото экспериментальной установки сбоку. Обозначения из рис. 3а.

Рис. 3с. Фото экспериментальной установки сверху. Ј показывает направление тока. На границах ячейки указаны размеры рабочей области.

Плотность перфтордекалина $\rho_b = 1.95$ г/см³, кинематическая вязкость $v_b = 2.7 \cdot 10^{-2} \,\mathrm{cm}^2/\mathrm{c}$. За счёт данного слоя в эксперименте удалось уменьшить коэффициент трения о дно в 7 раз по сравнению с однослойной жидкостью. Поверх перфтордекалина наливался слой (глубиной h = 0.85 см) электролита – 20-процентного раствора KNO₃ в дистиллированной воде. Выбрана данная соль, т.к. её ионы в растворе воды имеют максимальную подвижность среди безопасных для человека солей, а также она не окисляет магниты. Концентрация электролита подбиралась экспериментально, чтобы максимизировать ток через электролит. Плотность электролита $\rho = 1.15$ г/см³, вязкость электролита слабо зависит от концентрации соли и близка к вязкости воды $v_b = 10^{-2}$ см²/с. Под дном ячейки находилась решетка 10 × 10 из магнитов, расположенных в шахматном порядке, так что поля двух ближайших магнитов были направлены в противоположные стороны. Расстояние между центрами ближайших магнитов составляло 1 см. Индукция неоднородного магнитного поля составляла ≈ 1 Тл вблизи поверхности магнитов. Погруженные в электролит платиновые электроды подключались к источнику питания постоянного тока. Для увеличения потока энергии в обратном каскаде в эксперименте был достигнут максимальный ток через электролит силой I = 6.4 А. При пропускании данного тока жидкость за счет силы Лоренца приводилась в движение (рис. 4).

Течение электролита регистрировали кросс-кореляционным методом PIV (particle image velocimetry) [25–26]. Для этого в жидкость добавляли порошок полиамида со средним диаметром частиц ≈30 мкм. Плотность частиц полиамида близка к плотности электролита, частицы локализованы под поверхностью в агрегатах-трейсерах со средним размером ≈200 мкм и полностью увлекаются движениями жидкости. Чтобы детектировать движения полиамидных трейсеров только в тонком слое вблизи поверхности, поверхность жидкости подсвечивалась лазерным листом толщиной ≈1 мм, сформировавшимся после прохождения через линзу Пауэлла луча лазера. Движения подсвеченных

10

трейсеров регистрировали камерой Canon EOS 6D со скоростью 24 кадра в секунду. Чтобы проследить за треками трейсеров, кадры накладывались друг на друга и усредняли (рис. 4).

Рис. 4. Треки полиамидных трейсеров на поверхности электролита через 3 секунды после включения накачки.

3.2 Экспериментальные данные и их обработка

Обработка полученных кадров программой PIVLab [27] позволяет рассчитать компоненты скорости движения трейсеров $v_x(x,y)$, $v_y(x,y)$ и вычислить завихренность на поверхности жидкости, которая определяется выражением:

$$\Omega(x, y) = \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x}.$$
(2)

Распределение энергии на единицу массы по волновым числам $E(k_x,k_y)$ можно рассчитать по известным значениям v_x и v_y , как дискретное пространственное преобразование Фурье кинетической энергии двумерной системы. Распределение энергии по модулю волнового числа (энергетический спектр) можно вычислить усреднением $E(k_x,k_y)$ по кольцу в (k_x,k_y) -пространстве:

$$E(k) = \frac{1}{2S\Delta k} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \left[\left| \mathbf{v}_{\mathbf{q}} \right|^2 \right].$$
(3)

Интегрирование проводится в кольце $k < q < k + \Delta k$. Полученное значение интеграла нормируется на площадь поверхности жидкости *S*. Здесь v_q – фурье-компонента скорости на поверхности жидкости. Скобки [] означают усреднение по 24-м последовательным снимкам.

Во время эксперимента при пропускании тока через электролит на электродах образовывались пузырьки газа, которые затрудняли детектирование течений. Поэтому вблизи электродов были установлены полимерные шторки, так что поле наблюдения было ограничено размерами $L_x \times L_y = 8.25 \times 10 \, cm$.

Экспериментальные результаты и обсуждения

4.1 Включение накачки

На рис. 5а показаны треки полиамидных трейсеров на поверхности электролита после 3 с накачки. Хорошо видна решетка 8×10 вихрей диаметром ≈1 см. На рис. 5b приведено распределение завихренности $\Omega(x, y)$, вычисленное по формуле (2). Видно, что ближайшие соседи в решетке вращаются в противоположных направлениях, таким образом, вихри образуют шахматную структуру. Рис. 5с объясняет величину масштаба накачки l_f , на нем представлено распределение энергии $E(k_x, k_y)$ после 3 с накачки, которое позволяет установить, на каких волновых числах (пространственных масштабах) сосредоточено определенное количество энергии. Хорошо видны четыре пика с примерно одинаковыми амплитудами на расстоянии $k_f \approx 4.4 \ cm^{-1}$ от нуля в направлениях [1 1] и [-1 1] – направления симметрии вихрей с одним знаком завихренности, что совпадает с симметрией подрешетки магнитов с одинаковой ориентацией полюсов с периодом $\sqrt{2}$ см. Эти пики относятся к решетке вихрей, возбуждаемых на масштабе накачки. Значения масштаба и волнового числа накачки связаны соотношением $l_f = 2\pi/k_f \approx 1.4$ см. Средняя скорость жидкости в середине между вихрями, определенная алгоритмом PIV, равна $v_f \approx 2$ см/с. Число Рейнольдса на этом масштабе $Re_f = v_f l_f / v \approx 280 >> 1$.

Рис. 5. (а) – Треки полиамидных трейсеров на поверхности электролита. (b) – Распределение завихренности $\Omega(x, y)$ на поверхности электролита, масштаб накачки $l_f \approx \sqrt{2}$ см. (c) – Распределение энергии по волновым числам $E(k_x, k_y)$ в логарифмическом масштабе через 3 секунды после включения накачки. Волновое число накачки $k_f \approx 4.4$ см⁻¹.

Рис. 6. Треки полиамидных трейсеров на поверхности электролита: (а) – через 1 мин после включения накачки, (b) – через 5мин. Эллипсом обозначены примерные границы крупно-масштабного течения. (c) – Треки полиамидных трейсеров через 13 с после выключения накачки. Радиус внешней окружности ≈2 см, внутренней – $r_c \approx 0.9$ см. Моментальные положения центра когерентного вихря обозначены белыми кружками.

4.2 Формирование обратного каскада

Через 3 с накачки, после того как решетка сформировалась, вихри начинают нелинейно взаимодействовать друг с другом и сливаются, образуя более крупномасштабные структуры. Характерный масштаб вихрей увеличивается примерно в два раза между третьей (см. рис. 5) и пятой секундами, а затем между пятой секундой и первой минутой (см. рис. 6a). На рис. 6b виден наиболее крупномасштабный вихрь в системе, примерные границы которого обозначены белым пунктирным эллипсом. Через 5 мин накачки характерный размер вихря близок к размерам ячейки. Эволюция максимального вихревого масштаба видна на рис. 7, на котором показано распределение энергии $E(k_x, k_y)$ по волновым числам. Пунктирная окружность имеет радиус k_f и центр в нуле. Видно, что большая часть энергии системы через 5 секунд накачки (см. рис. 7а) находится на расстоянии $k \approx k_f / 2$ от нуля или сосредоточена в вихрях с характерными пространственными масштабами в два раза больше, чем *l*_f. Через 1 мин (рис. 7b) основная часть энергии системы сосредоточена в вихрях с характерным размером в четыре раза больше, чем l_f , через 5 мин (рис. 7с) – в вихре с волновым числом $k_{coh} \approx 0.85 \ cm^{-1}$, т.е. в вихре с характерным размером $L_{coh} \approx 7.5$ см.

На рис. 8 представлены энергетические спектры, рассчитанные по формуле (3). В первое время большая часть энергии, поступившая в систему, сосредоточена на $k_f \approx 4.4 \text{ cm}^{-1}$ (кривая a – спектр после 1 с накачки, умноженный на 10, другие кривые не умножаются), затем через 5 с накачки (кривая b) возникает пик на $k \approx 2.2 \text{ cm}^{-1}$ (на больших пространственных масштабах), в котором сосредоточено больше энергии, чем в пике на волновом числе накачки, т.е. энергия передается в меньшие k по (неразвитому) обратному каскаду.

Рис. 7. Распределение энергии по волновым числам $E(k_x, k_y)$ в логарифмическом масштабе: (а) – через 5 с после включения накачки, (b) – через 1 мин, (c) – через 5 мин. Волновое число накачки $k_f \approx 4.4 \text{ см}^{-1}$, волновое число когерентного вихря $k_{coh} \approx 0.85 \text{ см}^{-1}$.

После 1 мин накачки (кривая *c*) наблюдается пик на $k \approx 1.1 \ cm^{-1}$, зависимость энергетического спектра от волнового числа в диапазоне от k_f до этого пика (инерционный интервал) близка к теоретически предсказанной

Рис. 8. Энергетический спектр E(k) в двойном логарифмическом масштабе в различные моменты времени после включения накачки: a – через 1 с (спектр E(k) умножен на 10 для удобства сравнения), b – 5 с, c – 1 мин, d – 5 мин.

 $E(k) \propto k^{-5/3}$ [13–15]. Для сравнения на рисунке проведена пунктирная прямая, соответствующая закону $k^{-5/3}$. После 5 мин накачки (кривая *d*) в инерционном интервале наблюдается развитый обратный каскад, зависимость энергии от волнового числа близка к теоретической $E(k) \propto k^{-5/3}$. Пик на $k_{coh} \approx 0.85 \ cm^{-1}$ соответствует вихрю диаметром $L_{coh} \approx 7.5 \ cm$. Скорость на периферии этого вихря (см. рис. 6b), определенная алгоритмом PIV, равна $v_{coh} \approx 1.7 \ cm/c$. Центр вихря, определенный как область с максимальным по модулю значением завихренности, показан на рисунке белым кружком. Число Рейнольдса составляет $Re_{coh} = v_{coh} L_{coh}/v \approx 1300$.

Значение потока энергии в обратном каскаде ϵ может быть найдено из энергического баланса в квазистационарном режиме, когда энергия системы слабо меняется со временем. В этом случае поток энергии примерно равен энергии, диссипируемой в единицу времени: $\epsilon \approx \int_{k_{coh}}^{k_f} (\gamma_k + 2\alpha) E(k) dk$, где

 $\gamma_k = 2vk^2 -$ коэффициент затухания энергии за счет вязкости. Коэффициент трения о дно ячейки, рассчитанный по формуле (1), $\alpha \approx 2.3 \cdot 10^{-2} c^{-1}$ согласуется с экспериментальным значением, полученным из наблюдения заключительной стадии релаксации крупномасштабного течения (рис. 9). Используя спектр E(k), полученный из экспериментальных данных, определим поток энергии $\epsilon \approx (3\pm 1) \cdot 10^{-2} cm^2/c^3$. Теперь можно оценить, что пространственный масштаб, на котором должен обрываться обратный каскад в неограниченной системе $L_{\alpha} \sim \epsilon^{1/2} \alpha^{-3/2} \approx 50 cm$, значительно превышает размер ячейки L = 10 cm.

4.3 Выключение накачки

На рис. 6b видны сильные флуктуации от мелкомасштабных вихрей, особенно от вихрей на масштабе накачки. Чтобы уменьшить их влияние, можно выключить накачку. Из-за большого коэффициента затухания энергии за счет вязкости для решетки и на больших *k* мелкомасштабные вихри быстро затухнут, и можно будет без существенных флуктуаций наблюдать когерентный вихрь и исследовать его структуру. Действительно, для $k \ge k_f$ выполнено условие $\gamma_k \ge \gamma_{k_f} \approx 0.4 \ c^{-1}$, что намного больше коэффициента затухания энергии на малых *k*, равного $2\alpha \approx 0.05 \ c^{-1}$.

На рис. 6с представлены треки полиамидных трейсеров на поверхности электролита через 13 с после выключения накачки. Когерентный вихрь на рис. 6с дрейфует с характерной скоростью центра $V_{dr} \approx 0.2 \ cm/c$. Чтобы исследовать распределение скорости в нем удобно перейти в систему отсчета связанную с центром вихря. На рис. 10 показан радиальный профиль азимутальной скорости

Рис. 9. Зависимость плотности (на единицу массы) кинетической энергии течений на поверхности электролита от времени после отключения накачки в логарифмическом (по плотности энергии) масштабе. Прямая соответствует заключительной стадии релаксации крупномасштабного течения, теряющего энергию за счёт трения о дно: $E(t) \propto e^{-2\alpha t}$, где $\alpha \approx 2.1 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$ – экспериментальное значение коэффициента трения о дно.

Рис. 10. Радиальный профиль азимутальной скорости во внешнем круге на рис. 6с (внутреннем рисунке на данном графике) через 13 с после выключения накачки. Прямые соответствуют линейной аппроксимации.

в системе центра вихря через 13 с после выключения накачки в круге, ограниченном внешней окружностью на рис. 6с, с радиусом ≈ 2 см. В сердцевине вихря, в круге с радиусом $r_c \approx 0.9$ см, ограниченном внутренней окружностью на рис. 6с, наблюдается линейная зависимость азимутальной скорости когерентного вихря от радиуса. Затем скорость выходит на плато на уровне $V \approx 0.2$ см/с. Центр вихря определяли по максимуму модуля завихренности.

4.4 Сравнение с теорией

В работе [22] теоретически было установлено, что в ячейке с периодическими граничными условиями при короткокореллированной по времени накачке азимутальная скорость когерентного вихря при включенной накачке не зависит от расстояния от центра вихря $V \sim \sqrt{3\epsilon/\alpha}$. В этой же работе также было проведено компьютерное моделирование, результаты которого с хорошей точностью согласуются с теоретическими предсказаниями. В дальнейших работах [23,24] теория была уточнена и было найдено, что в сердцевине вихря вблизи центра азимутальная скорость растет линейно по радиусу. Было установлено, что радиус сердцевины $r_c \sim \sqrt{\nu/\alpha}$.

В данной работе накачка – стационарная, граничные нулевые (скорость течений у границ ячейки равна нулю), однако, для оценок можно воспользоваться результатами изложенной теории. Теоретические предсказания дают оценки при включенной накачке: радиус сердцевины $r_c \sim \sqrt{\nu/\alpha} \approx 0.7$ см, азимутальная скорость на плато $V \sim \sqrt{3\epsilon/\alpha} = (2.0 \pm 0.5)$ см/с. Из распределения энергии на рис. 7с, 8 (кривая *d*) следует, что большая часть энергии системы сосредоточена в когерентном вихре. Тогда полная энергия течений на поверхности электролита на единицу массы (плотность энергии) через *t* секунд после выключения накачки может быть оценена как $E_{tot}(t) \approx V_{coh}^2(t) / 2$, где $V_{coh}(t)$ –

характерная скорость когерентного вихря в момент времени *t* после выключения накачки. Следовательно, $V_{\rm coh}(13) \approx \sqrt{E_{\rm tot}(13) / E_{\rm tot}(0)} V \approx 0.45$ см/с, где $E_{\rm tot}(0) \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см²/с² и $E_{\rm tot}(13) \approx 1 \cdot 10^{-3}$ см²/с² – экспериментальные значения плотности полной энергии сразу перед выключением накачки и через 13 с после (рис. 11). В системе центра вихря, дрейфующего со скоростью $V_{\rm dr} \approx 0.2$ см/с, азимутальную скорость вне сердцевины через 13 с после выключения накачки можно оценить так: $V \approx V_{\rm coh}(13) - V_{\rm dr} = (0.25 \pm 0.07)$ см/с, что близко к экспериментально наблюдаемому значению.

Рис. 11. Зависимость плотности (на единицу массы) кинетической энергии течений на поверхности электролита от времени после включения накачки. Точки соответствуют моментам сразу и через 13 с после выключения накачки.

5. Заключение. Публикации, доклады и благодарности

Заключение. В данной работе исследован процесс формирования обратного каскада энергии в двумерной системе. Обнаружено, что наблюдаемая зависимость энергии от волнового числа близка к предсказываемой теорией $E(k) \propto k^{-5/3}$ [13–15]. Показано, что вследствие нелинейного взаимодействия мелкомасштабные вихри, первоначально возбуждаемые на масштабе накачки в тонком слое жидкости в экспериментальной ячейке, сливаются и образуют более крупномасштабные вихревые течения. Трение о дно и мощность накачки были таковы, что максимальный масштаб вихря в системе ограничивался размерами ячейки. Энергия, поступающая в этот масштаб в обратном каскаде, накапливалась в вихре и наблюдалось явление спектральной конденсации, формировался когерентный вихрь. Однако, одновременно в системе присутствовали сильные флуктуации от мелкомасштабных вихрей. После выключения накачки они быстро затухали, и через 13 с можно было без существенных флуктуаций наблюдать когерентный вихрь, размеры которого близки к размеру системы, и исследовать его структуру. Впервые был установлен радиальный профиль азимутальной скорости когерентного вихря в системе его дрейфующего центра после выключения накачки. Оказалось, что в сердцевине вихря азимутальная скорость возрастает по линейному закону, а далее азимутальная скорость близка к постоянной. Результаты данных исследований хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями [22-24].

Публикации и доклады. Результаты данных исследований опубликованы в работе [28], доложены на 59-ой и 60-ой Всероссийских научных конференциях МФТИ с международным участием (доклад на 60-ой конферен-

23

ции отмечен дипломом победителя конференции), 26-й Научной сессии Совета РАН по нелинейной динамике, научных школах «Нелинейные волны» в 2016 и 2018 гг., Всероссийских научных конференциях молодых ученых «Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики» в 2016 и 2018 гг. (в 2018 г. отмечен дипломом победителя конференции), международной конференции «Landau Days – 2017», Всероссийской молодёжной конференции по теоретической и экспериментальной физике, приуроченной к празднованию 75–летия НИЦ «Курчатовский институт», международной конференции для профессионалов и молодых учёных «Low temperature physics 2018», а также опубликованы в тезисах докладов в трудах данных конференций; доложены на учёном Совете ИФТТ РАН, лабораторном семинаре "Нелинейные динамические системы" ИФТТ РАН и ИТФ им. Ландау РАН.

Благодарности. Автор диссертации благодарен Максиму Юрьевичу Бражникову за научное руководство на всех этапах исследования; всем сотрудникам Лаборатории квантовых кристаллов ИФТТ РАН за творческую атмосферу и дружелюбный коллектив, в особенности заведующему лабораторией Александру Алексеевичу Левченко и профессору Леониду Павловичу Межову-Деглину за всяческую помощь и обучение, Сергею Васильевичу Филатову – за помощь в компьютерной обработке экспериментальных результатов; всем членам Лаборатории гидродинамики ИТФ им. Ландау РАН-ИФТТ РАН за ценные обсуждения и полезные доклады на лабораторном семинаре, в особенности коллегам-теоретикам – Владимиру Валентиновичу Лебедеву, Игорю Валентиновичу Колоколову, Владимиру Михайловичу Парфеньеву и Сергею Сергеевичу Вергелесу – за создание теоретических представлений изложенных исследований и развитию понимания процессов, происходящих в исследуемых системах; сотрудникам кафедры ФТТ ФОПФ МФТИ (ГУ) за ряд полезных прочитанных курсов (в особенности за курсы Зверева Владимира Николаевича, Бобковой Ирины

24

Вячеславовны, Девятова Эдуарда Валентиновича, Долганова Павла Владимировича и Шевчуна Артёма Фёдоровича), а также за заботу, в особенности за выдающуюся работу заместителя заведующего кафедрой Зверева Владимира Николаевича; семье и друзьям.

6. Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, **т.6**, *Гидродинамика*, Физматлит, М. (2003).

2. A.S. Monin and A.M. Yaglom, *Statistical Fluid Mechanics*, MIT Press (1971), v. I; Diver (2007), v. II.

3. A.A. Townsend, *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge University Press, Cambridge (1976).

4. M. Hossain, W. H. Matthaeus, and D. Montgomery, J. Plasma Phys. **30**, 479 (1983).

5. D. K. Lilly and E. L. Petersen, Tellus, Ser. A, Dyn. Meteorol. Oceanogr. **35**, 379 (1983).

6. K. S. Gage and G. D. Nastrom, J. Atmos. Sci. 43, 729 (1986).

7. G. D. Nastrom, K. S. Gage, and W. H. Jasperson, Nature (London) **310**, 36 (1984).

8. D. K. Lilly, J. Atmos. Sci. 46, 2026 (1989).

9. A. Adriani et al., Nature **555**, pages 216 (2018).

10. G. Boffetta and R.E. Ecke, Annu. Rev. Fluid Mech. 71, 427 (2012).

11. L.M. Smith and V. Yakhot, Phys. Rev. Lett. 71, 352 (1993).

12. А.Н. Колмогоров, Доклады АН СССР (1941).

13. R. H. Kraichnan, Phys. Fluids **10**, 1417 (1967).

14. C. E. Leith, Phys. Fluids **11**, 671 (1968).

15. G. K. Batchelor, Phys. Fluids **12**, 233 (1969).

16. J. Sommeria, J. Fluid Mech. **170**, 139 (1986).

17. H. Xia, M. Shats, and G. Falkovich, Phys. Fluids **21**, 125101 (2009).

N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, and M. Shats, Phys. Rev. Lett. **110**, 194501 (2013).

19. N. Francois, H. Xia, H. Punzmann, S. Ramsden, and M. Shats, Phys. Rev. X 4, 021021 (2014).

20. И. В. Колоколов, В. В. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **106**, 633 (2017).

21. A. Frishman, J. Laurie, and G. Falkovich, Phys. Rev. Fluids 2, 032602 (2017).

22. J. Laurie, G. Boffetta, G. Falkovich, I. Kolokolov, and V. Lebedev, Phys. Rev. Lett. **113**, 254503 (2014).

23. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, Phys. Rev. E 93, 033104 (2016).

24. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, J. Fluid Mech. 809, R2-1 (2016).

25. Raffel, M.; Willert, C.; Wereley, S.; Kompenhans, J., *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, Springer-Verlag (2007).

26. Adrian, R.J.; Westerweel, J., *Particle Image Velocimetry*, Cambridge University Press (2011).

27. W. Thieckle and E. J. Stamhuis, J. Open Research Software 2, 30 (2014).

28. А.В. Орлов, М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Письма в ЖЭТФ 107
№3, 166 (2018).