

УДК 533.6.011.5

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ПЕРФОРИРОВАННЫХ ЭКРАНОВ

ГУВЕРНЮК С. В., САВИНОВ К. Г., УЛЬЯНОВ Г. С.

Рассматривается сверхзвуковое обтекание тонкостенных перфорированных экранов. Особенности обтекания таких экранов обусловлены сильным самоподдерживающимся вдувом газа в донную область.

1. Приведем некоторые результаты экспериментального исследования обтекания тонких металлических дисков и квадратов при больших углах атаки ($75-90^\circ$) в сверхзвуковой аэродинамической трубе при числах Маха 2,0–3,0 и числах Рейнольдса $(2-4) \cdot 10^6$.

Площадь экранов S составляла $\sim 10^{-2} \text{ м}^2$. Перфорация была выполнена распределенными по поверхности экрана круговыми отверстиями диаметра d , суммарная площадь S_0 которых достигала $0,625 S$. Отношение h/d , где h – толщина экрана, изменялось от 0,2 до 0,67. С целью имитации условия $h/d \ll 1$ входные кромки перфорации заострялись путем раззенковки отверстий с донной стороны экрана.

Модели закреплялись в трубе на аэромеханических весах при помощи центральной донной или специальной вилкообразной державок, затенение донного среза не превышало 2%. Проводилась фотосъемка теневой картины обтекания. Измерялись коэффициент сопротивления C_x и параметр δ , равный отношению максимального расстояния от экрана по нормали до фронта ударной волны к характерному линейному размеру $(4S/\pi)^{1/2}$. Точность измерений по C_x составляла 1%, по δ – 3%.

Во всех экспериментах перед экраном наблюдался отошедший головной скачок уплотнения. Были видны характерные зоны донного течения: в окрестности ячеек перфорации – слой ярко выраженного струйного течения с присущей нерасчетному истечению сверхзвуковых струек ячейистой микроструктурой, на некотором удалении от донного среза эти струйки смыкались, образуя единую донную струю прошедшего через экран газа. При $S_0/S=0,10$ и выше в донной струе хорошо различимы маховские линии положительного и отрицательного наклонов.

По результатам измерения C_x и δ можно заключить, что влияние перфорации сводится к влиянию одного параметра $\sigma=S_0/S$. При $\sigma=\text{const}$ изменение таких величин, как h/d и число отверстий, не приводило к отклонениям, превышающим точность измерений. С ростом σ величины C_x и δ убывают, зависимость от σ близка к линейной. Различие результатов по дискам и квадратам не превышало 5%. Заметим еще, что уменьшение угла атаки экрана от 90 до 75° приводило к уменьшению C_x не более чем на 5% при всех рассмотренных σ . Конкретные значения C_x и δ приведены ниже при сравнении с результатами расчетов.

2. При теоретическом описании обтекания перфорированного экрана будем моделировать его поверхностью разрыва параметров сплошного потока идеального совершенного газа [1, 2]. Основные граничные условия на разрыве, вытекающие из общих интегральных законов сохранения, выражаются соотношениями

$$[\rho u]=0, \quad \left[V^2 + \frac{2c^2}{\gamma-1} \right]=0, \quad [p+\rho u^2]=-X \quad (2.1)$$

$$[\rho uv]=-Y, \quad [\rho uw]=-Z$$

Здесь p — давление, ρ — плотность, c — скорость звука, u, v, w — нормальная и поперечные компоненты вектора скорости V на площадке разрыва s в местной прямоугольной системе координат, ориентированной так, что $u > 0$; γ — показатель адиабаты, X, Y, Z — компоненты напряжения F на s (F — сила, действующая со стороны газа на единицу площади экрана), квадратные скобки обозначают скачок параметров. Индексы 1, 2 в дальнейшем относятся к параметрам до и за разрывом.

Для получения полной системы граничных условий необходимо привлечь наряду с основными соотношениями (2.1) дополнительные выражения, которые связаны со структурой локального течения через перфорацию. Количество таких дополнительных граничных соотношений на разрыве определяется условием эволюционности [3]. В частности, для описания режимов протекания Ω , при которых реализуется $u_1 < c_1$, $u_2 \geq c_2$, требуется четыре дополнительных уравнения.

В случае «тонких» экранов, когда глубина каналов перфорации мала по сравнению с их поперечными размерами, естественно пренебречь передачей импульса в поперечном направлении между газом и экраном (по крайней мере при достаточно больших расходах, когда на лицевой стороне экрана не образуется сплошного вязкого пристеночного слоя и локальное обтекание деталей экрана происходит со срывом струй), т. е. принять $Y = Z = 0$. С учетом (2.1) это означает непрерывность касательных составляющих вектора скорости на разрыве

$$[v] = [w] = 0 \quad (2.2)$$

Остальные дополнительные граничные условия для экранов рассматриваемого типа представим в виде некоторой связи между параметрами p, ρ, u на скачке и величиной проницаемости σ . Тогда в силу (2.1), (2.2) и на основании соображений размерности можно записать $f_i(M_1, M_2, \sigma) = 0$, где M_1, M_2 — числа Маха, вычисленные по нормальной составляющей скорости. На режиме Ω должно быть два таких граничных соотношения, поэтому числа M_1, M_2 оказываются фиксированными функциями проницаемости экрана

$$M_1 = M_1(\sigma) < 1, \quad M_2 = M_2(\sigma) \geq 1 \quad (2.3)$$

Конкретные выражения и физический смысл равенств (2.3) определим из развитой в [2, 4–5] одномерной модели локального течения газа через перфорированную стенку в направлении ее нормали. Первое соотношение системы (2.3) выражает условие записи потока в минимальном сечении S_m струек газа, истекающих из ячеек перфорации, второе — следствие предложенного в [2, 6] условия $p^\circ = p_2$ при $M_2 > 1$, где p° — среднее давление на донном срезе сплошных деталей перфорированной стенки. В результате имеем (2.3) в виде

$$N_1 = \beta_1(\varepsilon), \quad N_2 = \beta_2(\varepsilon) = \frac{1 + \sqrt{(1-\varepsilon)(1-v^2\varepsilon)}}{1 + (1-\varepsilon)v^2} \quad (2.4)$$

Здесь β_1 — меньший единицы корень уравнения $\Theta(\beta) = \varepsilon$, $\varepsilon = S_m/S$ — «эффективная» проницаемость $0 < \varepsilon < 1$

$$v^2 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad N_i^2 = \frac{(\gamma+1)M_i^2}{2+(\gamma-1)M_i^2}$$

$$\Theta(t) \equiv t \left(\frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} t^2 \right)^{1/(\gamma-1)}$$

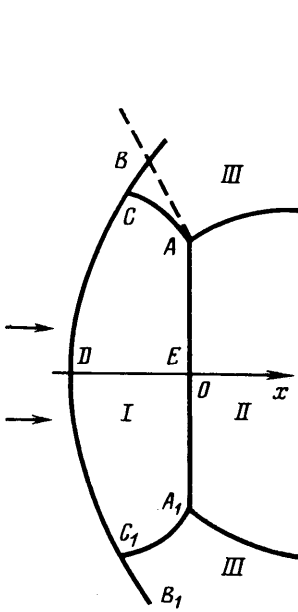
Приближенная связь между ε и σ для перфорации рассматриваемого типа найдена в [5]. В частности, для режимов Ω можно вывести следую-

щую параметрическую зависимость $\varepsilon(\sigma)$ (в рамках принятой в [5] точности):

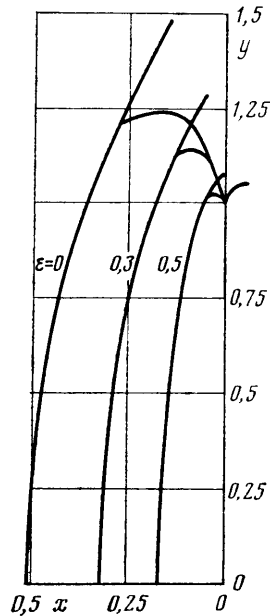
$$\sigma = 1 - (1-t)^2 (1-v^2 t^2)^{1/(\tau-1)}, \quad \varepsilon = \Theta(t) \quad (2.5)$$

Совокупность основных (2.1) и дополнительных (2.2), (2.4) граничных соотношений составляет полную систему граничных условий на разрыве для режимов Ω . Данная система удовлетворяет условию эволюционности разрыва и условию неубывания энтропии в адиабатическом процессе $[p/\rho^\gamma] \geq 0$, которое сводится к неравенству $\Theta(N_2) \geq \Theta(N_1)$.

3. Рассмотрим задачу о стационарном обтекании тонкого перфорированного диска, расположенного перпендикулярно вектору скорости V_∞ .



Фиг. 1



Фиг. 2

сверхзвукового набегающего потока идеального совершенного газа с давлением p_∞ и плотностью ρ_∞ .

Моделируя диск поверхностью гидродинамического разрыва, примем следующую схему обтекания (фиг. 1). В набегающем потоке перед диском AA_1 возникает ударная волна BB_1 . Часть газа из области дозвукового течения I перед диском, пересекая разрыв, образует сверхзвуковую донную струю II, которая взаимодействует с внешним сверхзвуковым потоком III. Предполагается, что всюду в начальном сечении донной струи нормальная составляющая вектора скорости больше местной скорости звука, благодаря чему отсутствует обратное влияние следа на формирование начальных параметров донной струи и течения в области I.

В данной постановке задачи протекание газа через разрыв происходит в режиме Ω , для которого выше была приведена полная система граничных условий (2.1), (2.2), (2.4). Первое равенство в (2.4) задает некоторый зависящий от проницаемости закон отсоса газа с наветренной стороны экрана. Это граничное условие позволяет решить задачу внешнего обтекания — определить положение головного скачка и течение в области между этим скачком и экраном независимо от течения в донной области, в частности найти распределение параметров по лицевой стороне разрыва AA_1 , моделирующего диск (подобная задача с другим законом отсоса исследовалась в работе [7]).

По результатам решения «внешней» задачи можно при помощи остальных граничных условий (2.1), (2.2), (2.4) найти начальные параметры донной струи и силу сопротивления экрана, не решая задачу о взаимодействии донной струи с внешним сверхзвуковым потоком.

Расположим начало цилиндрической системы координат x, r, φ в центре диска, ось x направим вдоль V_∞ . Если проницаемость диска σ не зависит от угловой координаты φ , то обтекание будет осесимметричным, граничные условия на поверхности диска $x=0, 0 \leq r \leq R$, можно представить в виде

$$u_1^2/\beta_1^2 + v_1^2 = V_*^2 \quad (3.1)$$

$$u_2 = u_1 \frac{\beta_2}{\beta_1}, \quad v_2 = v_1$$

$$p_2 = p_1 \frac{\beta_1}{\beta_2} \frac{1 - v_1^2 \beta_2^2}{1 - v_1^2 \beta_1^2}$$

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{\beta_1}{\beta_2}, \quad X = p_1 \beta_1 \frac{\beta_1 + 1/\beta_1 - \beta_2 - 1/\beta_2}{1 - v_1^2 \beta_1^2} \quad (3.2)$$

где u, v — осевая и радиальная составляющие вектора скорости V , $u^2 + v^2 = V^2$, V_* — критическая скорость данного потока газа. Краевая задача внешнего обтекания в области $ABCDE$ (фиг. 1, где BD — ударная волна, AC — звуковая линия, DE — ось симметрии, AE — контур тела) ставится так же, как для сверхзвукового обтекания осесимметричных головных частей затупленных тел. Граничные условия задаются: на BD — соотношения ударной волны, на DE — условие симметрии, на AE — закон отсоса (3.1). Линия AB — граница области расчета — выбирается так, чтобы нормальная к ней составляющая скорости была больше местной скорости звука, и тогда граничные условия на AB ставить не нужно.

Расчеты проводились методом установления по схеме Бабенко-Русанова [8]. Для удобства проведения расчетов было сделано скругление кромки контура диска другой окружности, радиус которой составлял 5% от радиуса диска R (на скруглении в (3.1) вместо u_1, v_1 брались нормальная и касательная составляющие скорости). Точность расчетов контролировалась по выполнению интеграла Бернулли, ошибка не превышала 0,5% всюду, кроме точек на скруглении, где она достигала 2,5%. Искусственная вязкость в проведенных расчетах равнялась нулю. Задавались число Маха набегающего потока M_∞ , показатель адиабаты $\gamma = 1,4$ и постоянная для всей поверхности диска проницаемость.

Некоторые свойства решения можно установить, не прибегая к расчету, например определить все параметры газа в центре диска. В силу симметрии ось DE является линией тока, поэтому в точке E ($x=0, r=0$) имеем

$$u_1 = \beta_1 V_*, \quad v_1 = 0, \quad \rho_1 = \rho_\infty \frac{\lambda_\infty}{\Theta(1/\lambda_\infty)} \frac{\varepsilon}{\beta_1} \quad (3.3)$$

$$p_1 = p_\infty \frac{\lambda_\infty (1 - v_1^2 \beta_1^2)}{(1 - v_1^2 \lambda_\infty^2) \Theta(1/\lambda_\infty)} \frac{\varepsilon}{\beta_1}$$

где $\lambda_\infty = V_\infty / V_*$ — приведенная скорость набегающего потока. Определяя параметр расхода через поверхность экрана как $\alpha = (\rho u)_1 / (\rho u)_\infty$, из (3.3) получаем выражение

$$\alpha_E = \varepsilon / \Theta(1/\lambda_\infty) \quad (3.4)$$

которое характеризует уровень отсоса газа и последующего вдува в донную область в центре осесимметричного затупленного перфорированного экрана, в данном случае — в центре диска E .

Следует заметить, что режим обтекания с отошедшей ударной волной существует при $0 \leq \epsilon \leq \epsilon_*(\lambda_\infty)$. Предельное значение ϵ_* получается из условия вырождения области возмущенного течения перед диском, когда ударная волна BB_1 располагается непосредственно перед разрывом AA_1 (фиг. 1). В этом случае

$$\epsilon = \epsilon_* = \Theta(1/\lambda_\infty) \quad (3.5)$$

и всюду на диске $\alpha=1$. При $\epsilon > \epsilon_*$ «обтекание» происходит без образования единого отошедшего скачка. В действительности, по данным [9], головной скачок разбивается на локализованные перед отдельными элементами экрана местные скачки уплотнения, при этом граничные условия (2.3) нарушаются. Такой режим возможен лишь для экранов с большой проницаемостью. Например, при $M_\infty=3$, $\gamma=1,4$ получается $\epsilon_* \approx 0,72$ ($\sigma \approx 0,785$). Хотя с ростом M_∞ величина ϵ_* убывает, достигая минимума $\epsilon_* = \Theta(v)$ при $M_\infty \rightarrow \infty$, предельное значение достаточно велико: при $\gamma=1,4$ $\Theta(v) \approx 0,6$, что по (2.5) соответствует $\sigma \approx 0,624$.

Отметим еще точное выражение для угла ψ между нормалью к экрану и линиями тока, пересекающими экран в окрестности звуковой линии

$$\psi = \arctg \sqrt{\frac{\gamma+1}{2} \left(\frac{1}{\beta_1^2} - 1 \right)}$$

для диска — это угол наклона к оси x линий тока, приходящих на кромку A из дозвуковой области I (фиг. 1). Как видно, ψ не зависит от M_∞ .

На фиг. 2 для различных значений проницаемости диска показаны рассчитанные положения головного скачка и звуковой линии при $M_\infty=6$. Аналогичные расчеты проводились для экрана в виде сферического затупления. При увеличении проницаемости волна приближается к телу, а звуковая точка на волне перемещается в направлении оси симметрии (в случае сферы то же происходит со звуковой точкой на теле). Зависимость отхода ударной волны от величины проницаемости близка к линейной. С увеличением M_∞ дозвуковая область течения уменьшается.

На фиг. 3 показано распределение безразмерного давления $P = p_1 / \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2$ для диска и для сферы (штриховые линии, масштаб справа) по координате $y = r/R$ при $M_\infty=6$ и различных значениях эффективной проницаемости ϵ . Как видно, при увеличении ϵ давление всюду на сфере уменьшается. На диске зависимость более сложная: в центральной части давление падает, на краю — возрастает. При этом в центральной части диска увеличивается зона, где давление p_1 близко к постоянному, в результате интегральная величина

$$C_p = \int_0^1 P 2y dy$$

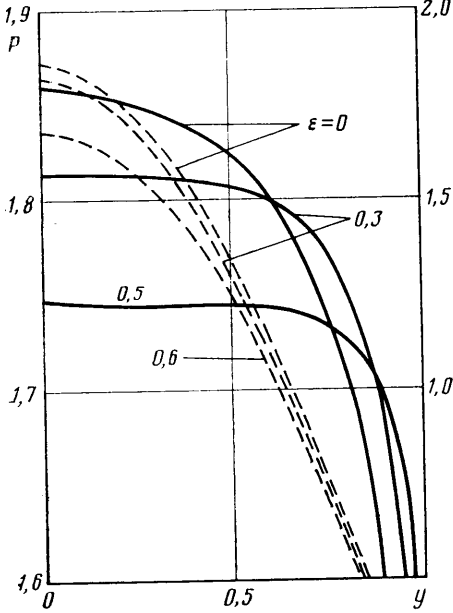
оказывается слабо зависящей от проницаемости. Кривая $C_p(\epsilon)$ имеет выпуклость вверх, максимальное значение достигается при $\epsilon \approx 0,2$, оно отличается от $C_p(0)$ на 1,7% при $M_\infty=3$ и на 1,2% при $M_\infty=6$. Минимальное значение C_p соответствует p_1 , равному давлению за прямым скачком уплотнения, и достигается при $\epsilon \rightarrow \epsilon_*$ по (3.5).

На фиг. 4 показано распределение параметра расхода α по диску и сфере (штрихи, по оси абсцисс — угловая координата θ) при $M_\infty=6$ и различных ε . Оказалось, что интенсивность отсоса на диске близка к постоянной почти всюду на его поверхности и хорошо описывается формулой (3.4). Используя зависимость $X(p_1)$ (3.2), можно вычислить коэффициент сопротивления экрана на режиме Ω . При $\sigma=\text{const}$ получаем

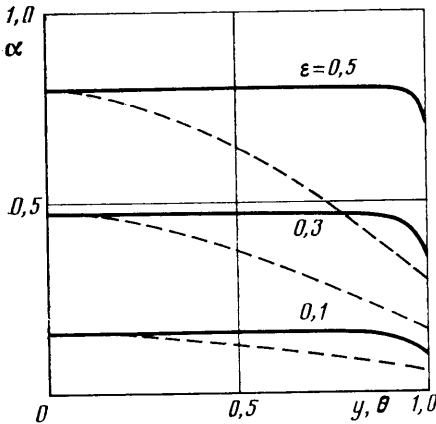
$$C_x = C_p \beta_1 \frac{\beta_1 + 1/\beta_1 - \beta_2 - 1/\beta_2}{1 - v^2 \beta_1^2}$$

На фиг. 5 приведены расчетные зависимости C_p , C_x , δ от коэффициента проницаемости диска σ при $M_\infty=3$, $\gamma=1,4$. Здесь же построены экспериментальные точки, относящиеся к обтеканию дисков (точки 1) и квадратов под углом атаки 90° . Расчетные кривые построены во всем диапазоне $0 < \varepsilon(\sigma) < \varepsilon_*$, когда реализуется обтекание с отошедшим головным скачком уплотнения.

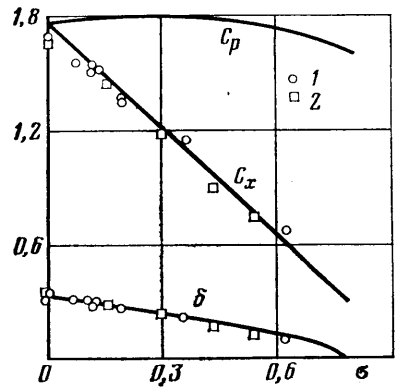
Как и следовало ожидать, при малых σ теоретические значения C_x превышают экспериментальные. Это объ-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

ясняется тем, что при малых σ расход через экран недостаточен, чтобы разрушить характерную для сплошного диска структуру ближнего следа и сформировать сверхзвуковую донную струю. Предполагаемый при расчетах C_x режим Ω наступает, начиная с $\sigma \approx 0,1$. Независимо от этого перед экраном течение определяется полностью для сколь угодно малых σ за счет запирания потока в ячейках перфорации. Наблюдаемая в эксперименте близость C_x круглых и квадратных экранов согласуется с известным правилом «эквивалентности» для течений идеального газа [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рахматулин Х. А.* Обтекание пронцаемого тела.— Вестн. МГУ, Сер. физ.-мат. и естеств. наук, 1950, № 3, с. 41–55.
2. *Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г.* К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке.— ПМТФ, 1981, № 3, с. 95–103.
3. *Бармин А. А., Куликовский А. Г.* О разрывных решениях в механике сплошной среды.— В кн.: Некоторые вопросы механики сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 70–88.
4. *Cornell W. G.* Losses in flow normal to plane screens.— Trans. ASME, 1958, v. 80, № 4, p. 791–799.
5. *Рябokonь М. П.* О коэффициенте сжатия струи при истечении газа через отверстие с острой входной кромкой.— Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 1, с. 43–51.
6. *Миллер Л. Г.* Нестационарное истечение газа в вакуум через перфорированную перегородку.— ПМТФ, 1983, № 2, с. 62–65.
7. *Медведев С. А.* О сверхзвуковом обтекании пронцаемой вогнутой поверхности.— Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1975, № 35, с. 92–98.
8. *Бабенко К. И., Русанов В. В.* Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики.— Тр. 2-го Всесоюз. съезда по механике. Обз. доклады. Вып. 2. М.: Наука, 1965, с. 247–262.
9. *Venton E. R., Knapton D. A.* Supersonic drag of porous wire screens.— ARS Journal, 1962, v. 32, № 10, p. 1608–1610.
10. *Дворецкий В. М., Иванов М. Я., Коняев Б. А., Крайко А. Н.* О правиле «эквивалентности» для течений идеального газа.— ПММ, 1974, т. 38, вып. 6, с. 1004–1014.

Москва

Поступила в редакцию
26.IV.1983