

Д. С. Миронов¹, В. А. Лебига¹⁻³, Дж. Дж. Мян⁴, А. Ю. Пак¹, В. Н. Зиновьев¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия*

³ *Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

⁴ *Национальный Чен-Гун Университет
пр. Университетский, 1, Тайнань, 70101, Тайвань*

mdsdaimond@gmail.com

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГИЛЬБЕРТА – ХУАНГА ДЛЯ АНАЛИЗА ПУЛЬСАЦИЙ ЗА ПРЯМЫМ КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРОМ *

Изучение механизмов формирования и эволюции пульсаций параметров потока, возникающих при обтекании каких-либо тел, является одной из основных задач экспериментальной газовой динамики. В подавляющем большинстве случаев такие пульсации имеют нестационарный характер. Для анализа экспериментальных данных желательнее использование частотно-временных методов обработки, способных не только предоставить информацию о частотном составе сигнала в общем, но и отследить временное изменение амплитуды и частоты конкретного пульсационного процесса. Одним из таких методов является преобразование Гильберта – Хуанга. В работе представлены возможности данного метода на примере анализа пульсаций скорости в следе за цилиндром при докритических числах Рейнольдса.

Ключевые слова: дозвуковое течение, цилиндр, частотно-временные методы обработки данных, преобразование Фурье, вейвлет-преобразование, преобразование Гильберта – Хуанга.

Введение

В большинстве случаев возникающие при обтекании тел пульсации параметров потока являются квазистационарными или нестационарными. Традиционно применяемое для анализа пульсационных процессов преобразование Фурье может предоставить информацию только об общем частотном составе сигнала. Частично решить проблему предоставления информации о локальных

особенностях сигнала может кратковременное преобразование Фурье. Однако при уменьшении ширины окна преобразования падает точность определения частоты, а при увеличении – точность локализации временных характеристик.

Одним из методов, обеспечивающих частотно-временное разложение сигнала, является вейвлет-преобразование. Так как материнский вейвлет представляет собой локализованную по времени функцию, дли-

* Исследование поддержано Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 14-08-92002.

на которой составляет несколько периодов, локальные изменения амплитуды или частоты оказываются «размазанными» по длине материнского вейвлета.

Преобразование Гильберта – Хуанга, о котором пойдет речь в данной статье, лишено указанных недостатков, однако имеет свои особенности и сложности. Для рассмотрения основных свойств и демонстрации возможностей метода, преобразование было применено к искусственному сигналу с мгновенным изменением частоты и к реальному измерению пульсаций скорости в области за круговым цилиндром.

Экспериментальное оборудование. Модели цилиндров

Эксперименты по измерению пульсаций за цилиндром проводились в двух различных аэродинамических трубах: 1) дозвуковая аэродинамическая труба Аэрокосмического научно-технологического исследовательского центра Национального Чен-Гун Университета (Aerospace Science and Technology Research Center of National Cheng-Kung University, ASTRC/NCKU); 2) аэродинамическая труба Т-325М Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук.

Дозвуковая аэродинамическая труба ASTRC/NCKU является установкой открытого типа с вентиляторным приводом. Диапазон скоростей потока составляет от 0,5 до 48 м/с. Аэродинамическая труба имеет прямоугольную рабочую часть высотой 900 мм и шириной 1100 мм. Длина испытательной секции составляет 4400 мм. Используемая модель кругового цилиндра располагалась

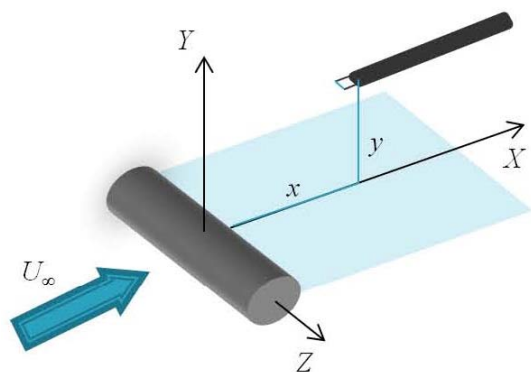


Рис. 1. Система координат

вертикально по центру нижней стенки и имела диаметр 200 мм и высоту 900 мм. Рабочие отверстия в нижней, верхней и боковой стенках рабочей части позволяют устанавливать различные пилоны для зондов.

Для моделирования различных чисел Рейнольдса в дозвуковой аэродинамической трубе ASTRC/NCKU эксперименты проводились при скоростях потока $U = 9, 16, 24$ и 32 м/с, что соответствовало числам Рейнольдса, определенным по диаметру цилиндра $Re_D = 1, 2, 3$ и $4 \cdot 10^5$.

Т-325М – это аэродинамическая труба периодического действия с набором рабочих частей квадратного сечения размером 40×40 мм² и длиной 270 мм. Благодаря такому набору рабочих частей обеспечиваются режимы течений по числам Маха $M = 0,04 \dots 4$ и единичным числам Рейнольдса (Re_1) в пределах от $6 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^7$ м⁻¹.

Модели обычно устанавливаются горизонтально и крепятся на боковых стенках рабочей части. Датчики термоанемометра или датчики давления могут устанавливаться через технологические отверстия в боковых или верхней стенках. Все эксперименты по измерению пульсаций за цилиндром проводились в дозвуковой рабочей части, которая имела на выходе специальную подпорную шайбу с регулируемой площадью проходного сечения. Это позволяло плавно изменять скорость потока в рабочей части. Моделирование различных чисел Рейнольдса достигалось за счет изменения давления в рабочей части от атмосферного значения до 10 ата и применения цилиндров диаметрами $D = 6$ и 8 мм и длиной $L = 40$ мм. Большинство экспериментов проводилось при скоростях потока $U = 25\text{--}75$ м/с, что соответствовало числам Рейнольдса, определенным по диаметру цилиндра Re_D от $1 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$.

Во всех экспериментах по измерению пульсаций использовался термоанемометр постоянного сопротивления с проволоочным датчиком. Применяемая для обозначения положения датчика система координат представлена на рис. 1. Во всех экспериментах датчик термоанемометра располагался при $z/L = 0,5$, где L – длина цилиндра, поэтому эта координата не будет упоминаться. Другие координаты будут указаны для каждого рассмотренного случая. Во всех сериях экспериментов поток можно рассматривать как квазидвумерный, поскольку значения

длины цилиндров равны соответствующим поперечным размерам рабочих частей.

Преобразование Гильберта – Хуанга

Обтекание цилиндра является классической задачей газовой динамики. Несмотря на простую геометрию тела, при обтекании цилиндра возникает сложное пространственное течение, структура которого зависит от числа Рейнольдса. Интерес к изучению обтекания цилиндра со стороны исследователей не ослабевает, а с развитием экспериментальных методов и новых методик обработки данных наблюдается новая волна интереса к данному роду течений [1–3].

Один из таких методов анализа нелинейных нестационарных сигналов был представлен в 1998 г. Н. Е. Huang и др. [4]. Несмотря на свою новизну, этот метод уже применяется для анализа экспериментальных данных в различных областях науки, в том числе в экспериментальной газодинамике [5–7]. Ключевой процедурой этого метода является эмпирическое разложение по модам (англ. Empirical Mode Decomposition – EMD). Процедура EMD основана на так называемом процессе отсеивания и выполняется следующим образом [4]: формируется исследуемый сигнал; находятся все локальные экстремумы; формируется верхняя огибающая, проведением через все локальные максимумы линии при помощи кубического сплайна; процедура повторяется для локальных минимумов для получения нижней огибающей; верхняя и нижняя огибающие должны охватывать все точки исходного сигнала; находится средняя от огибающих, которая обозначается как m_1 , а разница между исходным сигналом X и m_1 – это первая компонента получаемого разложения h_1 , собственная модовая функция (англ. Intrinsic Mode Function – IMF):

$$h_1 = X - m_1.$$

Чтобы считаться модовой функцией, результат разложения должен удовлетворять определению: 1) во всем наборе данных число экстремумов должно быть равно либо отличаться не более чем на единицу от числа пересечений с нулем; 2) в любой точке среднее значение огибающих, найденных по локальным максимумам и минимумам, равно нулю.

В идеале h_1 должен удовлетворять определению IMF, однако в реальности часто встречаются выбросы и провалы в сигнале, что может привести к образованию новых экстремумов и к сдвигу или чрезмерному расширению уже существующих при переходе к криволинейному базису собственных функций. В таком случае процесс отсеивания должен быть повторен для h_1 до тех пор, пока критерии IMF не будут соблюдены. После повторения процедуры отсеивания до k раз h_{1k} становится первой модовой функцией c_1 :

$$c_1 = h_{1k}.$$

Остаток исходного сигнала и первой IMF затем рассматриваются как новый исходный сигнал:

$$X_1 = X - c_1.$$

Процесс отсеивания останавливается, когда компонента c_n или остаток становятся настолько малы, что дальнейшее извлечение компонент не имеет физического смысла, либо когда остаток становится монотонной функцией, из которой не может быть извлечено больше IMF. Таким образом, осуществляется разложение данных в n эмпирических мод и остаток r , который может быть либо трендом, либо константой:

$$X = \sum_{j=1}^n c_j + r_n.$$

Каждая IMF представляет собой простой колебательный процесс – аналог гармонической функции в преобразовании Фурье, но гораздо более общий: вместо постоянной амплитуды и частоты IMF может иметь переменную амплитуду и частоту как функцию времени. Для каждой IMF можно применить преобразование Гильберта:

$$y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(t')}{t-t'} dt',$$

здесь P обозначает интеграл в смысле главного значения по Коши; t' – переменная интегрирования; t – временная переменная. Такой интеграл существует для всех функций класса L_p . В результате преобразования образуется комплексно-сопряженная пара сигналов $x(t)$ и $y(t)$; Эта пара формирует аналитический сигнал

$$z(t) = x(t) + iy(t) = A(t)e^{i\theta(t)},$$

по которому мгновенная амплитуда рассчитывается как

$$A(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)},$$

и мгновенная фаза – как

$$\theta(t) = \arctan \left(\frac{y(t)}{x(t)} \right).$$

Мгновенная частота вычисляется путем численного дифференцирования мгновенной фазы:

$$\omega(t) = \frac{d\theta}{dt} \text{ или } f(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\theta}{dt}.$$

Полученное таким образом распределение, которое на самом деле представляет собой линию в трехмерном пространстве – зависимость частоты и амплитуды в каждый момент времени, позволяет построить частотно-временной спектр Гильберта – Хуанга. Для каждого момента времени имеется такое число пар значений амплитуды и частоты, сколько модовых функций было получено в результате разложения.

Более подробное описание процедуры эмпирического разложения по модам и требований, предъявляемых к преобразованию Гильберта – Хуанга, можно найти в [4; 8].

Анализ тестового сигнала с мгновенным изменением частоты

Для того чтобы определить, как различные методы обработки данных отображают изменение частоты, рассмотрим результат обработки тестового сигнала с мгновенным изменением частоты. Первая половина сигнала представляет собой синусоиду частотой 50 Гц, вторая половина – 103 Гц такой же амплитуды. На рис. 2 представлены спектры этого сигнала, полученные различными методами.

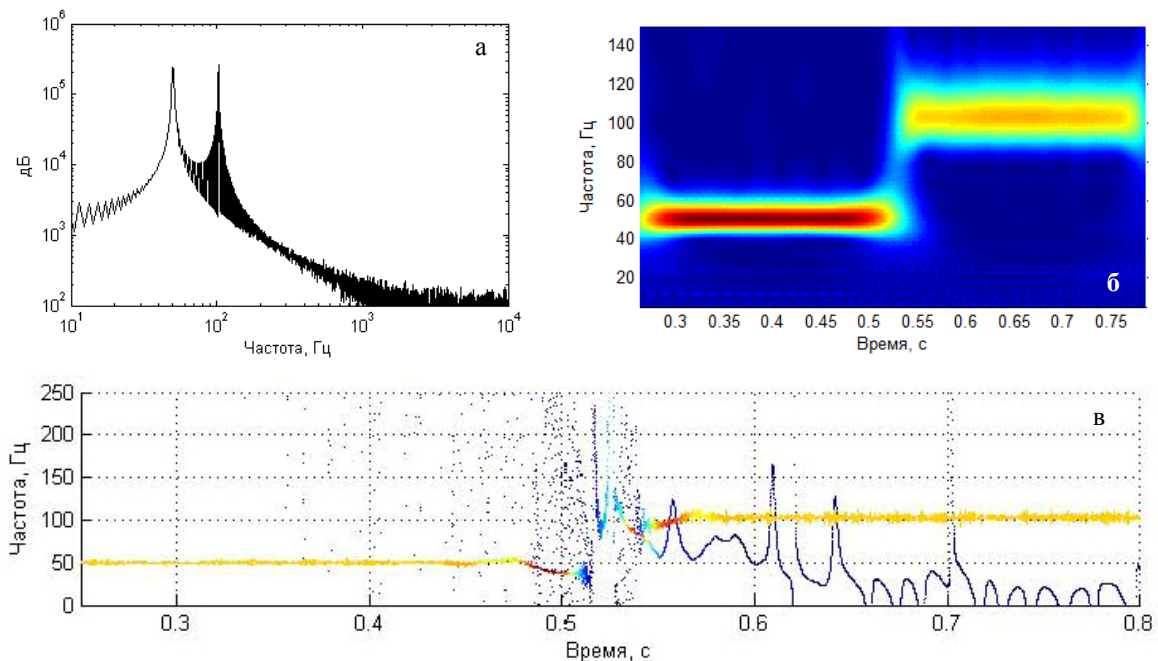


Рис. 2. Спектры сигнала с мгновенным изменением частоты: а – Фурье-сигнал; б – вейвлет; в – спектр Гильберта – Хуанга

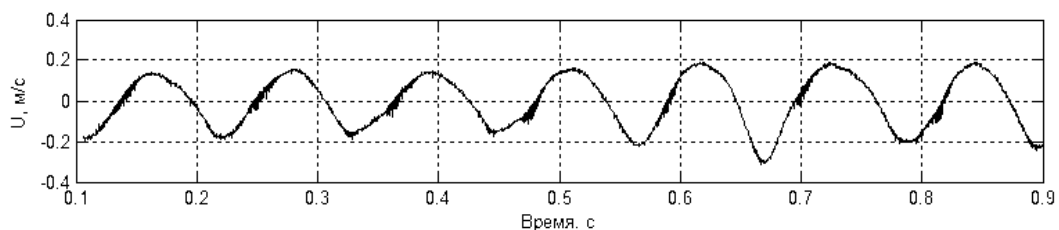


Рис. 3. Пульсации скорости при $U = 9$ м/с, $y/D = -2,1$

Как и следовало ожидать, на спектре Фурье-сигнала (см. рис. 2, *а*) видны два пика одинаковой интенсивности на указанных частотах. На вейвлет-спектре на рис. 2, *б* цветом представлена амплитуда сигнала соответствующей частоты для каждого момента времени. Несмотря на то что амплитуда максимальна с начала сигнала, на спектре амплитуда достигает максимума к моменту времени 0,3 с, что составляет 15 периодов синусоиды на частоте 50 Гц. Такая продолжительность отклика обусловлена интегральностью преобразования и некоторой конечной длиной материнского вейвлета. Промежуток времени, в течение которого происходит изменение частоты, считая от моментов с максимальными значениями амплитуды, составляет около 55 мс.

Как и в случае с вейвлет, на рис. 2, *в* спектр Гильберта – Хуанга представлен без начального и конечного участков. Это обусловлено искажением амплитуды IMF на границах из-за краевых эффектов при проведении отсеивания, а именно из-за искусственного задания локальных максимумов и минимумов на границах. Продолжительность искаженного сигнала может отличаться в зависимости от количества произведенных отсеиваний, и в данном случае составляет порядка 0,01 с, что на порядок меньше, чем для вейвлет-преобразования.

В сформированном тестовом сигнале изменение частоты происходит мгновенного в момент времени 0,524 с. Даже притом, что частота в преобразовании Гильберта – Хуанга вычисляется между двумя соседними

точками реализации, для искомого момента изменения частоты при проведении эмпирического разложения генерируется некоторый переходный процесс, и скачок частоты растягивается во времени. Здесь отклик имеет продолжительность порядка 32 мс, что сравнимо, но меньше, чем длительность этого же процесса при вейвлет-преобразовании.

Анализ экспериментальных данных

Первым будет рассмотрен эксперимент, проведенный в аэродинамической трубе ASTRC/NCKU при скорости потока $U = 9$ м/с. В качестве анализируемого сигнала рассматриваются пульсации скорости (см. рис. 3), рассчитанные по сигналу термоанометра, соответствующие местоположению датчика $x/D = 3$ и $y/D = -2,1$. Число Рейнольдса по диаметру цилиндра составляет $Re_D = 10^5$.

Поскольку в данном случае датчик расположен за пределами следа от цилиндра, наблюдаемые колебания скорости вызваны локальными ускорением и замедлением потока из-за его поджатия между боковой стенкой рабочей части и крупномасштабными вихрями в следе. Такое сильное влияние обусловлено большой степенью перекрытия моделью цилиндра рабочей части. На спектре Фурье (рис. 4) отчетливо видна частота схода вихрей $f = 9$ Гц.

Сигнал, представленный на рис. 3 был разложен при помощи EMD. Посредством преобразования Фурье была найдена одна

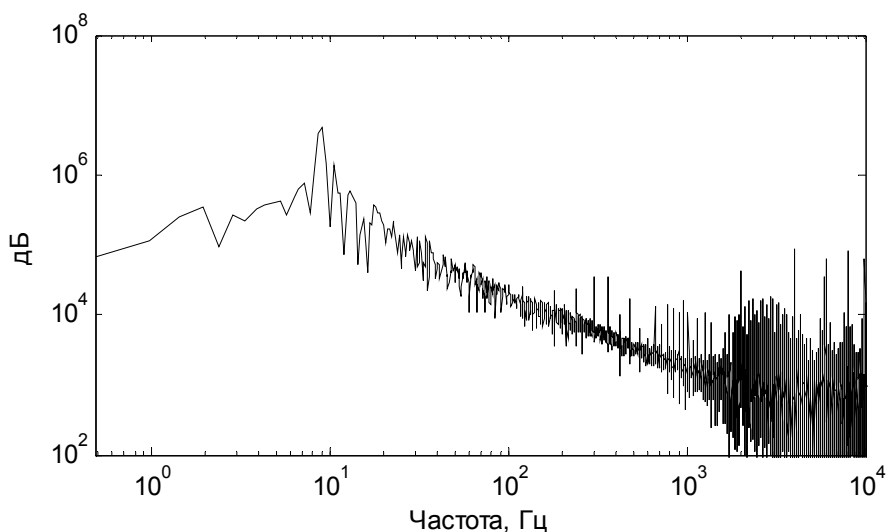


Рис. 4. Фурье спектр пульсаций скорости при $U = 9$ м/с, $y/D = -2,1$

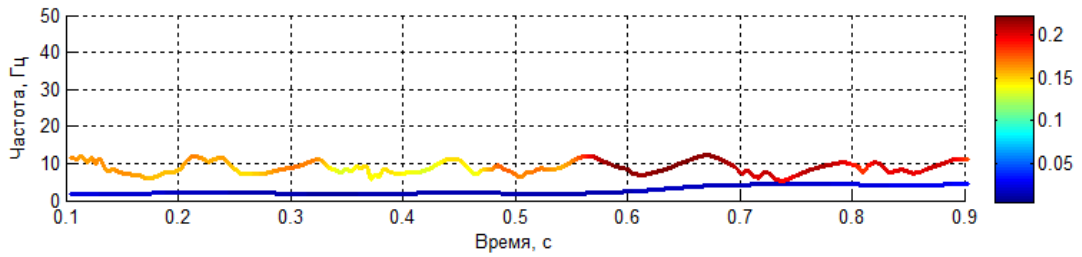


Рис. 5. Спектр Гильберта – Хуанга, $U = 9$ м/с, $y/D = -2,1$

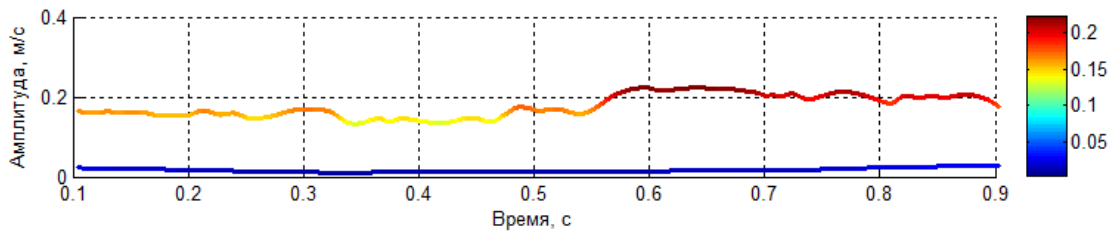


Рис. 6. Изменение амплитуды характеристических IMF, $U = 9$ м/с, $y/D = -2,1$

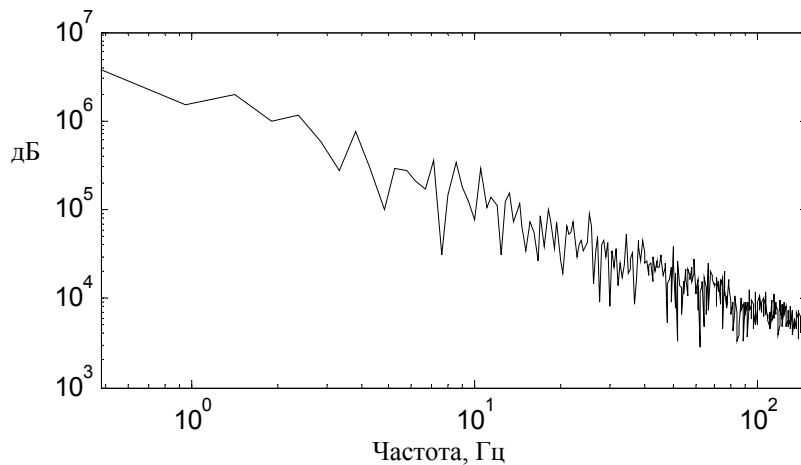


Рис. 7. Фурье-спектр амплитуды характеристической IMF, $U = 9$ м/с, $y/D = -2,1$

IMF, соответствующая процессу вихреобразования. После применения преобразования Гильберта к найденной IMF можно построить спектр Гильберта – Хуанга. Проекция такого спектра на частотно-временную плоскость представлена на рис. 5. Изменение цвета от синего до темно-красного означает изменение амплитуды от минимального до максимального значения для представленных модовых функций, причем значение амплитуды по размерности совпадает с раз-

мерностью исходных данных. Спектр на рис. 5 построен на основе двух разных IMF.

Линия I соответствует основному исследуемому процессу. Линия II размещена здесь в качестве примера и имеет синий цвет. Это означает, что амплитуда описываемых этой IMF колебаний намного ниже, и их энергия незначительна. Легко видеть, что частота пульсаций скорости (линия I) не остается постоянной, а изменяется со временем вокруг среднего значения 9 Гц. Это

изменение может быть вызвано непостоянством скорости набегающего потока.

Цветовое представление амплитуды дает качественную информацию. Когда необходимо проводить количественное сравнение, удобнее применять проекцию спектра Гильберта – Хуанга на амплитудно-временную плоскость, как это показано на рис. 6. На представленном спектре легко видеть, что амплитуда пульсаций скорости составляет около 0,15 м/с в течение первой половины продолжительности сигнала, а после момента времени 0,55 с возрастает до 0,22 м/с. После 0,7 с наблюдается некоторое уменьшение амплитуды – до 0,2 м/с. Такое поведение очень хорошо согласуется с исходным сигналом на рис. 2, на котором амплитуду можно оценить по высоте отдельных пиков.

Если изменения амплитуды исследуемого процесса имеют какую-то определенную периодичность – модуляцию, это может быть легко обнаружено с помощью по-

строения спектра Фурье от амплитуды IMF. Этот частотный спектр изменения амплитуды линии I на рис. 6 представлен на рис. 7.

Приведенный спектр имеет максимальное значение при минимально определяемой из временной реализации частоте. Это означает, что амплитуда остается постоянной или частота ее изменения ниже 1 Гц, так как длительность реализации составляет около 1 с. Такой результат хорошо совпадает с тем, что показано на рис. 3 и 6.

В качестве второго примера рассмотрим пульсации скорости, соответствующие тем же экспериментальным условиям, но измеренные при поперечном положении $y/D = -1,5$. Эта точка соответствует границе следа, поэтому исходный сигнал (рис. 8, а) является более сложным. Синусоидальное поведение сигнала по-прежнему остается отчетливым, но наблюдаются всплески высокой интенсивности в моменты времени 0,22, 0,35 и 0,9 с.

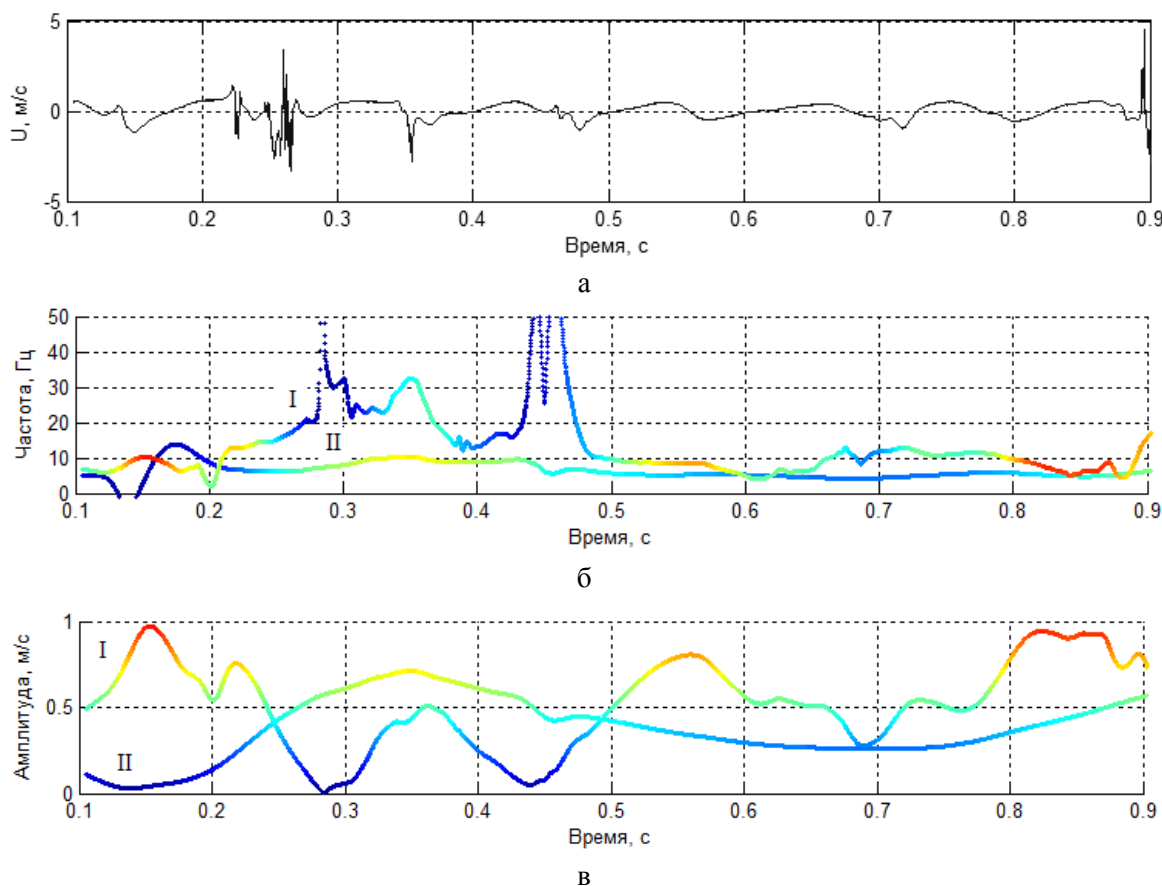


Рис. 8. Пульсации скорости (а), спектр Гильберта – Хуанга (б) и изменение амплитуды характеристических IMF (в) при $U = 9$ м/с, $y/D = -1,5$

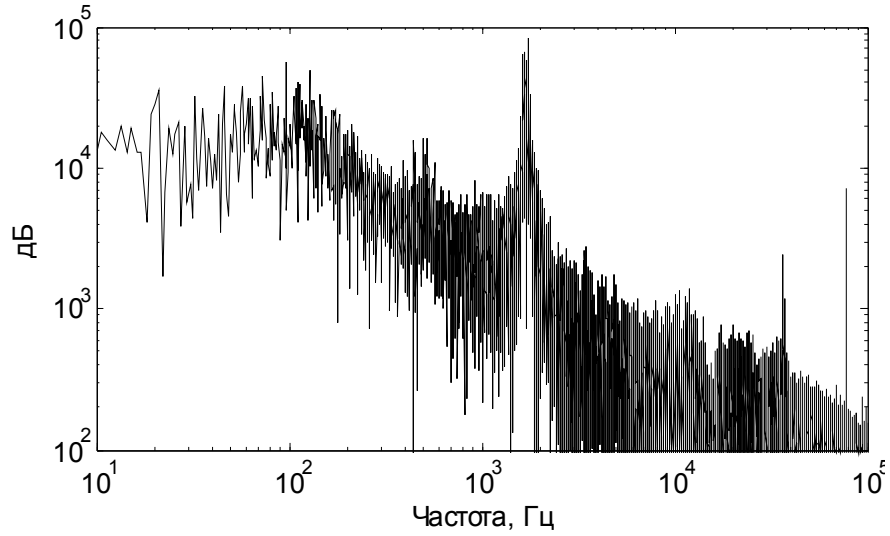


Рис. 9. Фурье-спектр пульсаций скорости при $U = 50$ м/с, $y/D = -1$

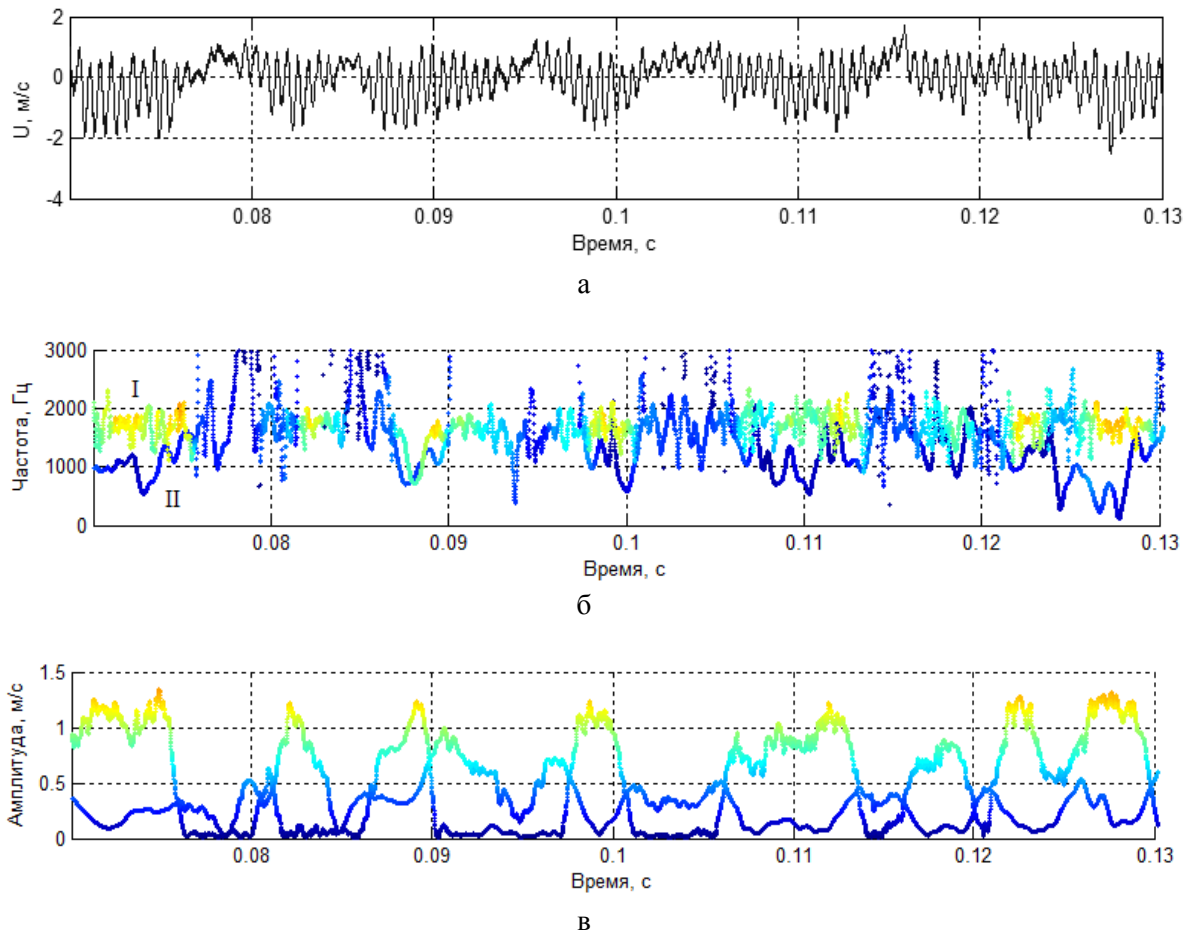


Рис. 10. Пульсации скорости (а), спектр Гильберта – Хуанга (б) и изменение амплитуды характеристических IMF (в) при $U = 50$ м/с, $y/D = -1$

Линия I в спектре Гильберта – Хуанга (рис. 8, б) демонстрирует изменение частоты процесса вихреобразования за цилиндром. Цветовая карта здесь не представлена, изменение амплитуды и ее диапазон ясны из рис. 8, в). При рассмотрении одной только линии I можно заключить, что частота схода вихрей изменяется с 9 до 20–30 Гц в период времени от 0,25 до 0,32 с.

Но когда линия II (см. рис. 8, б) построена по следующей IMF, очевидно, что искомые колебания на частоте около 10 Гц всё же происходят с чуть меньшей амплитудой, что отчетливо видно на рис. 8, в). Этот пример указывает на одну специфическую особенность эмпирического разложения по модам, когда один колебательный процесс разделяется в несколько IMF. Такое разделение иногда может быть устранено путем изменения критериев остановки процесса отсеивания. Если разделение устранить не удастся, для построения спектра Гильберта – Хуанга и анализа пульсационного процесса должны использоваться несколько IMF.

Для временной зависимости амплитуды (построенной по линиям I и II на рис. 8, в) также был построен спектр Фурье (здесь не показано). На этом спектре хорошо различим пик на частоте около 5 Гц. Такая модуляция пульсаций может быть вызвана взаимодействием вихрей, сходящих с разных сторон цилиндра.

Другая серия экспериментов была проведена в Т-325М ИТПМ СО РАН при скорости потока $U = 50$ м/с и повышенном до $p = 5$ ата давлении в рабочей части. В этом случае для цилиндра диаметром 8 мм число Рейнольдса составляет $Re_D = 10^5$, как и для экспериментов в аэродинамической трубе ASTRC/NCKU при атмосферном давлении и скорости набегающего потока 9 м/с. Рассматриваемый ниже сигнал получен при координатах положения датчика $x/D = 1$ и $y/D = -1$. Согласно спектру Фурье на рис. 9 частота наиболее интенсивных пульсаций составляет 1,75 кГц.

Существенным отличием от спектра на рис. 4, который был получен по измерениям при малой скорости потока, является большая ширина пика. Это говорит о наличии не дискретной частоты, а некоторого волнового пакета.

Из спектра Гильберта – Хуанга на рис. 10, б очевидно, что частота не остается постоянной, и то, что мы видим как волновой пакет в спектре Фурье на рис. 9, фактически является изменением характерной частоты исследуемого процесса срыва вихрей во времени. Изменение частоты на исходном сигнале (рис. 10, а) различить невозможно, но, поскольку интересующие нас колебания имеют высокую интенсивность, они отчетливо видны, и, следовательно, есть возможность проследить изменение амплитуды пульсаций скорости. При проведении эмпирического разложения исследуемый колебательный процесс снова был разделен на две разные IMF, и для описания явления требуется построение спектра из двух линий. Эти две линии (I и II вместе на рис. 10, в) хорошо коррелируют с амплитудой суммарных пульсаций скорости (см. рис. 10, а) и предоставляют количественное значение амплитуды конкретного колебательного процесса в каждый момент времени.

Заключение

Таким образом, при помощи термоанемометра постоянного сопротивления были измерены пульсации скорости в области за круговым цилиндром в двух различных аэродинамических трубах при докритических числах Рейнольдса. Полученные сигналы были обработаны с помощью преобразования Гильберта – Хуанга. Приведены результаты обработки для некоторых характерных положений датчика в потоке. По представленным примерам можно выделить некоторые преимущества и недостатки метода.

Сравнение с вейвлет-преобразованием на тестовом сигнале с мгновенным изменением частоты показало более высокое временное разрешение преобразования Гильберта – Хуанга. При наличии стационарного колебательного процесса краевые эффекты имеют на порядок меньшее по продолжительности проникновение внутрь модовых функций сигнала. Промежуток времени, в течение которого происходит отклик на изменения частоты или амплитуды сигнала, при применении преобразования Гильберта – Хуанга, значительно короче в сравнении с вейвлет-преобразованием.

Одной из важнейших целей частотно-временных методов обработки данных является извлечение временного изменения амплитуды интересующего процесса. Как было показано, преобразование Гильберта – Хуанга может справиться с этой задачей. Кроме того, часто имеет место изменение частоты исследуемого процесса, которое также хорошо идентифицируется по спектру Гильберта – Хуанга.

Поскольку разложение исходного временного ряда основано на самом сигнале, оно не имеет predetermined базиса и может применяться к сигналу любой формы, в отличие от преобразования Фурье, основой которого является синусоидальная волна, и вейвлет-преобразования, для которого функция материнского вейвлета должна быть определена заранее, до применения преобразования.

Существуют и некоторые сложности применения преобразования Гильберта – Хуанга. Например, процесс эмпирического разложения сигнала на набор собственных модовых функций, в результате которого может произойти разделение изучаемого колебательного процесса в несколько различных IMF. В таком случае спектры Гильберта – Хуанга должны быть построены на основе всех этих IMF, а результаты тщательно проанализированы.

В целом преобразование Гильберта – Хуанга зарекомендовало себя как эффективный инструмент анализа нестационарных и нелинейных сигналов. Этот метод может быть очень полезен, например, при анализе данных в экспериментальной газовой динамике, где явления такого рода встречаются часто.

Список литературы

1. Добросельский К. Г. Обтекание цилиндра в начале критической области // ПМТФ. 2016. № 26. С. 117–123. DOI: 10.15372/PMTF20160212
2. Zinovyev V. N., Isaev S. A., Lebiga V. A., Pak A. Yu., Mishenin G. V., Zharov I. R. Experimental investigation of incompressible flow structure behind the finite cylinder at high

Reynolds numbers // ICMAR-16. Abstracts. Perm, Russia, 2016. Pt. 2. P. 236–237.

3. Липанов А. М., Макаров С. С., Карпов А. И., Макарова Е. В. Численное исследование охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды // Теплофизика и аэромеханика. 2017. № 1. P. 53–60.

4. Huang N. E., Shen Z., Long S. R., Wu M. C., Shin H. H., Zheng Q., Yen N.-C., Tung C. C., Liu H. H. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // Proc. R. Soc. Lond. A 454. 1998. P. 903–995.

5. Zinoviev V., Lebiga V., Chung K. M., Miao J. J. Hot Wire Measurements in Compressible Subsonic Flow Using Hilbert Spectral Analysis // Transactions of the Aeronautical and Astronautical Society of the Republic of China. 2004. Vol. 36. No. 2. P. 115–124.

6. Mironov D. S., Miao J. J., Chung K.-M. Using Wavelet and Hilbert-Huang Transforms for Analyzing of Unsteady Pressure Fluctuations Inside Open-Type Shallow Cavity // The Journal of Aeronautics, Astronautics and Aviation. 2009. Vol. 41. No. 4. P. 237–244.

7. Miao J. J., Leu T. S., Yu R. M., Tu J. K., Wang C. T., Lebiga V., Mironov D., Pak A., Zinovyev V., Chung K.-M. MEMS Thermal film sensors for unsteady flow measurement // Sensors & Actuators: A. Physical. 2015. Vol. 235. P. 1–13. DOI: 10.1016/j.sna.2015.09.030

8. Huang N. E., Shen S. P. Hilbert – Huang Transform and Its Applications // Interdisciplinary Mathematical Science. 2005. Vol. 5.

D. S. Mironov¹, **V. A. Lebiga**¹⁻³, **J. J. Miao**⁴, **A. Yu. Pak**¹, **V. N. Zinoviev**¹

¹ *Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

² *Novosibirsk State Technical University
20 Karl Marx Ave., Novosibirsk, 630073, Russian Federation*

³ *Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

⁴ *National Chen-Gong University
1 Universitet Ave., Tainan, 70101, Taiwan*

mdsdaimond@gmail.com

APPLICATION OF HILBERT-HUANG TRANSFORM FOR ANALYZING OF FLUCTUATIONS BEHIND CIRCULAR CYLINDER

One of the most important goals of experimental gas dynamics is to study formation and evolution of fluctuations generated by flow over some obstacles. Such fluctuations are mostly non-stationary. To analyze such experimental data time-frequency techniques are required in order to provide not only mean value of frequencies and corresponding amplitudes in whole signal but also temporal variation of frequency and amplitude of specific process. Hilbert-Huang transform is one of such techniques. Abilities of the method are presented in this paper. Fluctuations of velocity behind a circular cylinder are analyzed at sub-critical Reynolds number.

Keywords: subsonic flow, cylinder, joint time-frequency data analyzing techniques, Fourier transform, wavelet transform, Hilbert-Huang transform.