

03.1;03.2

Подавление турбулентности в течениях с вращением

© Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова

Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия
E-mail: jilenko@imec.msu.ru

Поступило в Редакцию 20 февраля 2019 г.
В окончательной редакции 20 февраля 2019 г.
Принято к публикации 23 мая 2019 г.

Экспериментально исследованы возможности управления турбулентностью в сферическом течении Куэтта. Показано, что с увеличением амплитуды модуляции скорости вращения внешней сферы возможно подавление турбулентности с переходом к ламинарному режиму течения. Обратный процесс — восстановление турбулентности — возможен при снижении амплитуды. Установлено, что разрушение турбулентности и ее восстановление сопровождаются гистерезисом. Показано, что при небольших амплитудах модуляции подавление турбулентности возможно только в узкой полосе частот.

Ключевые слова: геофизические течения с вращением, подавление турбулентности, сферическое течение Куэтта.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.17.48218.17740

Поиску и изучению эффективности методов уменьшения интенсивности турбулентности уделяется в настоящее время большое внимание [1,2]. Подавление турбулентности может происходить при массообмене через границы течения (например, при отборе газа из пограничного слоя [3] или подаче жидкости поперек течения [1]), добавлении частиц твердой фазы в газовый поток [4], воздействии низкочастотных пульсаций [5], импульсном смещении стенки трубы в направлении скорости течения [1], а также другими способами [2]. Подавление турбулентности возможно и в атмосферных процессах, например при ночном охлаждении приземного пограничного слоя атмосферы [6]. Интерес к способам снижения интенсивности турбулентности в течениях с вращением вызван возможностью использования таких способов в технологиях обработки жидких металлов и расплавов, в частности при выращивании монокристаллов из жидких расплавов и растворов [7]. В турбулентных течениях с вращением возможности полного устранения турбулентности показаны численно в случае воздействия осевого магнитного поля на цилиндрическое течение Куэтта [8]. В сферическом течении Куэтта, формирующемся под действием вращения коаксиально расположенных сфер, которое рассматривается в настоящей работе, экспериментально показана возможность снижения интенсивности турбулентных пульсаций азимутальной компоненты скорости [9]. В рассматриваемом случае незначительное (не более 5%) снижение интенсивности турбулентности происходило под влиянием модуляции скорости вращения внутренней сферы. Тем не менее вопрос о возможности полного устранения турбулентности во вращающихся сферических слоях остается открытым, прояснение этого вопроса и является целью настоящей работы.

Течение в сферическом слое формируется в зазоре между двумя независимо вращающимися прозрачными сферами с радиусами $r_1 = 75$ мм и $r_2 = 150$ мм. Зазор между сферами заполнен силиконовым маслом с вязкостью $\nu \approx 5 \cdot 10^{-5}$ м²/с при температуре 22°C, в которое для визуализации течения добавлена алюминиевая пудра. С целью стабилизации температуры в слое и сохранения сферичности границ внешняя сфера помещалась в термостат, также заполненный силиконовым маслом. Температура измерялась датчиком, расположенным на экваторе внешней сферы, и поддерживалась постоянной (с точностью не менее $\pm 0.05^\circ\text{C}$). Измерения азимутальной скорости течения u_φ проводились лазерным анемометром в точке вблизи внешней сферы, удаленной от плоскости экватора на расстояние 0.078 м и от оси вращения на 0.105 м. Скорость вращения внутренней сферы Ω_{10} поддерживалась постоянной. Скорость вращения внешней сферы $\Omega_2(t)$ изменялась: $\Omega_2(t) = \Omega_{20}(1 + A \sin(2\pi f t + \varphi))$, где A — амплитуда модуляции, f — частота модуляции, средняя погрешность рассматриваемых величин не превышала 0.05% от заданных значений. Методика проведения экспериментов была следующей. Сначала при встречном вращении границ и отсутствии модуляции ($A = 0$) формировалось исходное турбулентное течение. Особенностью выбранных исходных турбулентных режимов является то, что с уменьшением числа Рейнольдса $Re_1 = \Omega_{10} r_1 / \nu$ происходит переход к ламинарному, симметричному относительно экватора периодическому режиму течения с тремя вихрями, распространяющимися в азимутальном направлении, и этот переход происходит с гистерезисом [10]. Вблизи порога перехода к турбулентности из ламинарного течения при возрастании чисел Рейнольдса в ней наблюдаются распределенные случайным образом фрагменты пространственных структур, характерные

Границы области гистерезиса при $f = 0.02 \text{ Hz}$ (при повышении A выше A_1 происходит подавление турбулентности и переход к ламинарному течению; при снижении A ниже A_2 происходит возврат от ламинарного течения к турбулентности)

Амплитуда модуляции	ИТ I	ИТ II
A_1	0.1	0.0638
A_2	0.046	0.059

для предшествующего переходу течения [10]. Переходы между периодическим и турбулентным режимами течения легко визуализируются. В качестве исходных турбулентных течений (ИТ) рассматривались два, числа Рейнольдса которых выше соответствующих значений на границе гистерезиса: $Re_2 = \Omega_{20} r_1 / \nu = 900$, $Re_1 = 434$ — ИТ I, $Re_2 = \Omega_{20} r_1 / \nu = 700$, $Re_1 = 382$ — ИТ II. Оба течения получены путем повышения Re_1 при постоянной величине Re_2 . Кроме того, в качестве исходного рассматривалось турбулентное течение внутри области гистерезиса ($Re_2 = \Omega_{20} r_1 / \nu = 700$, $Re_1 = 377$ — ИТ III), которое получалось из ИТ II путем уменьшения Re_1 при постоянном значении Re_2 . Визуализация течений при ИТ I и II проводилась при частоте модуляции $f = 0.02 \text{ Hz}$, ИТ III — в диапазоне частот модуляции $0.01 < f < 0.06 \text{ Hz}$. Все измерения при ИТ II и ИТ III проведены при $f = 0.02 \text{ Hz}$.

После установления каждого из перечисленных выше исходных турбулентных течений при выбранной величине f амплитуду A увеличивали от нуля до заданного значения (но не более 20% от Ω_{20}). Выяснилось, что увеличение A во всех рассмотренных случаях может приводить к подавлению турбулентности, которая сменяется ламинарным течением. Структура ламинарного течения подобна структуре упомянутого выше периодического течения, которое при стационарных граничных условиях предшествует турбулентности. В спектре ламинарных течений (рис. 1, *a*) присутствуют пики на частоте модуляции $f = 0.02 \text{ Hz}$ и пики на собственной частоте ($f_2 = 0.06 \text{ Hz}$ при ИТ II и $f_3 = 0.053 \text{ Hz}$ при ИТ III). Уменьшение A при ИТ I и ИТ II приводит к восстановлению турбулентности. В этом случае при подавлении турбулентности и ее восстановлении наблюдается гистерезис (см. таблицу). При ИТ III с уменьшением A ламинарное течение остается. Спектры турбулентных течений, показанные на рис. 1, *b*, соответствуют спектрам двумерной турбулентности, поскольку на меньших частотах можно выделить участок с постоянным углом наклона, близким к величине $-5/3$, а на больших частотах — к величине -3 .

На рис. 2 приведены фрагменты зависимости от времени $\Omega_2(t)$ и $u_\varphi(t)$: *a*, *b* — разрушение турбулентности и переход к ламинарному течению после увеличения A , *c* — восстановление турбулентности после уменьшения A . Также на рис. 2, *a*, *b* приведены

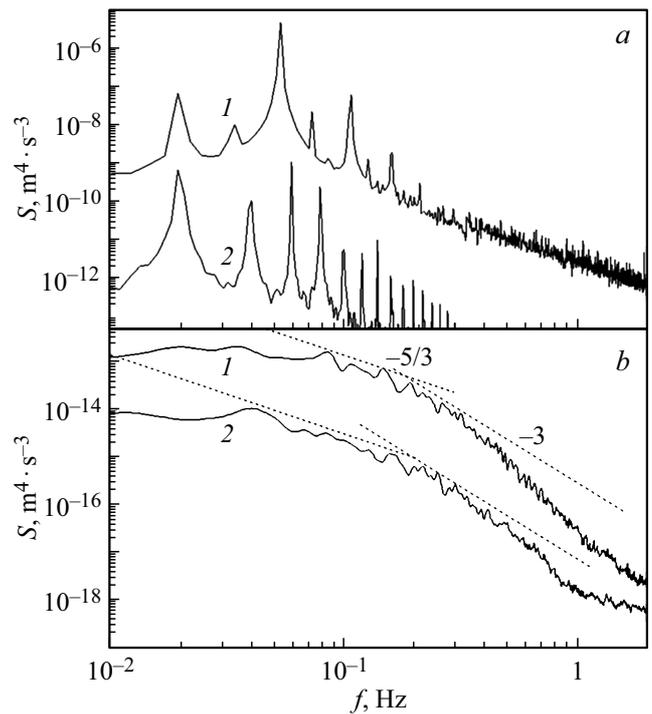


Рис. 1. Спектры u_φ^2 ламинарного (*a*) и турбулентного (*b*) течений при $f = 0.02 \text{ Hz}$. Кривые 1 — ИТ III, $A = 0.02$; кривые 2 — ИТ II, $A = 0.15$.

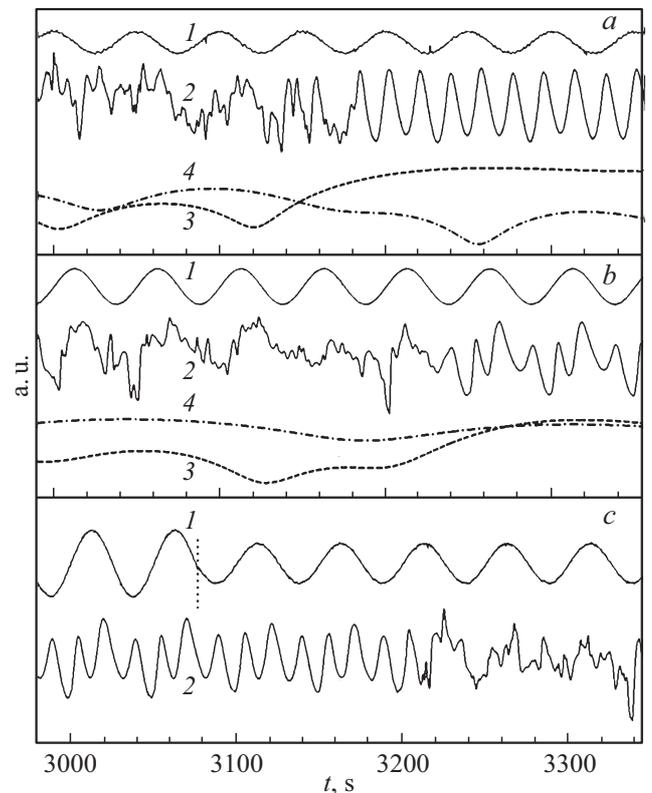


Рис. 2. Зависимость от времени сглаженного сигнала $\Omega_2(t)$ (1), u_φ (2), амплитуды на частоте когерентных структур (3), амплитуды на частоте модуляции $f = 0.02 \text{ Hz}$ (4). *a* — ИТ III, $A = 0.02$; *b* — ИТ II, $A = 0.15$; *c* — ИТ II, переход от $A = 0.1$ к $A = 0.059$ (момент изменения A показан вертикальной пунктирной линией).

зависимости от времени амплитуд на частоте модуляции и на собственных частотах ламинарных режимов. Амплитуды $A_f(t)$ рассчитаны тем же, что и в [11], методом, основанным на использовании преобразования Гильберта (НТ): $A_f(t) = |u_f(t) + i\text{НТ}(u_f(t))|$, где $u_f(t)$ для каждой из частот определяется исходя из $u_\varphi(t)$ с помощью процедуры фильтрации в полосе частот $f \pm \Delta f$, $\Delta f = 0.005$ Hz. Характерное время роста амплитуды от локального минимума, предшествующего стадии окончательного возрастания, до момента разрушения турбулентности составляет примерно один период колебаний (рис. 2, *a, b*). При ИТ III модуляция практически не оказывает влияния на форму ламинарной части сигнала (рис. 2, *a*), и в этой части $A_{0.053}(t) \gg A_{0.02}(t)$, где $A_{0.053}(t)$ и $A_{0.02}(t)$ — рассчитанные величины амплитуд на частотах $f = 0.053$ Hz и $f = 0.02$ Hz соответственно. В случае ИТ II амплитуды близки, и видна сильная амплитудная модуляция ламинарной части сигнала (рис. 2, *b*).

Интересно отметить, что разрушение турбулентности при возрастании A происходит в момент времени, близкий к минимуму $\Omega_2(t)$ (рис. 2, *a, b*). Восстановление турбулентности после уменьшения A происходит при прохождении максимума $\Omega_2(t)$ (рис. 2, *c*). В рассматриваемом диапазоне изменения параметров течения ($700 < \text{Re}_2 < 900$) чем выше величина Re_2 , тем выше величины Re_{1cr} , соответствующие как порогу формирования турбулентности при увеличении Re_1 , так и порогу ее затухания при снижении Re_1 . Поэтому уменьшение Re_2 при постоянной величине Re_1 (а именно это происходит при достижении минимума $\Omega_2(t)$) соответствует большей надкритичности турбулентности, т.е. большей разнице $\text{Re}_1 - \text{Re}_{1cr}$. Ранее в [10] было показано, что при небольшой надкритичности корреляционная размерность возрастает с увеличением Re_1 . Получается, что подавление турбулентности происходит в той области параметров, которая более удалена от границы формирования турбулентности, где уровень стохастичности при стационарном вращении более интенсивен. И наоборот, восстановление турбулентности наблюдается при попадании в область параметров, близкую к границе формирования турбулентности, где уровень стохастичности при стационарном вращении ниже. По крайней мере первая часть этого результата соответствует имеющимся данным для течения в трубе [1], где одним из возможных способов подавления турбулентности является повышение ее интенсивности на входе в трубу.

Величина амплитуды модуляции A_1 , соответствующая подавлению турбулентности, зависит от частоты модуляции f , и эта зависимость существенно нелинейная (рис. 3). В диапазоне изменения f от 0.01 до 0.018 Hz A_1 увеличивается по мере роста частоты. Это может объясняться более быстрым пространственным затуханием в радиальном направлении более высоких частот [12]. По-видимому, по этой же причине в связи с имеющимися в эксперименте ограничениями на

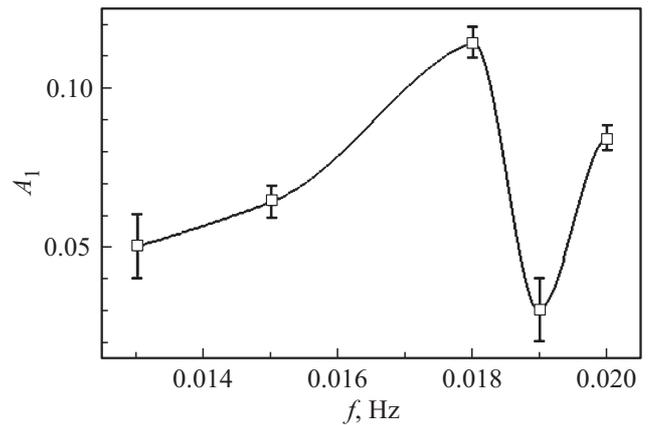


Рис. 3. Зависимость амплитуды модуляции A_1 , соответствующей подавлению турбулентности, от частоты модуляции f для ИТ III. Вертикальные линии соответствуют величине шага ступенчатого изменения A , при котором происходило подавление турбулентности.

величину A не удалось добиться разрушения турбулентности при $f > 0.02$ Hz. В диапазоне изменения f от 0.018 до 0.02 Hz наблюдается локальный минимум величины A_1 . Частота, соответствующая локальному минимуму, оказывается близкой к 1/3 от собственной частоты ламинарных режимов. Поскольку в ламинарном сигнале три вихря, указанная частота соответствует частоте прохождения одного вихря. Поэтому можно сделать вывод, что турбулентность наиболее восприимчива к возмущениям, частота которых соответствует частоте прохождения одного вихря предшествующего турбулентности периодического течения.

Таким образом, модуляция скорости внешней сферы на частоте, не превышающей частоты прохождения одного вихря в предшествующем турбулентности ламинарном течении, может привести к подавлению турбулентности. Как возрастание амплитуды сигнала на частоте когерентных структур, так и разрушение турбулентности происходят в моменты времени вблизи минимума скорости внешней сферы. Восстановление турбулентности при снижении амплитуды модуляции происходит в моменты времени, близкие к максимуму скорости внешней сферы, и при меньших величинах амплитуд модуляции, чем при ее подавлении.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-08-00074 и 19-05-00028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Kühnen J., Song B., Scarselli D., Budanur N.B., Riedl M., Willis A.P., Avila M., Hof B. // *Nature Phys.* 2018. V. 14. N 4. P. 386–391.
- [2] Корнилов В.И. // *Теплофизика и аэромеханика.* 2005. Т. 12. № 2. С. 183–208.
- [3] Леонтьев А.И., Луцик В.Г., Якубенко А.Е. // *ТВТ.* 2010. Т. 48. № 3. С. 396–401.
- [4] Терехов В.И., Пахомов М.А. // *ЖТФ.* 2011. Т. 81. В. 10. С. 27–35.
- [5] Бражников М.Ю., Колмаков Г.В., Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П. // *Письма в ЖЭТФ.* 2005. Т. 82. В. 9. С. 642–646.
- [6] Donda J.M.M., van Hooijdonk I.G.S., Moene A.F., van Heijst G.J.F., Clercx H.J.H., van de Wiel B.J.H. // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 2016. V. 142. N 695. P. 781–792.
- [7] Нашельский А.Я. Производство полупроводниковых материалов. М.: Металлургия, 1989. 272 с.
- [8] Leng X., Kolesnikov Y.B., Krasnov D., Li B. // *Phys. Fluids.* 2018. V. 30. N 1. P. 015107.
- [9] Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. // *Письма в ЖТФ.* 2017. Т. 43. В. 10. С. 87–94.
- [10] Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. // *ЖТФ.* 2010. Т. 80. В. 4. С. 16–23.
- [11] Zhilenko D., Krivonosova O., Gritsevich M., Read P. // *Chaos.* 2018. V. 28. N 5. P. 053110.
- [12] Жиленко Д.Ю., Кривоносова О.Э. // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 104. В. 8. С. 552–559.