

РАБОТА СТРУЙНОГО УСИЛИТЕЛЯ В РЕЖИМЕ КАВИТАЦИИ

Б. А. Чернявский, К. К. Шальнев

(Москва)

Установлено, что струйный усилитель, работа которого основана на явлении прилипания плоской струи к стенке диффузора, сохраняет работоспособность в начальной и средней стадиях кавитации, еще не распространяющихся в выходные каналы. При отрывной стадии кавитации, распространяющейся в выходные каналы, прекращается эффект прилипания плоской струи к стенке диффузора и усилитель не может работать при обычном управлении струей.

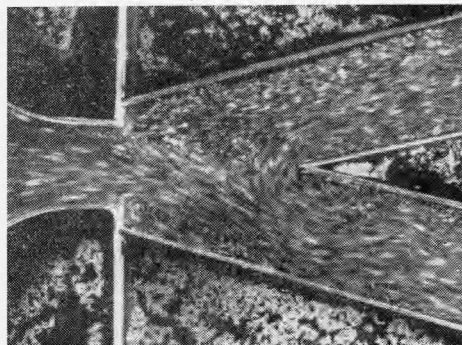
Обозначения

a — ширина выходного сечения сопла,	p_v — давление паров жидкости,
b — ширина выходного канала,	p^* — коэффициент давления,
c — коэффициент эжекции,	Q — расход эжектируемой жидкости,
d — ширина рабочей камеры, высота усилителя,	R — число Рейнольдса,
e — ширина отжима потока,	v — скорость потока на выходе из сопла,
h — внезапное расширение диффузора,	v_1 — скорость на периферии вихря в кармане,
l — расстояние разделителя от сопла,	v_2 — скорость на периферии вихря у носика разделителя,
p_0 — давление в диффузорном канале,	v_0 — скорость эжектируемой жидкости в выходном канале,
p_∞ — давление перед соплом,	α — угол расширения диффузора,
p_m — давление на оси вихря,	φ — входной полуугол сопла,
p_1 — давление на периферии вихря в кармане,	ν — кинематическая вязкость,
p_2 — давление на периферии вихря у носика разделителя,	ρ — плотность жидкости,
p_w — давление на стенке диффузора вблизи среза сопла,	κ^* — число кавитации, соответствующее началу кавитации,
	κ^0 — число кавитации, соответствующее началу отрывной стадии кавитации.

В исследованиях струйных жидкостных усилителей отмечалось [1], что имеется максимальная скорость струи, выше которой нельзя получить прилипания струи к стенке диффузора усилителя. Указывалось, что предельное значение числа кавитации $\kappa = 2(p_\infty - p_v) / \rho v^2$ при котором и ниже которого усилитель не работает, равно $\kappa^0 = 1.2$. В других исследованиях [2] было найдено, что $\kappa^0 = 1.3$. В работе [3] указывалось, что при работе струйного усилителя в режиме кавитации следует различать несколько стадий развития кавитации от начальной, при которой возникают в потоке первые пузырьки кавитации, до суперкавитации, при которой струя уже не прилипает к стенке диффузора. Дополнительные исследования установили значительное влияние геометрии проточной части усилителя на величину критического κ^* и предельного κ^0 значений числа кавитации ($\kappa^* = 1.3 \div 3.6$, $\kappa^0 = 1.05 \div 1.4$).

1. Исследования проводились в гидродинамических трубах ГТ2 и ГТ3 Института проблем механики АН СССР. Размеры рабочих камер труб соответственно были 12×25 и 24×100 см². В трубе ГТ2 исследовались струйные усилители следующей геометрии: $\varphi = 45^\circ$, $a = 3$ мм, $d = 12$ мм, $\alpha = 22^\circ$, $h/a = 0.5 \div 2$, $l/a = 4.7, 6.5, 12.4$. Струйные усилители, исследуемые в трубе ГТ3, имели сопла двух типов: коническое, $a = 8.5$ мм, $\varphi = 45^\circ$, $d = 24$ мм и типа ASME [4], $a = 11.5$, $d = 24$ мм и диффузор, $\alpha = 22^\circ$, $h/a = 0 \div 2$, $l/a = 2 \div \infty$.

Скорость потока и давление в моделях регулировались независимо друг от друга. Во время опытов скорость на выходе из сопла равнялась $v = 5 \div 25$ м·сек⁻¹ и давление в уравнительной башенке изменялось в пределах $(0 \div 3)$ атм. Такие пределы регули-

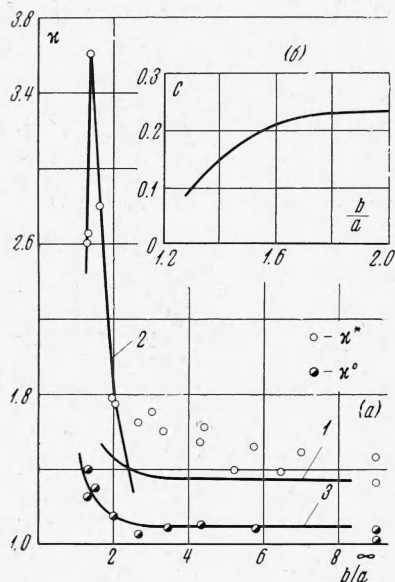


Фиг. 1

рования скорости и давления позволили создавать различные кавитационные режимы в диапазоне чисел Рейнольдса $R = va/\nu = (1 \div 25) \cdot 10^4$.

Начало кавитации в моделях определялось визуально по появлению кавитационных пузырьков, сопровождавшемуся характерным шумом — потрескиванием.

Кроме опытов в кавитационных трубах были поставлены опыты в гидродинамическом лотке с открытой циркуляцией воды. Несмотря на малую скорость потока и малое число Рейнольдса, $R = 3000$, с помощью таких опытов была достаточно полно обрисована картина течения через модели с включенными в поток свободными вихрями.



Фиг. 2

При $b/a \leq 2$ критической областью возникновения кавитации являе ся окрестность носика разделителя. С уменьшением b/a до $b/a = 1.5$ число κ^* возрастает до $\kappa^* = 3.6$, затем падает с уменьшением b/a .

Последовательное развитие кавитации в усилителе с $b/a = 2$ показано на фиг. 3, где кадры а, б, в соответствуют значениям числа кавитации $\kappa = 1.5, 1.3, 1.15$. В этих экспериментах $v = 21 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$, $R = 2.4 \cdot 10^5$. Кавитация возникает одновременно в кармане, на вогнутой поверхности струи, и вблизи носика разделителя. По мере понижения κ зона кавитации растет, шум кавитации усиливается. При $\kappa = 1.41$ возникает кавитация на выпнутой поверхности струи. При $\kappa = 1.3$ (фиг. 3, б) поток в отводном канале почти полностью состоит из смеси паро-воздушных пузырьков и жидкости, однако нормальная работа усилителя продолжается. При $\kappa = 1.15$ (фиг. 3, в) начинается отрывная стадия кавитации — суперкавитация, давления по обеим сторонам струи сравниваются, струя отрывается от стенки и симметрично обтекает разделитель. Зависимость $\kappa^*(b/a)$ дана на фиг. 2, а.

3. Определение κ^* сводится к определению минимального давления в усилителе. Величину минимального давления будем находить из следующих условий:

- 1) минимум давления в срывной области течения находится на оси вихрей, периодически возникающих и уносимых потоком;
- 2) вращение жидкости внутри вихря происходит с постоянной угловой скоростью [6];
- 3) давления на границе вихря и струи и на стенке диффузора вблизи среза сопла равны [6].

Исходя из принятых допущений, имеем на оси вихря

$$P_m = P_{1,2} - \frac{1}{2} \rho v_{1,2}^2 \quad (1)$$

Для нахождения минимального давления в области кармана напшем уравнение Бернулли для струи от сечения на выходе струи из сопла 0 — 0 до сечения, проходящего через ось вихря и нормального к оси канала 1 — 1 (фиг. 4).

$$P_0 - P_1 = \frac{1}{2} \rho (v_1^2 - v_2^2) \quad (2)$$

С учетом полученных уравнений (1) и (2) находим

$$\kappa^* = 2(v_1^2/v^2 - 0.5) \quad (3)$$

Коэффициент давления на периферии вихря $p_1^\circ = 2(p_1 - p_0)/\rho v^2$, используя выражение (2), преобразуется в

$$p_1^\circ = 1 - v_1^2/v^2 \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4), находим

$$\kappa^* = 1 - 2p_1^\circ \quad (5)$$

так как по третьему условию гипотезы имеем $p_1^\circ = p_w^\circ$. Таким образом, зависимость $\kappa^*(b/a)$ может быть заменена зависимостью $\kappa^*(p_w^\circ)$.

Экспериментальные κ^* (фиг. 2, а) приблизительно на 7% больше подсчитанных по формуле (5), для вычисления которой p_w° взято из работы [3].

Для определения минимального давления вблизи носика разделителя напишем уравнение Бернулли для части потока от сечения, проходящего через выходной канал, из которого происходит вытекание эжектируемой жидкости, до сечения 2—2, проходящего через ось вихря у носика разделителя, нормально к оси канала, через который вытекают основной и эжектируемый потоки (фиг. 4). При этом полагаем, что скорость v_0 мала и ею можно пренебречь. Тогда будем иметь

$$p_2 = p_0 - \frac{1}{2}\rho v_2^2 \quad (6)$$

Скорость v_2 будем находить из условия, что при искривлении потока эжектируемой жидкости возникает отжим потока e от стенок разделителя [5], равный

$$e = 0.63(b - a)$$

Тогда

$$v_2 = \frac{Q}{0.37(b - a)} \quad (Q = cav) \quad (7)$$

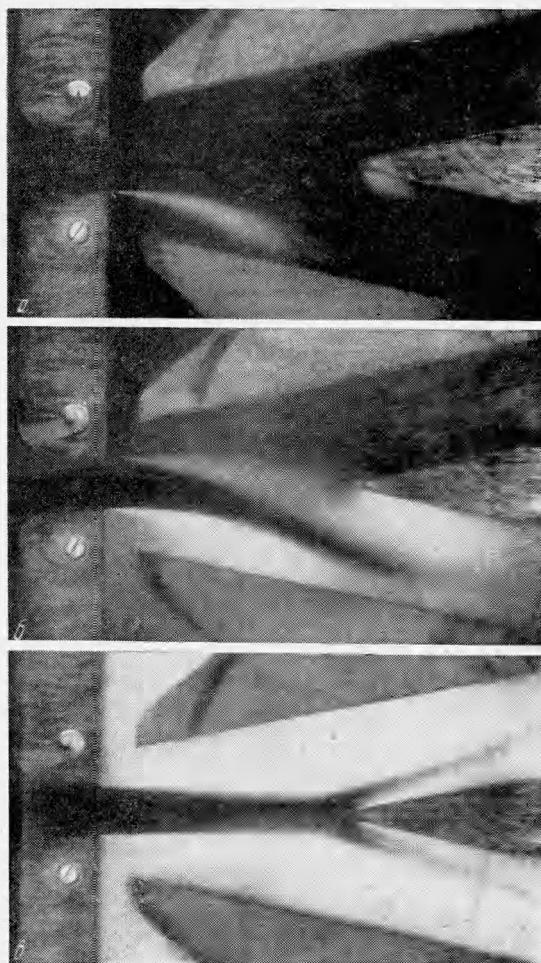
Исходя из уравнений (1), (6), (7), получаем выражение для определения критического числа кавитации в окрестностях носика разделителя

$$\kappa^* = 1 + 14.6 \left(\frac{c}{b/a - 1} \right)^2 \quad (8)$$

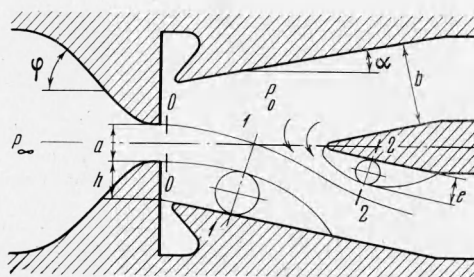
Исследование уравнения (8) с представлением зависимости $c(b/a)$ (фиг. 2, б) как экспоненциальной функции

$$c = 0.25 \left[1 - \exp \left(-\frac{b/a - 1.2}{0.2} \right) \right]$$

указывает на наличие максимума: $b/a = 1.5$, $\kappa^* = 3.6$. При увеличении площади выходного канала, $b/a > 1.5$, скорость в выходном канале v_2 уменьшается. При умень-



Фиг. 3



Фиг. 4

пении площади выходного канала, $b/a < 1.5$, скорость v_2 также уменьшается уже за счет уменьшения величины эжектируемого расхода. Уменьшение скорости v_2 приводит к увеличению давления в окрестностях носика разделителя и уменьшению значений критического числа кавитации K^* .

Поступила 5 V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Mitchell A. E., Glaettli H. H., Mueller H. R. Fluid logic devices and circuits. Fluid Power Internat., 1963, vol. 28, No 326.
2. Comparin R. A., Glaettli H. H., Mitchell A. E., Muller H. R. On the limitations and special phenomena in fluid jet amplifiers. Simpos. Fluid jet control devices, Wentermeeting, N. Y., 1962.
3. Шальнев К. К., Чернявский Б. А., Демидов Ю. С. О механизме прилипания плоской струи к стенке струйного усилителя — эффект Коанда. Докл. АН СССР, 1967, т. 175, № 1.
4. Kobayashi R. Effect of cavitation on the discharge coefficient of standart flow nozzles. Trans. ASME, Ser. D. J. Basic Engng, 1967, vol. 89, No 3.
5. Милович А. Я. Основы гидромеханики. М.—Л., Госэнергоиздат, 1946.
6. Bourgue C., Newman B. G. Reattachment of a two-dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate. Aeronaut. Quarterly, 1960, vol. 11, No 3.

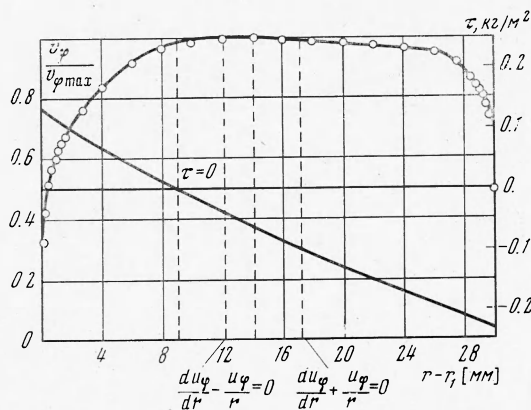
БАЛАНС ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДВИЖЕНИЯ В ПЛОСКОМ КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ

Д. А. Нусупбекова, Б. П. Устименко

(Алма-Ата)

Определяются составляющие уравнения энергии среднего и пульсационного движения в плоском криволинейном канале. Обсуждаются особенности турбулентности в криволинейных каналах по сравнению с прямолинейными течениями.

Рассмотрим турбулентное течение несжимаемой жидкости в плоском криволинейном канале. Как показано в работе [1], на достаточном удалении от входа (при $\varphi > 120^\circ$) в криволинейном канале устанавливается профиль (фиг. 1) безразмерной скорости $v_\varphi/v_{\varphi\max}$, который уже не изменяется при дальнейшем перемещении вдоль него. На этой же фигуре изображено распределение касательного напряжения трения в поперечном сечении канала (на фиг. 1, 3, в подписях $u = v$).



Фиг. 1

Для такого течения выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} v_x &= v_x', & v_r &= v_r' \\ v_\varphi &= \langle v_\varphi \rangle + v_\varphi', & p &= \langle p \rangle + p' \\ \langle v_x \rangle &= \langle v_r \rangle = 0, & \langle v_\varphi \rangle &= \langle v_\varphi \rangle(r) \\ p &= \langle p \rangle(r, \varphi) \end{aligned}$$

Производные по координатам x и φ от осредненных величин (за исключением $dp/d\varphi \neq 0$) равны нулю. Здесь и в дальнейшем $\langle v_x \rangle$, $\langle v_r \rangle$, $\langle v_\varphi \rangle$, $\langle p \rangle$ осредненные (по Рейнольдсу), v_x' , v_r' , v_φ' и p' — пульсационные значения аксиальной, радиальной и тангенциальной компонент скорости и статического давления.

Запишем необходимые для дальнейшего обсуждения уравнения: баланс энергии среднего движения

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{\partial}{\partial T} \frac{E}{v_{*1}^2} \right\}_1 + \left\{ \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \frac{1}{R} \frac{\partial \Delta \langle p \rangle}{\partial \varphi} \right\}_2 - \left\{ \frac{1}{N_{Re}} \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \left[\frac{d}{dR} \left(\frac{d \langle v_\varphi \rangle}{dR} \frac{1}{v_{*1}} + \frac{1}{R} \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2}{R} \left(\frac{d \langle v_\varphi \rangle}{dR} \frac{1}{v_{*1}} - \frac{1}{R} \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \right) \right] \right\}_3 + \left\{ \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \frac{\langle v_r' v_\varphi' \rangle}{v_{*1}^2} \right) \right\}_4 - \\ - \left\{ \frac{\langle v_r' v_\varphi' \rangle}{v_{*1}^2} \left(\frac{d \langle v_\varphi \rangle}{dR} \frac{1}{v_{*1}} - \frac{\langle v_\varphi \rangle}{v_{*1}} \frac{1}{R} \right) \right\}_5 = 0 \end{aligned} \quad (1)$$