

03

Самоорганизующиеся вихревые мультиплеты в закрученном течении

© В.Л. Окулов, И.В. Наумов, Ж.Н. Соренсен

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия
Машиностроительный факультет Датского технического университета,
ДК-2800, Люнгни, Дания
E-mail: okulov@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 6 декабря 2007 г.

Впервые сообщается о возможности образования двойных вихревых мультиплетов в центре интенсивно закрученного спутного потока, генерируемого в цилиндрической полости ее вращающимся торцом.

Экспериментально для больших, чем исследовались ранее, удлинений цилиндра определена граница перехода к нестационарным режимам течения, которые возникают вследствие равновесного вращения самоорганизующихся винтообразных вихревых мультиплетов: триплета, двойного триплета, двойного дуплета и квадруплета.

PACS: 47.32.-y, 47.50.Ef

Долгое время классический пример закрученного течения, индуцированного вращающейся крышкой в закрытом неподвижном цилиндре, ассоциировался с изучением распада приосевого вихря и образованием замкнутых пузырьвидных областей (пузырей) с обратным током жидкости на оси цилиндра. В хорошо известной работе Эскудые [1] с помощью визуализации была систематизирована структура этого течения для широкого, но ограниченного диапазона режимных параметров установки (отношения высоты цилиндра к его радиусу H/R и числа Рейнольдса $Re = \Omega R^2/\nu$, где Ω — угловая скорость крышки, а ν — кинематическая вязкость жидкости). В исследованном Эскудые диапазоне для $Re \in [1000, 3500]$ и $H/R \in [1.5, 3.5]$ были найдены зоны существования разных типов распада: с одним, двумя и тремя пузырями; а также граница перехода к нестационарным режимам течения. Границы этих зон на диаграмме рис. 1 указаны в оригинальном исполнении работы [1] с помощью мелких символов, объединенных линиями.

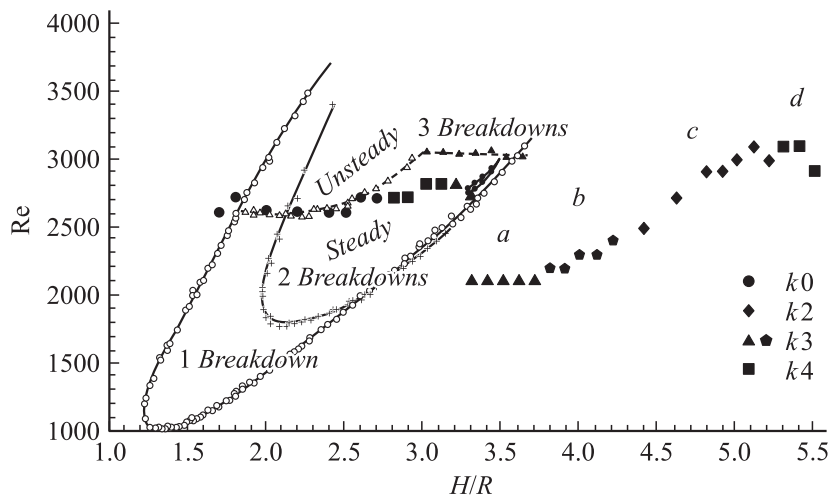


Рис. 1. Диаграмма перехода к нестационарным режимам для течения в цилиндре, закрученном его верхней крышкой. Мелкие символы, соединенные линиями — оригинальная диаграмма Эскууде [1], крупные символы — данные настоящих измерений для разных мод колебаний: k_0 — мода 0; k_2 — мода 2; k_3 — мода 3, k_4 — мода 4. Области возникновения режимов: триплет (*a*), двойной триплет (*b*); двойной дуплет (*c*) и квадруплет (*d*).

Следует отметить, что экспериментальные исследования течения современными методами диагностики, проведенными при одновременном использовании сразу двух бесконтактных измерительных методов — LDA (Laser Doppler Anemometry) и PIV (Particle Image Velocimetry) [2,3], в целом подтвердили диаграмму режимов течения из [1], полученную с помощью визуальных наблюдений, но только для значений относительных высот цилиндра от 1.6 до 2.7. Для значений, больших 2.7, наблюдения и точные измерения показывали разные картины течения. Главное различие заключалось в том, что при значениях $H/R > 2.7$ в измерениях граница перехода к нестационарному течению диагностировалась при меньших числах Рейнольдса, чем показывала визуализация. Особенно значительное расхождение наблюдалось для близких к 3.5 значений относительных высот, исследованных ранее в [1–3]. Для них возникновение осцилляций течения

при LDA-диагностике фиксировалось в [2] уже при $Re = 2100$, тогда как визуально в [1] переход к нестационарному режиму течения наблюдался для значений чисел Рейнольдса, близких к 3000. Чтобы установить причину расхождения, в [4] экспериментально исследовалась структура течения, но только для одной фиксированной пары режимных параметров: $Re = 2300$ и $H/R = 3.5$. В результате было установлено, что раннее диагностирование нестационарности в [2,3] связано с вращением вихревого триплета, спонтанно возникающего при этом режиме течения. Отметим, что в данном эксперименте он был хорошо идентифицирован в плоскости, перпендикулярной к оси цилиндра, в то время как в диаметрально-продольном сечении при визуальных наблюдениях Эскуды [1] изменений в потоке не наблюдалось. Этим и объяснилось расхождение в результатах двух наблюдений.

Конечно, обнаружение новой регулярной вихревой структуры в хорошо уже изученном течении не могло не стимулировать наших дальнейших исследований. Поэтому основной целью данной работы стала проверка возможности возникновения других регулярных вихревых структур и определение границ их существования в этом, казалось бы, хорошо исследованном примере закрученного течения.

Для расширения исследовательских возможностей была модернизирована экспериментальная установка путем увеличения высоты цилиндра. Эксперименты были выполнены для более широкого диапазона значений параметра $H/R \in [1.5, 5.5]$ с шагом 0.1, при изменении $Re \in [2000, 3500]$ с шагом 100. Поле скорости течения исследовалось в горизонтальном сечении на высоте одной четверти цилиндра через его прозрачное плоское дно. Для диагностики одновременно применялось LDA и PIV оборудование фирмы Dantec с использованием методики кратного-периодического по времени осреднения мгновенных картин течения в тестируемой плоскости [3]. Сначала, применяя LDA, для некоторой фиксированной пары значений H/R и Re в нескольких фиксированных точках контрольного сечения измерялись временные реализации скорости и находились их пульсационные характеристики. С их помощью проверялось, является ли режим нестационарным. Затем определялось распределение скорости во всем сечении путем статистического осреднения 20 мгновенных PIV-образов поля скорости, измеренных в моменты времени, кратные периоду колебаний основной моды, найденной при LDA-тестировании. Как показано в [3], такой способ осреднения обеспечивает значительное уменьшение случайной

ошибки измерения и почти полностью исключает ошибку, вызванную нестационарными изменениями в структуре течения. Более детальное описание экспериментальной установки и измерительной методики можно найти в [3].

В экспериментах для каждого фиксированного значения H/R определялось наиболее низкое число Рейнольдса, при котором начинался рост амплитуды пульсаций. Он, как правило, проявлялся сначала только для одной характерной моды гармонических колебаний. На диаграмме режимов (рис. 1) граница перехода к нестационарным режимам течения, определенная новыми измерениями во всем диапазоне изменения H/R , показана крупными символами. Абсолютно очевидно, что в результате были найдены совершенно независимые две ветви границы перехода к нестационарному течению. Первая ветвь — для удлинений цилиндра $H/R \leq 3$ — в основном согласуется с визуализацией Эскудье [1] и полностью совпадает с измерениями в [2]. Вторая ветвь, построенная в данной работе впервые для $H/R \geq 3.2$, растет вместе с удлинением цилиндра подобно первой ветви, но оказывается сдвинутой вниз по числу Рейнольдса относительно первой примерно на 700 (или на четверть от максимального значения первой ветви). Таким образом, переход к нестационарным режимам течения для цилиндра большей относительной высоты возникает существенно раньше по числу Рейнольдса. Для выяснения различий в появлении нестационарного движения для обеих ветвей диаграммы рис. 1 установим разницу в структуре течения для значений режимных параметров, соответствующих каждой ветви.

Хорошо известно, что для первой ветви возникновению нестационарности предшествует стационарный распад вихря с изменением топологии течения, связанной с образованием одной или нескольких замкнутых осесимметричных областей-пузырей с циркуляционным движением жидкости внутри и противоточным движением вдоль оси цилиндра. Появление нестационарности в этом случае связано с возникновением осесимметричных колебаний этих пузырей или с неустойчивостью осесимметричного распада вихря. Этот тип нестационарности и граница перехода достаточно просто диагностируются в диаметральном сечении цилиндра как визуально [1], так и точными измерениями поля скорости [5]. Незначительное расхождение визуальных наблюдений и измерительной диагностики для значений $H/R \in [2.7, 3.1]$ объясняется более ранним проявлением четвертой волновой моды азимутальных колебаний, чем возникновение осесимметричных колебаний пузыря.

Азимутальные волны гармонических колебаний обычно возникали в потоке после появления осесимметричных осцилляций пузыря для более высоких чисел Рейнольдса [2,6]. Однако ранее появление 4-й азимутальной моды колебаний для этого узкого диапазона относительных высот существенно не изменило топологию течения. Действительно, как показало исследование течения в [7], осесимметричные колебания пузыря проявляются для $H/R = 2.8$ при незначительном увеличении числа Рейнольдса до значения 3000, найденного визуально в [1]. Причем осцилляции пузыря сразу становятся доминирующими с ярко выраженной формой колебаний в диаметральном сечении цилиндра. Следовательно, можно сказать, что первая ветвь границы перехода к нестационарным режимам течения характеризуется в основном неустойчивостью, определяемой осесимметричным распадом вихря пузырьревидного типа — особенностью формы течения, изменяющей топологию линий тока.

Вторая ветвь начинается при $H/R = 3.2$ (только крупные символы на рис. 1) моды k_0-k_4 , но значительно, примерно на 700, ниже по числу Рейнольдса, чем заканчивается первая ветвь, и примерно на столько же ниже границы существования осесимметричного распада вихря. Как уже отмечалось ранее, в окрестности начала второй ветви была найдена вихревая структура триплетного типа [4]. Поэтому особое внимание в данной работе было уделено диагностике структуры течения для режимов с ростом амплитуды пульсаций, лежащих на или выше новой ветви границы перехода к нестационарности. Действительно, если предположить возможность спонтанного появления подобных устойчивых многовихревых структур в потоке, то их равновесное вращение должно приводить к появлению пульсаций в потоке — к нестационарности.

В тестируемой плоскости на одной четверти высоты от дна цилиндра изучалась только центральная область течения, где влиянием стенок можно было пренебречь. Отметим, что в этой области в центре цилиндра (примерно до 80% его радиуса) для малых чисел Рейнольдса, еще задолго до появления распада вихря и возникновения неустойчивости, наблюдалось полное совпадение измеренных профилей течения с точным решением для закрученной струи с винтовым полем завихренности [4]. Поэтому было целесообразным рассмотреть это решение как базовое, на фоне которого должны происходить спонтанное появление и рост упомянутых выше упорядоченных вихревых структур. Подобный подход широко применяется для исследования устойчивости

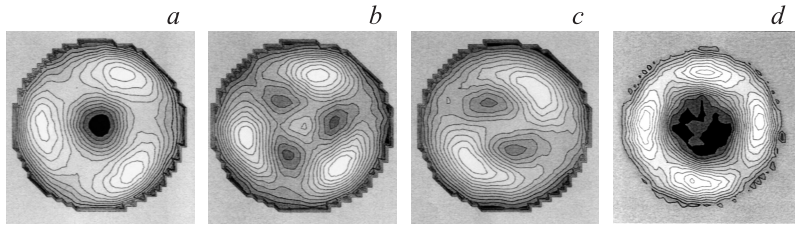


Рис. 2. Изолинии отклонения осевой компоненты завихренности от осесимметричной закрученной струи для характерных режимов течения с триплетом (*a*), двойным триплетом (*b*), двойным дуплетом (*c*) и квадруплетом (*d*).

не закрученного течения в цилиндрической трубе, когда образование упорядоченных когерентных продольных структур фиксируется отклонением реального течения от хорошо известного ламинарного решения — параболы Пуазейля [8]. В рассматриваемом случае применение данного подхода представляется даже более убедительным, так как в [9] была доказана возможность устойчивого существования мультиплетов с разным числом вихрей в спутной закрученной струе с гауссовым распределением осевой компоненты винтового поля завихренности.

На рис. 2 (серии изображений *a–d*) квалифицированы различные режимы течений, характерные для второй ветви границы перехода к неустойчивости (обозначенные на диаграмме рис. 1 разными символами). На изображениях приведены изолинии отклонения осевой компоненты завихренности, восстановленной по PIV-измерениям в горизонтальной плоскости цилиндра, от гауссова распределения, соответствующего решению для спутной закрученной струи [9]. Следует отметить, что рассмотрение поля завихренности вместо поля скорости, как в [4], позволяет в эксперименте более четко идентифицировать возникающую вихревую структуру и установить начало отклонения от осесимметричного режима течения. Действительно, все четыре изображения на рис. 2 хорошо выделяют разные типы регулярных равновесно вращающихся вихревых мультиплетов: *a* — простой триплет, уже описанный в [4]; *b* — двойной триплет; на *c* — двойной дуплет; *d* — одиночный квадруплет. Светлый цвет соответствует положительным значениям, превышающим осесимметричное гауссово распределение завихренности, а темный — отрицательным, определяющим ее недо-

статок. Двойные триплеты и дуплеты (изображения b и c) состоят из внешних вихрей положительной циркуляции и из отрицательных внутренних вихрей. Нестационарность этих режимов течения связана с равномерным вращением обнаруженных мультиплетных структур. Следовательно, вторая ветвь границы перехода к нестационарности характеризуется неустойчивостью, связанной с азимутальным изменением топологии и симметрии поля завихренности, а не топологии скорости в продольном сечении, как в случае первой ветви с осесимметричными осцилляциями пузырьвидного распада вихря.

Таким образом, в закрученном потоке экспериментально были найдены новые самоорганизующиеся винтообразные вихревые структуры: двойной триплет, двойной дуплет и квадруплет — и впервые была определена граница их возникновения.

Работа выполнена при частичной поддержке со стороны Российского фонда фундаментальных исследований — инициативные проекты № 07-01-00223 и № 07-08-00296 и Сибирского отделения Российской академии наук — комплексный интеграционный проект № 2.13 (совместный с НАН Беларуси).

Список литературы

- [1] *Escudier M.P.* // Exp. Fluid. 1984. V. 2. P. 189–196.
- [2] *Sorensen J.N., Naumov I., Mikkelsen R.* // Exp. Fluid. 2006. V. 41(3). P. 425–440.
- [3] *Окулов В.Л., Наумов И.В., Соренсен Ж.Н.* // ЖТФ. 2007. Т. 77(5). С. 47–57.
- [4] *Окулов В.Л., Наумов И.В., Соренсен Ж.Н.* // ДАН. 2006. Т. 409(3). С. 333–337.
- [5] *Наумов И.В., Окулов В.Л., Майер К.Е., Соренсен Ж.Н., Шен В.З.* // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10(2). С. 151–156.
- [6] *Gelfgat A.Y., Bar-Yoseph P.Z., Solan A.* // J. Fluid Mech. 2001. V. 438. P. 363–377.
- [7] *Наумов И.В., Окулов В.Л., Соренсен Ж.Н.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33(18). С. 32–39.
- [8] *Eckhardt B., Schneider T.M., Hof B., Westerweel J.* // Annu. Rev. Fluid. Mech. 2007. V. 39. P. 447–468.
- [9] *Okulov V.L., Sorensen J.N.* // J. Fluid Mech. 2007. V. 576. P. 1–25.