

РАЗВИТИЕ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ В БЕЗГРАНИЧНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В. И. КОРОБКО, С. В. ФАЛЬКОВИЧ

(Саратов)

Рассматривается задача о развитии закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью. Получен четвертый член асимптотического разложения тангенциальной составляющей скорости. Определена постоянная, входящая в полученное решение, полуэмпирическим методом. Приведены результаты расчета скоростей и давления в закрученных струях и результаты экспериментальных исследований.

Закрученные струйные течения играют важную роль в процессе интенсификации и стабилизации горения и широко используются в технике.

Постановка и первое решение задачи о развитии закрученной струи в безграничном пространстве, заполненном той же жидкостью, находящейся в покое, принадлежат Л. Г. Лойцянскому [1], который нашел первые два члена асимптотического разложения решения уравнений пограничного слоя. В работе [2] найдены в конечном виде третий и четвертый члены асимптотического разложения осевой составляющей скорости, что позволило исследовать влияние закручивания струи на профиль осевой составляющей скорости.

В данной работе найден четвертый член асимптотического разложения тангенциальной составляющей скорости и приведены результаты экспериментальных исследований закрученных струй.

1. Основные уравнения. Уравнения ламинарного пограничного слоя вязкой несжимаемой жидкости в случае осесимметричного движения с закруткой в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ \frac{w^2}{r} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{vw}{r} &= \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2} \right) \\ \frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь u , v , w — соответственно осевая, радиальная и тангенциальная (закрутка) составляющие вектора скорости, x — продольное расстояние от источника струи, r — расстояние от оси струи

Применяя теоремы об изменении количества движения и главного момента количества движения, имеем

$$2\pi \int_0^{\infty} r(P + \rho u^2) dr = K_0, \quad 2\pi\rho \int_0^{\infty} r^2 u w dr = L_0 \quad (1.2)$$

Здесь K_0 , L_0 — постоянные, характеризующие начальные импульс и кинетический момент струи.

2. Асимптотические разложения скоростей и давления. Вводим в рассмотрение функцию тока $\psi(x, r)$, которая связывает продольную и радиальную составляющие скорости, согласно последнему уравнению системы (1.1)

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.1)$$

Переходим к новым независимым переменным

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{r}{x\sqrt{v}} \quad (2.2)$$

Функцию тока ψ в новых переменных (ξ, η) будем искать в виде

$$\psi = v \left(\bar{a}x + a_0 + \frac{a_1}{x} + \frac{a_2}{x^2} + \dots \right) \quad (2.3)$$

где $\bar{a}_1, a_0, a_1, a_2, \dots$ — неизвестные функции η . Для составляющих скорости u и v согласно (2.1) имеем

$$u = \frac{\bar{a}'}{\eta} \frac{1}{x} + \frac{a_0'}{\eta} \frac{1}{x^2} + \frac{a_1'}{\eta} \frac{1}{x^3} + \frac{a_2'}{\eta} \frac{1}{x^4} + \dots \quad (2.4)$$

$$v = \frac{\sqrt{v}}{x} \left[\bar{a}' - \frac{\bar{a}}{\eta} + a_0' \frac{1}{x} + \left(a_1' + \frac{a_1}{\eta} \right) \frac{1}{x^2} + \left(a_2' + 2 \frac{a_2}{\eta} \right) \frac{1}{x^3} + \dots \right]$$

Здесь и далее штрих обозначает дифференцирование по η , а вместо ξ сохранено прежнее обозначение x . Скорость закрутки струи w и давление представим в виде рядов

$$w = \frac{b_1}{x} + \frac{b_2}{x^2} + \frac{b_3}{x^3} + \frac{b_4}{x^4} + \dots \quad (2.5)$$

$$\frac{P}{\rho} = \frac{c_1}{x} + \frac{c_2}{x^2} + \frac{c_3}{x^3} + \frac{c_4}{x^4} + \dots$$

где b_i, c_i ($i = 1, 2, \dots$) — неизвестные функции η . Подставляя разложения (2.4), (2.5) в первые три уравнения (1.1) и сравнивая коэффициенты при членах, содержащих одинаковые x , получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений для определения неизвестных функций

$$\bar{a}, a_0, a_1, \dots; \quad b_1, b_2, \dots; \quad c_1, c_2, \dots$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений для определения $\bar{a}_1, a_0, a_1, a_2, b_1, b_2, b_3, c_1, c_2, c_3, c_4, c_5$ приведена в работе [2]. Система для определения b_4, c_6 имеет вид

$$\eta c_6' = b_3^2 \pm 2b_2b_4 + 2b_1b_5 \quad (2.6)$$

$$b_4'' + \frac{1 + \bar{a}}{\eta} b_4' - \frac{1 - \bar{a} - 3\eta \bar{a}'}{\eta^2} b_4 + \frac{2a_0' b_3}{\eta} - \frac{b_2 + \eta b_2'}{\eta^2} a_1 + \frac{a_1' b_2}{\eta} - 2 \frac{b_1 + \eta b_1'}{\eta^2} a_2 = 0 \quad (2.7)$$

Граничные условия для скорости закрутки w и давления имеют вид

$$b_1(0) = b_2(0) = \dots = 0, \quad b_1(\infty) = b_2(\infty) = \dots = 0$$

$$c_1(\infty) = c_2(\infty) = \dots = 0 \quad (2.8)$$

Подставляя разложения (2.4), (2.5) в интегралы (1.2) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях x , получаем систему интеграль-

ных условий. Интегральное условие для b_4 имеет вид

$$\int_0^{\infty} \eta (\bar{a}b_4 + a_0'b_3 + a_1'b_2 + a_2'b_1) d\eta = 0 \quad (2.9)$$

В работе [1] найдены следующие выражения функций, входящих в разложения (2.4) и (2.5)

$$\begin{aligned} \bar{a}(\eta) &= \frac{\alpha^2 \eta^2}{1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2}, & a_0(\eta) &= -\beta \frac{1/4 \alpha^2 \eta^2 (1 - 1/4 \alpha^2 \eta^2)}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2} \\ b_1 &\equiv 0, & b_2(\eta) &= \gamma \frac{\alpha \eta}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2}, & c_1 &= c_2 = c_3 \equiv 0 \\ c_4(\alpha \eta) &= -2/3 \gamma^2 \frac{1}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} & & & & (2.10) \\ \alpha &= \left(\frac{3K^0}{16\pi\mu} \right)^{1/2}, & \gamma &= \frac{3\sqrt{3}}{64\pi\sqrt{\pi}} \frac{L_0 \sqrt{\rho K_0}}{\mu^2}, & \beta &= \frac{M_0}{2\pi\mu} \end{aligned}$$

Здесь M_0 — секундный массовый расход.

В работе [2] найдены следующие выражения:

$$\begin{aligned} a_1(\eta) &= \frac{\beta^2}{16} \frac{\alpha^2 \eta^2 (1 - 3/4 \alpha^2 \eta^2)}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} + \frac{\gamma^2}{24\alpha^2} \frac{(10 - \alpha^2 \eta^2) \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2} \\ a_2(\eta) &= -\frac{\beta \gamma^2}{48\alpha^2} \eta^2 \frac{15 - 15/4 \alpha^2 \eta^2 - 1/8 \alpha^4 \eta^4}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} + \frac{\beta^2}{96} \times \\ &\times \frac{7/4 \alpha^2 \eta^2 + 65/16 \alpha^4 \eta^4 + 13/64 \alpha^6 \eta^6 + 3/256 \alpha^8 \eta^8 - 12(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2) \ln(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^4} + \\ &+ \delta \frac{13/4 \alpha^2 \eta^2 + 3/16 \alpha^4 \eta^4 - 12(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2) \ln(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2} \\ b_3(\eta) &= -\frac{\beta \gamma}{16} \alpha \eta \frac{12 - \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3}, & c_5(\eta) &= \frac{\beta \gamma^2}{12} \frac{8 - \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^4} \end{aligned}$$

Выражения a_1 и a_2 дают возможности выяснить влияние интенсивности закрутки струи на профиль аксиальной скорости и определить протяженность зоны обратных токов.

3. Вычисление членов четвертого приближения в разложении скорости закрутки. Обратимся к решению уравнения (2.7). Вводим новую независимую переменную

$$\xi = \frac{1/4 \alpha^2 \eta^2}{1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2} \quad (3.1)$$

Второе уравнение (2.7) в переменной ξ примет вид

$$\begin{aligned} \xi^2 (1 - \xi)^2 \frac{d^2 b_4}{d\xi^2} + \xi (1 - \xi) \frac{db_4}{d\xi} - \left(\frac{1}{4} - 7\xi + 6\xi^2 \right) b_4 &= \\ = \beta^2 \gamma \sqrt{\xi(1 - \xi)} \left\{ -9\xi^5 + 27\xi^4 - \frac{57}{2} \xi^3 + 12\xi^2 - \frac{3}{2} \xi \right\} + \\ + \frac{3}{2} \frac{\gamma^3}{\alpha^4} \xi^2 (1 - \xi) \sqrt{\xi(1 - \xi)} & \quad (3.2) \end{aligned}$$

Граничные условия имеют вид

$$b_4(0) = b_4(1) = 0 \quad (3.3)$$

Решение уравнения (3.2), удовлетворяющее граничным условиям (3.3), будет

$$b_4 = \kappa \sqrt{\xi(1-\xi)} (1-3\xi+2\xi^2) + \kappa_1 \sqrt{\xi(1-\xi)} \left\{ 1 - (3\xi + 2\xi^2) \ln \left| \frac{\xi}{1-2\xi} \right| + \frac{1}{2}(1-\xi) \right\} + \sqrt{\xi(1-\xi)} \times \\ \times \left\{ \beta^2 \gamma \left[-\frac{3}{2}\xi^3 + \frac{9}{4}\xi^2 - \frac{3}{4}\xi \right] + \frac{1}{9} \frac{\gamma^3}{\alpha^4} \xi^2 \right\} \quad (3.4)$$

где κ, κ_1 — постоянные интегрирования.

При переходе к переменной ξ согласно (3.1) интегральное условие для b_4 (2.9) примет вид

$$\int_0^1 \left(\frac{d\bar{a}}{d\xi} b_4 + \frac{da_0}{d\xi} b_3 + \frac{da_1}{d\xi} b_2 + \frac{da_2}{d\xi} b_1 \right) \left(\frac{\xi}{1-\xi} \right)^{1/2} d\xi = 0 \quad (3.5)$$

Выражая величины $\bar{a}(\eta), a_0(\eta), a_1(\eta), a_2(\eta), b_2(\eta), b_3(\eta)$ согласно (2.10) и (2.11) в новой переменной ξ , после подстановки их и $b_4(\xi)$ согласно (3.4) в (3.5) и элементарных преобразований, получим

$$8\kappa \int_0^1 (\xi - 3\xi^2 + 2\xi^3) d\xi + \\ + 8\kappa_1 \int_0^1 \xi(1-\xi)(1-2\xi) \left[\ln \left| \frac{\xi}{1-2\xi} \right| + \frac{1}{2} \frac{1}{1-2\xi} \right] d\xi + \\ + 2\beta^2 \gamma \int_0^1 \left(8\xi^4 - 16\xi^3 + \frac{19}{2}\xi^2 - \frac{3}{2}\xi \right) d\xi + \\ + \frac{4}{3} \frac{\gamma^3}{\alpha^4} \int_0^1 (-14\xi^3 + 19\xi^2 - 5\xi) d\xi + \beta^2 \gamma \int_0^1 (12\xi^4 - 22\xi^3 + 11\xi^2 - \xi) d\xi = 0 \quad (3.6)$$

Разрешая (3.6) относительно κ_1 , после вычисления интегралов имеем

$$\kappa_1 = \frac{2}{3} \frac{\gamma^3}{\alpha^4}$$

Первый интеграл в выражении (3.6) равен нулю. Следовательно, $\kappa \neq 0$. Таким образом, константа κ проходит через все граничные и интегральные условия и является произвольной константой для рассматриваемой задачи, зависящей от начального профиля скорости.

Пользуясь разложением (2.5), получим выражение скорости закрутки в переменной η в четвертом приближении

$$w(x, \eta) = \gamma \frac{\alpha \eta}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2} \frac{1}{x^2} - \frac{\beta \gamma}{16} \alpha \eta \frac{12 - \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} \frac{1}{x^3} + \\ + \left\{ \kappa \frac{\alpha \eta}{2} \frac{1 - 1/4 \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} + \frac{\gamma^3}{\alpha^4} \left[\frac{\alpha \eta}{3} \frac{1 - 1/4 \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} \ln \left| \frac{1/4 \alpha^2 \eta^2}{1 - 1/4 \alpha^2 \eta^2} \right| + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\alpha \eta}{6} \frac{1}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^2} + \frac{\alpha^5 \eta^5}{288(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^3} \right] - \beta^2 \gamma \frac{3}{32} \alpha^3 \eta^3 \frac{1 - 1/4 \alpha^2 \eta^2}{(1 + 1/4 \alpha^2 \eta^2)^4} \right\} \frac{1}{x^4} \quad (3.7)$$

4. Расчет аэродинамических характеристик свободных закрученных струй в сравнение с экспериментом. Решения, полученные для ламинарных струй, попытается перенести на участок турбулентной струи, следующей за зоной обратных токов. Для этого воспользуемся допущением Л. Г. Лойцянского [1], который рассматривал турбулентную струю как ламинарную, но с «молярной» вязкостью на достаточном удалении от начального участка. Отметим, что указанное допущение будет менее обоснованным в области, прилегающей к зоне обратных токов, где соответствующее турбулентное движение будет значительно более сложным. Однако, как показывают результаты измерений, приводимых ниже, такая упрощенная схема турбулентного движения дает качественно правильную картину тока в струе.

В полученных решениях молекулярную вязкость μ и кинематическую вязкость ν заменим на турбулентную молярную, следуя работе [1], можно распространить на турбулентные струи с соответствующей заменой в решениях молекулярной вязкости μ и кинематической вязкости ν на турбулентную молекулярную вязкость A и кинематическую турбулентную вязкость $A/\rho = \epsilon$.

Следовательно, для турбулентной закрученной струи выражения осевой составляющей скорости u и давления имеют вид

$$u = \frac{2\alpha^2}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^2} \frac{1}{x} - \frac{\beta\alpha^2}{2} \frac{1 - 3/4\alpha^2\eta^2}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^2} \frac{1}{x^2} +$$

$$+ \left[\frac{\gamma^2}{6\alpha^2} \frac{5 - 3/4\alpha^2\eta^2}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^3} + \frac{\alpha^2\eta^2}{8} \frac{1 - 2\alpha^2\eta^2 + 3/16\alpha^4\eta^4}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^4} \right] \frac{1}{x^3} +$$

$$+ \left[-\frac{\beta\gamma^2}{8\alpha^2} \frac{5 - 5\alpha^2\eta^2 + 3/16\alpha^4\eta^4}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^4} - \frac{\beta^3\alpha^2}{192} \times \right.$$

$$\times \frac{5 - 73/4\alpha^2\eta^2 + 127/16\alpha^4\eta^4 + 13/16\alpha^6\eta^6 - 12(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^3 \ln(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^5} \left. + \right.$$

$$\left. + \frac{\delta\alpha^2}{2} \frac{1 - 13/4\alpha^2\eta^2 + 12(1 + 1/4\alpha^2\eta^2) \ln(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^3} \right] \frac{1}{x^4} \quad (4.1)$$

$$\frac{P}{\rho} = -\frac{3}{2} \gamma^2 \frac{1}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^3} \frac{1}{x^4} + \frac{\beta\gamma^2}{12} \frac{8 - \alpha^2\eta^2}{(1 + 1/4\alpha^2\eta^2)^4} \frac{1}{x^5} + \frac{c_6(\alpha\eta)}{x^6}$$

$$\alpha = \left(\frac{3K_0}{16\pi A} \right)^{1/2}, \quad \gamma = \frac{3\sqrt{3}}{64\pi} \frac{L_0 \sqrt{\rho K_0}}{A^2}, \quad \beta = \frac{M_0}{2\pi A}, \quad \delta = \frac{5}{192} \frac{M_0^2}{\pi^2 A^2} \quad (4.2)$$

Здесь c_6 — некоторая функция, зависящая от $\alpha\eta$; M_0 — начальный секундный массовый расход.

Скорость закрутки рассчитывается по формуле (3.7). Выражение радиальной составляющей скорости ввиду громоздкой записи не приводим.

По формулам (4.1), (4.2), (3.7) и (2.4) с учетом (2.10), (2.11) был проведен расчет аэродинамических характеристик воздушных закрученных струй, распространяющихся в свободном пространстве. В качестве оценочного критерия интенсивности закрутки струй был принят критерий [2]

$$S = (L_0/M_0) \sqrt{\rho/K_0} \quad (4.3)$$

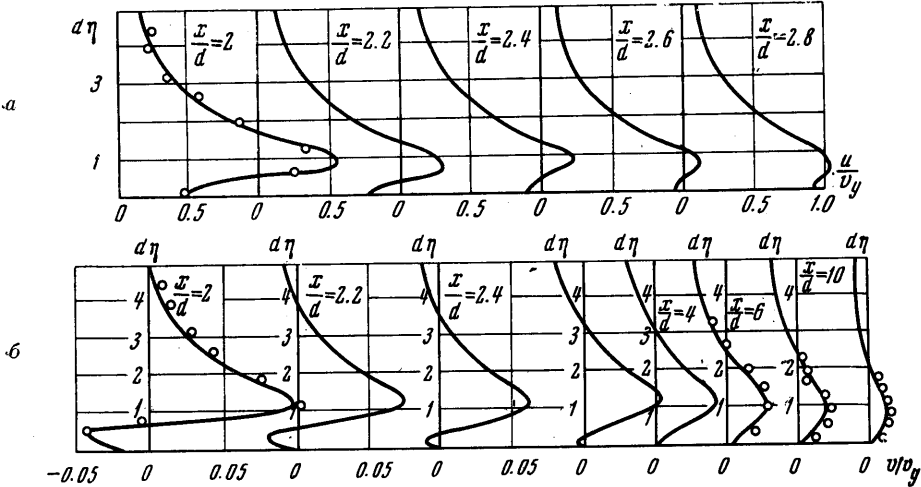
Закрученные струи формировались при помощи вихревой горелки ГВП с тангенциальным лопаточным завихрителем, схема которой приведена в работе [3]. Измерение скоростей и давления проводились при помощи шарового пятиканального зонда с диаметром головки 5 мм. Интегральные и характеристические постоянные исследованных струй вычислены по методике [4] и сведены в таблицу. В таблице при-

S (4.3)	Ω (4.4)	ρ , кг/м ³	K_0 , кгм/сек	L_0 , кгм/сек	α , м/сек ^{1/2}	β , м	γ , м ³ /сек	A , нсек/м ²
0.024	0.65	1.226	8.8967	0.0289	2.41868	0.119135	0.168189	0.0909
0.032	0.90	1.167	6.3649	0.0288	2.04490	0.0810	0.21798	0.0312
0.039	1.15	1.167	5.9821	0.0346	1.93476	0.075	0.26252	0.0386
0.059	1.63	1.177	6.3942	0.0525	1.79030	0.063	0.31953	0.0569
—	2.07	1.197	8.0404	0.4267	2.19	0.260	1.848	0.142

ведены также значения критерия [5]

$$\Omega = L_0 / (1/4 K_0 d) \tag{4.4}$$

При расчетах диаметр выходной части сопла $d = 0.02$ м, а средняя расходовая скорость через сопло $v_y = 124$ м/сек, за исключением последней строки, результаты которой получены для $d = 0.1$ м и $v_y = 46$ м/сек.



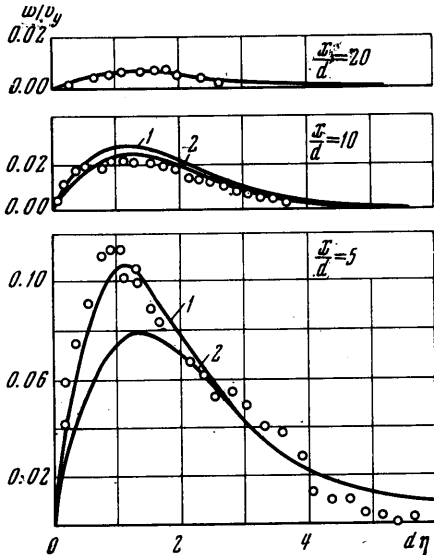
Фиг. 1. Изменение осевых и радиальных скоростей в закрученной струе $S = 0.024$. а — изменение осевых скоростей; б — изменение радиальных скоростей

На фиг. 1, а, б представлено соответственно изменение осевой и радиальной составляющих скорости в струе $S = 0.024$, вычисленные по формулам (4.1) и (2.4) с учетом (2.10) и (2.11) соответственно в различных сечениях струи.

Здесь же нанесены экспериментальные значения. Из фиг. 1, а следует быстрое увеличение осевой составляющей скорости на оси струи по мере удаления от обреза сопла до ее максимального значения в сечении, отстоящем от обреза сопла на расстоянии ≈ 3 калибра ($x/d = 3$). Такое быстрое нарастание осевой составляющей скорости на оси струи соответствует увеличению радиальных скоростей вблизи оси и уменьшению их на периферии, что следует из фиг. 1, б. В сечениях, отстоящих от среза сопла на расстояниях, соответствующих ≥ 3 калибрам, наблюдается ликвидация провалов осевых скоростей, положительное значение радиальных скоростей вблизи оси струи и отрицательное — на периферии.

На фиг. 2 представлены результаты расчета второго [1] и третьего [2] приближений распределения тангенциальной скорости в закрученной струе $\Omega = 2.07$. Интегральные и характеристические постоянные этой струи, а также экспериментальные значения взяты из работы [5]. Эта струя является сильно закрученной, так как она имеет зону обратных токов, которая заканчивается в сечении, отстоящем от обреза сопла на расстоянии, соответствующем ≈ 1.6 калибра. Из фигуры следует, что при удалении от обреза сопла (≈ 10 калибров) третье и второе приближения дают удовлетворительное совпадение с экспериментом.

В сечениях, близких к обреза сопла

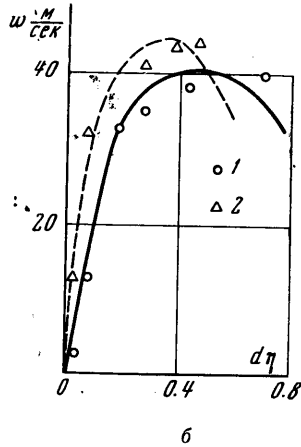
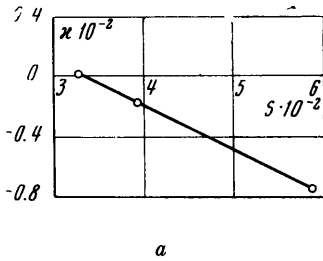


Фиг. 2. Изменение тангенциальных скоростей в закрученной струе $\Omega = 2.07$. 1 — второе приближение [1]; 2 — третье приближение [2]. Кружочками обозначен эксперимент [5]

(2 ÷ 4 калибра), результаты расчета тангенциальной скорости w во втором и третьем приближении дают значительное расхождение с экспериментом вблизи оси струи.

Для анализа поведения тангенциальной скорости вблизи оси закрученных струй обратимся к формуле (3.7) и экспериментальным исследованиям.

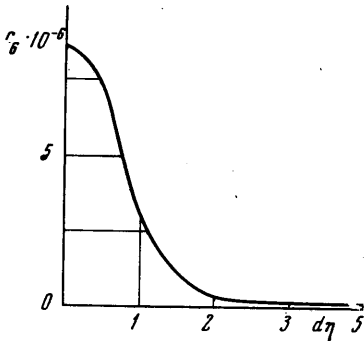
5. **Полуэмпирический метод определения κ .** Для определения постоянной κ , входящей в выражение тангенциальной скорости (3.7), обратимся к экспериментальным исследованиям турбулентных закрученных струй, формируемых упомянутой выше вихревой горелкой ГВП. Измерения скоростей в струях проводились при помощи шарового зонда в сечениях, отстоящих от обреза сопла на расстоянии 2.5 калибра. Это сечение характеризовалось значительным провалом осевых скоростей для всех



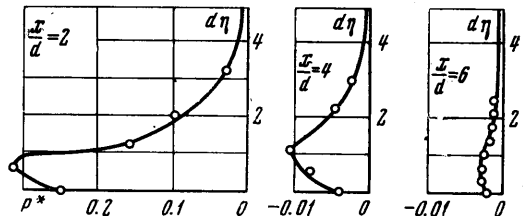
Фиг. 3. Зависимость параметра κ от интенсивности закрутки S , б. Изменение тангенциальной скорости w вдоль радиуса осесимметричных турбулентных струй. 1 — $S = 0.032$; 2 — $S = 0.059$

исследованных струй ($S = 0.032, 0.039, 0.059$). Интегральные и характеристические постоянные исследованных струй представлены в таблице.

Сравнение значений экспериментально полученных тангенциальных скоростей с выражением (3.7) дало возможность определить κ зависимости от интенсивности закрутки S в исследованном диапазоне интенсивности закрутки. Изменение κ в зависимости от S представлено на фиг. 3, а. На фиг. 3, б представлены результаты расчета тангенциальной скорости w по формуле (3.7) с полученными значениями κ для струй $S = 0.032$ и $S = 0.059$ в виде кривых; здесь же нанесены экспериментальные значения. Отметим, что результаты расчета тангенциальных скоростей по



Фиг. 4. Изменение $C_6(d\eta)$ вдоль радиуса осесимметричной турбулентной струи



Фиг. 5. Изменение статического давления в закрученной струе $S = 0.024$

формуле (3.7) дают достаточную сходимость с экспериментом вблизи оси струи в зоне, расположенной от оси до максимального значения тангенциальных скоростей.

6. **Распределение статического давления в закрученных струях.** Распределение статического давления в закрученных струях описывается формулой (4.2). Результаты расчета четвертого [1] и пятого [2] приближений позволяют описать распределение давления лишь на достаточном удалении от обреза сопла. Для расчета распре-

деления статического давления в близких к зоне обратных токов сечениях необходимо пользоваться шестым приближением. Для выяснения качественной картины поведения шестого приближения при вычислении статического давления в закрученных струях была определена функция сечения $c_s = c_s(\alpha\eta)$ в закрученной струе $S = 0.024$ полуэмпирическим методом. Именно, сравнение экспериментально полученных значений статического давления в сечении, отстоящем от обреза сопла на расстоянии двух калибров ($x/d = 2$), с формулой (4.2) дало возможность определить распределение $c_s(\alpha\eta)$ в закрученной струе, которое представлено на фиг. 4. Полученные значения $c_s(\alpha\eta)$ в сечении $x/d = 2$ были использованы для расчета статического давления по формуле (4.2) в других сечениях ($x/d = 4, x/d = 6$). Результаты расчета статического давления в закрученной струе $S = 0.024$ представлены на фиг. 5 в виде кривых, там же нанесены экспериментальные значения, при этом $p^* = \Delta p / (1/2\rho v^2)$.

Авторы благодарны Л. Г. Лойцяному за ценные замечания.

Поступило 10 IX 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью. ПММ, 1953, т. 17, вып. 1.
2. Фалькович С. В. Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2.
3. Шимельфениг В. А., Брюханов О. Н., Коробко В. И., Шапиро В. Я., Шаповал Л. А. Регулирование температурных характеристик факела вихревой газовой горелки ГВП. Газовая пром-сть, 1967, № 3.
4. Шимельфениг В. А., Мартыщенко Л. Ф., Коробко В. И., Суворова Т. Г. Методика исследований закрученных струй на аэродинамическом стенде. Сб. «Использование газа в народном хозяйстве». Тр. ин-та Гипронегаз, вып. 6, Саратов, 1967, стр. 224—231.
5. Ляховский Д. Н. Аэродинамика закрученных струй и ее значение для факельного процесса сжигания. Сб. Теория и практика сжигания газа. М., Гостоптехиздат, 1958, стр. 28—77.