

УДК 533.6:628.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРЫВА ПОТОКА НА ВХОДЕ ВО ВСАСЫВАЮЩИЕ КАНАЛЫ В ОБЛАСТЯХ С РАЗРЕЗАМИ

О. А. Аверкова¹, И. Н. Логачев¹, К. И. Логачев¹

Разработан метод математического моделирования отрывных течений на входе во всасывающие отверстия в многосвязных областях с разрезами (бесконечно тонкими профилями). Исследованы на достоверность модели циркуляционного, бесциркуляционного и безударного обтекания профилей внутри расчетной области. Определены характеристики отрыва потока в зависимости от расположения и геометрии профилей. Предложен численно-аналитический метод определения коэффициента местного сопротивления при входе в канал и способ снижения поступающих в него объемов среды за счет определенного расположения профилей. Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ (код проекта НШ-588.2012.8).

Ключевые слова: отрывные течения, метод дискретных вихрей в стационарной постановке, всасывающие каналы.

1. Введение. Моделирование отрывных потоков газа на входе во всасывающие каналы производят для определения границ вихревых областей [1–4], профилирование по которым снижает их аэродинамическое сопротивление. В цикле работ [5–7] формулируется обратная задача: увеличить аэродинамическое сопротивление всасывающих каналов за счет использования эффекта отрыва струи без перекрытия всасывающего сечения. Этого можно достичь путем использования тонких непроницаемых тел — профилей и управлением отрывом потока. Использование методов теории функций комплексного переменного и метода Жуковского [5–7] позволяет достаточно точно определить параметры отрыва потока, но не дает возможность исследовать течения в многосвязных областях. Разработанная в рамках идеологии метода дискретных вихрей в нестационарной постановке математическая модель отрыва потока в плоских многосвязных областях с разрезами [8] не позволяет с достаточной точностью определить детерминированные границы течения (например, толщину струи).

Целью настоящей работы является разработка численного метода математического моделирования отрывных течений на входе во всасывающие каналы в плоских и осесимметричных многосвязных областях, которые могут содержать конечные разрезы, с использованием стационарных дискретных особенностей.

2. Описание вычислительного метода. Рассматривается многосвязная область течения (рис. 1) на входе в плоский (или круглый) всасывающий канал, в спектре действия которого находится тонкий профиль (диск с круглым центральным отверстием). С острой кромки C происходит срыв потока и образуется свободная линия тока. Необходимо определить ее положение, скорость потока в любой заданной точке и коэффициент местного сопротивления при входе во всасывающее отверстие.

Математическая постановка задачи состоит в решении двумерного уравнения Лапласа $\Delta\varphi = 0$ для потенциальной функции φ при заданных значениях граничной нормальной составляющей скорости $\left. \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right|_S = v_n(x) - U_n$, где x — точка границы S . Функция U_n выражает влияние свободных вихрей, находящихся на свободной линии тока, положение которой заранее неизвестно.

Данное уравнение сводится к граничному сингулярному интегральному уравнению

$$\int_S G(x, \xi) \Gamma(\xi) ds(\xi) = v_n(x) - \gamma \int_\sigma G(x, \xi) ds(\xi),$$

где $\Gamma(\xi)$ — циркуляция (интенсивность) присоединенного вихревого слоя; $\gamma = \text{const}$ — интенсивность свободного вихревого слоя, непрерывно размещенного на линии σ , образующейся при срыве потока с острой кромки; ξ — произвольная точка границы S . С физической точки зрения функция $G(x, \xi)$ представляет

¹ Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова, ул. Костюкова, 46, 308012, г. Белгород; О. А. Аверкова, доцент, e-mail: olga_19572004@mail.ru; И. Н. Логачев, профессор, e-mail: kilogachev@mail.ru; К. И. Логачев, зав. кафедрой, профессор, e-mail: kilogachev@mail.ru

собой скорость в точке $x(x_1, x_2)$ вдоль направления единичного вектора $\mathbf{n} = \{n_1, n_2\}$, вызываемую вихрем единичной циркуляции, расположенной в точке $\xi(\xi_1, \xi_2)$. Для плоской задачи в декартовой системе координат имеем

$$G(x, \xi) = \frac{1}{2\pi} \frac{(x_1 - \xi_1)n_2 - (x_2 - \xi_2)n_1}{(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2}. \tag{1}$$

Для осесимметричной задачи в цилиндрической системе координат эта функция имеет вид

$$G(x, \xi) = \begin{cases} \frac{(A_1 b + A_2 a)}{b} \frac{4}{(a-b)\sqrt{a+b}} E(t) - \frac{A_2}{b} \frac{4}{\sqrt{a+b}} F(t) & \text{при } b \neq 0, \\ \frac{\xi_2^2 n_1}{2a\sqrt{a}} & \text{при } b = 0, \end{cases} \tag{2}$$

где $b = 2x_2\xi_2 > 0$, $a = (x_1 - \xi_1)^2 + \xi_2^2 + x_2^2 > 0$, $A_1 = \frac{\xi_2^2 n_1}{4\pi}$, $A_2 = \frac{\xi_2}{4\pi} [(x_1 - \xi_1)n_2 - x_2 n_1]$,

$F(t) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-t^2 \sin^2 \theta}}$, $E(t) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-t^2 \sin^2 \theta} d\theta$ — полные эллиптические интегралы 1 и 2 рода;

$t = \frac{2b}{a+b}$; $F(t) = \sum_{i=0}^4 c_i (1-t)^i + \sum_{i=0}^4 d_i (1-t)^i \ln \frac{1}{1-t}$; $E(t) = 1 + \sum_{i=1}^4 c_i (1-t)^i + \sum_{i=1}^4 d_i (1-t)^i \ln \frac{1}{1-t}$; c_i и d_i взяты из таблиц, опубликованных в [9].

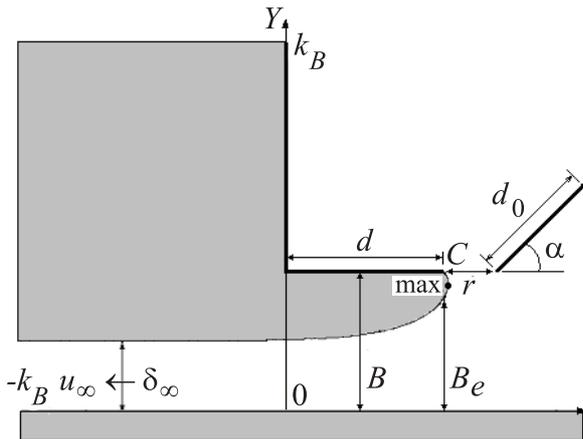


Рис. 1. К постановке задачи

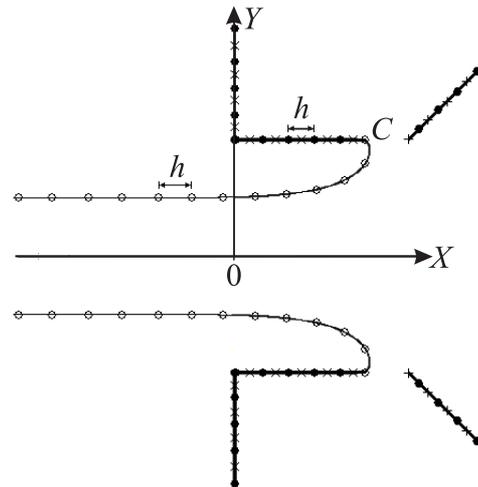


Рис. 2. Дискретизация границы области (• — присоединенные вихри, o — свободные вихри, x — контрольные точки)

Дискретная математическая модель для плоской задачи строится следующим образом (рис. 2). Пусть N — количество присоединенных вихрей и K — количество контрольных точек. Вихрь, лежащий на острой кромке C козырька, считается свободным, что следует из теоремы, изложенной в работе [10]: интенсивность (циркуляция) присоединенного вихря в точке срыва потока равна нулю. Присоединенные вихри располагались также в точках изломов границы. Между присоединенными вихрями располагались контрольные точки. Точка $\xi^k(\xi_1, \xi_2)$ — точка расположения k -го присоединенного вихря; $x^p(x_1, x_2)$ — p -я контрольная точка. Тогда скорость в точке x^p вдоль единичного направления \mathbf{n} , вызываемая действием вихря циркуляции $\Gamma(\xi^k)$, расположенного в точке ξ^k , определится из выражения $v_n(x^p) = G(x^p, \xi^k)\Gamma(\xi^k)$.

Для обеспечения непроницаемости оси OX отражаем симметрично относительно нее все вихри; циркуляции симметричных вихрей должны быть противоположны: $\Gamma(\xi^k) = -\Gamma(\xi^{k+N})$, где $k = \overline{1, N}$. Выполнение этого условия автоматически приводит к условию бесциркуляционного течения (сумма циркуляций всех вихрей равна нулю).

Полагалось, что на искомой свободной линии тока циркуляция вихрей постоянна и равна γ . Расстояние между свободными вихрями есть величина постоянная и равная h . Первое приближение для свободной линии тока выбиралось следующим образом: первые три вихря располагались параллельно

оси OY и ниже точки срыва, начиная с острой кромки, а остальные — параллельно оси OX и левее этой точки.

Суммарное воздействие всех вихрей на контрольную точку вдоль направления внешней нормали выражается равенством

$$\begin{aligned} v_n(x^p) &= \sum_{q=1}^N G(x^p, \xi^q) \Gamma(\xi^q) - \sum_{q=N+1}^{2N} G(x^p, \xi^q) \Gamma(\xi^{q-N}) + \gamma \sum_{k=1}^{N_S} G(x^p, \zeta^k) - \gamma \sum_{k=N_S+1}^{2N_S} G(x^p, \zeta^k) = \\ &= \sum_{q=1}^N \left(G(x^p, \xi^q) - G(x^p, \xi^{q+N}) \right) \Gamma(\xi^q) + \gamma \sum_{k=1}^{N_S} \left(G(x^p, \zeta^k) - G(x^p, \zeta^{k+N_S}) \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где ζ^k — точка расположения свободного вихря, функция G определяется при помощи выражения (1).

Поскольку $v_n(x^p) = 0$ во всех контрольных точках, т.е. выполняется условие непроницаемости, то при $p = 1, 2, \dots, K$ выражение (3) преобразуется в систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных циркуляций $\Gamma(\xi^q)$ присоединенных вихрей:

$$\sum_{q=1}^N \left(G(x^p, \xi^q) - G(x^p, \xi^{q+N}) \right) \Gamma(\xi^q) = -\gamma \sum_{k=1}^{N_S} \left(G(x^p, \zeta^k) - G(x^p, \zeta^{k+N_S}) \right). \quad (4)$$

Величина K — это количество контрольных точек. Случай $K = N$ соответствует варианту циркуляционного обтекания профилей, когда на одной из кромок интенсивность вихревого слоя считается конечной.

Когда $K < N$, на кромках профилей расположены вихри, т.е. интенсивность вихревого слоя не ограничена. В этом случае для каждого профиля вводится условие бесциркуляционного обтекания: сумма интенсивностей всех вихрей равна нулю, что позволяет доопределить систему.

При $K > N$ система уравнений (4) оказывается переопределенной, и необходимо ввести регуляризующие факторы [10]. Этот вариант соответствует случаю безударного обтекания профилей, который реализуется при расположении на его концах контрольных точек, что ограничивает значение интенсивности вихревого слоя на них. Например, для одного профиля, расположенного в области течения, контрольных точек на 1 больше, чем присоединенных вихрей, и выражение (4) преобразуется к системе $N+1$ уравнений с $N+1$ неизвестными:

$$\sum_{q=1}^N \left(G(x^p, \xi^q) - G(x^p, \xi^{q+N}) \right) \Gamma(\xi^q) + \Lambda = -\gamma \sum_{k=1}^{N_S} \left(G(x^p, \zeta^k) - G(x^p, \zeta^{k+N_S}) \right),$$

где Λ — регуляризующая переменная.

После определения неизвестных циркуляций присоединенных вихрей скорость в любой точке $x(x_1, x_2)$ области вдоль любого заданного направления вычисляется по формуле

$$v_n(x) = \sum_{q=1}^N \left(G(x, \xi^q) - G(x, \xi^{q+N}) \right) \Gamma(\xi^q) + \gamma \sum_{k=1}^{N_S} \left(G(x, \zeta^k) - G(x, \zeta^{k+N_S}) \right). \quad (5)$$

Тогда, очевидно, признаком существования безударного обтекания профиля является стремление величины Λ к нулю, иначе нарушается граничное условие непроницаемости для скорости.

Срезание пиков скоростей осуществляется следующим образом: если расстояние от точки x до вихря, расположенного в точке ξ , меньше $h/2$, то применяются формулы

$$\begin{aligned} G(x, \xi) &= \frac{r}{\pi h} \frac{(S_1 - \xi_1)n_2 - (S_2 - \xi_2)n_1}{(S_1 - \xi_1)^2 + (S_2 - \xi_2)^2}, \\ S_1 &= \frac{h}{2r} (x_1 - \xi_1) + \xi_1; \quad S_2 = \frac{h}{2r} (x_2 - \xi_2) + \xi_2; \quad r = \sqrt{(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2}. \end{aligned}$$

Второе приближение для свободной линии тока строится с использованием метода Рунге–Кутты численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений $\frac{dx}{dt} = v_x$, $\frac{dy}{dt} = v_y$, где v_x , v_y определяются из выражения (5) при $\mathbf{n} = \{1, 0\}$ для v_x и $\mathbf{n} = \{0, 1\}$ для v_y .

Линия тока начинает строиться с острой кромки C . Шаг во времени Δt выбирается достаточно малым. Как только расстояние между точкой (x, y) и острой кромкой становится равным h (например, с точностью до 0.000001), то в эту точку помещается свободный вихрь, т.е. это будет второе приближение для этой точки свободной линии тока. Далее опять строится линия тока, пока снова расстояние между точкой (x, y) и предыдущим положением свободного вихря не станет равным h . В эту точку помещается свободный вихрь, и т.д.

После определения второго приближения для свободной линии тока необходимо снова решить систему уравнений (4) и определить циркуляции присоединенных вихрей. Затем строится третье приближение свободной линии тока, и т.д. Данный итерационный процесс продолжается до тех пор, пока расстояние между последующим положением N_S -го свободного вихря и предыдущим будет не больше заданной точности ε .

Поскольку границы области “обрываются” на некотором удалении от всасывающего проема, то возникает ситуация, когда свободная линия тока начинает подниматься вверх (рис. 2), т.е. ее ордината начинает увеличиваться. Поэтому в данном случае для всех оставшихся точек ордината фиксируется и является равной ординате точки наибольшего снижения.

Величину коэффициента местного сопротивления ζ при входе среды в канал предлагается определять с помощью найденной численным путем толщины струи на бесконечности δ_∞ по формуле $\zeta = (1 - 1/\delta_\infty)^2$, которая следует из формулы Борда–Карно [11].

Для осесимметричной задачи дискретная математическая модель строится подобным образом. В качестве дискретных особенностей использовались бесконечно тонкие вихревые кольца без самоиндукции, корректность использования которых доказана в [12].

Система уравнений для определения неизвестных интенсивностей присоединенных вихревых колец примет вид

$$\sum_{q=1}^N G(x^p, \xi^q) \Gamma(\xi^q) = -\gamma \sum_{k=1}^{N_S} G(x^p, \zeta^k),$$

где функция G определяется из формулы (2), а скорость определяется по формуле

$$v_n(x) = \sum_{q=1}^N G(x^p, \xi^q) \Gamma(\xi^q) + \gamma \sum_{k=1}^{N_S} G(x^p, \zeta^k).$$

Если расстояние от точки до вихря меньше радиуса дискретности $h/2$, то скорость, вызываемая этим вихрем, определяется из следующего выражения: $v_n(x) = 8\pi \frac{(x_1 - \xi_1)n_2 - (x_2 - \xi_2)n_1}{h^2}$.

Величина коэффициента местного сопротивления в этом случае рассчитывается по формуле $\zeta = (1 - 1/\delta_\infty^2)^2$.

3. Описание установки для натурального эксперимента. Для проверки достоверности полученных расчетных величин была разработана и смонтирована экспериментальная установка (рис. 3).

Коэффициент местного сопротивления при входе воздуха в экранированный воздуховод определяется в соответствии с общепринятым соотношением $\zeta = 2\Delta P/(\rho u^2)$, представляющим собой отношение разности полных давлений к динамическому (скоростному) давлению. Опыты проводили на установке (рис. 3), измерительная часть которой состоит из микроманометра ММН-2500 и пневмометрической трубки Пито–Прандтля. Измерения давлений проводили в сечении, удаленном на расстоянии 1.5 м от оси входного сечения винипластовой трубы с внутренним диаметром 125 мм и толщиной стенки 1.7 мм. Система экранов, состоящая из щита на трубе и экрана с круглым отверстием, связана с помощью стальных шпилек диаметром 4 мм и длиной 400 мм. Для обеспечения перпендикулярности этой системы к оси трубы и ее осевой симметрии щит, моделирующий вертикальную непроницаемую стенку, жестко прикреплен к скользящей по трубе трехгранной правильной призме высотой 100 мм, а шпильки для крепления экрана — к ребрам этой призмы. Щит и экран выполнены из прессованного картона толщиной 4 мм в виде дисков с диаметрами $D_0 = 128$ мм, $D = 450$ мм и $D_0 = 128$ мм, $D = 360$ мм; в некоторых опытах внутренний диаметр экрана D_0 составлял 106.5, 102.5, 90 и 73 мм. Большая часть опытов проводилась при $D_0 = 128$ мм. Для жесткой фиксации и установки экрана на нужном расстоянии r использовали гайки для зажима с двух сторон.

В опытах изменялась длина выступающей части трубы $d = 0 \div 100$ мм и величина зазора между входным сечением и экраном $r = 0 \div 150$ мм. Средняя скорость воздуха в трубе u определялась с помощью измерения скоростного давления по оси трубы и внесения поправочного коэффициента на неравномерность поля скоростей, величина которого была определена измерениями скорости в четырех точках равновеликих колец. Потерями давления на трение о стенки трубы от входного до замерного сечения пренебрегали (не только из-за гладкости трубы, но и из-за невозможности корректного учета этих потерь в условиях стабилизации потока при отрывном входе воздуха). Средняя скорость воздуха в трубе

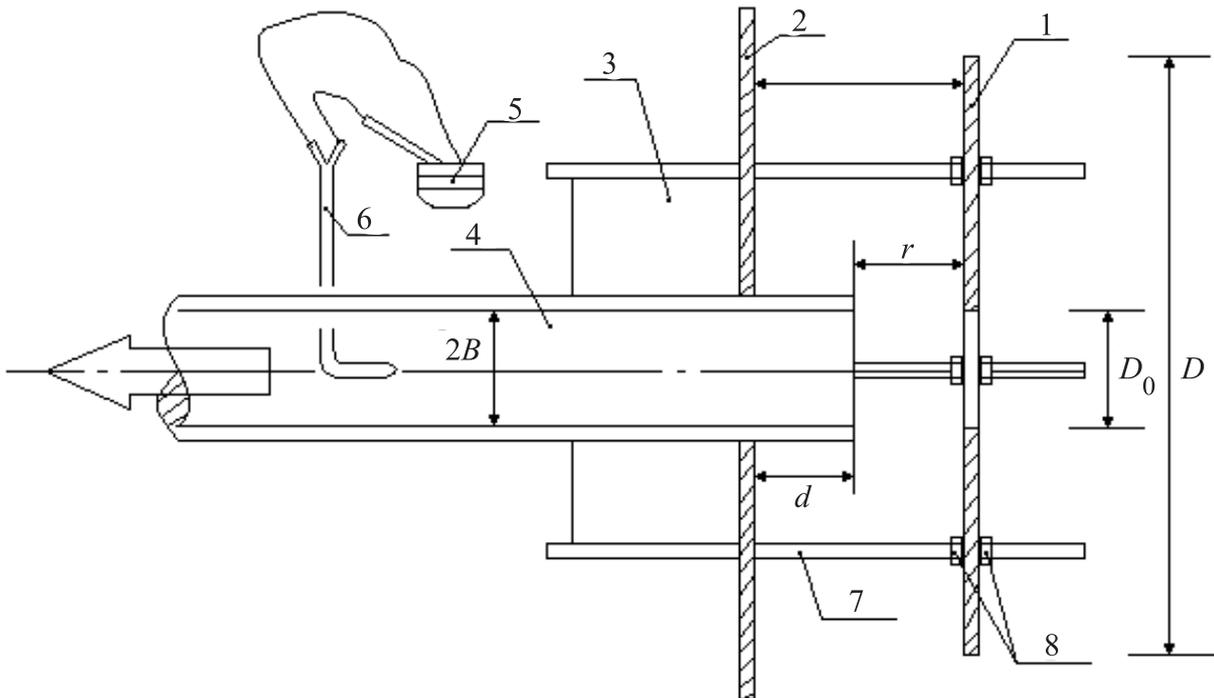


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для определения сопротивления при входе воздуха в экранированное круглое отверстие : 1) экран с центральным отверстием; 2) щит; 3) направляющая трехгранная призма; 4) труба; 5) микроманометр с наклонной трубкой; 6) пневмометрическая трубка Пито-Прандтля; 7) стальные стержни-шпильки; 8) гайки для фиксации экрана

составляла 7–9 м/с.

4. Пример исследования отрывного течения на входе в выступающий канал с вертикальным профилем. Как было выяснено аналитически, численно и экспериментально [5], наибольшее увеличение коэффициента местного сопротивления при входе воздуха в плоский канал наблюдается при наличии козырька длиной $d \approx 0.5B$ (рис. 1), установленного перпендикулярно к плоскости стенки. Представляет интерес определение влияния расположения второго тонкого профиля и его длины на параметры отрывного течения, отнесенных к ширине (радиусу) всасывающего канала B : $(\bar{x}_{\max}, \bar{y}_{\max}) = (x_{\max}/B, y_{\max}/B)$ — координаты точки максимального выноса струи (точка max на рис. 1); $\bar{B}_e = B_e/B$ — ширина эффективного всасывания на входе в канал; $\bar{\delta}_{\infty} = \delta_{\infty}/B$ — коэффициент сжатия струи на бесконечности. Расчеты производились при $B = 1$. В дальнейшем изложении черточки над величинами опускаем, считая их безразмерными.

Исследуем, насколько влияют мера дискретности h , шаг построения линии тока Δt , точность вычисления ϵ и калибр удаленности k_B (рис. 1) на расчетные параметры x_{\max} , y_{\max} , δ_{∞} и B_e , а также на количество итераций I для определения свободной линии тока и на время вычислений t .

Для расчета параметров течения достаточно принять $k_B = 10$ (см. табл. 1) и $h = 0.05$, $\Delta t = 0.0001$ (см. табл. 2). В этом случае количество итераций не превышает 15.

Рассматривались различные режимы обтекания вертикального профиля, содержащегося в спектре всасывания канала. Представляет интерес определение режима обтекания профиля, наиболее близкого к опытным данным.

Безударный режим, как отмечалось, не всегда существует. Фиксируя значение расстояния r и изменяя угол α , получим значения, при которых $\Lambda \rightarrow 0$ в формуле (3); следовательно, такой режим обтекания осуществляется (рис. 4). Или иначе, фиксируя угол α и изменяя величину r , получим параметры при безударном обтекании профиля; например, при $\alpha = \pi/2$ имеем

$$r = 0.1309235; \quad \delta_{\infty} = 0.5433; \quad x_{\max} = 0.517; \quad y_{\max} = 0.9471; \quad B_e = 0.8736.$$

Величина δ_{∞} снижается и стремится к величине 0.518 при возрастании r , а значит, коэффициент местного сопротивления увеличивается.

Таблица 1
 Расчетные параметры течения при $d = 0.5$; $r = 0.6$;
 $d_0 = 0.525$

k_B	δ_∞	x_{\max}	y_{\max}	B_e	I	t
2	0.7337	0.5334	0.9091	0.7991	3	14 с
5	0.5106	0.5292	0.9128	0.8124	14	3 мин. 31 с
10	0.5032	0.5287	0.9131	0.8139	15	8 мин. 43 с
20	0.5008	0.5286	0.9132	0.8146	16	23 мин. 24 с
40	0.4994	0.5286	0.9133	0.8146	12	39 мин. 53 с
80	0.4988	0.5286	0.9132	0.8147	11	1 ч 34 мин. 23 с

Таблица 2
 Расчетные параметры течения при $d = 0.5$; $r = 0.6$;
 $d_0 = 0.525$; $k_B = 10$

h	Δt	δ_∞	x_{\max}	y_{\max}	B_e	I	t
0.05	0.0001	0.5032	0.5287	0.9131	0.8139	15	8 мин. 39 с
0.05	0.000005	0.5034	0.5288	0.9132	0.8138	15	2 ч 47 мин. 00 с
0.025	0.0001	0.5011	0.5357	0.9120	0.7996	50	31 мин. 27 с
0.0125	0.00001	0.5018	0.5399	0.9133	0.7917	17	74 мин. 56 с
0.00625	0.000005	0.5007	0.5416	0.9147	0.7906	52	≈ 17 ч

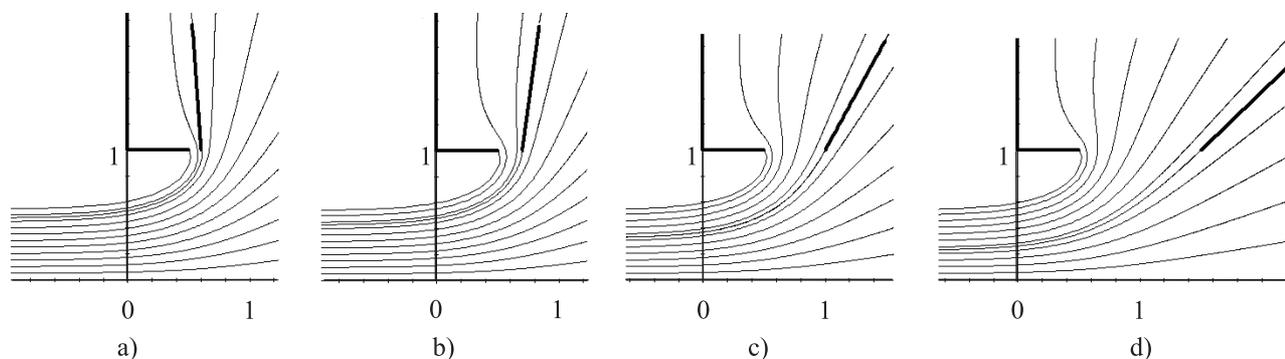


Рис. 4. Линии тока при безударном обтекании экрана длиной $d_0 = 1$:
 а) $\delta_\infty = 0.5467$; $x_{\max} = 0.5153$; $y_{\max} = 0.9488$; $B_e = 0.8815$; $r = 0.1$; $\alpha = \pi/1.910331$;
 б) $\delta_\infty = 0.542$; $x_{\max} = 0.5174$; $y_{\max} = 0.9467$; $B_e = 0.8708$; $r = 0.2$; $\alpha = \pi/2.19493$;
 в) 0.53962 ; $x_{\max} = 0.5183$; $y_{\max} = 0.9456$; $B_e = 0.8662$; $r = 0.5$; $\alpha = \pi/3.00173$;
 д) $\delta_\infty = 0.54$; $x_{\max} = 0.5181$; $y_{\max} = 0.9458$; $B_e = 0.8673$; $r = 1$; $\alpha = \pi/4.2994$

При размещении присоединенного вихря на нижней кромке вертикального профиля и контрольной точки на верхней результаты расчета параметров срыва потока имеют тот же качественный характер (рис. 5), что и для бесциркуляционного обтекания профиля. Наблюдается максимум величины δ_∞ при $0.4 < r < 0.5$ (соответственно минимум для коэффициента сопротивлений ζ), что противоречит экспериментальным наблюдениям. Различие между картинами течения при разных режимах обтекания демонстрируется на рис. 6.

Наиболее близки к опыту результаты, полученные при использовании условия конечности скорости на нижней кромке профиля (рис. 7). Здесь пронумерованные кривые соответствуют осесимметричному случаю, а их расположение аналогично плоской задаче. При фиксированном значении длины d_0 вер-

тикального профиля и различном удалении его от горизонтального (рис. 7) наблюдаются экстремумы всех расчетных параметров. В частности, величина δ_∞ для плоской задачи имеет минимум в диапазоне $0.55 < r < 0.75$, а для осесимметричной — в диапазоне $0.3 < r < 0.35$. При значительном увеличении d_0 для плоской задачи экстремум наблюдается при $r = 0.75$, что согласуется с расчетами по методу Жуковского при $d_0 \rightarrow \infty$. Заметим, что полученная в работе [13] зависимость величины δ_∞ от удаления вертикального профиля при его бесциркуляционном обтекании имеет не только количественное, но и качественное различие с экспериментом.

Вычислительный эксперимент для осесимметричной задачи производился при тех же параметрах дискретной модели, что и для плоской. Сравнение расчетных и экспериментальных значений ζ (рис. 8–11) демонстрирует удовлетворительное их согласование.

Завышение расчетных величин ζ , не более чем на 15%, наблюдается при малых значениях r . Наиболее близки к опытным данным величины ζ , найденные для задачи в осесимметричной постановке, что естественно, так как натурный эксперимент ставился в той же постановке.

Расчетный и экспериментальный экстремумы коэффициента местного сопротивления (к.м.с.) совпадают (рис. 8 и 9), что позволяет сделать вывод о достоверности разработанного метода математического моделирования и результатов исследований как для плоской задачи (т.е. об отрывном течении на входе в прямоугольное всасывающее отверстие с соотношением сторон не менее, чем 1 к 10), так и для осесимметричной. При уменьшении внутреннего диаметра D_0 коэффициент местного сопротивления возрастает (рис. 11), но этот случай малоинтересен для практики, так как необходимо увеличение аэродинамического сопротивления без перекрытия входного сечения. Такое перекрытие невозможно из технологических соображений.

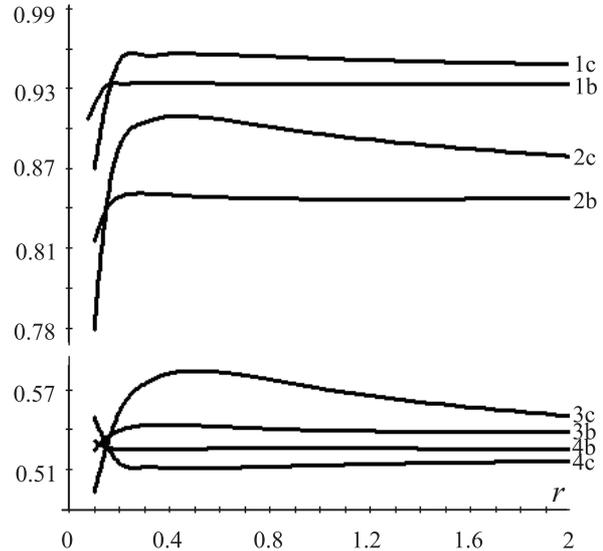


Рис. 5. Изменение параметров отрывного течения в зависимости от удаления r вертикального профиля длиной $d_0 = 0.5$ при бесциркуляционном его обтекании (индекс b) и циркуляционном (индекс c) при размещении присоединенного вихря на нижнем конце профиля: 1b, 1c — y_{\max} ; 2b, 2c — B_e ; 3b, 3c — δ_∞ ; 4b, 4c — x_{\max}

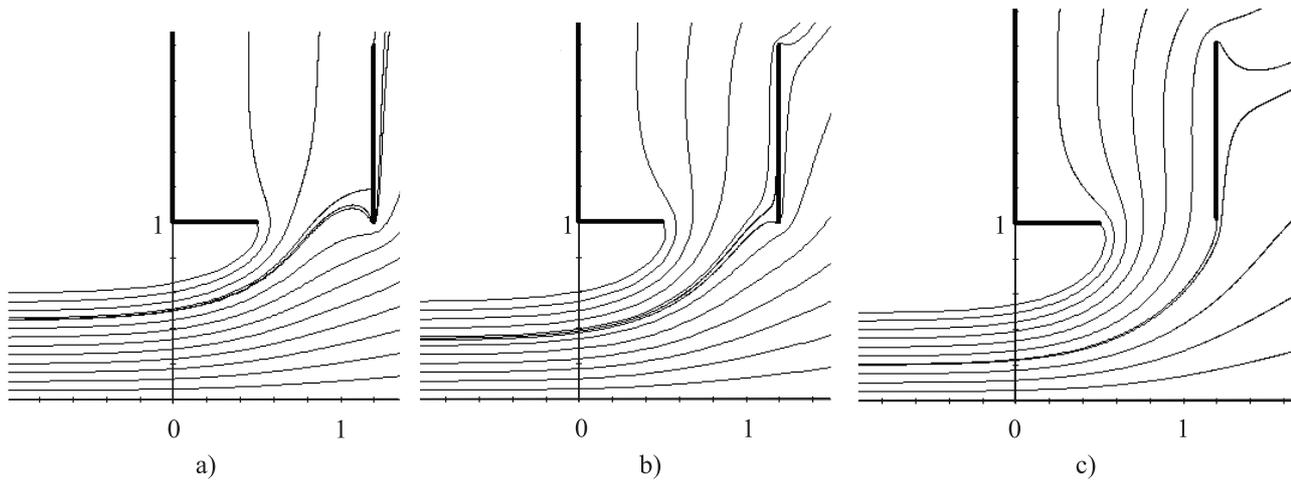


Рис.6. Линии тока при разных режимах обтекания вертикального профиля:

- a) циркуляционное обтекание с условием конечности скорости на верхней кромке ($\delta_\infty = 0.5985$; $x_{\max} = 0.5087$; $y_{\max} = 0.9594$; $B_e = 0.9222$; $r = 0.7$);
- b) бесциркуляционное обтекание ($\delta_\infty = 0.5505$; $x_{\max} = 0.5177$; $y_{\max} = 0.947$; $B_e = 0.8727$; $r = 0.7$);
- c) циркуляционное обтекание с условием конечности скорости на нижней кромке ($\delta_\infty = 0.4957$; $x_{\max} = 0.5322$; $y_{\max} = 0.9102$; $B_e = 0.8012$; $r = 0.7$)

Выводы. Разработанный метод математического моделирования, его программно-алгоритмическая реализация может использоваться для компьютерного и имитационного моделирования отрывных тече-

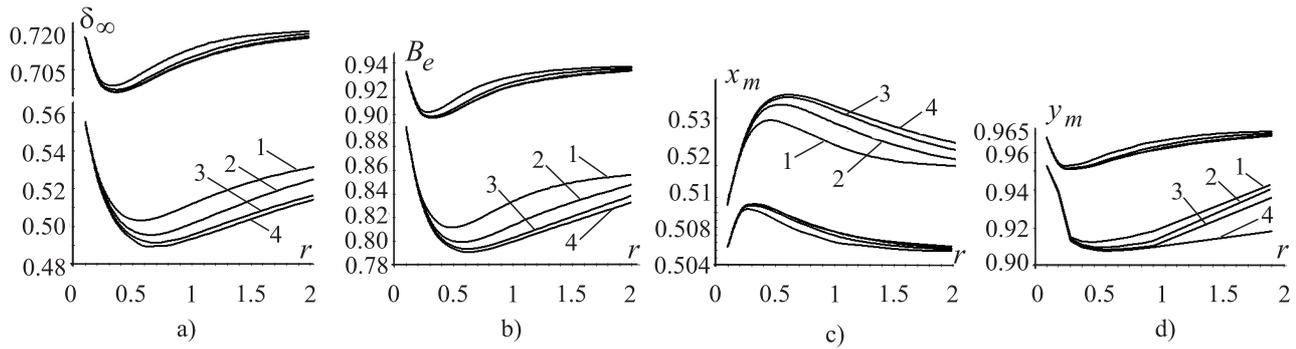


Рис. 7. Изменение параметров отрывного течения от удаления r вертикального профиля от входа во всасывающий канал при разной его длине экрана: 1) $d_0 = 0.5$; 2) $d_0 = 1$; 3) $d_0 = 2$; 4) $d_0 = 10$

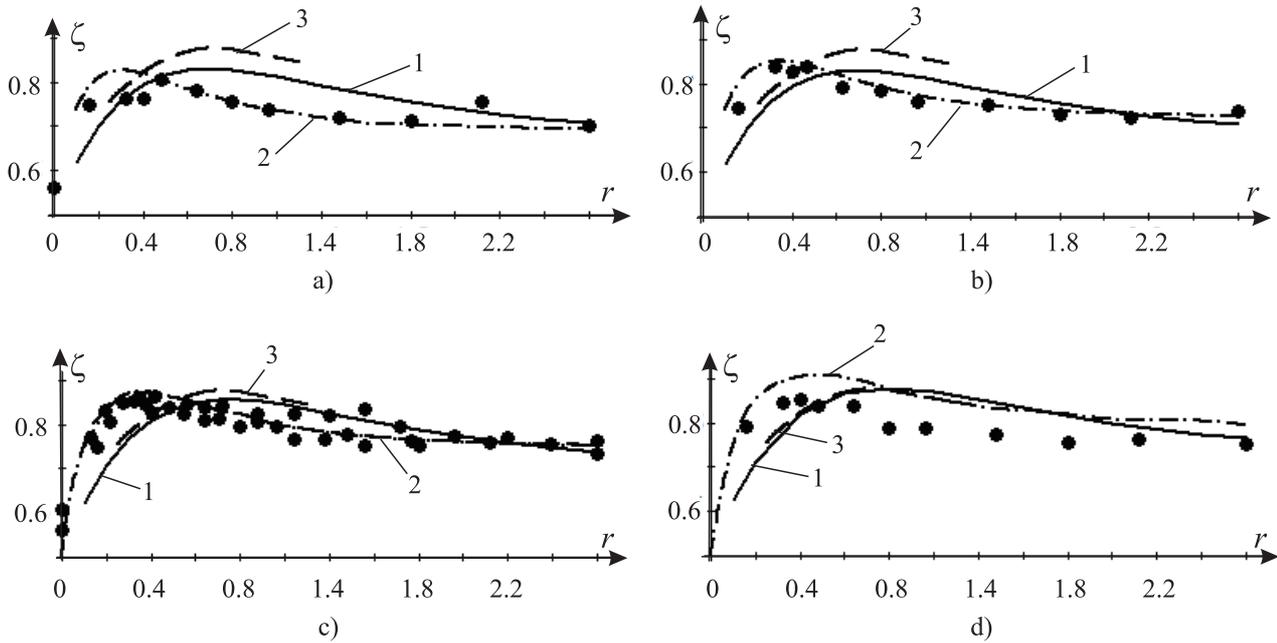


Рис. 8. Сравнение расчетных величин коэффициента местных сопротивлений ζ от расстояния r при $d_0 = 1.55$: а) $d = 0.24$; б) $d = 0.48$; в) $d = 0.56$; д) $d = 1.2$ (линия 1 — расчеты для плоской задачи, линия 2 — для осесимметричной, линия 3 — метод Жуковского, кружочки — эксперимент)

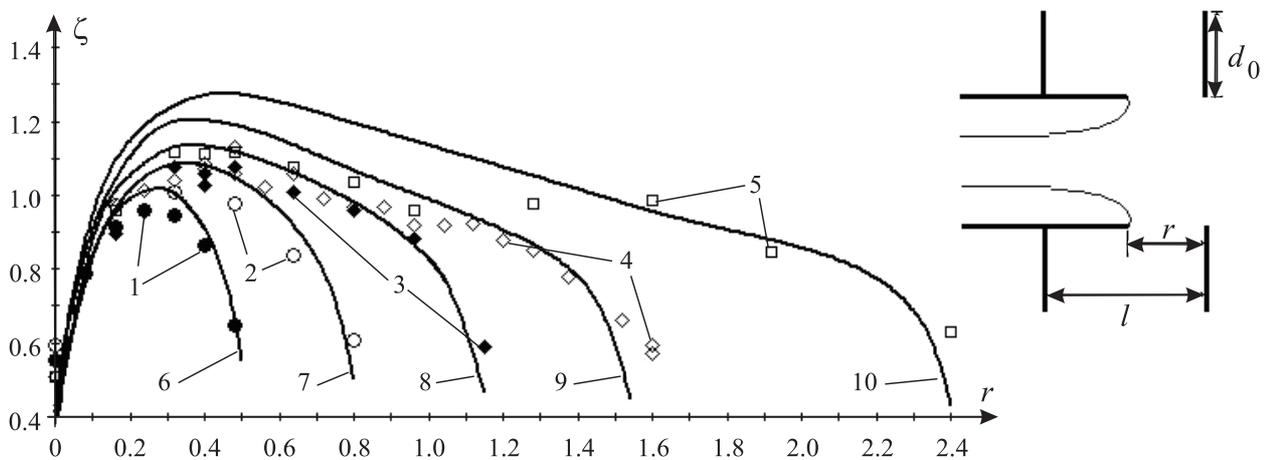


Рис. 9. Расчетное (сплошные линии) и экспериментальное изменение к.м.с. ζ при перемещении спаренных дисков ($d_0 = 1.56$): 1), 6) $l = 0.5$; 2), 7) $l = 0.8$; 3), 8) $l = 1.15$; 4), 9) $l = 1.55$; 5), 10) $l = 2.4$

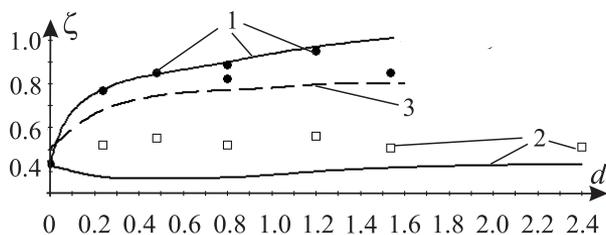


Рис. 10. Зависимость к.м.с. ζ от длины выступа канала d и при фиксированном значении $d_0 = 1.55$: 1) $r = \infty$; 2) $r = 0$; 3) экспериментальная кривая И. Е. Идельчика [11]

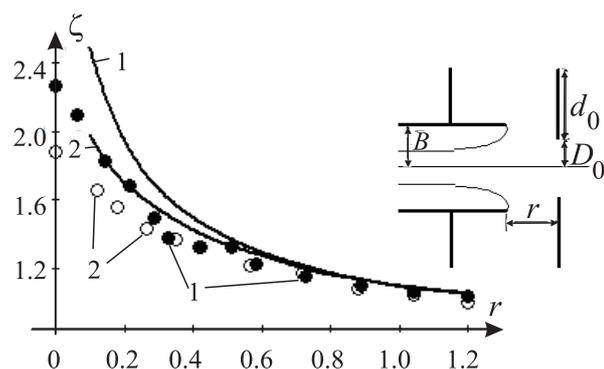


Рис. 11. Влияние внутреннего диаметра наружного диска при $D_0 < 1$ на увеличение к.м.с. входа воздуха в трубу при удалении этого диска r и при $d = 0.8$: 1) $D_0 = 0.82$, 2) $D_0 = 0.852$

ний на входе во всасывающие каналы с множеством непроницаемых тонких тел, находящихся в спектре их действия, и для определения коэффициента местного сопротивления при входе среды в эти каналы. Наиболее достоверные результаты расчета наблюдаются при циркуляционном обтекании профилей с условием конечности скорости на кромке, ближе расположенной ко всасывающему отверстию.

Вычислительный и натурный эксперимент позволили установить размеры и расположение профиля, способствующего наибольшему сопротивлению входу во всасывающий канал за счет эффекта отрыва струи. Для выступающих прямоугольных всасывающих каналов предлагается размещение вертикально профиля на расстоянии 0.7 калибра (полуширины отверстия) от его входа и длиной в один калибр. Для круглых всасывающих отверстий предлагается устанавливать на расстоянии 0.4 его радиуса диск с центральным отверстием такого же диаметра, что и всасывающий канал, и шириной кольца, равной его радиусу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Посохин В.Н., Салимов Н.Б., Логачев К.И., Живов А.М.* К расчету течения вблизи щелевидного отсоса-раструба // Известия вузов. Строительство. 2002. Сообщение 1: № 8, 70–76; Сообщение 2: № 9, 80–85; Сообщение 3: № 10, 81–85.
2. *Логачев К.И., Пузанок А.И., Посохин В.Н.* Расчет вихревого течения у щелевидного бокового отсоса // Известия вузов. Строительство. 2004. № 6. 64–69.
3. *Логачев К.И., Пузанок А.И., Посохин В.Н.* Расчет течений на входе в отсосы-раструбы методом дискретных вихрей // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2004. № 7, 8. 61–69.
4. *Логачев К.И., Посохин В.Н.* Расчет течения вблизи круглого всасывающего патрубка // Известия вузов. Авиационная техника. 2004. № 1. 29–32.
5. *Логачев И.Н., Логачев К.И., Зоря В.Ю., Аверкова О.А.* Моделирование отрывных течений вблизи всасывающей щели // Вычислительные методы и программирование. 2010. 11, № 1. 47–56.
6. *Логачев И.Н., Логачев К.И., Аверкова О.А.* Математическое моделирование отрывных течений при входе в экранированный плоский канал // Вычислительные методы и программирование. 2010. 11, № 1. 72–81.
7. *Логачев И.Н., Логачев К.И., Аверкова О.А.* Математическое моделирование струйного течения воздуха при входе в плоский канал с козырьком и непроницаемым экраном // Вычислительные методы и программирование. 2010. 11, № 2. 7–14.
8. *Аверкова О.А., Зоря В.Ю., Логачев И.Н., Логачев К.И.* Численное моделирование воздушных течений на входе в щелевые неплотности аспирационных укрытий // Новые огнеупоры. 2010. № 5. 31–36.
9. *Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979.*
10. *Лифанов И.К.* Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. М.: Янус, 1995.
11. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
12. *Гоман О.Г., Карплюк В.И., Ништ М.И., Судаков А.Г.* Численное моделирование осесимметричных отрывных течений несжимаемой жидкости / Под ред. М. И. Ништа. М.: Машиностроение, 1993.
13. *Аверкова О.А., Логачев И.Н., Логачев К.И.* Моделирование потенциальных течений с неизвестными границами на основе стационарных дискретных вихрей // Вычислительные методы и программирование. 2011. 12, № 2. 7–14.

Поступила в редакцию
22.03.2012