

УДК 532.526

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ, ОБРАЗОВАННОГО ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ГИБКОГО ЦИЛИНДРА

В. А. ВОСКОБОЙНИК, В. Т. ГРИНЧЕНКО, А. П. МАКАРЕНКОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 28.03.2000

Приведены результаты экспериментальных исследований корреляционных характеристик пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при продольном обтекании гибких протяженных цилиндров. Обнаружено, что интенсивность пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя на гибком цилиндре выше, чем на плоской пластине и на жестком цилиндре. Давлениеобразующие вихревые структуры переносятся вниз по потоку вдоль продольной оси цилиндра. Скорость вырождения максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции на гибком цилиндре выше, чем на пластине, но ниже, чем на жестком цилиндре. Крупномасштабные вихревые системы имеют большее время "жизни" и переносятся на большие расстояния, чем мелкомасштабные высокочастотные вихревые структуры.

Наведені результати експериментальних досліджень кореляційних характеристик пульсацій пристінного тиску турбулентного граничного шару, який має місце при повздовжньому обтіканні гнучких витягнутих циліндрів. Знайдено, що інтенсивність пульсацій пристінного тиску турбулентного граничного шару на гнучкому циліндрі вище, ніж на пласкій пластині та на жорсткому циліндрі. Вихреві структури, які утворюють тиск, переносяться до низу за течією вздовж повздовжньої осі циліндру. Швидкість виродження максимальних значень коефіцієнта просторово-часової кореляції на гнучкому циліндрі вище, ніж на пластині, але нижче ніж на жорсткому циліндрі. Великомасштабні вихреві системи мають більший термін "життя" і переносяться на більші відстані, аніж дрібно-масштабні високочастотні вихреві структури.

The results of experimental researches of the correlation characteristics of the wall pressure fluctuations of turbulent boundary layer, formed by a longitudinal flow of the flexible extended cylinders are given. It is revealed, that intensity of the wall pressure fluctuations of turbulent boundary layer on the flexible cylinder is higher, than on a flat plate and rigid cylinder. The pressure educated vortical structures are transferred downstream along a longitudinal axis of the cylinder. The velocity of generation of maximum ratings of space-time correlation factor on the flexible cylinder is higher, than on a plate, but is lower, than on a rigid cylinder. The large-scale vortical systems have the greater time of "life" and are transferred on large distances, than small-scale high frequency vortical structures.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию физических процессов, которые происходят в турбулентных пограничных слоях, возникающих при обтекании различных тел, посвящено большое количество работ теоретического и экспериментального планов [6, 17, 22]. Главным образом, эти исследования проводятся для жестких поверхностей. Но существует большой класс обтекаемых тел, имеющих гибкие либо эластичные поверхности. Так, развитие пограничного слоя над кожным покровом морских животных или при обтекании гибких сейсмоков и буксируемых акустических антенн имеет некоторое отличие от развития пограничного слоя над жесткими телами обтекания. Это проявляется как в параметрах и видах когерентных вихревых структур, так и в соответствующих корреляционных и спектральных характеристиках пульсационных значений скоростей и давлений турбулентных погранич-

ных слоев.

Одной из основных причин появления пульсационных полей в турбулентных пограничных слоях является наличие и взаимодействие вихревых систем друг с другом и с обтекаемой поверхностью. Исследование вихревых систем – это одна из наиболее сложных и интересных проблем в гидродинамике. Знания о физических процессах, происходящих в турбулентных пограничных слоях, дает возможность создавать системы, позволяющие управлять пограничным слоем, а, как следствие, снижать либо увеличивать, в зависимости от поставленной задачи, гидродинамическое сопротивление, тепло-массоперенос или гидродинамический шум, излучаемый турбулентным пограничным слоем [1-3]. Регистрация и исследование поведения коррелированных или когерентных вихревых структур в пограничном слое возможны при использовании методов и аппарата теории вероятностей и математической статисти-

ки, а именно – корреляционного и спектрального анализов. Измерения Фавра и его коллег [4, 5] пространственно-временной корреляции продольной компоненты скорости в пограничных слоях положили начало новой эры в исследовании структуры турбулентности. А первые обширные исследования корреляционных характеристик пульсаций пристеночного давления выполнены Вилмартом с соавторами [6, 7] на плоских поверхностях и на жестких цилиндрах [8, 9].

1. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Исследование пульсаций давления турбулентного пограничного слоя проводилось при буксировке гибкого продольно обтекаемого цилиндра на полигоне Института гидромеханики НАН Украины в канале длиной около 4 км, шириной 40 - 50 м и глубиной по оси канала не менее 5 м. Для проведения исследований была специально спроектирована и изготовлена модель, представляющая собой гибкий цилиндр (воздухозаполненная полихлорвиниловая оболочка) диаметром 29 мм и общей длиной около 20 м. В оболочке по определенной системе установлены заподлицо с обтекаемой поверхностью миниатюрные пьезокерамические датчики пульсаций давления [10, 11].

Поскольку пульсации пристеночного давления в турбулентном пограничном слое являются случайными функциями времени и пространства, появилась возможность провести исследование статистических характеристик этих параметров турбулентности. Установлено, что функции плотности вероятностей при проведении исследований на гибком продольно обтекаемом цилиндре с датчиками пульсаций давления диаметром чувствительной поверхности $d^+ = du_\tau/\nu = 160 - 320$ соответствуют гауссовскому закону распределения. При этом коэффициент асимметрии изменялся от 0.05 до 0, а коэффициент эксцесса - от 3.5 до 3.0 при увеличении диаметра датчика. Функции плотности вероятности для пульсаций давления, нормированные среднеквадратичным давлением, сохраняли свою форму и значения при измерениях по окружности и по длине модели, что свидетельствует об однородности пульсаций давления турбулентного пограничного слоя в статистическом смысле. Функция плотности вероятности при фиксированном числе выборок и времени осреднения практически не изменялась от начального времени осреднения, что говорит о статистической стационарности случайного процес-

са пульсаций пристеночного давления. Следовательно, пульсации давления турбулентного пограничного слоя на гибком продольно обтекаемом цилиндре, регистрируемые датчиками с диаметром $d^+ \geq 200$, являются статистически однородными и стационарными случайными величинами, которые подчиняются нормальному закону распределения. Наличие однородности по пространству и стационарности во времени случайного процесса, а также принадлежность его к классу гауссовских, с абсолютно непрерывной спектральной плотностью, то есть со спектральной плотностью, не имеющей острых максимумов (дельта - функций), соответствующих бесконечной плотности среднего значения квадрата процесса на отдельных частотах, является достаточным условием эргодичности этого случайного процесса [12, 13]. Условие эргодичности позволяет существенно упростить экспериментальное определение статистических величин, поскольку по теореме Биркгофа – Хинчина [14, 15] статистические характеристики эргодичных случайных процессов, полученные путем осреднения по ансамблю выборочных реализаций, тождественно равны характеристикам, полученным по одной единственной реализации путем осреднения по времени.

При исследованиях пульсаций давления на гибком протяженном цилиндре корреляционный анализ был выполнен как с помощью универсальных, так и специализированных ЭВМ, при числах Рейнольдса от 10^7 до 10^8 в полосе частот $0 \leq \omega^+ = \omega \delta^*/U_\infty \leq 20.34$.

Наиболее частыми объектами теоретического и экспериментального изучения являются корреляционные моменты или просто корреляции. Корреляция двух случайных величин, полученных для несовпадающих точек пространства-времени ($\vec{x}_A \neq \vec{x}_B, t_1 \neq t_2, \vec{x}_A - \vec{x}_B = \vec{\xi}, t_1 - t_2 = \tau$), характеризуется единственным неслучайным скаляром

$$R_p(\vec{\xi}, \tau) = \overline{p(\vec{x}_A, t_1) p(\vec{x}_B, t_2)} = \frac{1}{T} \int_0^T p(\vec{x}_A, t) p(\vec{x}_B, t + \tau) dt. \quad (1)$$

Однако корреляция, как мера статистической связи, имеет один существенный недостаток: она зависит от амплитуд измеряемых величин. Этого недостатка лишен коэффициент корреляции ρ_p , представляющий собой корреляционный момент, нормированный произведением стандартных отклонений рассматриваемых случайных величин:

$$\rho_p(\vec{\xi}, \tau) = \frac{\overline{p(\vec{x}_A, t_1) p(\vec{x}_B, t_2)}}{\sigma_p(\vec{x}_A, t_1) \sigma_p(\vec{x}_B, t_2)}. \quad (2)$$

В частном случае совпадающих моментов отсчета и несовпадающих пространственных точек наблюдения ($t_1 = t_2, \vec{x}_A \neq \vec{x}_B$) имеем пространственную корреляцию. В другом частном случае ($\vec{x}_A = \vec{x}_B, t_1 \neq t_2$) имеем автокорреляцию. Корреляция случайной величины при совпадающих друг с другом точках наблюдения в пространстве и во времени ($\vec{x}_A = \vec{x}_B = \vec{x}, t_1 = t_2 = t, \xi = 0, \tau = 0$) и в силу эргодичности случайного процесса равна дисперсии этого процесса:

$$R_p(0, 0) = \overline{p^2(\vec{x}, t)} = \langle p^2(\vec{x}, t) \rangle = \sigma_p^2(\vec{x}, t), \quad (3)$$

где $\sigma_p^2(\vec{x}, t)$ – дисперсия пульсаций пристеночного давления.

Максимальное значение автокорреляционной функции

$$R_p(0, \tau) = \frac{1}{T} \int_0^T p(\vec{x}, t) p(\vec{x}, t + \tau) dt \quad (4)$$

достигается при нулевом времени задержки. Корень квадратный из этой величины является среднеквадратичным значением пульсаций давления, то есть

$$(\overline{p^2})^{1/2} = [R_p(0, 0)]^{1/2}. \quad (5)$$

Среднеквадратичное значение пульсаций пристеночного давления является мерой интенсивности случайного процесса, имеющего место в турбулентном пограничном слое.

После того, как Крейчнан [16] теоретически установил связь между среднеквадратичным значением пульсаций давления в общей полосе частот и напряжением трения на стенке:

$$(\overline{p^2})^{1/2} = \alpha \tau_\omega, \quad (6)$$

многие исследования были направлены на определение коэффициента пропорциональности α , носящего название коэффициента Крейчнана. В ряде экспериментальных работ было обнаружено, что значения коэффициента Крейчнана имеют определенную зависимость от числа Рейнольдса $Re_x = xU_\infty/\nu$. Результаты, полученные Коркосом [17], свидетельствуют о том, что в гидродинамической трубе отношение $(\overline{p^2})^{1/2}/\tau_\omega$ уменьшается с увеличением числа Рейнольдса. В то же время влияние шероховатости, наоборот, способствует опережающему росту $(\overline{p^2})^{1/2}$ по сравнению с увеличением τ_ω [18-20]. Наличие поперечной кривизны обтекаемого тела приводит к увеличению коэффициента Крейчнана с возрастанием числа Рейнольдса [9, 21, 22]. Обычно принятые значения оцениваются как $2 \leq (\overline{p^2})^{1/2}/\tau_\omega \leq 4$ [23] в зависимости от источника экспериментальных данных. В наших измерениях на гибком цилиндре коэффициент Крейчнана изменяется от 2.76 до 4.65 в зависимости от

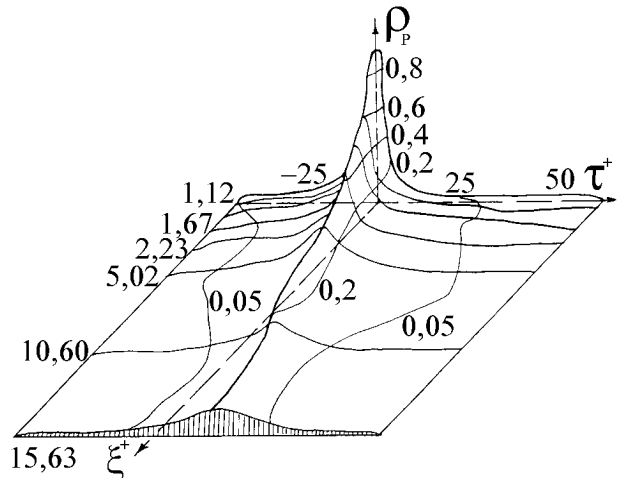


Рис. 1. Коэффициент продольной пространственно-временной корреляции пульсаций пристеночного давления

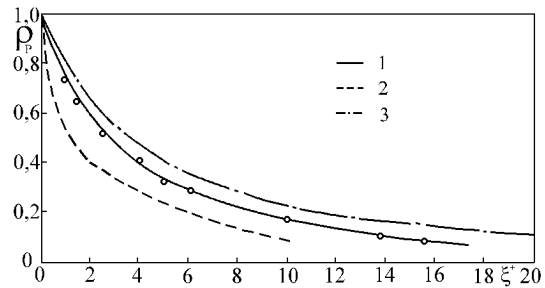


Рис. 2. Вырождение максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции

числа Рейнольдса Re_x (от 10^7 до 10^8). Эти данные принадлежат верхней границе общепринятых значений α , что указывает на повышенную энергоёмкость турбулентных пульсаций пристеночного давления на гибком цилиндре.

На рис. 1 приведена зависимость нормированного коэффициента продольной взаимной корреляции, определенного по зависимости (2), от безразмерного пространственного разделения $\xi^+ = \xi/\delta^*$ и безразмерного времени задержки $\tau^+ = \tau U_\infty/\delta^*$, где разделения ξ^+ соответствовали значениям: 1.12; 1.67; 2.23; 5.02; 10.60; 15.63, а величина толщины вытеснения была принята $\delta^* = \delta/6.5$.

Наличие гребня высокой корреляции в первом квадранте координатной системы ξ^+, τ^+ показывает, что взаимосвязанные давлениеобразующие вихревые системы переносятся вниз по потоку

между датчиками, расположенными на расстоянии ξ за время τ . Причем, с увеличением разделения между датчиками необходимо более длительное время, чтобы вихревые структуры прошли это расстояние. Кроме того, когда ξ возрастает, вихри постепенно теряют свою индивидуальность, а отсюда коэффициент корреляции или высота гребня убывает. Подобное убывание корреляции как в пространстве, так и во времени наблюдалось и в случае жесткого цилиндра [8, 9], и пластины [7]. Вырождение максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции показано на рис. 2, как функция безразмерного разделения ξ^+ . Кривая 1 соответствует экспериментальным данным, полученным на гибком цилиндре ($\delta/a = 3$, где a - радиус цилиндра) в частотном диапазоне $0.290 \leq \omega^+ \leq 6.096$, кривая 2 получена на жестких цилиндрах с $\delta/a = 2$ и 4, при $0.144 \leq \omega^+ \leq 28.800$ и $0.292 \leq \omega^+ \leq 5.844$, соответственно [8, 9] и кривая 3 представляет результаты для плоской пластины [7] в интервале частот $0.410 \leq \omega^+ \leq 6.800$. Скорость вырождения максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции на гибком цилиндре оказывается не такой большой, как на жестком цилиндре, хотя является выше, чем на пластине. Так, в плоском пограничном слое максимальное значение $\rho_p = 0.1$ наблюдается при $\xi^+ \simeq 22$, в осесимметричном пограничном слое на жестком цилиндре ($\delta/a = 2$ и 4) $\xi^+ \simeq 10$, а на гибком $\xi^+ \simeq 15$. При одном и том же разделии между датчиками пульсаций давления и в относительно одинаковых частотных полосах корреляционного анализа продольная корреляция на гибком цилиндре выше, чем на жестком. Как указано в работах [10, 11], это обусловлено смещением энергетики турбулентных пульсаций давления в область низких частот при обтекании гибкого цилиндра.

Широкополосный корреляционный анализ дает возможность качественно оценить время "жизни" вихревых давлениеобразующих структур в пограничном слое, развитом на исследуемой модели. Так, рис. 3 позволяет судить о степени затухания максимальных значений коэффициента взаимной корреляции от безразмерного времени задержки для различных частотных полос. Кривая 1 получена в области частот $0.143 \leq \omega^+ \leq 0.465$, кривая 2 - $0.143 \leq \omega^+ \leq 3.003$, кривая 3 - $0.290 \leq \omega^+ \leq 6.096$. При увеличении частотного диапазона темп затухания максимальных значений коэффициента взаимной корреляции возрастает. Это указывает на то, что мелкомасштабные вихревые структуры, обуславливающие высокочастотные

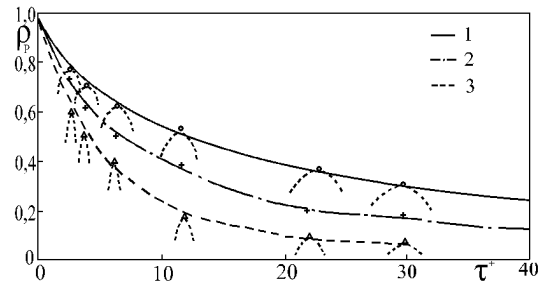


Рис. 3. Степень затухания максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции для различных частотных полос анализа

стотные компоненты турбулентного пограничного слоя, имеют меньшее время "жизни", чем низкочастотные крупномасштабные структуры. Формы пиковых значений коэффициентов корреляций (показанные штриховыми линиями) подтверждают наличие мелкомасштабных структур в корреляциях, измеренных в полосе частот до $\omega \delta^*/U_\infty = 6.096$, что проявляется в остроконечности пиков. Наоборот, корреляция в низкочастотном диапазоне, главным образом, обусловлена крупномасштабными вихревыми структурами (пики сглажены). Подобное поведение давлениеобразующих когерентных вихревых структур в развитых турбулентных пограничных слоях наблюдалось также в ряде исследований [24-27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных выше результатов можно сделать следующие выводы. Пульсации пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при продольном обтекании гибкого протяженного цилиндра, являясь случайными величинами в пространстве и во времени, подчиняются нормальному закону распределения вероятностей турбулентных пульсаций и условиям эргодичности случайного процесса. Интенсивность пульсаций давления на гибком протяженном цилиндре выше, чем на пластине и на жестком цилиндре и коэффициент Крейчана в наших исследованиях изменялся от 2.76 до 4.65 в зависимости от числа Рейнольдса (от 10^7 до 10^8). В турбулентном пограничном слое, образованном при продольном обтекании гибкого протяженного цилиндра, существуют коррелированные вихревые системы. При этом эти давлениеобразующие вихревые структуры переносятся вниз по потоку вдоль

продольной оси исследуемого цилиндра. С увеличением разделения между датчиками пульсаций давления коэффициент взаимной корреляции убывает, указывая на то, что коррелированные вихревые системы в турбулентном пограничном слое при прохождении определенного расстояния по направлению потока постепенно теряют свою индивидуальность. Продольная корреляция пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при обтекании гибкого цилиндра, выше, чем при обтекании жесткого цилиндра. Скорость вырождения максимальных значений коэффициента пространственно-временной корреляции на гибком цилиндре выше, чем на пластине, но ниже, чем на жестком цилиндре. Крупномасштабные вихревые системы, вносящие основной вклад в низкочастотные пульсации пристеночного давления, имеют большее время "жизни" и, следовательно, переносятся на большие расстояния вдоль цилиндра, чем мелкомасштабные высокочастотные вихревые структуры.

1. *Gad-el-Hak M.* Interactive control of turbulent boundary layers: A futuristic overview // *AIAA J.*– 1994.– 32, N 9.– P. 1753–1765.
2. *Crawley E. F.* Intelligent structures for aerospace: A technology overview and assessment // *AIAA J.*– 1994.– 32, N 8.– P. 1689–1699.
3. *Venkatraman K., Narayanan S.* Active control of flow-induced vibration // *J. Sound Vibr.*– 1993.– 162, N 1.– P. 43–55.
4. *Favre A., Gaviglio J., Dumas R.* Further space-time correlations of velocity in a turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1958.– 3.– P. 344–357.
5. *Favre A., Gaviglio J., Dumas R.* Space-time double correlation and spectra in a turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1957.– 2.– P. 313–341.
6. *Willmarth W. W.* Corrigendum: Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1965.– 21, pt.1.– P. 107–109.
7. *Willmarth W. W., Wooldridge C. E.* Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1962.– 14.– P. 187–210.
8. *Willmarth W. W., Winkel R. E., Sharma L. K., Bogar T. J.* Axially symmetric turbulent boundary layers on cylinders: Mean velocity profiles and wall pressure fluctuations // *J. Fluid Mech.*– 1976.– 76, pt.1.– P. 35–64.
9. *Willmarth W. W., Yang C. S.* Wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers on a flat plate and a cylinder // *J. Fluid Mech.*– 1970.– 41, pt.1.– P. 47–80.
10. *Виноградный Г. П., Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренко А. П.* Спектральные и корреляционные характеристики турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном цилиндре // *Изв. АН СССР. Мех. жидк. и газа.*– 1989.– N 5.– С. 49–54.
11. *Виноградный Г. П., Воскобойник В. А., Макаренко А. П.* Статистические характеристики псевдозвука на поверхности гибкого цилиндра // *Проблемы комплексной автоматизации гидрофизических исследований: Тез. докл. Всесоюз. конф; май 1989.– Севастополь.*– 1989.– С. 92.
12. *Макс Ж.* Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: В 2 т.– М.: Мир, 1983.– 2 т. с.
13. *Марпл-мл. С. Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения.– М.: Мир, 1990.– 584 с.
14. *Бендат Д., Пирсол А.* Применение корреляционного и спектрального анализа.– М.: Мир, 1983.– 311 с.
15. *Вентцель Е. С., Овчаров Л. А.* Теория вероятностей и ее инженерные приложения.– М.: Наука, 1988.– 480 с.
16. *Kraichnan R. H.* Pressure fluctuations in turbulent flow over a flat plate // *JASA.*– 1956.– 28, N 3.– P. 378–390.
17. *Corcos G. M.* Pressure fluctuations in shear flows // *Univ. Calif. Rep., Ser.* 183.– 1962.– N 2.– P. 37–51.
18. *Петровский В. С.* Гидродинамические проблемы турбулентного шума.– Л.: Судостроение, 1966.– 252 с.
19. *Simpson R. L., Ghodbane M., McGrath B. E.* Surface pressure fluctuations in a separating turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1987.– 177.– P. 167–186.
20. *Willmarth W. W.* Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1975.– 7.– P. 13–37.
21. *Ефимцов Б. М.* Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // *Акуст. ж.*– 1984.– 30, вып. 1.– С. 58–61.
22. *Ефимцов Б. М.* Пространственная корреляция пульсаций давления на пластине перед выступом при сверхзвуковом обтекании // *Акуст. ж.*– 1998.– 44, N 6.– С. 772–778.
23. *Blake W. K.* Mechanics of flow-induced sound and vibration: 2 v.– New York: Academic press, inc., 1986.– 2 v p.
24. *Compton D. A., Eaton J. K.* Near-wall measurements in a three-dimensional turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1997.– 350.– P. 189–208.
25. *Hussain A. K. M. F.* Coherent structures - reality and myth // *Phys. Fluids.*– 1983.– 26, N 10.– P. 2816–2850.
26. *Jeong J., Hussain F., Schoppa W., Kim J.* Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow // *J. Fluid Mech.*– 1997.– 332.– P. 185–214.
27. *Krogstad P.- A., Antonia R. A.* Structure of turbulent boundary layers on smooth and rough walls // *J. Fluid Mech.*– 1994.– 277.– P. 1–21.