

01; 03

К ЭФФЕКТУ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ
В ВИХРЕВОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Ю. Н. Паужов, Ю. В. Порошин

Проведена физическая аналогия между механизмом усиления вихревых возмущений в атмосфере и процессом возникновения автоколебаний в стесненном вихревом турбулентном потоке. Найден инкремент вихревой неустойчивости в центробежной форсунке, по которому вычислено характерное время развития такой неустойчивости ($\sim 3 \cdot 10^{-3}$ с). Показано, что пульсационный режим работы вихревой камеры с соплом можно представить последовательностью отдельных усилительных актов по отношению к одиночным вихрям.

1. Неослабевающий интерес к закрученным течениям жидкости (см., например, [1-3]) обусловлен широким применением вихревых потоков в технологических процессах, гидравлических устройствах, физических моделях атмосферных явлений. В теоретическом отношении вихри в жидкостях продолжают оставаться достаточно сложным объектом, так как могут сопровождаться сильной турбулентностью и неравновесностью. Примером такого объекта является закрученный поток жидкости в вихревой камере центробежной форсунки, динамические свойства которой описаны в [4] в терминах частотных характеристик. Такие форсунки представляют собой цилиндрическую камеру с боковыми тангенциальными входными каналами, через которые под большим давлением поступает жидкость, приобретает азимутальную компоненту скорости и истекает через сопло диаметром приблизительно на порядок меньше диаметра камеры. Растекаясь по стенке сопла и образуя достаточно тонкую пленку, жидкость на выходе распадается на капли диаметром от десятков до ста микрон. При этом визуально наблюдается аэрозольный факел с резко выраженным углом конуса распыла у среза сопла. С целью повышения монодисперсности частиц аэрозоля было предложено турбулизовать вихревое течение в камере при помощи введения в поток плохо обтекаемых тел (турбулизаторов) — цилиндров со свободными торцами перпендикулярно оси камеры [5]. Начиная с некоторой глубины введения турбулизаторов $H_{кр}^*$ возникает пульсационный режим истечения из сопла, характеризующийся низкочастотным (10—30 Гц) квазипериодическим изменением угла факела распыла. Пульсации существуют до второй критической глубины введения турбулизаторов $H_{кр}^{**}$, при которой устанавливается постоянный угол факела, немного больший, чем в отсутствие турбулизаторов [6]. Особенностью пульсационного режима является пороговый характер его возникновения снизу по введенному в [6] геометрическому параметру данной системы $\gamma = D^3/dr_T^2$, где D — диаметр сопла, d — диаметр тангенциальных каналов, r_T — радиус турбулизатора. Экспериментально получено, что при $\gamma < \gamma^* = 1.6$ пульсационный режим не возникает при любых глубинах введения. В работе [7] предполагается, что в камере происходит сложное взаимодействие вихревой дорожки Кармана (при обтекании срединной части турбулизаторов) с вихрями, сходящими с торцов цилиндров, что приводит к возмущениям, распространяющимся по потоку и вызывающим пульсацию воздушного вихря в сопле, а следовательно, и пульсации факела распыла.

В настоящей работе сделана попытка указать на возможность описания пульсаций в турбулизованной вихревой камере с соплом при помощи механизма образования крупномасштабных структур в турбулентных средах, предложенного в [8].

2. Как показано в [8], если средняя спиральность движения $\langle \mathbf{v} \text{ rot } \mathbf{v} \rangle \neq 0$, то возможно возникновение крупномасштабных вихревых структур. Под крупномасштабными структурами понимаются усредненные по ансамблю реализации случайного течения \mathbf{v} крупномасштабные поля скорости $\langle \mathbf{v} \rangle$, пространственные L и временные T масштабы которых много больше характерных величин l и τ для фоновой турбулентности соответственно. При этом средняя завихренность $\omega = \text{rot } \langle \mathbf{v} \rangle$ описывается уравнением

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \text{rot}(\alpha \omega) + \nu_T \Delta \omega, \quad (1)$$

где $\alpha = \tau \langle \mathbf{v} \text{ rot } \mathbf{v} \rangle / 3$ характеризует спиральность случайного поля скорости \mathbf{v} , ν_T — коэффициент турбулентной диффузии, τ — время корреляции, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций поля \mathbf{v} .

Уравнение (1) указывает на крупномасштабную неустойчивость с максимальным инкрементом $\gamma_{\text{max}} \sim \alpha^2 / \nu_T$. В работе [9] обращается внимание на возможность приложения механизма, описываемого уравнением (1), к проблеме возникновения тропических циклонов (тайфунов). Показано, что при определенных условиях имеет место развитие атмосферного вихря с характерным пространственным масштабом убывания завихренности $L \sim 120$ км и характерным временем развития неустойчивости ~ 1 день, что можно считать удовлетворительным совпадением со значением наблюдаемых величин. Проведем физическую аналогию между развитием циклона в атмосфере и развитием возмущений в турбулизованном стесненном потоке.

Спиральность движения в форсунке обеспечивается тангенциальным вводом жидкости в вихревую камеру со скоростями ~ 10 м/с (в атмосфере спиральность достигается действием силы Кориолиса на восходящие тепловые потоки в конвективной ячейке масштаба 10 км). Струя жидкости из входного канала, вытесняемая к оси камеры последующей массой жидкости, увеличивает свою азимутальную скорость v_φ до некоторого максимума [4]. Таким образом, в объеме имеются осесимметричное неоднородное по радиусу распределение v_φ с экстремумом вблизи оси, а следовательно, и неоднородная по радиусу средняя спиральность α . Для этого случая в работе [10] найдено решение (1) для наиболее быстрорастущего поля скорости, которое вблизи оси $\rho = 0$ имеет вид (в цилиндрических координатах ρ, φ, z)

$$\omega = \frac{\omega_0}{L_\alpha} \{0; \sin \psi; \cos \psi\} \exp\left(\gamma_0 t - \frac{\psi^2}{R_\alpha}\right), \quad (2)$$

где L_α — характерный масштаб изменения средней спиральности α , $\psi = R_\alpha \times \times (\rho / 2L_\alpha)$, $R_\alpha = \alpha_0 L_\alpha / \nu_T$ — безразмерный параметр, α_0 — характерное значение α , $\gamma_0 \approx (\alpha_0^2 / 4\nu) (1 - (4/R_\alpha))$ — инкремент нарастания возмущений.

Сразу видно, что для усиления возмущений должно быть $R_\alpha > 4$, т. е. возбуждение носит пороговый характер. Оценим R_α для форсунки. Предварительно сделаем оценки для α_0 , L_α и ν [9]: $\alpha_0 \approx \tau / 3 \langle \mathbf{v} \text{ rot } \mathbf{v} \rangle$, где $\tau \sim l / v_\varphi$.

Характерное значение средней спиральности α_0 вблизи оси камеры возьмем при $v_\varphi(0) \sim 5 v_\varphi(R)$, где R — радиус камеры. Имеем

$$\alpha_0 \approx \frac{l}{3} \frac{5v_\varphi(R)}{R} \sim \frac{5}{3} v_\varphi(R),$$

считая характерный размер вихревой камеры совпадающим с его радиусом. Характерный масштаб изменения средней спиральности L_α также считаем равным R . Оценивая $\nu \sim l \cdot v_\varphi(R) / 3$, имеем

$$R_\alpha = \frac{\alpha_0 L_\alpha}{\nu} \approx \frac{5L_\alpha}{l} \approx 5.$$

Таким образом, увеличение не менее чем в 5 раз азимутальной скорости v_φ при движении к оси форсунки существенно для развития вихревой неустойчивости.

Вычисляя теперь инкремент γ_0 , находим

$$T = \gamma_0^{-1} \approx \frac{3l}{v_\varphi(R)} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

при $v_\varphi(R) \sim 10$ м/с. За это время начальный (затравочный) вихрь увеличивает свою интенсивность в e раз, далее процесс развития неустойчивости продолжается еще некоторое время, пока диссипативные процессы в турбулентной среде не остановят дальнейшего усиления и не приведут к последующей релаксации развитого вихря.

Как сказано выше, приведенное решение (2) действительно в присоевой зоне форсунки. Дальнейшее движение жидкости можно представить следующим образом. За характерное время $T \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с объем жидкости в камере сносится к соплу со скоростью $v_x = 0.5 \cdot v_\varphi(R)$ [4] на расстояние $v_x T \approx 1.5$ см, т. е. достигает сечения сопла приблизительно к моменту наибольшего развития вихря. Истечение через сопло с резко возросшей азимутальной скоростью сопровождается и резким возрастанием радиальной составляющей скорости капле факела, что наблюдается как уширение угла распыла. После прохождения усилительного импульса пониженное давление в присоевой зоне приводит к затоплению воздушного вихря в глубь вихревой камеры и прекращению, по-видимому, турбулентного режима. Последующие струи жидкости, обтекая турбулизатор и испытывая торможение, вытесняют воздушный вихрь, заполняют вихревую камеру и при обтекании свободных торцов стержней приводят к турбулизации потока и одновременно к появлению затравочных вихрей, срывающихся с кромок стержней. Турбулентная среда перейдет в состояние готовности механизма усиления затравочных вихрей.

3. Основные процессы, происходящие в форсунке после самого режима усиления (релаксации развитого вихря, образование и вытеснение воздушного вихря, развитие турбулентности), могут занимать довольно длительное время (на порядок превышающее $T = \gamma_0^{-1}$). Серия непосредственно следующих друг за другом усилительных импульсов воспринимается визуально как пульсационный режим расширения и сужения корневого угла факела распыла. Экспериментально измеренные периоды пульсаций 0.1—0.07 с [6] не противоречат вышеприведенным временным представлениям об усилительном и послеусилительном режимах движения жидкости.

Квазипериодический пульсационный незатухающий режим работы форсунки в отсутствие внешних периодических воздействий позволяет рассматривать ее как автоколебательную систему вследствие диссипативности движения жидкости и нелинейности уравнений движения, каковыми являются уравнения Навье—Стокса. Поэтому к такой системе возможно применение общих методов, используемых при описании нелинейных динамических систем.

4. В заключение отметим, что порог возбуждения $R_\alpha > 4$ не следует смешивать с критическим параметром центробежной турбулизованной форсунки $\gamma^* \approx 1.6$. Параметр γ характеризует степень развития турбулентности в вихревой камере и вероятность образования слабых затравочных вихрей при обтекании цилиндров, в то время как R_α оценивает степень спиральности движения в присоевой зоне.

Для возбуждения усиления необходимо выполнение обоих условий на R_α и γ , однако установление функционального соотношения между ними, очевидно, невозможно.

Литература

- [1] Гольдштик М. А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 4. С. 22—32.
- [2] Gardini L., Lupini R., Tebaldi C. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 2. P. 609—612.
- [3] Незлин М. В. // УФН. 1986. Т. 150. № 1. С. 3—60.
- [4] Базаров В. Г. Динамика жидкостных форсунок. М.: Машиностроение, 1979. 135 с.
- [5] Бозданов Ю. М., Пауков Ю. Н., Болога М. К., Лажкин Н. С. А. С. 853291. БИ. 1981. № 29.

- [6] Пауков Ю. Н., Иванов А. С., Богданов Ю. М. // Тез. докл. VII Всесоюзн. конф. «Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах». Л., 1985. Т. II. С. 286.
- [7] Пауков Ю. Н., Богданов Ю. М., Болога М. К., Дурум И. П. // Электрон. обраб. материалов. 1985. № 6. С. 46—49.
- [8] Заславский Г. М., Моисеев С. С., Сагдеев Р. З. и др. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 1. С. 62—71.
- [9] Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., Тур А. В. и др. // ДАН СССР. 1983. Т. 273. № 3. С. 549—553.
- [10] Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Рузмайкин А. А. Препринт ИПМ АН СССР. № 73. М., 1983.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
21 декабря 1987 г.