

03.1

Подавление неустойчивости течений 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 9 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 16 декабря 2021 г.

Принято к публикации 22 декабря 2021 г.

Экспериментально исследованы возможности управления неустойчивостью, развивающейся в виде бегущих азимутальных волн в сферическом течении Куэтта. Установлено, что воздействие на бегущие азимутальные волны периодической модуляцией скорости вращения внутренней сферы может приводить к их подавлению, при отключении модуляции неустойчивость в виде бегущих азимутальных волн восстанавливается, в том числе со сменой волнового числа. Обнаружена возможность длительного во времени сохранения устойчивого стационарного течения после окончания модуляции (не менее 50 min или 2000 оборотов внутренней сферы), что в 4 раза больше времени переходных процессов в стационарном течении.

Ключевые слова: геофизические течения с вращением, сферическое течение Куэтта, управление неустойчивостью.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.06.52206.19073

Исследованию возможностей подавления гидродинамической неустойчивости течений посвящено много экспериментальных и теоретических работ. Так, например, ослабление неустойчивости в ламинарных пограничных слоях может происходить при силовом воздействии, создаваемом электрическими разрядами [1,2]. Стабилизация течения возможна под действием ускоренного сдвигового течения [3], поперечных осцилляций [4] или массообмена на границе течения [5], а также под действием магнитного [6] или электрического [7] полей. Поиск методов подавления неустойчивости в течениях с вращением интересен для технологических приложений, таких как выращивание кристаллов из жидких расплавов и растворов [8]. В этом случае гидродинамическая неустойчивость вызывает неоднородность фронта кристаллизации с образованием примесных полос роста, а подавление неустойчивости повышает однородность структуры монокристаллов [9]. В сферическом течении Куэтта, которое и является предметом исследования настоящей работы, периодическая во времени модуляция скорости вращения одной из сферических границ позволяет обеспечить частичное [10] или полное [11] подавление турбулентности, смещение величины предела устойчивости [12]. В последнем случае была показана возможность уменьшения интенсивности неустойчивых течений, но остается открытым вопрос о поведении течений после снятия управляющего воздействия. Прояснение этого вопроса и является целью настоящей работы.

Эксперименты по управлению неустойчивостью проводились в сферическом течении Куэтта, представляющем собой течение вязкой несжимаемой жидкости в зазоре между коаксиально расположенными сферами, которое формируется под действием вращения одной

или обеих границ, радиусы внутренней и внешней сфер составляют $r_1 = 0.075$ м и $r_2 = 0.15$ м соответственно. Слой наполнялся силиконовым маслом с вязкостью $\nu \approx 5 \cdot 10^{-5}$ м²/с при температуре 22°C, в масло для визуализации течения добавлена алюминиевая пудра. С целью стабилизации температуры сферы размещены в заполненном силиконовым маслом термостате. Температура рабочей жидкости в слое поддерживалась постоянной (с точностью не менее $\pm 0.05^\circ\text{C}$) и контролировалась расположенным на экваторе внешней сферы датчиком. Измерения азимутальной компоненты скорости течения u_φ лазерным анемометром проводились вблизи внешней сферы. Точка измерения удалена от плоскости экватора на расстояние 0.078 м и от оси вращения на 0.105 м. В настоящей работе внешняя сфера неподвижна, скорость вращения внутренней сферы $\Omega_1(t)$ изменялась относительно средней скорости Ω_{10} с задаваемой системой управления амплитудой A и частотой f

$$\Omega_1(t) = \Omega_{10}(1 + A \sin(2\pi f t + \varphi)).$$

Вращение сфер регулируется цифровой системой управления с выделенным сигнальным процессором, которая обеспечивает сохранение как среднего значения угловой скорости с точностью $\pm 0.05\%$, так и величин амплитуды и частоты. Мгновенные значения угловой скорости внутренней сферы $\Omega_1(t)$ вычисляются путем дифференцирования по времени сигналов фазы, поступающих с расположенного на валу датчика скорости вращения. Более подробное описание экспериментальной установки приведено в [13].

Эксперименты проводились следующим образом: сначала при $A = 0$ квазистатически увеличивалась Ω_{10} до

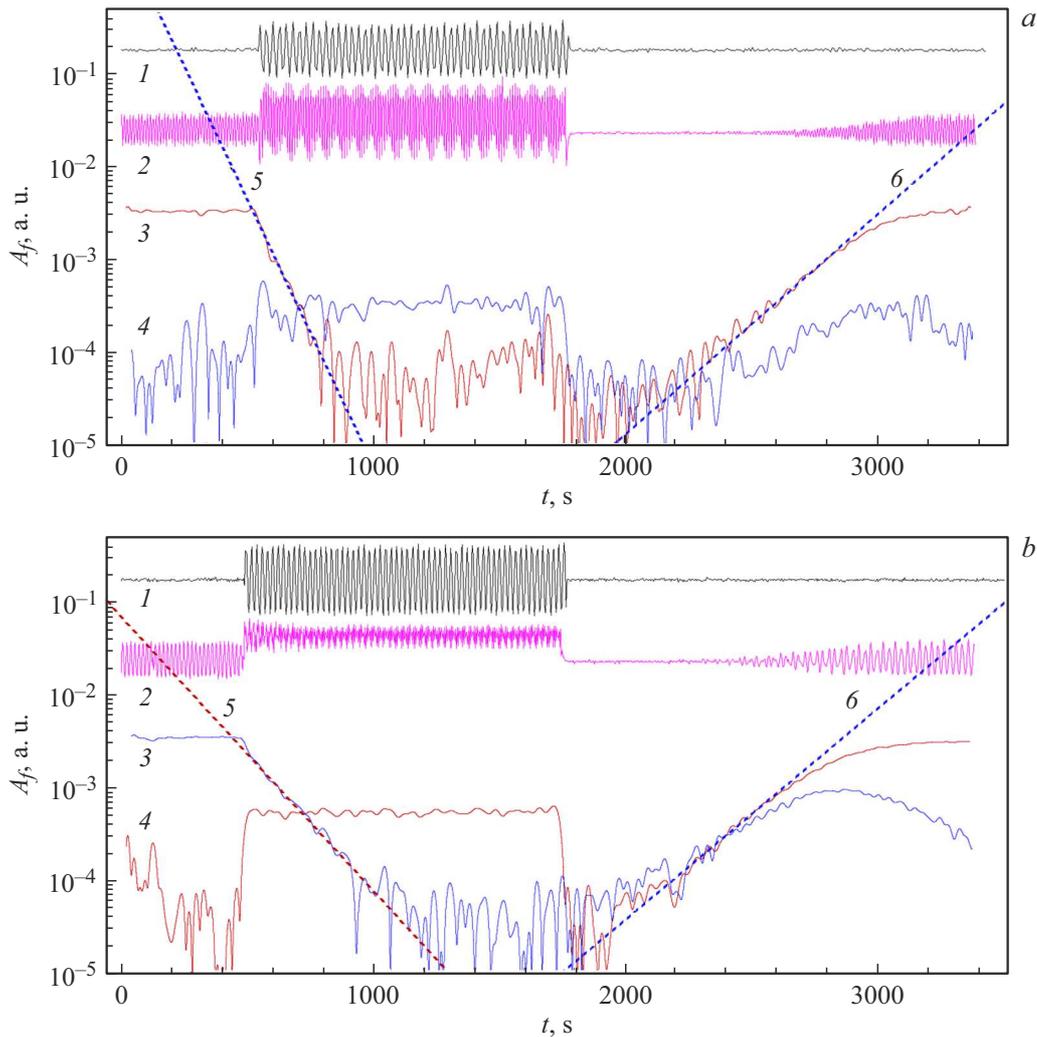


Рис. 1. Зависимости от времени t : 1 — скорости внутренней сферы $\Omega_1(t)/2\pi$, 2 — измеряемой скорости течения $u_\varphi(t)$, 3, 4 — амплитуд $A_f(t)$ начальной и вторичной мод соответственно, 5, 6 — экспоненциальные аппроксимации при снижении и нарастании $A_f(t)$ соответственно. a — $A = 0.306$, $f = 0.1$ Hz, начальная мода $m = 4$, b — $A = 0.382$, $f = 0.2$ Hz, начальная мода $m = 3$. Для наглядности зависимости 1 и 2 показаны с увеличенным временным интервалом.

значения числа Рейнольдса

$$\text{Re}_1 = (\Omega_{10} r_1^2) / \nu,$$

превышающего предел устойчивости течения. В рассматриваемом сферическом слое при стационарном вращении внутренней границы пределу устойчивости течения соответствует критическое значение числа Рейнольдса $\text{Re}_c = 460 \pm 2$ [13]. При выбранном значении Re_1 (во всех представленных здесь экспериментах отношение $\text{Re}_1/\text{Re}_c = 1.0046$ оставалось постоянным) формировалось неустойчивое нестационарное течение в виде бегущих азимутальных волн с новыми числами $m = 3$ или $m = 4$. Волны распространяются в направлении вращения внутренней сферы с отставанием от нее [13]. С течением времени при $\text{Re}_1 = \text{const}$ после потери устойчивости сохраняется только одна мода, далее называемая начальной, соответственно вторую моду назовем

вторичной. Выбор волнового числа m определяется конкуренцией азимутальных мод 3 и 4 и зависит от начальных условий и уровня шума в сигнале скорости вращения [13,14]. Запись измерений u_φ начиналась после потери течением устойчивости и определения волнового числа начальной моды (определялись по визуализации течения). Затем величина A ступенчатым образом увеличивалась от нуля до требуемого значения, которое сохранялось постоянным в течение 16–20 min, после чего модуляция отключалась с возвращением к стационарному вращению внутренней границы.

В случае течений с начальной модой $m = 3$ использовались частоты модуляции $f = 0.2, 0.25$ Hz, в случае $m = 4$ — $f = 0.1, 0.2, 0.25, 0.3$ Hz. Так же как и в [12,14], запись сигнала скорости использовалась для определения амплитуд колебаний A_f , соответствующих моде вторичного течения, с использованием преобразования

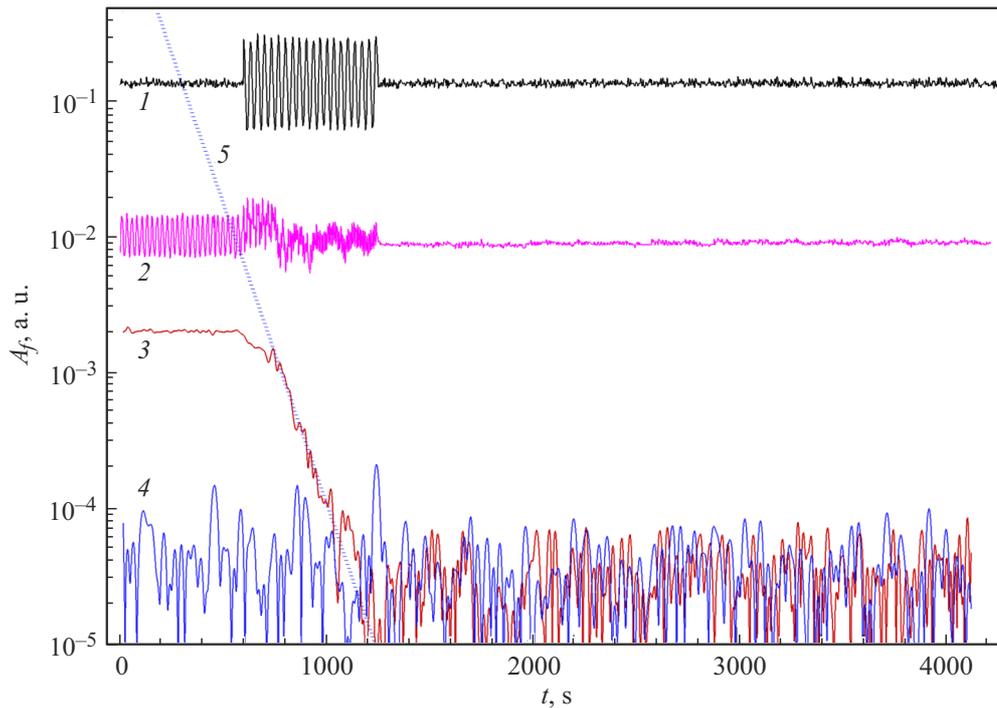


Рис. 2. Зависимости от времени t . Обозначение линий 1–5 то же, что и на рис. 1. $A = 0.184$, $f = 0.25$ Hz, начальная мода $m = 4$.

Гильберта (НТ):

$$A_f = |u_f(t) + i\text{НТ}(u_f(t))|,$$

где $u_f(t)$ — результат фильтрации сигнала скорости $u_\varphi(t)$ в полосе частот $f_3 \pm \Delta f$ для $m = 3$ и $f_4 \pm \Delta f$ для $m = 4$, $\Delta f = 0.005–0.01$ Hz, частоты азимутальных мод $f_3 = 0.3–0.32$ Hz и $f_4 = 0.4–0.43$ Hz [12–14]. Зависимости $\Omega_1(t)/2\pi$, $u_\varphi(t)$ и $A_f(t)$ представлены на рис. 1. Видно, что под действием модуляции в точке измерения изменяется средняя скорость течения, и начинается экспоненциальное затухание амплитуды начальных мод течения ($m = 4$ на рис. 1, *a*, кривая 3; $m = 3$ на рис. 1, *b*, кривая 3), что полностью соответствует полученным ранее в [12] результатам. Такое поведение начальных мод характерно при частотах модуляции $f = 0.1–0.25$ Hz и всех амплитудах модуляции A . При $f = 0.3$ Hz поведение начальных мод изменяется: при малых A наблюдается возрастание амплитуды начальной моды A_f , а при увеличении A — ее уменьшение.

В то же время под влиянием модуляции могут увеличиваться амплитуды вторичных мод ($m = 3$ на рис. 1, *a*, кривая 4; $m = 4$ на рис. 1, *b*, кривая 4), которые пренебрежимо малы в случае стационарного вращения. Во время действия модуляции амплитуды вторичных мод могут значительно превышать амплитуды начальных мод (рис. 1, *b*, кривые 3, 4). Такое поведение вторичной моды не зависит от волнового числа начальной моды при $f = 0.1, 0.2$ Hz, при увеличении f амплитуда вторичной моды практически не изменяется. После окончания действия модуляции амплитуды

конкурирующих мод сравниваются и приближаются к величинам A_f вторичных мод до начала модуляции: происходит затухание либо обеих мод (рис. 1, *a*), либо только вторичной моды (рис. 1, *b*). После окончания переходных процессов в течении, вызванных возвращением к стационарному вращению (не более 600 s), обе моды начинают экспоненциально возрастать. Амплитуда одной из них выходит со временем на стационарное значение, тогда как амплитуда другой переходит через максимум и начинает уменьшаться. Аналогичное поведение конкурирующих мод экспериментально наблюдалось в случае действия ускорения и шума на течение [14]. В тех случаях, когда начальной является мода $m = 3$ (рис. 1, *b*), выравнивание амплитуд мод после отключения модуляции и окончания переходных процессов может приводить к тому, что инкремент нарастания моды $m = 4$ λ_{i4} становится выше аналогичной величины λ_{i3} моды $m = 3$, что наблюдается также и при стационарном вращении [13,14]. В результате происходит смена волнового числа без изменения средней скорости вращения (рис. 1, *b*, кривая 1). Если начальной является мода $m = 4$, то она всегда остается доминантной после окончания модуляции.

С увеличением амплитуды модуляции поведение течения после окончания модуляции может измениться (рис. 2). Под действием модуляции амплитуда начальной моды $m = 4$ уменьшается и сравнивается с амплитудой вторичной моды. После окончания модуляции амплитуды обеих мод длительное время (около 3000 s или 2000 оборотов внутренней сферы) не возрастают, и течение остается устойчивым. Необходимо отметить, что такое

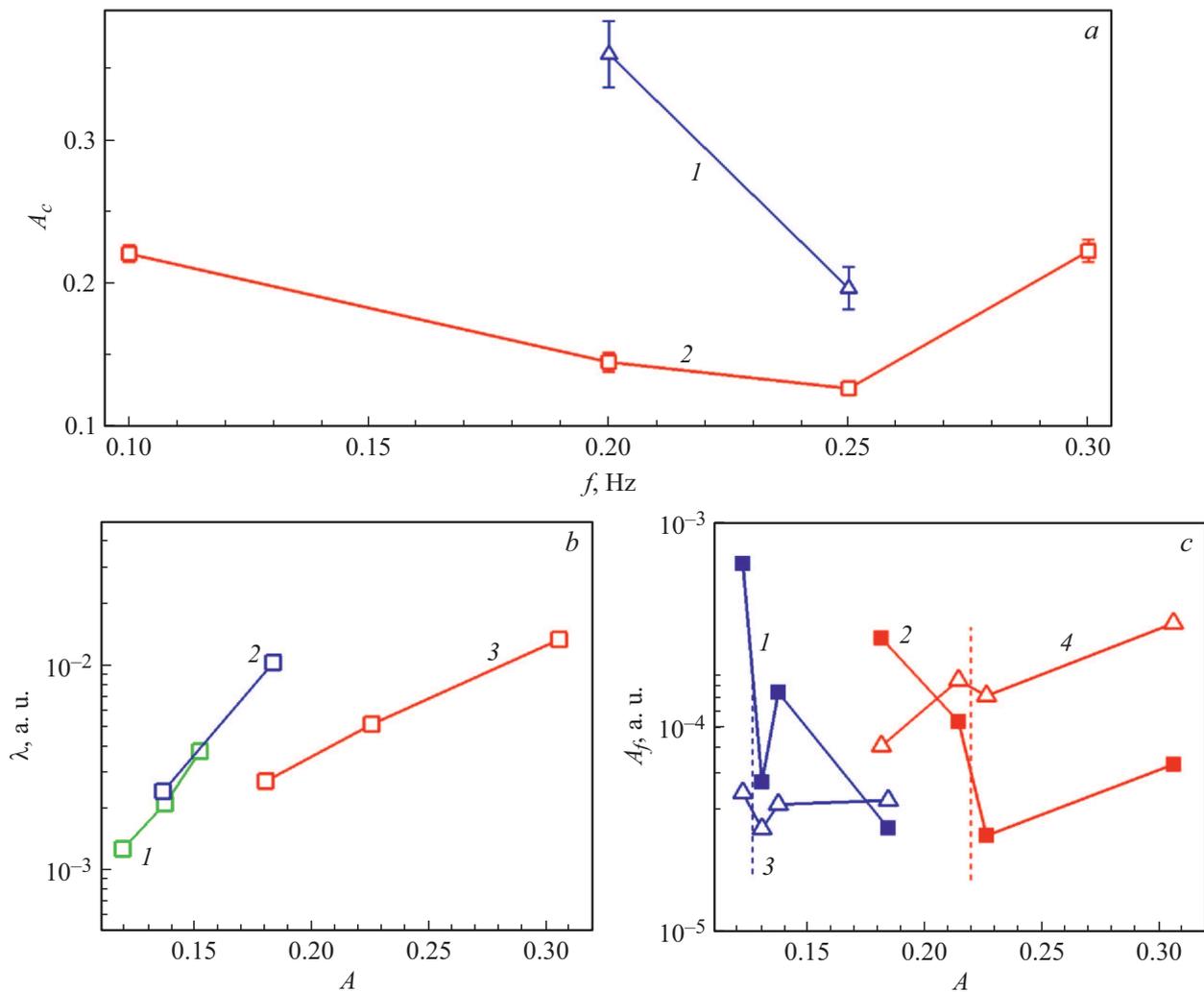


Рис. 3. *a* — зависимости критической величины амплитуды модуляции A_c от частоты f при начальной моде $m = 3$ (1) и 4 (2). Вертикальные отрезки соответствуют величине шага ступенчатого изменения A , при котором наблюдалось длительное сохранение устойчивости. *b* — зависимости от амплитуды A декремента затухания λ начальной моды $m = 4$ при $f = 0.2$ (1), 0.25 (2) и 0.1 Hz (3). *c* — зависимости средней величины $A_f(t)$ начальной моды $m = 4$ (1, 2) и вторичной моды $m = 3$ (3, 4) от амплитуды модуляции A при $f = 0.25$ (1, 3) и 0.1 Hz (2, 4). Штриховые вертикальные линии соответствуют A_c .

длительное сохранение течением устойчивости значительно превышает времена переходных процессов при квазистатическом ступенчатом изменении Ω_1 . При продолжении эксперимента через более продолжительный интервал времени (5000 s в случае, представленном на рис. 2) в течении неизбежно развивается неустойчивость.

На рис. 3, *a* показана зависимость от частоты модуляции f критического значения амплитуды модуляции A_c , превышение которой ведет к сохранению течением устойчивости после окончания модуляции более 900 s, что в 1.5 раза выше времени переходных процессов. Видно, что в случае начальной моды $m = 3$ A_c значительно выше, чем в случае $m = 4$.

Рассмотрим подробнее, как именно воздействует возрастание амплитуды модуляции A на течение. Прежде всего возрастание A ведет к увеличению декрементов

экспоненциального затухания амплитуд начальных мод (рис. 3, *b*) и возрастанию амплитуд вторичных мод. Соотношение средних по времени амплитуд начальной ($m = 4$) и вторичной ($m = 3$) мод во время действия модуляции показано на рис. 3, *c*. Видно, что с приближением A к критическим значениям (показаны вертикальными штриховыми линиями) происходит первое сближение величин амплитуд начальной и вторичной мод, и здесь же наблюдаются локальные экстремумы на зависимости A_f от A . Таким образом, как видно из рис. 3, *c*, при $A > A_c$ амплитуды вторичной моды $m = 3$ либо выше амплитуд начальной моды $m = 4$ (которая, напомним, является доминирующей при стационарном вращении), либо очень близки к ней. И именно в этой области $A > A_c$ наблюдается длительное сохранение устойчивости течений после отключения модуляции скорости вращения.

Из представленных данных следует вывод, что именно взаимодействие конкурирующих и близких по амплитуде азимутальных мод является причиной обнаруженного в настоящей работе явления — длительного во времени сохранения устойчивости течений после снятия управляющего воздействия, подавляющего неустойчивость.

Изменение времени развития неустойчивости и ранее встречалось в экспериментах в рассматриваемом сферическом слое. Так, время взаимодействия мод может увеличиваться при увеличении амплитуды вносимого в течение шума [14] и изменяться при варьировании начальных условий в случае вращения внутренней сферы с постоянным по величине ускорением [15]. В настоящей работе увеличение времени взаимодействия происходит под влиянием знакопеременного ускорения, вызывающего существенное изменение соотношения амплитуд мод по сравнению со случаем стационарного вращения. Знакопеременное ускорение может приводить и к смене волнового числа $m = 3$ на $m = 4$ при восстановлении неустойчивости после возвращения к стационарному вращению.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-05-00028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.А. Баранов, М.Д. Гамируллин, А.Ф. Киселев, А.П. Курячий, Д.С. Сбоев, С.Н. Толкачев, С.Л. Чернышев, ДАН, **488** (2), 147 (2019). DOI: 10.31857/S0869-56524882147-15 [S.A. Baranov, M.D. Gamirullin, A.P. Kiselev, A.P. Kuryachii, D.S. Sboev, S.N. Tolkachev, S.L. Chernyshev, Dokl. Phys., **64** (9), 365 (2019). DOI: 10.1134/S1028335819090039].
- [2] K.-S. Choi, J.-H. Kim, Exp. Fluids, **59**, 159 (2018). DOI: 10.1007/s00348-018-2609-x
- [3] Е.Е. Мешков, Р.В. Мокрецов, И.Р. Смагин, Изв. РАН. Механика жидкости и газа, № 5, 3 (2019). DOI: 10.1134/S0568528119050074 [E.E. Meshkov, R.V. Mokretsov, I.R. Smagin, Fluid Dyn., **54** (5), 591 (2019). DOI: 10.1134/S0015462819050070].
- [4] S.M.E. Rabin, C.P. Caulfield, R.R. Kerswell, J. Fluid Mech., **738**, R1 (2014). DOI: 10.1017/jfm.2013.601
- [5] A. Kukala, S.J. Biringen, J. Fluid Mech., **738**, 105 (2014). DOI: 10.1017/jfm.2013.532
- [6] H.-H. Zhang, C. Zheng, N. Aubry, W.-T. Wu, Z.-H. Chen, Phys. Fluids, **32**, 116104 (2020). DOI: 10.1063/5.0021980
- [7] Н.М. Зубарев, Е.А. Кочурин, Письма в ЖЭТФ, **104** (4), 277 (2016). DOI: 10.7868/S0370274X16160128 [N.M. Zubarev, E.A. Kochurin, JETP Lett., **104** (4), 275 (2016). DOI: 10.1134/S0021364016160153].
- [8] А.Я. Нашельский, Производство полупроводниковых материалов (Металлургия, М., 1989).
- [9] Н.А. Вerezуб, А.И. Простомолотов, И.В. Фрязинов, Кристаллография, **40** (6), 1056 (1995).
- [10] Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова, ЖТФ, **89** (7), 998 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.07.47786.391-18 [D.Yu. Zhilenko, O.E. Krivonosova, Tech. Phys., **64** (7), 933 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219070302].
- [11] Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова, Письма в ЖТФ, **45** (17), 20 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.17.48218.17740 [D.Yu. Zhilenko, O.E. Krivonosova, Tech. Phys. Lett., **45** (9), 870 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019090141].
- [12] Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова, Письма в ЖТФ, **46** (12), 22 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.12.49522.18295 [D.Yu. Zhilenko, O.E. Krivonosova, Tech. Phys. Lett., **46** (6), 591 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020060292].
- [13] Ю.Н. Беляев, И.М. Яворская, Течения вязкой жидкости во вращающихся сферических слоях и их устойчивость. Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа (ВИНИТИ, М., 1980), т. 15, с. 3–80.
- [14] D. Zhilenko, O. Krivonosova, M. Gritsevich, P. Read, Chaos, **28**, 053110 (2018). DOI: 10.1063/1.5011349
- [15] Д.Ю. Жиленко, О.Э. Кривоносова, ДАН, **415** (6), 754 (2007). [D.Y. Zhilenko, O.E. Krivonosova, Dokl. Phys., **52** (8), 453 (2007). DOI: 10.1134/S1028335807080125].