УДК 533.6:628.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ВБЛИЗИ ВСАСЫВАЮЩЕЙ ЩЕЛИ

И. Н. Логачев[1], К. И. Логачев[1], В. Ю. Зоря[1], О. А. Аверкова[1]

Экспериментально, аналитически и численно определены закономерности распределения скоростей на входе в щелевое всасывающее отверстие. Найдена зависимость коэффициента местного сопротивления, скорости срыва струи и линии отрывного течения в зависимости от длины козырька, установленного на входе во всасывающее отверстие. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 08–08–13687–офи_ц) и международной обменной программы Fulbright.

Ключевые слова: эксперимент, метод конформных отображений, метод дискретных вихрей, RANS, аспирационное укрытие.

Использование теории аналитических функций, в частности конформных отображений, плодотворно сказалось на исследованиях плоских потенциальных течений. Классические задачи движения всасывающего потока воздуха у щелевых отверстий привлекали авторов статьи как в ранних [1, 2], так и в более поздних работах [3, 4]. Неослабевающий интерес к аэродинамике всасывающих щелевидных отверстий объясняется не только практической значимостью для прикладных задач промышленной вентиляции, но и неудовлетворенностью тем, что в большинстве случаев практическое использование находят лишь простейшие математические модели точечного и линейного стоков, дающие неплохие результаты в достаточно удаленных областях всасывающего факела. Работ, посвященных исследованию течений в непосредственной близости от всасывающего отверстия и тем более экспериментальных исследований, а также их сопоставлений с результатами теоретических моделей, по нашему мнению, крайне мало.

По-видимому, этим и объясняется недостаточный интерес практиков к результатам многочисленных исследований теоретических моделей.

Целью настоящей статьи является численное и экспериментальное исследование отрывного течения на входе в щелевидное всасывающее отверстие, снабженное козырьком.

1. Расчет течения методом конформных отображений (МКО). Рассмотрим одну из плодотворных моделей отрывных течений, нашедших широкое применение не только в задачах истечения идеальной жидкости, но и в практической оценке аэродинамического сопротивления перетеканию воздуха через отверстия. Она дает возможность четкого описания границ отрывного течения, используемых при определении степени сужения истекающей струи и связанного с ним величины потерь давления и расхода перетекаемого воздуха.

Пусть бесконечно широкая горизонтальная труба высотой $2B$ выдвинута на расстояние S от вертикальной стенки. Ось трубы направлена по оси OX физической плоскости комплексной переменной $z = x + iy$. Будем рассматривать верхнюю часть течения в полуплоскости $y \geqslant 0$. В качестве параметрической будем использовать верхнюю полуплоскость комплексной переменной $t = x_1 + iy_1$. Соответствие точек этих областей, как и областей изменения искомых функции Жуковского $\omega = \ln \dfrac{u_\infty}{u} + i\theta$ и функции комплексного потенциала $w = \varphi + i\psi$, изображены на рис. 1. Здесь u_∞ — величина скорости на “свободной” линии тока CD, u — величина скорости в произвольных точках рассматриваемой области четырехугольника $ADCBA$ физической области $\mathrm{Im}\,(z) \geqslant 0$. Четырехугольник имеет две вершины в бесконечности: точка A, в которой помещен линейный источник интенсивностью q, и точка D, где помещен сток той же мощности. Таким образом, областью изменения комплексного потенциала является полоса, ограниченная линиями тока $\psi = 0$, $\psi = q$ и эквипотенциальными линиями на бесконечности $\varphi = \pm\infty$, а областью изменения функции Жуковского — полуполоса с вырезом по лучу MA ($\theta = -\pi/2$), ограниченная горизонтальными линиями $\theta = 0$ и $\theta = -\pi$ (θ — угол между положительной осью OX и направлением вектора скорости $\boldsymbol{u}$).

Найдем конформное отображение верхней полуплоскости $\mathrm{Im}\,(t) > 0$ на внутренность области изменения ω (внутренность пятиугольника $ADCBMA$ с двумя вершинами в бесконечности).

[1] Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова, ул. Костюкова, 46, 308012, г. Белгород; И. Н. Логачев, профессор, e-mail: kilogachev@intbel.ru; К. И. Логачев, профессор, e-mail: kilogachev@intbel.ru; В. Ю. Зоря, аспирант, e-mail: violetta.zorya@mail.ru; О. А. Аверкова, доцент, e-mail: olga_19572004@mail.ru

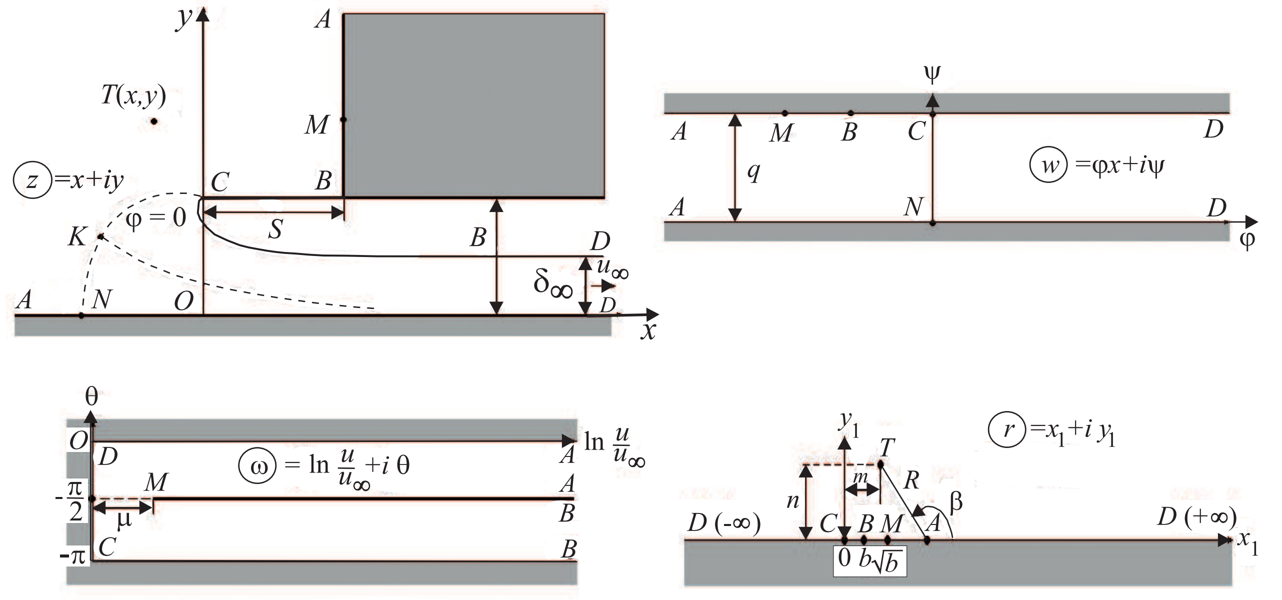

Рис.1. К определению отрывного течения вблизи выступающей всасывающей щели

Используя интеграл Кристоффеля–Шварца, после несложных преобразований с учетом условия перехода сингулярных точек B и A по полуокружностям $t = b + \varepsilon_b e^{i\alpha}$ и $t = 1 + \varepsilon_\alpha e^{i\alpha}$ ($\varepsilon_b \to 0$, $\varepsilon_\alpha \to 0$, $\alpha = \pi, \ldots, 0$) и с учетом соответствия точек C и M найдем искомую функцию Жуковского $\omega = \dfrac{1}{2}\ln\left(\dfrac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{t}-\sqrt{b}}\,\dfrac{\sqrt{t}+1}{\sqrt{t}-1}\right) = \ln\left(\dfrac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{t-b}}\,\dfrac{\sqrt{t}+1}{\sqrt{t-1}}\right)$ и определим параметр

$$\mu = \ln\frac{1+b^{1/4}}{1-b^{1/4}}\,. \tag{1}$$

Используя те же приемы, найдем функцию комплексного потенциала: $w = \dfrac{q}{\pi}\ln(t-1)$, описывающего поле скоростей в полуплоскости $\operatorname{Im}(t) > 0$, индуцируемое линейным источником в точке A. Имея в виду, что $z = \dfrac{1}{u_\infty}\displaystyle\int\limits_{t_k}^{t} e^{\omega(t)}\,\dfrac{dw}{dt}\,dt + z_k$, $v = \dfrac{dw}{dz} = u_\infty e^{-\omega(t)}$, используя найденные функции ω и w и приняв в качестве реперной точку $C(t_k = 0; z_k = Bi)$, получим параметрическое решение задачи:

$$z = \frac{\delta_\infty}{\pi}\int\limits_0^T \frac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{t-b}}\,\frac{\sqrt{t}+1}{(t-1)^{3/2}}\,dt + i\,, \tag{2}$$

$$v = u_x - iu_y = \frac{\sqrt{T-b}}{\sqrt{T}+\sqrt{b}}\,\frac{\sqrt{T-1}}{\sqrt{T}+1}\,, \tag{3}$$

дающее возможность построить гидродинамическую сетку ($\psi = 0, \ldots, 1 = \text{const}$; $\varphi = -\infty, \ldots, \infty = \text{const}$) и поле скоростей $u_x = \operatorname{Re}(v)$, $u_y = \operatorname{Im}(v)$.

Здесь и далее линейные размеры отнесены к полувысоте щели B, а скорости — к скорости u_∞; δ_∞ — безразмерная полувысота струи при $t \to \infty$ (в точке D), $T = m + in$ — произвольная точка верхней полуплоскости $\operatorname{Im}(t) > 0$ и соответствующая ей в силу (2) точка физической полуплоскости $\operatorname{Im}(z) > 0$, в которой мы определяем проекцию вектора скорости $\boldsymbol{u}$.

В точке M, лежащей на луче BA, имеет место максимальная скорость, равная (в силу того, что в этой точке $T \equiv \sqrt{b}$, $b = 0, \ldots, 1$)

$$u_M = u_y = -\frac{1-b^{1/4}}{1+b^{1/4}}\,. \tag{4}$$

Несложно определить координаты этой точки в физической плоскости:

$$x_M = S = \frac{\delta_\infty}{\pi} \int\limits_0^{b-\varepsilon} \frac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{b-t}} \, \frac{1+\sqrt{t}}{(1-t)^{3/2}} \, dt \,, \tag{5}$$

$$y_M = 1 + \frac{\delta_\infty}{\pi} \int\limits_{b+\varepsilon}^{\sqrt{b}} \frac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{b-t}} \, \frac{1+\sqrt{t}}{(1-t)^{3/2}} \, dt \,, \quad \varepsilon \to 0. \tag{6}$$

Для определения полувысоты струи в бесконечности δ_∞ найдем координаты линии тока CD. Учитывая, что точки этой линии соответствуют точкам отрицательной полуоси OX_1 $(-\infty < t < 0)$, на основании (2) запишем систему уравнений

$$x_{CD} = \frac{\delta_\infty}{\pi} \int\limits_0^{\eta} \frac{\left(v - \sqrt{b}\,\right) dv}{\sqrt{b+v}\,(1+v)^{3/2}} \,,$$

$$y_{CD} = 1 - \left(1+\sqrt{b}\,\right) \frac{\delta_\infty}{\pi} \int\limits_0^{\eta} \frac{\sqrt{v}\, dv}{\sqrt{b+v}\,(1+v)^{3/2}} \,, \quad 0 \leqslant \eta < +\infty,$$

описывающих координаты линии CD в верхней полуплоскости физической области.

Учитывая, что $y_{DC} \to \delta_\infty$ при $\eta \to \infty$, имеем $\delta_\infty = 1 - \dfrac{\delta_\infty}{\pi} E(b)$, откуда

$$\delta_\infty = \frac{\pi}{\pi + E(b)} \,, \tag{7}$$

где $E(b)$ — число, зависящее от параметра b:

$$E(b) = \left(1+\sqrt{b}\,\right) \int\limits_0^{\infty} \frac{\sqrt{v}\, dv}{\sqrt{b+v}\,(1+v)^{3/2}} \,. \tag{8}$$

С учетом полученного результата на основании (5) можем записать соотношение

$$S = \frac{1}{\pi + E(b)} \int\limits_0^{b-\varepsilon} \frac{\sqrt{t}+\sqrt{b}}{\sqrt{b-t}} \, \frac{1+\sqrt{t}}{(1-t)^{3/2}} \, dt \,, \tag{9}$$

связывающее длину выступа (козырька) с параметром b.

В частности, при $b = 0$ имеем $E(0) = \displaystyle\int\limits_0^{\infty} \frac{dv}{(1+v)^{3/2}} = 2$, $\delta_\infty = \dfrac{\pi}{\pi+2} \approx 0.611$, $S = 0$, $\mu = 0$, т.е. случай отрывного течения воздуха у щелевого отсоса, встроенного в плоскую бесконечную стенку. Соотношения для определения поля скоростей и координаты свободной линии тока CD в этом случае намного упрощаются:

$$x + iy = \frac{1}{\pi+2} \int\limits_0^{T} \frac{\sqrt{t}+1}{(t-1)^{3/2}} \, dt + i = \frac{2}{\pi+2} \left[\ln\left(\sqrt{T-1} + \sqrt{T}\,\right) - \frac{1+\sqrt{T}}{\sqrt{T-1}} \right]; \quad u_x - iu_y = \frac{\pi+2}{\pi} \, \frac{\sqrt{T-1}}{\sqrt{T}+1} \,;$$

$$x_{CD} = \frac{2}{\pi+2} \left[\ln\left(\sqrt{\eta+1} + \sqrt{\eta}\,\right) - \frac{\sqrt{\eta}}{\sqrt{\eta+1}} \right]; \quad y_{CD} = \frac{2}{\pi+2} \left[\frac{\pi}{2} + \frac{1}{\sqrt{\eta+1}} \right]; \quad \eta = 0, \ldots, \infty \,.$$

При $b = 1$ будем иметь другой классический случай отрывного течения воздуха у щелевого отсоса в безграничном пространстве:

$$E(1) = 2\int_0^\infty \frac{\sqrt{v}}{(1+v)^2}\,dv = \pi, \quad \delta_\infty = 0.5\,; \quad S = \frac{1}{2\pi}\int_0^1 \frac{\sqrt{t}+1}{(1-t)^2}\,dt \to \infty\,, \quad \mu \to \infty\,;$$

$$x + iy = \frac{1}{2\pi}\int_0^T \frac{dt}{\left(\sqrt{t}-1\right)^2} + i = \frac{1}{\pi}\left[\ln\left(\sqrt{T}-1\right) - \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{T}-1}\right]; \quad u_x - iu_y = \frac{1}{2}\,\frac{\sqrt{T}-1}{\sqrt{T}+1}\,;$$

$$x_{CD} = \frac{1}{\pi}\left[\ln\sqrt{\eta+1} - \frac{\eta}{\eta+1}\right]; \quad y_{CD} = \frac{1}{\pi}\left[\pi - \operatorname{arctg}\sqrt{\eta} + \frac{\sqrt{\eta}}{\eta+1}\right], \quad \eta = 0,\ldots,\infty\,.$$

Для общего случая ($b = 0,\ldots,1$; $S = 0,\ldots,\infty$) параметры задачи приведены в таблице на основании численного решения равенств (8), (9) и (6), а также расчетов по формулам (1), (4) и (7).

Основные параметры отрывного течения у выступающей всасывающей щели

b	$E(b)$	$S(b)$	δ_∞	$W(b)$	$\mu(b)$	u_M	y_M
0.00	2.000	0.0000	0.6110	1.637	0.0000	−1.0000	1.000
0.10	2.477	0.0894	0.5591	1.789	0.8263	−0.2801	1.232
0.20	2.630	0.2146	0.5443	1.837	1.105	−0.1985	1.441
0.30	2.738	0.3874	0.5344	1.871	1.347	−0.1494	1.689
0.40	2.822	0.6307	0.5268	1.898	1.586	−0.1140	2.008
0.50	2.893	0.9872	0.5206	1.921	1.838	−0.08643	2.446
0.60	2.954	1.544	0.5154	1.940	2.121	−0.06377	3.093
0.70	3.008	2.504	0.5109	1.957	2.461	−0.04455	4.164
0.80	3.056	4.489	0.5069	1.973	2.914	−0.02789	6.294
0.90	3.101	10.62	0.5033	1.987	3.650	−0.01317	12.66

При определении поля скоростей и построении семейства ортогональных кривых $\varphi = \text{const}$, $\psi = \text{const}$ (гидродинамической сетки) возникают некоторые трудности, связанные с нахождением интеграла (2), не выражающегося через элементарные функции (его можно лишь свести к сумме эллиптических интегралов).

В этом случае можно воспользоваться численными методами, полагая, что константы δ_∞ и b известны при заданном S (например, их можно взять из таблицы или решить уравнение (9) и вычислить δ_∞ по формуле (7)).

Разделив подынтегральное выражение на действительную и мнимую части, интеграл (2) можно свести к сумме криволинейных интегралов. При этом используется аналитичность подынтегральной функции, обеспечивающей произвольность выбора пути интегрирования между точками $C(0;0)$ и $T(m;n)$. Лучшим вариантом является интегрирование вначале по окружности (с центром в точке $t = 1$) радиусом $r = 1$ от точки C до пересечения с лучом AT, а затем по этому лучу от точки пересечения до заданной точки T.

Однако проще использовать пакет универсальной математической среды Maple-9, которая выдает сразу результат численного интегрирования при заданных T, b и δ_∞ в виде комплексного числа. Этим избавляемся от необходимости громоздких преобразований подынтегрального выражения при разделении его на действительную и мнимую части.

В качестве примера на рис. 2 приведена гидродинамическая картина течения при $S = 0$ и $S = \infty$, построенная при помощи пакета Maple-9. Видно, что наибольшая скорость воздуха наблюдается в области инерционного отрыва потока (точка C) и по "свободной" линии тока CD (здесь наибольшая частота эквипотенциалей $\varphi = \text{const}$).

Чем больше длина выступа, тем больше скорость отрыва струи и меньше ширина струи (рис. 3).

Характер кривой отрыва (линия тока CD) также изменяется от величины S/B (рис. 4), причем существенное изменение происходит в области $S/B = 0,\ldots,0.5$. Выносы траекторий навстречу потоку в области $S/B = 0.5,\ldots,\infty$ достаточно близки. Можем заметить, что при $S/B = 0.4,\ldots,0.5$ ширина струи практически мало отличается от предельной ширины δ_∞ (точнее, существенное изменение скорости отрыва u_∞ и толщины струи δ происходит лишь в области $S/B = 0.4,\ldots,0.5$). В теории истечения, как известно, в качестве характерной принято сечение, которое удалено на расстояние B от входного отверстия.

2. Экспериментальное исследование. Экспериментальные исследования поля скоростей в непосредственной близости от входного отверстия нами выполнены на опытной установке (рис. 5), рабочей

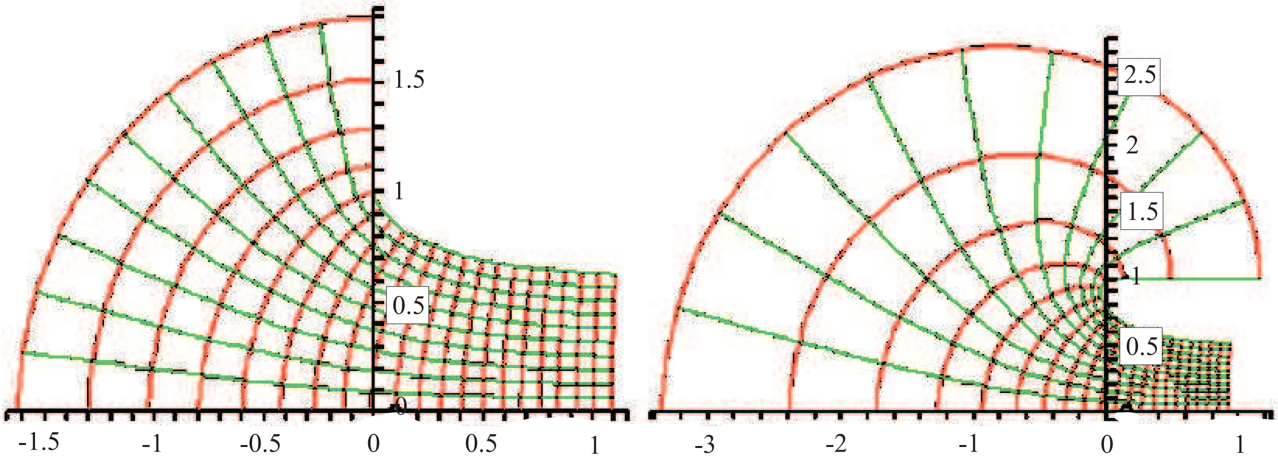

Рис. 2. Линии тока и эквипотенциали на входе во всасывающее отверстие:
а) встроенное в плоскую стенку; б) с козырьком

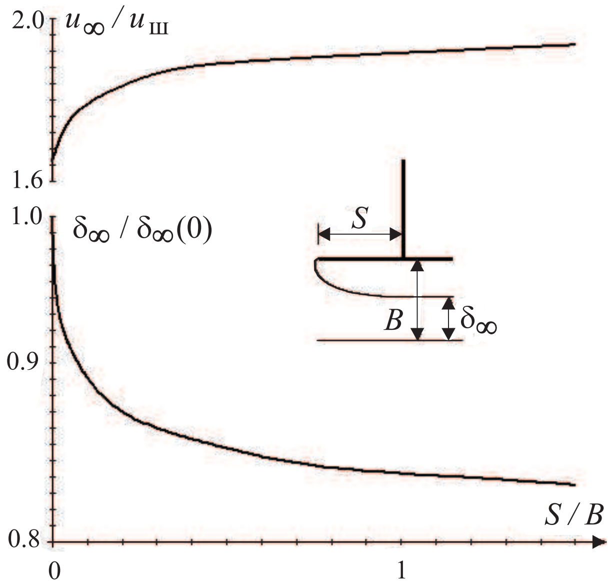

Рис. 3. Изменение скорости срыва потока и ширины струи в бесконечности в зависимости от длины выступа S ($\delta_\infty(0) = \delta_\infty$ при $S \to 0$, $u_щ$ — средняя скорость воздуха в щели)

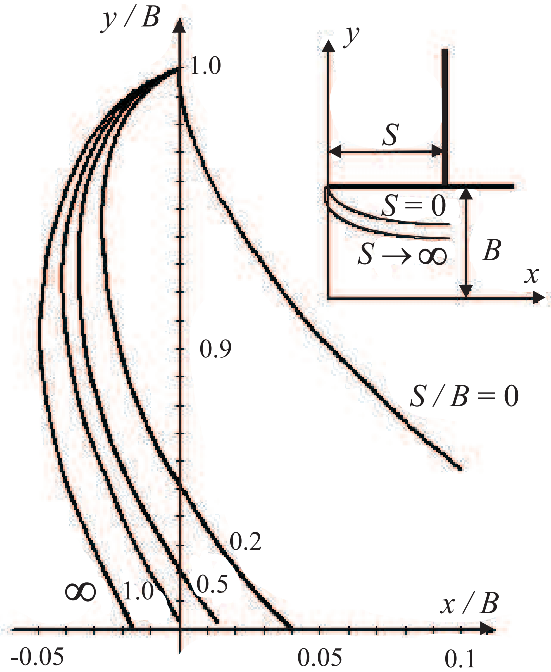

Рис. 4. Теоретические кривые отрыва струйного течения вблизи вытяжного отверстия при изменении длины выступа

частью которой являлся канал, образованный двумя вертикальными плоскостями 500×500 мм (из оргстекла толщиной 8 мм) и двумя горизонтальными полосами из оцинкованного листового железа (толщиной 0.55 мм). Расстояние между плоскостями, как и между полосами, составляло 100 мм. Общая длина нижней полосы равна 600 мм (причем на 100 мм входила вовнутрь примыкающей камеры статического давления). Верхняя, длиной 100 мм, была прикреплена к вертикальной стенке камеры и к вертикальным плоскостям и образовывала выступ канала (с поперечным сечением 100×100 мм). Вертикальные плоскости были продолжены вовнутрь камеры статического давления на расстоянии 100 мм (как и нижняя стенка канала). Таким образом, рабочая часть установки была максимально приближена к модели плоских задач течения вблизи вытяжного отверстия.

Измерения поля скоростей проводили в вертикальной плоскости, проходящей через ось симметрии канала, термоанемометром testo-425 (с погрешностью $\pm(0.03+0.05u)$ м/с). Скорость автоматически усреднялась в интервале времени измерений $\Delta t = 20 \div 25$ сек. (при этом в автоматическом режиме осуществ-

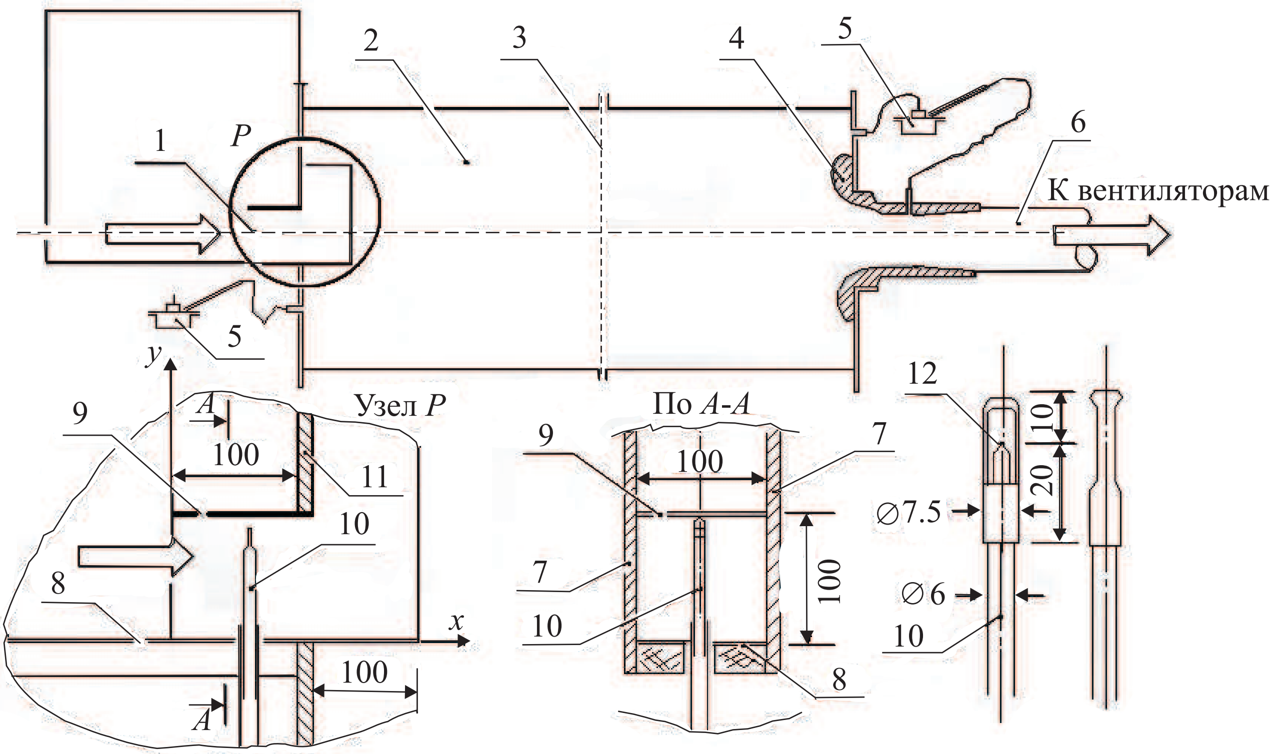

Рис. 5. Опытная установка для исследования поля скоростей вблизи всасывающей щели: 1 — всасывающее отверстие; 2 — камера статического давления ($500 \times 500 \times 1100$ мм); 3 — перегородка; 4 — измерительный коллектор ($\oslash = 112$ мм); 5 — микроманометры ММН-2400; 6 — воздуховод ($\oslash = 125$ мм); 7 — вертикальные плоскости; 8 — горизонтальная полоса (100×600 мм, $\delta = 0.55$ мм); 9 — выступ (козырек, 100×100 мм, $\delta = 0.55$ мм); 10 — зонд термоанемометра testo-425 ($\oslash = 6/7.5$ мм); 11 — вертикальная стенка камеры статического давления; 12 — датчик скорости

лялось около 50 измерений скорости в заданной точке). Определение расхода воздуха, отсасываемого из герметичной камеры статистического давления двумя последовательно соединенными вентиляторами (ВКМ 150 фирмы Вентс и EX-18 4c фирмы Systemair), осуществлялся с помощью коллектора и микроманометра ММН-2400. Для исключения деформации потока на входе в коллектор камера статического давления оснащена перегородкой из фильтровальной ткани.

Характерная скорость определялась из уравнения расхода $q = u^*_{\text{щ}} B^* = u^*_\infty \delta^*_\infty$; $u^*_\infty = u^*_{\text{щ}}/\delta_\infty$, где $u^*_{\text{щ}}$ — средняя скорость в щели; q — удельный расход воздуха, определяемый при измеренном с помощью микроманометра перепаде статических давлений в коллекторе Δp (Па). В нашем случае (при длине щели 0.1 м) эти величины определялись в виде $q = \dfrac{S_k}{0.1}\sqrt{\dfrac{2\Delta p}{(1+\zeta_k)\rho}} = 0.0507\sqrt{\dfrac{\Delta p}{\rho}}\ \dfrac{\text{м}^3}{\text{с}\cdot\text{м}}$;

$$u^*_{\text{щ}} = 0.507\sqrt{\frac{\Delta p}{\rho}}\ \text{м/с}, \qquad (10)$$

где S_k — площадь замерного сечения коллектора (в нашем случае $S_k = 0.112^2\,\pi/4 = 0.00985$ м^2), ρ — плотность воздуха (кг/м^3) и $\zeta_k = 0.073$ — коэффициент местного сопротивления коллектора.

Точность измеренных продольных составляющих в вертикальных сечениях щели проверялась графическим интегрированием и сопоставлением полученного среднего значения скорости $u^*_{\text{щ}}$ с расчетами по формуле (10). Погрешность не превышала 2–3%.

3. Результаты расчета и их обсуждение. В качестве характерных были выбраны четыре вертикальных сечения струи в отсасывающей щели (на расстоянии $x/B = 0.05$; 0.3; 0.55 и 0.8 от входного сечения соответственно) и три горизонтальных сечения: под козырьком ($y/B = 0.8$), на уровне козырька ($y/B = 1$) и над козырьком ($y/B = 1.2$). С шагом $0.1B$ в первом случае измерялась горизонтальная составляющая вектора скорости (u_x), во втором — вертикальная (u_y). Результаты приведены на рис. 6–8, где сплошными линиями нанесены результаты расчетов в среде Maple-9 по формулам (2) и (3) при $S/B = 1.0$ ($b = 0.50286$, $\delta_\infty = 0.520474$).

Для сопоставления на рисунках приведены эпюры скоростей, полученные методом дискретных вихрей (МДВ) [4, 8, 9] и путем решения осредненного по времени уравнения Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes — RANS [9, 10]) с использованием программы Fluent. Как видно из этих результатов, теоретическое описание поля скоростей моделями отрывных течений с достаточной для практики точностью описывает характер изменения составляющих скоростей, кроме областей вблизи отрыва струи и на ее свободной границе (CD). Здесь имеет место развитая турбулентность и в силу этого, по-видимому, нарушается потенциальность течения. Так, в вертикальных сечениях канала вблизи линии CD (рис. 6 и 7) замечен четко выраженный характер пограничного слоя перемешивания с резким изменением горизонтальной составляющей скорости и заметным отклонением экспериментальных величин от теоретических по мере удаления замерных сечений от входа воздуха в канал.

Теоретическая величина u_x превышает опытную в силу того, что истинная толщина выше теоретической δ. Мертвая зона (между CB и CD) заполнена движущимся потоком, хотя и с малыми скоростями. Естественно, что в этом случае скорость в границах теоретической струи отрыва будет меньше.

Что касается качественной стороны, экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Продольные скорости увеличиваются в каждом сечении к границе CD, зона максимума (как и линия CD) удаляется от козырька. Мертвая зона заполнена потоком, скорость которого значительно меньше скорости в границах струи (между линиями CD и AD).

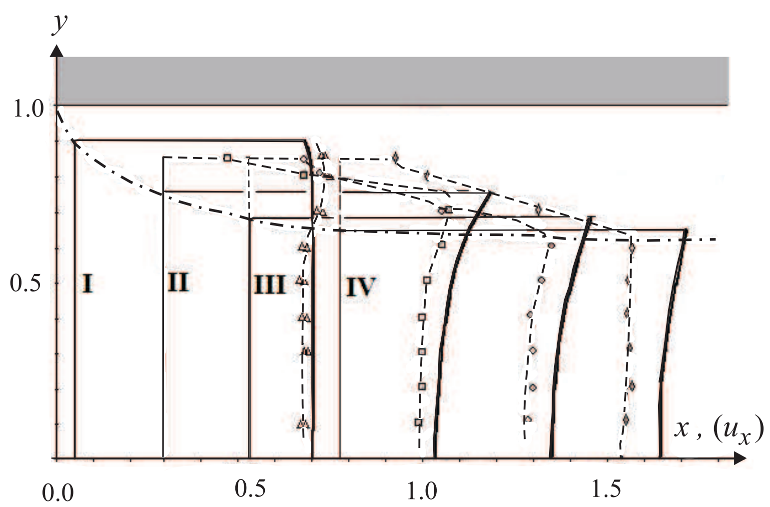

Рис. 6. Изменение продольной составляющей скорости по высоте плоского канала при $S = 0$ (штрих-пунктирная линия — линия тока $\psi = q$; на эпюрах сплошные линии — теория, пунктирные — эксперимент; I, II, III, IV — эпюра скоростей в сечениях $x = 0.05$; $x = 0.3$; $x = 0.55$; $x = 0.8$)

В горизонтальных сечениях наибольшее отклонение от теоретических наблюдается также вблизи точки срыва, хотя качественный характер изменения вертикальной составляющей скорости хорошо согласуется с опытными: наибольшая величина u_y как по опытным, так и по теоретическим исследованиям методами МКО и МДВ имеет место в области точки C (рис. 8). Чем дальше от точки C, тем ближе величина измеренной u_y к теоретически рассчитанной. На удалении $0.5, \dots, 0.8\,B$ отклонения не превышают погрешности измерений. Заметим, что в области C метод RANS дает значения, близкие к нулю.

Таким образом, можно считать, что модель потенциальных отрывных течений адекватно описывает характер течений практически во всей области всасывающего факела. Некоторая условность в существовании “обрыва” течений на свободной границе CD не мешает широкому использованию поджатия струи (а именно, δ_∞) в практике определения потерь давления. Основной причиной потерь энергии при входе в отверстие несомненно является шибирующий эффект потока, срываемого со стенок, примыкающих к этому отверстию. Чем больше длина этих стенок (козырьков, уступов), тем больше скорость срыва и тем выше интенсивность потока, подтекаемого к отверстию, и, как следствие, тем выше потери давления.

Покажем это на двух характерных примерах: вход воздуха в плоскую трубу и истечение его из плоской трубы через диафрагму. Выбор этих примеров обусловлен наличием экспериментальных данных, полученных И. Е. Идельчиком [6]. Величину инерционности будем характеризовать разностью скоростей на свободной поверхности (скорость срыва) и средней скорости в щелевом отверстии: $\Delta u = \dfrac{u^*_\infty - u^*_{\text{щ}}}{u^*_{\text{щ}}} \equiv w(b) - 1$; $w(b) = \dfrac{u^*_\infty}{u^*_{\text{щ}}} = \dfrac{1}{\delta_\infty(b)}$. Для определения теоретического коэффициента сжатия струи $\delta_\infty = \delta^*_\infty / B^*$ (величины δ^*_∞ и B^* размерны, о чем свидетельствует верхний индекс “*”) в случае входа в плоскую трубу

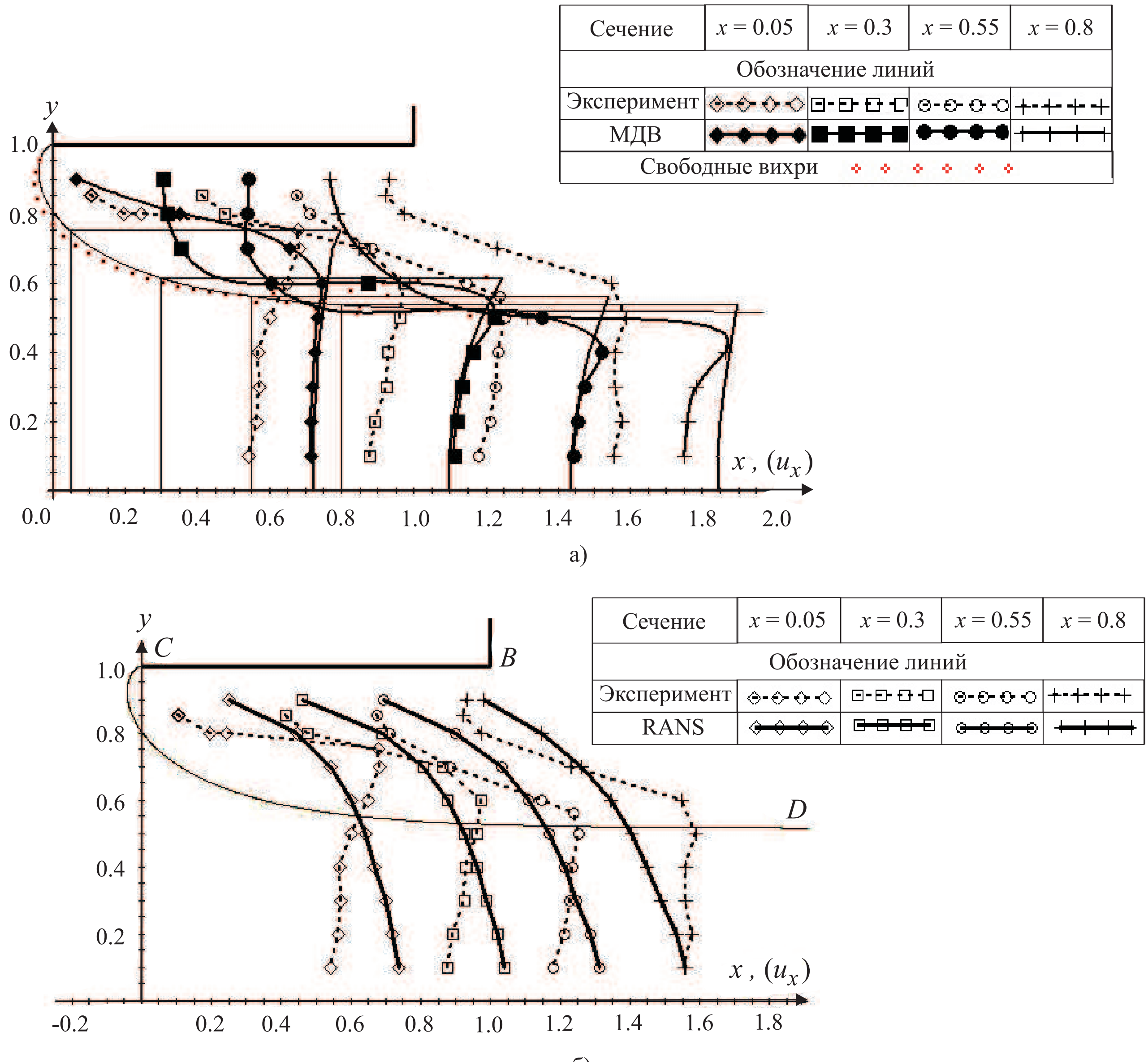

Рис. 7. Измерение продольной скорости воздуха по высоте плоского канала, оснащенного козырьком единичной длины

воспользуемся данными таблицы, а для оценки степени сжатия потока при истечении через диафрагму используем результаты теоретических исследований Н. Е. Жуковского (1897 г.) и Р. Мизеса (1917 г.), описанные в работах [7, 5]:

$$\delta_\infty \equiv \frac{\delta^*_\infty}{B^*} = \frac{\pi}{\pi + 2\,\dfrac{2\alpha}{\operatorname{tg} 2\alpha}}\,; \quad n = \frac{B^*}{L^*} = \frac{\operatorname{tg}\,\alpha}{\delta_\infty}\,.$$

Отсюда получим, что $S \equiv \dfrac{S^*}{B^*} = \dfrac{1}{n} - 1 = \dfrac{\delta_\infty}{\operatorname{tg}\,\alpha} - 1$, где α — параметр, $0 \leqslant \alpha \leqslant \dfrac{\pi}{4}$. Этот параметр может быть исключен, что дает возможность получить непосредственную связь δ_∞ и n (или S) в виде трансцендентного уравнения

$$\delta_\infty = \frac{\pi}{\pi + 2A}\,, \tag{11}$$

где $A = A_n$ — функция от δ_∞ и n: $A_n = \left(\dfrac{1}{n\delta_\infty} - n\delta_\infty\right) \operatorname{arctg}(n\delta_\infty)$ или от δ_∞ и S:

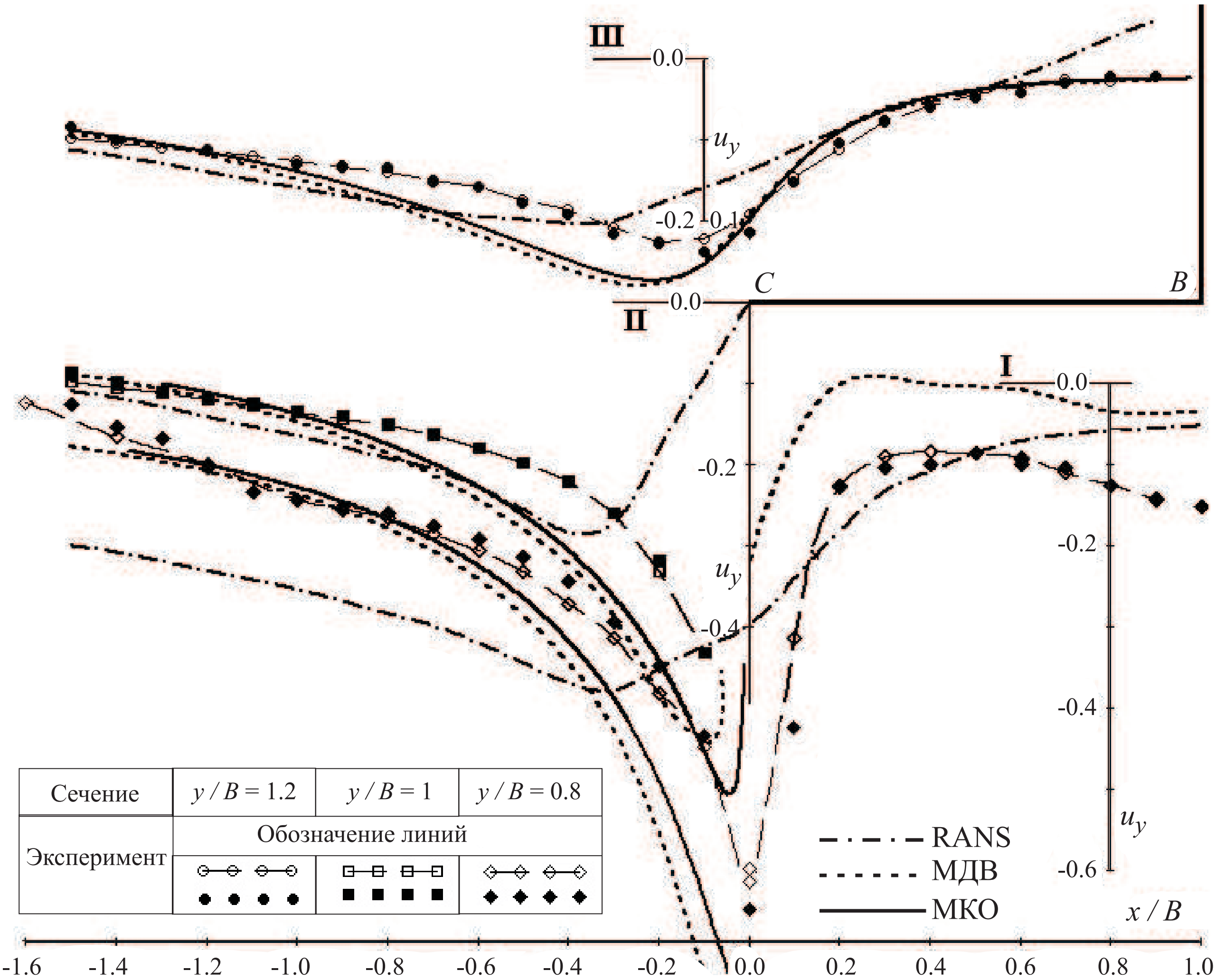

Рис. 8. Изменение вертикальной составляющей скорости вблизи входного отверстия всасывающей щели, оснащенной козырьком (CB) единичной длины; на эпюрах сплошные линии — теория; кружочки, ромбики, квадратики — эксперимент; I, II, III — эпюры скоростей в сечениях $y/B = 0.8$; 1; 1.2 соответственно

$$A = A_S = \left(\frac{S+1}{\delta_\infty} - \frac{\delta_\infty}{S+1}\right) \operatorname{arctg}\left(\frac{\delta_\infty}{S+1}\right). \tag{12}$$

Легко убедиться, что при $S = 0$ ($n = 1$) коэффициент сжатия струи $\delta_\infty = 1$ (никакого сжатия не происходит), а при $S \to \infty$ ($n = 0$) функция $A = 1$, $\delta_\infty = 0.611$ (случай истечения через отверстия в безграничной стенке).

Как видно из рис. 9 и 10, с увеличением длины прямолинейной стенки перед истечением струи растет относительная скорость срыва Δu, причем характер этого роста согласуется с изменением коэффициента местного сопротивления. Это обстоятельство позволяет надеяться, что используемый физический критерий найдет широкое применение при анализе величины потерь давления в сложных условиях подтекания воздуха к вытяжному отверстию.

4. Выводы.

1. Модель потенциальных отрывных течений адекватно описывает бо́льшую часть реального всасывающего факела плоской щели. Заметные отклонения теоретического поля скоростей от экспериментального наблюдаются лишь в области срыва струи и на ее свободной границе. Вдоль свободной границы струи в канале наблюдается развитый пограничный слой с большим поперечным градиентом продольных скоростей.

2. Степень сжатия поперечного сечения струи в канале определяется инерционностью потока воздуха,

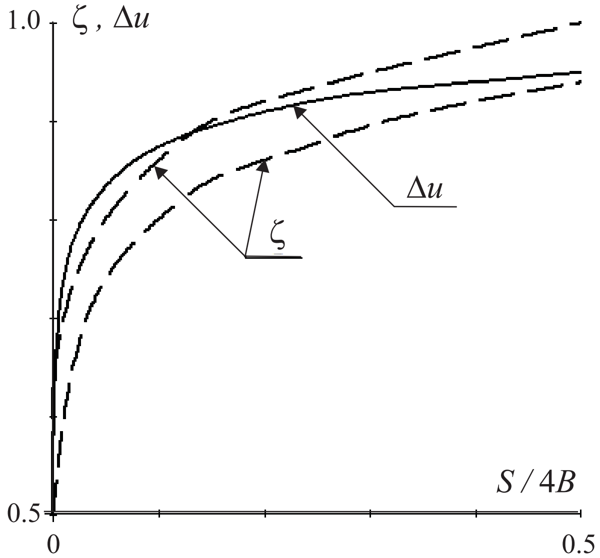

Рис. 9. Изменение коэффициента местного сопротивления при входе в плоскую трубу (ζ) и скорости срыва струи (Δu) с увеличением длины выступа ($S/4B$): сплошная линия построена по теоретическим данным (значения в таблице); пунктирные — экспериментальные данные И. Е. Идельчика (кривая 1 — при относительной толщине стенки трубы $\delta/D_{\Gamma} = 0$; кривая 2 — при $\delta/D_{\Gamma} = 0.004$)

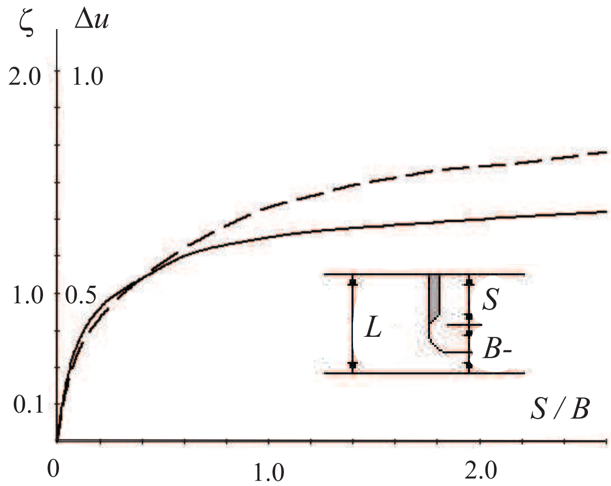

Рис. 10. Изменение коэффициента местного сопротивления при входе в плоскую диафрагму (ζ) и скорости срыва струи (Δu) с увеличением высоты ступеньки (S/B): сплошная кривая построена по уравнениям (11) и (12), пунктирная — экспериментальные данные И. Е. Идельчика

подтекаемого вдоль плоских поверхностей на входе во всасывающую щель. Чем больше путь разбега этого потока, тем выше скорость его срыва и тем больше проявляется шибирующий эффект на входе воздуха в отверстие. Характер изменения относительной скорости срыва струи практически совпадает с экспериментально установленной закономерностью изменения коэффициента местного сопротивления в зависимости от длины выступов, примыкающих к отверстию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Логачев И.Н.* К расчету двухбортовых отсосов // Вентиляция в металлургической промышленности. М.: Металлургия, 1968. 88–92.
2. *Логачев И.Н.* Потенциальное движение воздуха у всасывающей щели // Вентиляция и очистка воздуха. М.: Недра, 1969. 143–150.
3. *Логачев К.И.* Аэродинамика всасывающих факелов. Белгород: Изд-во БелГТАСМ, 2000.
4. *Логачев И.Н., Логачев К.И.* Аэродинамические основы аспирации. Санкт-Петербург: Химиздат, 2005.
5. *Альтшуль А.Д., Киселев П.Г.* Гидравлика и аэродинамика. М.: Стройиздат, 1975.
6. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
7. *Гуревич М.И.* Теория струй идеальной жидкости. М.: Физматлит, 1961.
8. *Лифанов И.К.* Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. М.: Янус, 1995.
9. *Логачев К.И., Пузанок А.И., Зоря В.Ю.* Компьютерное моделирование пылегазовых потоков в пульсирующих аэродинамических полях // Вычислительные методы и программирование. 2006. **7**, № 2. 65–71.
10. *Аверкова О.А., Зоря В.Ю., Логачев И.Н., Логачев К.И.* К вопросу о моделировании пылегазовых потоков в аспирационном укрытии // Вычислительные методы и программирование. 2009. **10**, № 2. 185–190.

Поступила в редакцию
11.01.2010