

КРУГЛАЯ ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ

Н. И. АКАТНОВ

(Ленинград)

Рассматривается истечение турбулентной струи из круглого отверстия в безграничный однородный поток поперечного направления и находится форма оси струи и распределение максимальных скоростей в струе вдоль оси. Показано, что вычисленные оси струй и распределения скоростей хорошо совпадают с экспериментальными при различных отношениях скорости в устье источника к скорости сносящего потока и при различных углах вдува струи в сносящий поток. Основой излагаемой полумпирической теории послужила работа [1].

1. Изменение количества движения в струе в сносящем потоке. Рассмотрим струю жидкости, бьющую из круглого отверстия диаметром d_0 , в однородный поток жидкости, текущей со скоростью V_∞ и обладающей теми же физическими свойствами, что и вещество струи. Течение жидкости будем считать изотермическим.

Обозначим начальный импульс струи I_0 и условимся, что $4I_0/\pi d_0^2 \gg \rho V_\infty^2$, где ρ — плотность жидкости. Угол между I_0 и V_∞ обозначим α_0 .

Движение жидкости будем описывать в прямоугольной системе координат xuz , начало которой поместим в центр отверстия, из которого вытекает струя, ось x направим параллельно V_∞ , а ось y так, чтобы она располагалась в плоскости оси x и вектора I_0 . Орт оси y обозначим \mathbf{j} , а проекции вектора скорости на оси x, y, z соответственно u, v, w .

Осью струи назовем геометрическое место точек, в которых $v = v_{\max}$, координату s будем отсчитывать вдоль оси струи от начала координат O , углом α будем называть угол между касательной к оси струи, определяемой единичным вектором \mathbf{t} , и вектором V_∞ . Проведем плоскость $y = \text{const}$, которую будем обозначать буквой Σ (фиг. 1).

Будем считать границей струи в плоскости Σ геометрическое место точек этой плоскости, в которых

$$v/v_{\max} = \varepsilon = \text{const} \quad (\varepsilon V_0/V_\infty \ll 1, \quad V_0 = (4I_0/\rho\pi d_0^2)^{1/2})$$

Проведем плоскость Σ через различные точки оси y , построим поверхность σ_δ , которую будем считать граничной поверхностью струи. Часть плоскости Σ , заключенную внутри σ_δ , назовем σ_y .

Проведем плоскости Σ_1 и Σ_2 на расстоянии dy одна от другой и построим контрольную поверхность (1), состоящую из плоскостей σ_{y1}, σ_{y2} и части поверхности σ_δ , заключенной между плоскостями Σ_1 и Σ_2 , обозначаемую далее $\Delta\sigma_\delta$, а затем запишем изменение количества движения жидкости, которая находится внутри контрольной поверхности, в виде

$$\int_{\sigma_{y2}} (\rho v_2 V_2 + \mathbf{j} \Delta p_2) d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} (\rho v_1 V_1 + \mathbf{j} \Delta p_1) d\sigma_{y1} = \int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{P}_n - \rho V_n \mathbf{V}) d\Delta\sigma_\delta$$

$$(\Delta p = p - p_\infty) \quad (1.1)$$

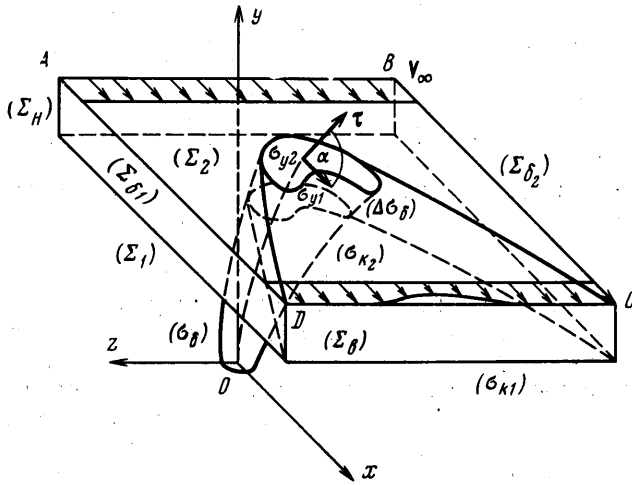
В выражении (1.1) опущены члены $\int_{\sigma_{yi}} p_{xyi}' d\sigma_{yi}$ ($i = 1, 2$), ввиду того, что $p_{xyi}' = -\rho \langle u'v' \rangle_i \ll -\rho u_i v_i$, где p_{xyi}' — напряжение турбулентного трения на элементе σ_{yi} .

Здесь p и p_∞ — давления соответственно в данной точке и в бесконечности, P_n — напряжение, действующее на площадку $d\Delta\sigma_\delta$ с нормалью n . Величину $P_{nf} = -\rho V_n V$, входящую в подынтегральное выражение правой части (1.1), будем считать фиктивным напряжением, «приложенным» к площадке $d\Delta\sigma_\delta$. Величину

$$\Delta R = \int_{\Delta\sigma_\delta} (P_n + P_{nf}) d\Delta\sigma_\delta \quad (1.2)$$

назовем главным вектором сил давления, инерционных сил (P_{nf}) и сил турбулентной вязкости, приложенных к поверхности $\Delta\sigma_\delta$.

Граничная поверхность σ_δ проведена так, что на ней вектор V с заданной степенью точности ϵ может считаться параллельным плоскости Σ .



Фиг. 1

Поэтому проекцию P_{nf} на ось y , как и проекцию турбулентных напряжений, действующих по поверхности $\Delta\sigma_\delta$, можно принять равной нулю. Учитывая это, проекцию соотношения (1.1) на ось y запишем в виде

$$\int_{\sigma_{y2}} \rho v_2^2 d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} \rho v_1^2 d\sigma_{y1} = \int_{\sigma_{y1}} \Delta p_1 d\sigma_{y1} - \int_{\sigma_{y2}} \Delta p_2 d\sigma_{y2} - \int_{\Delta\sigma_\delta} \Delta p \cos(ny) d\Delta\sigma_\delta \quad (1.3)$$

Заметим, что

$$\int_{\sigma_{y2}} \rho v_2^2 d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} \rho v_1^2 d\sigma_{y1} \approx \frac{\partial \Delta p}{\partial y} dy d\sigma_{yc} \quad \left(\sigma_{yc} = \frac{\sigma_{y1} + \sigma_{y2}}{2} \right) \quad (1.4)$$

Будем рассматривать участок струи вдоль ее оси, на котором угол α не мал. Предполагается, что $V_0 \gg V_\infty$, поэтому участок будет иметь достаточную протяженность. Воспользуемся гипотезой, аналогичной гипотезе плоских сечений, применяемой для расчета крыльев большого удлинения [2], которая будет заключаться в том, что течение в плоскости $\Sigma' = \Sigma - \sigma_y$, внешней по отношению к σ_y , может считаться плоским и независимым от течения в соседних плоскостях Σ' . Иными словами, считая скорости и давления внешней по отношению к струе потока зависимыми от y , в то же время будем пренебрегать производной по y от этих величин.

Поскольку Δp , входящее в подынтегральное выражение правой стороны (1.4), создается внешним потоком, воспользовавшись гипотезой плоских сечений, положим $\partial \Delta p / \partial y = 0$. В результате чего (1.3) дает

$$I_y = \int_{\sigma_{y1}} \rho v_1^2 d\sigma_{y1} = \int_{\sigma_{y2}} \rho v_2^2 d\sigma_{y2} = I_{0y} \quad (1.5)$$

Проекция соотношения (1.1) на ось x имеет вид

$$\int_{\sigma_{y2}} \rho u_2 v_2 d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} \rho u_1 v_1 d\sigma_{y1} = \int_{\Delta \sigma_0} (P_{nx} - \rho V_n u) d\Delta \sigma_0 = \Delta R_x \quad (1.6)$$

Проведем контрольную поверхность Z в виде параллелепипеда, образованного плоскостями Σ_1, Σ_2 , передней и задней плоскостями соответственно Σ_H и Σ_B , параллельными плоскости Oyz , и двумя боковыми плоскостями Σ_{δ_1} и Σ_{δ_2} . Часть плоскостей $\Sigma_{1,2}$, занятую турбулентным следом, образующимся за струей, обозначим $\sigma_{h1,2}$. Ребро AD параллелепипеда должно быть настолько большим, чтобы в плоскости Σ_b можно было считать $\Delta p = 0$, а длина ребра AB должна быть больше толщины турбулентного следа, отсчитанной в направлении оси z . Найдем изменение количества движения жидкости в объеме, заключенном между контрольными поверхностями 1 и 2 , спроектируем на ось x и после некоторых преобразований получим

$$\begin{aligned} \Delta R_x = & \rho V_\infty^2 \int_A^B \frac{u}{V_\infty} \left(1 - \frac{u}{V_\infty}\right) dz dy + \rho V_\infty Q_1 dy - \\ & - \left(\int_{\Sigma_2'} (\rho u_2 v_2 + \langle \rho u'v' \rangle) d\Sigma_2' - \int_{\Sigma_1'} (\rho u_1 v_1 + \langle \rho u'v' \rangle) d\Sigma_1' \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Здесь

$$Q_1 = \int_A^B (V_\infty - u) dz - 2 \int_A^D w dx$$

представляет собой отнесенную к единице длины разность между количеством жидкости, втекающей в единицу времени внутрь контрольной поверхности Z через грани $\Sigma_H, \Sigma_{\sigma_1}, \Sigma_{\sigma_2}$, и количеством жидкости, вытекающей через грань Σ_B . Заметим, что

$$\int_{\Sigma_2'} \langle \rho u'v' \rangle d\Sigma_2' - \int_{\Sigma_1'} \langle \rho u'v' \rangle d\Sigma_1' = dy \left(\frac{\partial}{\partial y} \int_{\Sigma'} \langle \rho u'v' \rangle d\Sigma' \right) = 0 \quad (1.8)$$

согласно сформулированной выше гипотезе. Кроме того

$$\begin{aligned} & \int_{\Sigma_2'} \rho u_2 v_2 d\Sigma_2' - \int_{\Sigma_1'} \rho u_1 v_1 d\Sigma_1' = \int_{\Sigma_1'} \rho v_1 (V_\infty - u_1) d\Sigma_1' - \\ & - \int_{\Sigma_2'} \rho v_2 (V_\infty - u_2) d\Sigma_2' + \int_{\Sigma_2'} \rho V_\infty v_2 d\Sigma_2' - \int_{\Sigma_1'} \rho V_\infty v_1 d\Sigma_1' \approx \\ & \approx \int_{\Sigma_2'} \rho V_\infty v_2 d\Sigma_2' - \int_{\Sigma_1'} \rho V_\infty v_1 d\Sigma_1' \end{aligned} \quad (1.9)$$

в соответствии с гипотезой плоских сечений. Учитывая (1.8) и (1.9), из выражения (1.7) получаем

$$\Delta R_x = \rho V_\infty^2 \delta_\infty^{**} u y + \rho V_\infty Q dy$$

$$\delta_\infty^{**} = \int_A^B \frac{u}{V_\infty} \left(1 - \frac{u}{V_\infty} \right) dz$$

$$Q dy = Q_1 dy + \int_{\Sigma_1'} v_1 d\Sigma_1' - \int_{\Sigma_2'} v_2 d\Sigma_2' \quad (1.10)$$

Здесь δ_∞^{**} — толщина потери импульса в следе, $Q dy$ — секундный расход жидкости, который втекает внутрь струи через ее боковую поверхность $\Delta\sigma_\delta$. Итак, проекции соотношения (1.1) на оси x и y при сделанном допущении о малости производной по y имеют вид

$$I_y = \int_{\sigma_y} \rho v^2 d\sigma_y = I_{0y} \quad (1.11)$$

$$I_{xy2} - I_{xy1} = \int_{\sigma_{y2}} \rho u_2 v_2 d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} \rho u_1 v_1 d\sigma_{y1} = \rho V_\infty^2 \delta_\infty^{**} u y + \rho V_\infty Q dy.$$

Таким образом, изменение количества движения в струе происходит под действием профильного сопротивления, представляемого членом $\rho V_\infty^2 \delta_\infty^{**}$, и сопротивления «стока», возникающего вследствие того, что условная граница струи является проницаемой. Последний член определяет отличие сопротивления струи от сопротивления непроницаемого твердого тела.

2. Уравнение оси струи и распределение максимальных скоростей вдоль оси струи. Для того чтобы из соотношений (1.11) получить дифференциальное уравнение оси струи, необходимо сделать ряд предположений относительно связи δ_∞^{**} , Q и I_{xy} с углом α и другими заданными характеристиками течения, такими как I_0 , α_0 и V_∞ . Будем считать, что

$$\delta_\infty^{**} = cb \quad (b = \sqrt{\sigma_s}, \quad \sigma_s \approx \sigma_y \sin \alpha) \quad (2.1)$$

Здесь b — характерный размер площади сечения струи σ_s , проведенно перпендикулярно касательной к оси струи τ (фиг. 2), c — эмпирическая постоянная. Как показывают эксперименты [3], струя в ее начале на длине, равной нескольким d_0 , резко расширяется, затем скорость нарастания ширины уменьшается и зависимость ширины струи от расстояния от источника становится линейной [3, 4]. Участок линейного расширения струи назовем основным и примем для него

$$b = a(s + s_0) \quad (2.2)$$

где коэффициент a и полюсное расстояние s_0 — эмпирические постоянные. Участок нелинейного роста b назовем начальным и его длину обозначим l .

Скорость частиц жидкости, находящихся в плоскости σ_s , разложим на касательную составляющую V_τ и составляющую V_σ , которая лежит в плоскости σ_s . Тогда расход жидкости через поверхность $\Delta\sigma_\delta$ можно записать в виде

$$\rho Q dy = \rho \int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}) d\Delta\sigma_\delta = \rho \int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) V_\tau d\Delta\sigma_\delta + \rho \int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}_\sigma) d\Delta\sigma_\delta \quad (2.3)$$

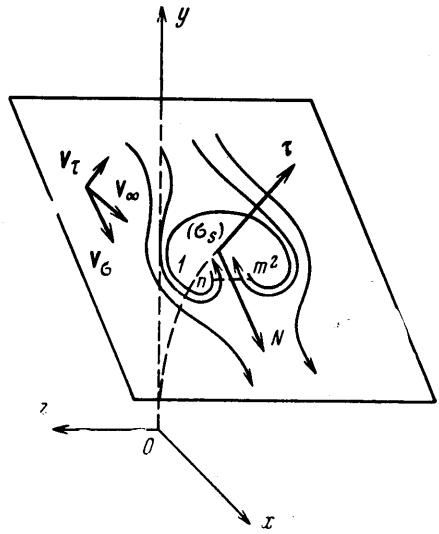
Примем, что $V_\tau = V_\infty \cos \alpha$, на боковой поверхности струи после чего первый интеграл правой стороны (2.3) можно записать в виде

$$\int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) V_\tau d\Delta\sigma_\delta = V_\infty \cos \alpha \int_{\Delta\sigma_\delta} \cos(n\tau) d\Delta\sigma_\delta = -V_\infty \cos \alpha (\sigma_{s2} - \sigma_{s1}) \quad (2.4)$$

Учитывая выражение (2.2), получаем

$$\int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) V_\tau d\Delta\sigma_\delta = -2a^2 V_\infty \cos \alpha (s_0 + s) ds \quad (2.5)$$

Измерения поля скоростей, а также визуальные наблюдения над струями, вытекающими в сносящий поток, показывают, что под действием набегающего потока поперечное сечение струи приобретает подковообразную форму [1], причем жидкость на краях «подковы» вследствие перетекания потока через эти края совершает вихревое движение, происходящее в плоскости σ_s (области 1, 2 на фиг. 2). Качественная картина линий тока составляющей скорости V_σ в плоскости σ_s представлена на фиг. 2. Примем, что граница сечения струи σ_s будет линией тока для составляющей скорости V_σ всюду, кроме кормовой области, имеющей «коридор» mn , через который жидкость внешнего потока протекает в область струйного течения. Ширину коридора mn примем равной kb , где k — эмпирическая постоянная. Скорость V_σ на отрезке mn примем равной $V_\sigma = -NV_\infty \sin \alpha$, где N — нормаль к отрезку mn и главная нормаль к оси струи. Таким образом, второй член правой стороны выражения (2.3) окончательно можно записать в виде



Фиг. 2

$$\int_{\Delta\sigma_\delta} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{V}_\sigma) d\Delta\sigma_\delta = kaV_\infty \sin \alpha (s_0 + s) ds \quad (2.6)$$

Вектор количества движения жидкости, текущей через поверхность σ_y , определяется величиной и направлением наибольших скоростей на этой поверхности, которые имеют направление, близкое к направлению $\boldsymbol{\tau}$. Поэтому при вычислении количества движения жидкости по поверхности σ_y примем, что всюду на этой поверхности $\mathbf{V} = V_\tau \boldsymbol{\tau}$. Тогда

$$I_{xy} = \int_{\sigma_y} \rho uv d\sigma_y = \text{ctg } \alpha \int_{\sigma_y} \rho v^2 d\sigma_y = I_{0y} \text{ctg } \alpha \quad (2.7)$$

Обозначив $\text{ctg } \alpha = dx / dy = t$, будем иметь

$$\int_{\sigma_{y2}} \rho u_2 v_2 d\sigma_{y2} - \int_{\sigma_{y1}} \rho u_1 v_1 d\sigma_{y1} = I_{0y} dt \quad (2.8)$$

Подставляя (2.5), (2.6) и (2.8) во второе соотношение (1.11), получаем дифференциальное уравнение оси струи в виде

$$I_{0y} \frac{dt}{ds} = a\rho V_{\infty}^2 (s_0 + s) [(c + k) \sin \alpha + 2a |\cos \alpha|] \quad (2.9)$$

Расход Qdy , части которого выражены соотношениями (2.5), (2.6), в уравнении (2.9) взят по абсолютной величине, так как сопротивление стока должно быть положительным. Введем безразмерные величины

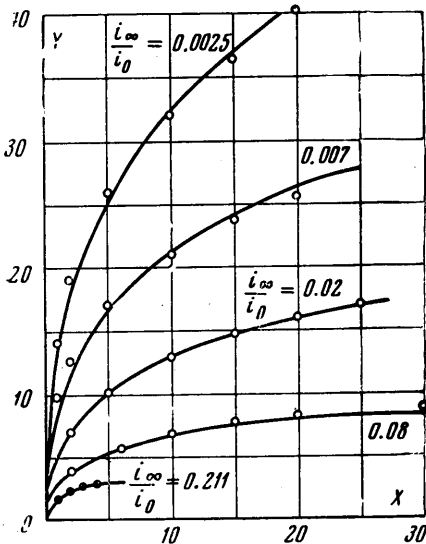
$$X = \frac{x}{d_0}, \quad Y = \frac{y}{d_0}, \quad S = \frac{s}{d_0}, \quad S_0 = \frac{s_0}{d_0} \quad (2.10)$$

и удельные импульсы

$$i_{\infty} = \rho V_{\infty}^2, \quad i_0 = \rho V_0^2 \quad (2.11)$$

и замечая, что $\sin \alpha = (1 + t^2)^{-1/2}$, подставим выражения (2.10), (2.11) в (2.9), которое после простых преобразований превращается в уравнение

$$\frac{dt}{dS} = \frac{4a}{\pi \sin \alpha_0} \left(\frac{i_{\infty}}{i_0} \right) \frac{(k + c) + 2a|t|}{\sqrt{1 + t^2}} (S + S_0) \quad (2.12)$$



Фиг. 3

Сравнение вычисленных осей струй с экспериментальными показывает, что эмпирические постоянные в уравнении (2.12) должны иметь следующие значения:

$$c + k = 1, \quad a = 0.3, \quad S_0 = 6.6$$

Уравнение (2.12) легко решается методом последовательных приближений, если его проинтегрировать по S и записать в виде

$$t = t_0 + \frac{4a}{\pi \sin \alpha_0} \left(\frac{i_{\infty}}{i_0} \right) \int_0^t \frac{1 + 0.6|t|}{\sqrt{1 + t^2}} (S + S_0) dS \quad (2.14)$$

Уравнение (2.12) при известных значениях постоянных k , c , a , S_0 следует интегрировать при граничном условии, заданном в конце начального участка струи, поскольку соотношение (2.2) справедливо лишь на основном участке. Однако, как показывают вычисления, ввиду относительно небольшой протяженности начального участка граничное условие можно перенести в начало координат, а вносимую при этом погрешность исправить подбором подходящего значения полюсного расстояния S_0 . Таким образом, условие, необходимое для интегрирования уравнения (2.12), запишем в виде

$$t = t_0 = ctg \alpha_0 \quad \text{при } S = 0 \quad (2.13)$$

Сравнение вычисленных осей струй с экспериментальными показыва-

В нулевом приближении полагаем

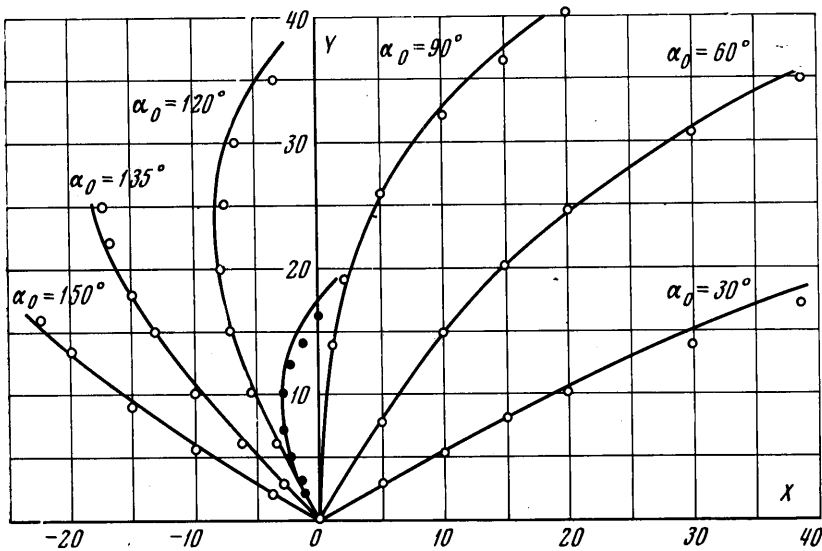
$$f(t) = \frac{1 + 0.6|t|}{\sqrt{1 + t^2}} = 1$$

Затем вычисляем $t^{(0)}$, находим $f(t)$ и т. д. Расчеты показывают, что уже второе приближение дает вполне достаточную для практики точность. После того как найдено $t(S)$, найдем

$$X = \int_0^S \frac{t dS}{\sqrt{1 + t^2}}, \quad Y = \int_0^S \frac{dS}{\sqrt{1 + t^2}} \quad (2.15)$$

На фиг. 3 построены графики вычисленных по формулам (2.14), (2.15) осей струй для $\alpha_0 = 90^\circ$ при различных значениях $i_\infty / i_0 = \beta$, которые указаны на кривых; светлые и темные точки соответствуют экспериментальным данным работ [5, 6]. На фиг. 4 приведено сравнение графиков вычисленных осей струй по тем же формулам с экспериментальными данными работы [5] при значениях $\beta = 0.0025$ и 0.01 (соответственно светлые и темные точки).

Углы вдува α_0 указаны на кривых. Как видно из фигур, совпадение теоретически найденных осей струй с экспериментальными удовлетворительное.



Фиг. 4

Приращение массового расхода жидкости в струе на элементе оси струи ds равно

$$dM = \rho Q dy = (\rho k b V_\infty \sin \alpha + \rho V_\infty \cos \alpha d\sigma_s / ds) ds \quad (2.16)$$

Используя выражение (2.2), проинтегрируем (2.16) по s , и, отнеся получившееся выражение к расходу жидкости через устье источника $M_0 = \frac{1}{4} \pi d_0^2 \rho V_0$, получим

$$m = \frac{M}{M_0} = m^* + \frac{4}{\pi} a k \beta \int_L^S \sin \alpha (S + S_0) dS + \frac{8}{\pi} a^2 \beta \int_L^S \cos \alpha (S + S_0) dS \quad (2.17)$$

$(L = l / d_0, m^* = M^* / M_0)$

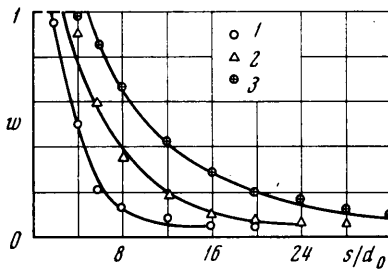
Здесь m^* — безразмерный расход в конце начального участка. Течение струи на начальном участке в значительной степени определяется условиями выхода струи из источника, поэтому можно предположить, что для него справедливы те же соотношения между характерными величинами течения, которые действуют на начальном участке обычной затопленной струи. Таким образом, примем, что масса жидкости, эжектированная струей на начальном участке, равна [7]

$$\Delta M^* = M_0(1 + \kappa L) \quad (2.18)$$

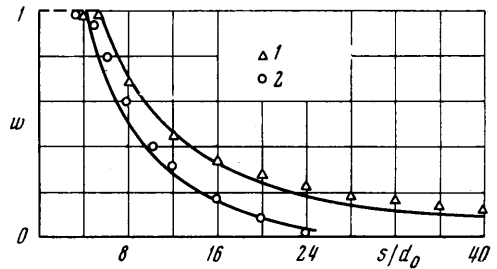
Здесь κ — эмпирическая постоянная. Полный расход жидкости через произвольное сечение струи равен

$$M = \int_{\sigma_s} \rho V_\tau d\sigma_s = \int_{\sigma_s} \rho \Delta V_\tau d\sigma_s + \rho \sigma_s V_\infty \cos \alpha \quad (2.19)$$

где ΔV_τ — избыточная касательная составляющая скорости по отношению



Фиг. 5



Фиг. 6

к касательной составляющей сносящего потока $V_\infty \cos \alpha$. Первый член правой части соотношения (2.19) можно записать в виде

$$\int_{\sigma_s} \rho \Delta V_\tau d\sigma_s = \rho \Delta V_m \sigma_s \int \left(\frac{\Delta V_\tau}{\Delta V_m} \right) \frac{d\sigma_s}{\sigma_s} = \rho \Delta V_m A \sigma_s \quad (2.20)$$

Безразмерный расход A в выражении (2.20) примем таким же, как и в обычной струе в спутном потоке [1], т. е. $A = 0.26$. Полный расход жидкости через сечение σ_s^* в конце начального участка в соответствии с (2.18) и (2.19) равен

$$M^* = \rho \Delta V_m \sigma_s^* A + \rho V_\infty \sigma_s^* \cos \alpha^* = M_0(1 + \kappa L) + \rho V_\infty \sigma_s^* \cos \alpha^* \quad (2.21)$$

Отнеся (2.19) к M_0 , приравняем получившийся безразмерный расход выражению (2.17), и, учитывая (2.21), окончательно получим выражение для определения максимальной избыточной скорости на основном участке струи в виде

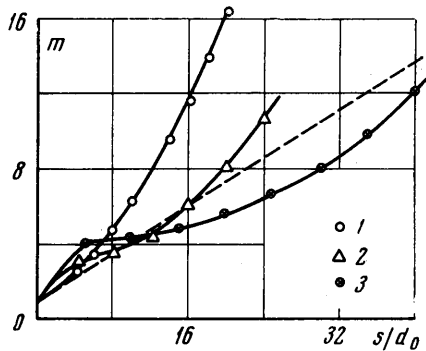
$$\Delta V_m' = \frac{\Delta V_m}{V_0} = \frac{\pi}{4Aa^2(S_0 + S)^2} \left[1 + \kappa L + \frac{4ak\beta}{\pi} \int_0^S \sin \alpha (S_0 + S) dS + \right. \\ \left. + \frac{8a^2\beta}{\pi} \int_0^S \cos \alpha (S_0 + S) dS \right] - \frac{\beta}{A} \left[\cos \alpha - \cos \alpha^* \left(\frac{S_0 + L}{S_0 + S} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

Интегралы в квадратной скобке правой стороны выражения (2.22) по соображениям удобства вычислений берутся от 0. На участке $0 \leq S \leq L$ примем $\Delta V_m' = 1$. Для определения L следует в (2.22) положить $S = L$, $\Delta V_m' = 1$ и решить получившееся уравнение относительно L . Как показывает сравнение с экспериментом, следует принять $K = 0.15$, $\kappa = 0.67$.

На фиг. 5 сравниваются графики вычисленных по формуле (2.22) и измеренных [5] распределений величины

$$w = \frac{V_m - V_\infty}{V_0 - V_\infty} = \frac{\Delta V_m^e - \beta(1 - \cos \alpha)}{1 - \beta}$$

вдоль оси струи при $\alpha_0 = 90^\circ$; точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $\beta = 0.2, 0.1, 0.05$. На фиг. 6 сравниваются вычисленные и измеренные [5] распределения той же величины для $\beta = 0.0025$, но при $\alpha_0 = 30, 150^\circ$ (точки 1, 2 соответственно). Как видно из фиг. 5, 6, совпадение теоретических распределений максимальной скорости с опытными удовлетворительное. На фиг. 7 нанесены кривые для полного безразмерного расхода m вдоль оси струи для $\alpha_0 = 90^\circ$; точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $\beta = 0.2, 0.1, 0.05$. Там же штриховой линией нанесено изменение расхода вдоль оси обычной затопленной струи.



Фиг. 7

Поступило 27 III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960, стр. 581, 215.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Гостехиздат, 1957, стр. 421.
3. Палатник И. Б., Темирбаев Д. Ж. Закономерности распространения осесимметричной воздушной струи в сносящем однородном потоке. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, вып. 4, Алма-Ата, «Наука», 1967.
4. Keffer J., Baines W. D. The round turbulent jet in a cross — wind. J. Fluid Mech., 1963, vol. 15, pt 4.
5. Иванов Ю. В. Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках. Таллин, Эстгосиздат, 1959.
6. Шандоров Г. С. Истечение в сносящий поток из отверстий в стене канала и распространение струй в сносящем потоке. Тр. ЦИАМ, 1955, № 263.
7. Вуллис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965, стр. 276.