

нение потока) при обтекании затупленных цилиндров при числах  $R_\infty \sim 10^2$ . С другой стороны, данные по измерению давления на сегментальных затуплениях ( $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ) позволяют распространить соотношения газовой динамики сплошной среды (в диапазоне чисел  $M_\infty$  от 3 до 10) на расчет характеристик обтекания затупленных тел в диапазоне чисел  $R_\infty$  от  $10^2$  до  $10^4$ .

Поступило 6 III 1968

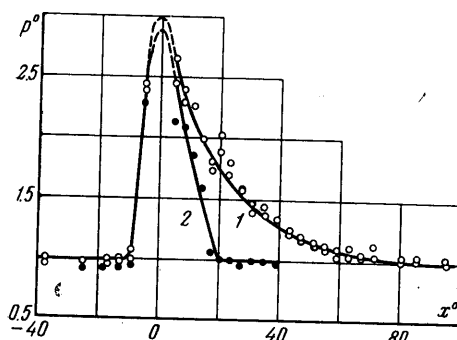
### ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1966.
2. Воронин Ф. С. Экспериментальное исследование обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
3. Калугин В. М. Высокочувствительный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. ПМТФ, 1966, № 4.
4. Katzen E. D., Kaattari G. E. Inviscid hypersonic flow around blunt bodies. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 7.

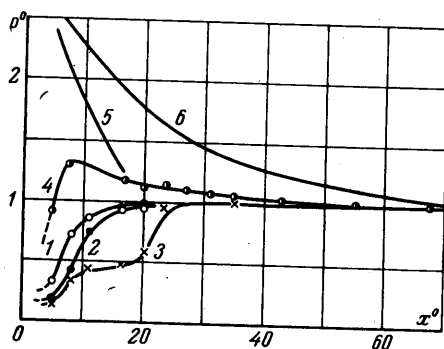
## О СТРУКТУРЕ СТРУИ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ВПРЫСКЕ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

Ф. С. СКЛЯР (Москва)

При инъекции в сверхзвуковой поток через отверстие в пластине струи жидкости и газа измерены статические давления по линии симметрии течения. В отличие от вдува газовой струи, в случае инъекции жидкости давление на пластине за местом впрыска выше статического в набегающем потоке. При помощи трубки полного напора приближенно определена форма поперечных сечений струи. Результаты эксперимента показывают, что она близка к круговой.



Фиг. 1



Фиг. 2

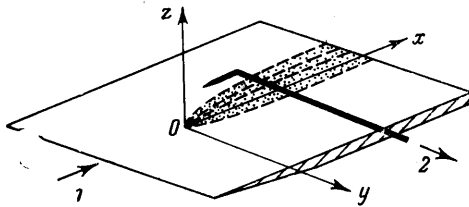
1. Ниже приводятся и сравниваются результаты измерений статического давления на поверхности заостренной пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушным потоком с числом  $M = 3.95$ , при наличии инъекции жидкости и газа через круглое отверстие диаметром  $d = 2$  мм, ось которого перпендикулярна поверхности пластины. Давления измерялись по линии пересечения плоскости симметрии течения с поверхностью пластины. Число Рейнольдса  $R = ul/\nu = 5.55 \cdot 10^6$ , где  $l = 60$  мм — расстояние от передней кромки пластины до центра отверстия впрыска,  $u$  — скорость и  $\nu$  — кинематическая вязкость набегающего потока. Параметры торможения воздушного потока  $p_0 = 2.01$  Мн/м<sup>2</sup> (20.5 кг/см<sup>2</sup>) и  $T_0 = 285^\circ$  К.

На фиг. 1 представлены распределения относительного статического давления  $p^0 = p_2/p_1$  по линии симметрии пластины при инъекции в воздушный поток этилового спирта (кривая 1) и 53%-ного водного раствора этиленгликоля (кривая 2). Здесь  $p_1$  — статическое давление в точках пластины при обтекании ее воздушным потоком и в отсутствие инъекции,  $p_2$  — давление в тех же точках при наличии инъекции,  $x^0$  — расстояние вдоль линии симметрии, отсчитанное от центра отверстия впрыска и отнесенное к радиусу отверстия. Относительное давление подачи обеих жидкостей  $p^* = 0.82$  (отнесено к  $p_0$ ).

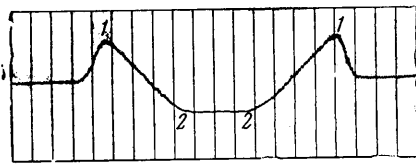
Общий характер распределения давления одинаков в обоих случаях: статическое давление перед отверстием повышается, а за отверстием монотонно падает. По-видимому, существуют более мелкие детали структуры кривой  $p^\circ(x^\circ)$  (особенно при  $x^\circ < 0$ ), но крупный шаг дренажных отверстий — по сравнению с  $d$  — не позволил их выявить. На участке  $-5 < x^\circ < 5$  кривые  $p^\circ(x^\circ)$  проведены условно.

На фиг. 2 представлены распределения статического давления по участку линии симметрии  $x^\circ > 0$  в случае вдува в сверхзвуковой поток через то же отверстие сжатого воздуха. Кривые соответствуют разной величине давления вдува воздуха: 1 —  $p^* = 0.29$ , 2 —  $p^* = 0.51$ , 3 —  $p^* = 1.20$ . Кривая 4 соответствует обтеканию кругового цилиндра диаметром 2 мм, вставленного в отверстие впрыска нормально к поверхности и проходящего через весь поток. Кривые 5 и 6 перенесены с фиг. 1.

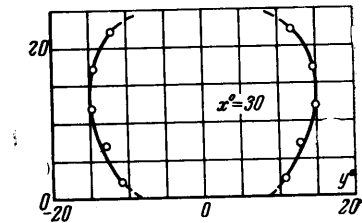
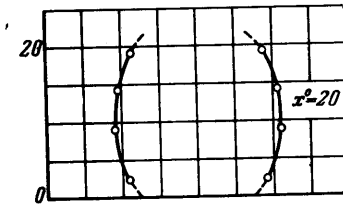
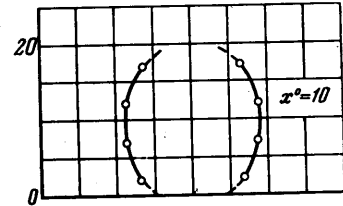
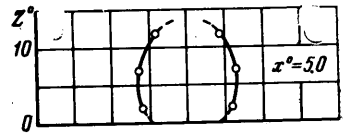
Отличительной чертой обтекания струи газа является наличие зоны пониженных давлений, развивающейся за местом вдува: как видно из фиг. 2, давление на участке  $0 < x^\circ < 25$  меньше статического в набегающем потоке. Примерно такой же характер



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

имеет обтекание цилиндра. Повышение давления на участке  $5 < x^\circ < 40$  объясняется условиями смыкания потока за цилиндром и наличием в этой зоне вторичных скачков уплотнения.

Сравнение кривых 5 и 6 с кривыми 1—3 и 4 показывает отличие в характере их протекания: зона пониженных давлений за корнем жидкой струи отсутствует, и давление на пластине превышает статическое давление невозмущенного потока.

Можно предложить следующее объяснение отмеченной особенности. Инжектированная в поток струя жидкости лишь на малом протяжении после выхода из отверстия имеет форму «жидкого столбика». На расстоянии порядка одного калибра струя распадается и интенсивно дробится [1], в связи с чем набегающий поток встречает перед собой не сплошное препятствие, а рой частиц, который продувается воздушным потоком подобно пространственной решетке. Поскольку набегающий поток, увлекая этот рой, тормозится, статическое давление в зоне дробления струи возрастает, что и наблюдается в эксперименте.

2. Для определения формы поперечных сечений струи жидкости, инжектируемой в сверхзвуковой поток, была применена трубка полного напора, которая после установления стационарного режима течения перемещалась вдоль поверхности пластины перпендикулярно потоку на высоте  $z$  от пластины (фиг. 3); воспринимаемый трубкой напор осциллографировался. На фиг. 3 стрелка 1 указывает направление воздушного потока, 2 — направление движения координатника с трубкой полного напора, 0 — место впрыска.

Расчет абсолютных значений параметров двухфазного течения по показаниям трубки полного напора представляет сложную задачу. В данном случае трубка полного напора применялась лишь для определения границ областей, где напор переставал быть постоянным. Изображение участка осциллограммы приведено на фиг. 4; «всплески» 1 указывают положение ударной волны, возникающей перед инжектированной струей, а точки 2 соответствуют границам самой струи.

На фиг. 5, где обозначено  $y^0 = y/d$ , а  $z^0 = z/d$ , изображены определенные по точкам 2 осциллограммы формы поперечных сечений струи этилового спирта, инжектированной в поток при давлении подачи  $p^* = 1.02$ . Как следует из представленных кривых, форма поперечных сечений инжектированной в сверхзвуковой поток струи жидкости близка к круговой (овальной).

Приведенные экспериментальные данные позволяют более точно аппроксимировать форму струи, которая во многих работах, посвященных построению методов расчета взаимодействия потоков [2, 3], принималась полуцилиндрической или близкой к ней. Следует заметить, что аппроксимация поперечных сечений струи кругами, по-видимому, справедлива лишь при малых значениях отношения толщины пограничного слоя к характерному размеру струи, за который может быть принята глубина проникновения струи [4]. В условиях данного эксперимента это отношение равнялось 0.035.

## ЛИТЕРАТУРА

Поступило 23 VII 1968

1. Adelberg M. Breakup rate and penetration of a liquid jet in a gas stream. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 8. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1967, т. 5, № 8.)
2. Wu J. M., Chapkis R. L., Mager A. Approximate Analysis of Thrust Vector Control by Fluid Injection. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 12. (Рус. перев.: Ракетная техника, 1961, № 12.)
3. Sehgal R., Wu J. M. Thrust vector control by liquid injection into rocket nozzles. J. Spacecraft and Rockets, 1964, vol. 1, No. 5.

О ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ СТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ  
ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

К. Б. ДЖАКУПОВ, Б. Г. КУЗНЕЦОВ

(Новосибирск)

Для расчета двумерных течений вязкой несжимаемой жидкости большинство авторов пользуется функцией тока. Поле скоростей определяется при этом численным дифференцированием, что существенно снижает точность расчетов. Ниже изучается одно стационарное течение вязкой жидкости методом, позволяющим избежать указанный недостаток; при этом задача для уравнений Навье — Стокса приводится к другой эквивалентной задаче; для численного решения полученной системы уравнений предлагается неявная конечно-разностная схема, построенная на основе результатов работ [1, 2].

1. Основные уравнения. Изучение плоских движений вязкой несжимаемой жидкости сводится к отысканию функций  $u$ ,  $v$ ,  $p$  переменных  $x$ ,  $y$ ,  $t$ , удовлетворяющих в области  $\Omega \times [0, T]$  уравнениям Навье — Стокса (в форме Ламба, в безразмерных переменных)

$$u_t + v\omega + H_x = \frac{1}{R} \Delta u, \quad v_t - u\omega + H_y = \frac{1}{R} \Delta v \quad \left( H = p + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad \omega = u_y - v_x \quad (1.2)$$

на границе  $s$  конечной области  $\Omega$  условиям

$$\mathbf{u} \{u, v\} = \mathbf{U} \{U, V\} \quad (x, y) \in s, \quad t \in [0, T] \quad (1.3)$$

и начальным условиям

$$\mathbf{u}(x, y, 0) = \mathbf{u}^0(x, y), \quad (x, y) \in \bar{\Omega}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.4)$$

Предполагается, что

$$\int \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad (\mathbf{n} - \text{нормаль к } s) \quad (1.5)$$