

## РАЗМЫШЛЕНИЯ О ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Д.Н. Горелов

д.т.н., профессор, главный научный сотрудник, e-mail: gorelov@ofim.oscsbras.ru

Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН

**Аннотация.** Проведён анализ характерных свойств турбулентного течения жидкости за пластинкой на основе гипотезы Л. Ландау о возможности применения модели идеальной жидкости для исследования турбулентных течений.

**Ключевые слова:** турбулентное течение, отрывное обтекание, автоколебания.

Турбулентность — одно из самых загадочных явлений природы. Серьёзные исследования этого явления ведутся с конца XIX века. По результатам исследований опубликован огромный теоретический и экспериментальный материал. Было установлено, что турбулентность отличается от других явлений чрезвычайной сложностью и разнообразием своих проявлений. Но что следует понимать под турбулентным движением жидкости и газа? Однозначного ответа на этот вопрос нет. Многочисленные определения ограничиваются обычно перечислением визуальных признаков турбулентности: хаотичное вихревое движение, разнообразие масштабов, широкий спектр частот, мод и амплитуд колебаний и т. д. Можно ожидать, что однозначное определение турбулентности дать невозможно из-за огромного разнообразия форм её проявления. В настоящей работе автор попытался дать определение крупномасштабного турбулентного течения жидкости для отрывного обтекания тонких тел при больших значениях числа Рейнольдса. Прежде всего рассмотрим влияние вязкости жидкости на турбулентное движение. Реальная жидкость обладает вязкостью. Движение жидкости во многом зависит от отношения сил инерции к силам вязкого трения, которое определяется числом Рейнольдса  $Re = VL/\nu$  ( $V$  — характерная скорость жидкости,  $L$  — характерный линейный размер,  $\nu$  — кинематическая вязкость).

Существенный вклад в теорию турбулентного течения внёс О. Рейнольдс, исследуя в 1883 г. движение жидкости в трубе. Он установил, что с изменением скорости движения жидкости меняется характер её движения в трубе. При малой скорости наблюдается плавное (ламинарное) движение жидкости. Но при достижении некоторого критического значения скорости (числа Рейнольдса) плавное ламинарное течение жидкости переходит в бурное турбулентное. Таким образом было установлено, что при числе  $Re$  меньше его критического значения течение может оставаться ламинарным, а при значениях  $Re$  больше критического — становится турбулентным. Этот экспериментальный результат объясняется влиянием вязкости жидкости. В ламинарном течении силы

вязкого трения гасят случайные возмущения жидкости. С ростом числа  $Re$  влияние вязкости снижается и возрастает роль сил инерции, которые не гасят, а усиливают случайные возмущения. Дальнейший рост числа  $Re$  приводит к турбулентному течению. При  $Re \rightarrow \infty$  жидкость становится идеальной. Это позволяет исследовать основные закономерности турбулентного течения, моделируя реальную жидкость идеальной. К такому выводу пришёл Л. Ландау: «Турбулентное движение может рассматриваться как движение идеальной жидкости, описываемое уравнениями Эйлера» [18, с. 160]. Можно предположить, что в идеальной несжимаемой жидкости проявляются базовые закономерности турбулентного течения реальной жидкости при больших значениях числа Рейнольдса, а вязкость, сжимаемость и термодинамические свойства жидкости вносят дополнительные коррективы в эти закономерности. Гипотеза Л. Ландау неоднократно получала практическое подтверждение. Так, например, была показана высокая эффективность модели идеальной жидкости при расчёте аэродинамических характеристик треугольных крыльев на режиме отрывного обтекания [2]. Перейдём к обсуждению некоторых закономерностей турбулентного течения в рамках гипотезы Л. Ландау. Наиболее полные исследования турбулентного течения идеальной жидкости проведены для задач отрывного обтекания пластинки (например [2–5]).

Ограничимся рассмотрением результатов работы [5], в которой исследуется структура турбулентных вихревых следов за пластинкой, начавшей движение с постоянной скоростью  $V$  из состояния покоя.

На рис. 1 представлены результаты расчёта интенсивностей вихрей  $\gamma_{w1}$ ,  $\gamma_{w2}$ , сходящих с кромок пластинки с течением времени  $t$ . Пластика движется под углом  $\theta = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$ . Безразмерное время  $\tau = t/T$ ,  $T = l/V$ ,  $l$  — длина пластинки. Расчёт проводился до значений  $\tau = 100$ . За это время пластинка перемещалась на сто своих длин. Наиболее информативными оказываются результаты расчёта для вертикальной пластинки при  $\theta = 90^\circ$ . В этом случае хорошо наблюдаются две области разного поведения интенсивности вихрей:  $0 < \tau < 30$  и  $30 < \tau < 100$ . В области  $0 < \tau < 30$  модуль интенсивности вихрей монотонно убывает от своего максимального значения до нуля, а в области  $30 < \tau < 100$  имеют место высокочастотные колебания функций  $\gamma_{w1}$ ,  $\gamma_{w2}$  с большой амплитудой. На эти колебания накладываются низкочастотные пульсации также с большой амплитудой. Переход из одной временной области в другую имеет взрывной характер. Высокочастотные колебания функций  $\gamma_{w1}$ ,  $\gamma_{w2}$  наблюдаются и для других значений угла  $\theta$ . Но область монотонного изменения интенсивности сходящих вихрей в начальной стадии движения пластинки существенно уменьшается. Проследим формирование вихревых следов за пластинкой с течением времени. За вертикально установленной пластинкой в начальной стадии её движения (при  $0 < \tau < 30$ ) образуются два вихревых ядра, которые затем теряют устойчивость и переходят в цепочку вертикально расположенных вихрей. Через некоторое время эта цепочка скачкообразно переходит в другую устойчивую конфигурацию [5]. Структура вихревых следов, образовавшаяся к моменту времени  $\tau = 100$ , приведена на рис. 2. Непосредственно за пластинкой при всех углах  $\theta$  сформировалась устойчивая конфигурация вих-

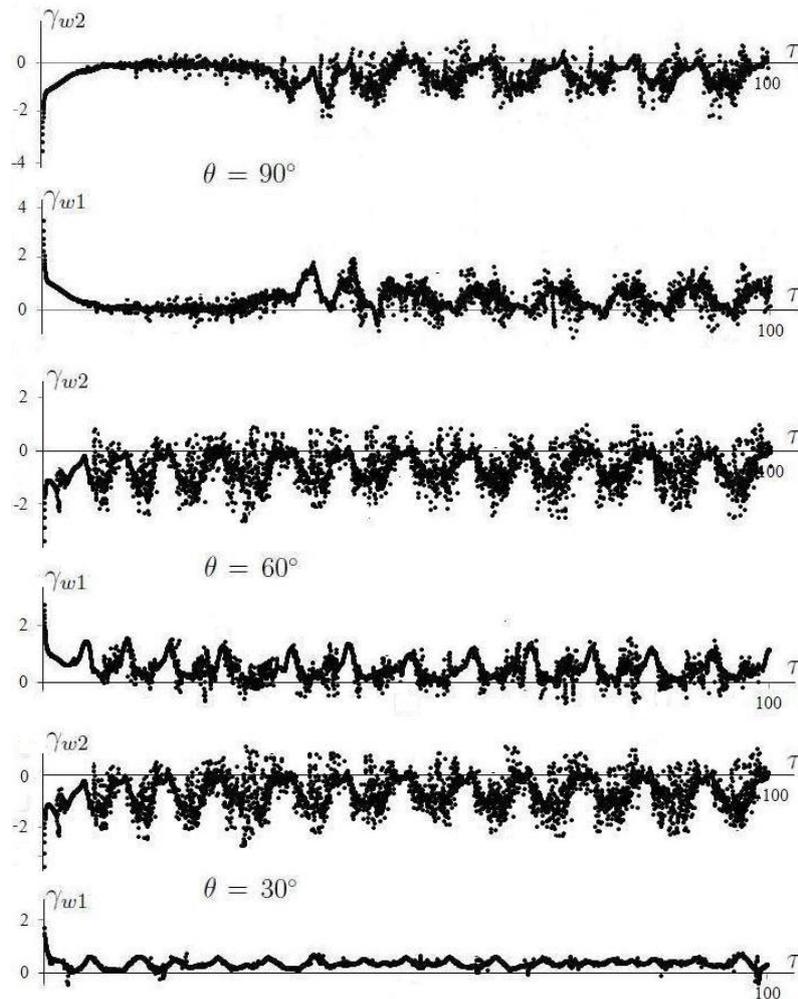


Рис. 1. Зависимость интенсивностей  $\gamma_{w1}$ ,  $\gamma_{w2}$  сходящихся вихрей от времени  $\tau$  для  $\theta = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$

рей типа дорожки Кармана. Затем возникают другие вихревые структуры. Эти структуры остаются устойчивыми на больших расстояниях от пластинки.

Важно отметить, что все изменения вихревых структур происходят при практически постоянном законе изменения интенсивности вихрей с течением времени (рис. 1). Это показывает, что вихревой след за пластинкой живёт независимо, по своим законам. Естественно предположить, что управление формированием вихревых следов осуществляет энергия потока. Свободные вихри в следе имеют бесконечное число степеней свободы и могут создавать бесконечное число мод, частот и амплитуд колебаний. Выбор конкретного закона происходит, видимо, путём выполнения условия минимальных затрат энергии.

Характерными признаками турбулентных течений являются внезапность и самовозбуждаемость их возникновения, а также скачкообразный переход из одного состояния в другое. Такими же признаками обладают самовозбуждающиеся автоколебательные явления типа флаттера крыла самолёта, например.

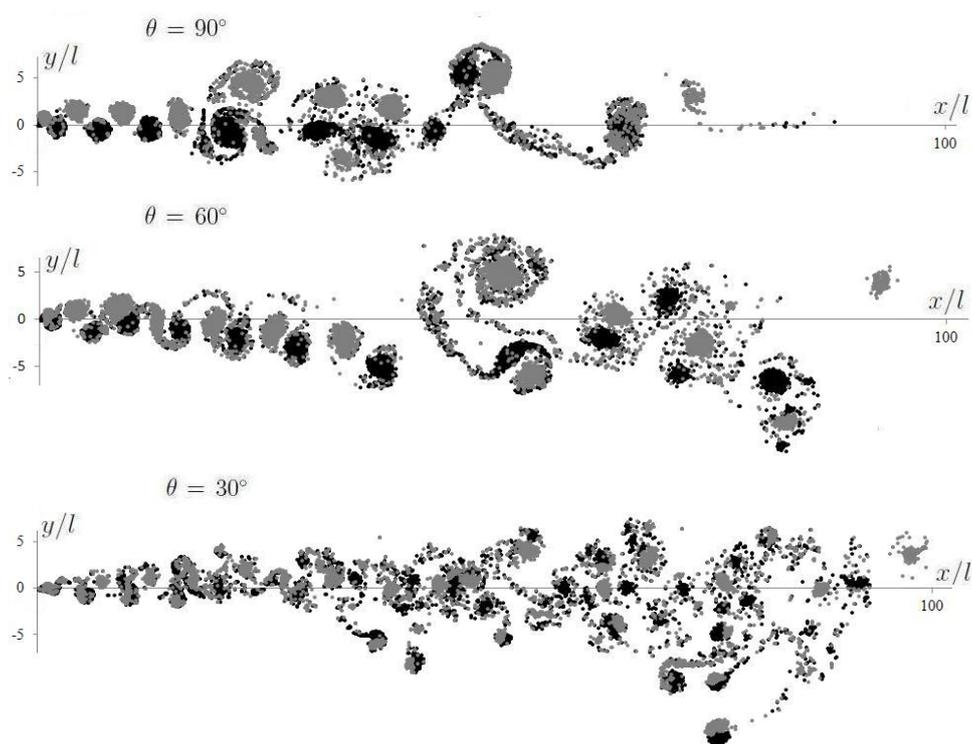


Рис. 2. Форма вихревых следов в момент времени  $\tau = 100$  для  $\theta = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$

Можно полагать, что в турбулентном вихревом следе за пластинкой жидкость совершает самовозбуждающиеся автоколебания. Набор мод при таких автоколебаниях меняется скачкообразно в пространстве и по времени. Такое движение жидкости не может быть случайным и имеет детерминированный характер.

По итогам обсуждения результатов расчёта отрывного обтекания пластинки потоком идеальной жидкости можно предложить следующее определение турбулентного течения за пластинкой. Турбулентное течение за пластинкой представляет собой вихревое самовозбуждающееся автоколебательное движение жидкости, происходящее с минимальной затратой энергии. Это определение не претендует на полноту, так как турбулентность многолика, а её проявления разнообразны. Но отдельные детали этого определения могут проявляться при отрывном обтекании других тел.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М. : Изд-во технико-теоретической литературы, 1953. 788 с.
2. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М. : Физматгиз, 1978. 352 с.
3. Скобелев Б.Ю., Шмагунов О.А. Новый подход к моделированию вязкости в методе дискретных вихрей // Вычислительные технологии. 2007. Т. 12, № 5. С. 116–125.

4. Jones M.A. The separated flow of an inviscid fluid around a moving flat plate // J. Fluid Mech. 2003. V. 496. P. 405–441.
5. Горелов Д.Н., Говорова А.И. Исследование структуры вихревого следа при отрывном обтекании пластинки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. № 3. С. 373–380.

## REFLECTIONS ON TURBULENCE

**D.N. Gorelov**

Dr.Sc. (Eng.), Professor, Chief Researcher, e-mail: gorelov@ofim.oscsbras.ru

S.L. Sobolev Institute of Mathematics, SB RAS

**Abstract.** The characteristic properties of the turbulent fluid flow behind the plate are analyzed based on the hypothesis of L. Landau on the possibility of using the ideal fluid model for the study of turbulent flows.

**Keywords:** turbulent flow, separated flow, self-oscillations.

## REFERENCES

1. Landau L.D. and Lifshits E.M. Mekhanika sploshnykh sred. Moscow, Izd-vo tekhniko-teoreticheskoi literatury, 1953. 788 p. (in Russian)
2. Belotserkovskii S.M. and Nisht M.I. Otryvnoe i bezotryvnoe obtekanie tonkikh kryl'ev ideal'noi zhidkost'yu. Moscow, Fizmatgiz Publ., 1978, 352 p. (in Russian)
3. Skobelev B.Yu. and Shmagunov O.A. Novyi podkhod k modelirovaniyu vyzakosti v metode diskretnykh vikhrei. Vychislitel'nye tekhnologii, 2007, vol. 12, no. 5, pp. 116–125. (in Russian)
4. Jones M.A. The separated flow of an inviscid fluid around a moving flat plate. J. Fluid Mech, 2003, vol. 496, pp. 405–441.
5. Gorelov D.N. and Govorova A.I. Issledovanie struktury vikhrevogo sleda pri otryvnom obtekanii plastinki. Teplofizika i aeromekhanika, 2017, no. 3, pp. 373–380. (in Russian)

*Дата поступления в редакцию: 17.06.2019*