

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С СИЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВДУВОМ

М. А. КОВАЛЬ, В. П. СТУЛОВ, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

Вход тел в атмосферы планет с большими сверхзвуковыми скоростями сопровождается интенсивным испарением поверхности под действием лучистых тепловых потоков. Ряд задач при постановке исследований такого рода был предложен Г. И. Петровым, в частности в [1] рассмотрен вход метеорита в атмосферу. Решение газодинамических вопросов этой проблемы многими авторами приближенно моделируется интенсивным вдувом газа как теоретически, например [2-3], так и экспериментально [6, 7]. В основе теоретических исследований полагаются двухслойные [3, 4] или трехслойные [5] схемы течения газа между ударной волной и поверхностью тела.

Цель настоящей работы — экспериментальное изучение взаимодействия вдува со встречным сверхзвуковым потоком.

1. Описание и методика эксперимента. Экспериментальные исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с размерами рабочей части  $600 \times 600$  мм при числах Маха  $M_\infty = 2.3$  и числах Рейнольдса  $Re = 2 - 3.5 \cdot 10^6$ , отнесенных к диаметру моделей.

Испытывались цилиндры с пронцаемыми торцовыми, эллипсоидальными и сферическими затуплениями, а также сфера с пронцаемой лобовой частью. Пронцаемость обеспечивалась перфорацией от 20 до 50 отверстий на  $1 \text{ см}^2$  или пакетом спеченных мелкоячеистых сеток.

Степень перфорации для торцов была равна  $F = 0.354, 0.445, 0.5$  ( $F$  — отношение площади отверстий к площади перфорируемой поверхности). Область пронцаемости ограничивалась кругом с радиусом  $r_0 = (0.83 - 0.95)R$  ( $R$  — радиус мишеля модели). Для эллиптических затуплений с соотношением полуосей  $t = 0.5, 0.92$  ( $F = 0.515, 0.448, t = a/R$ ) область пронцаемости ограничивалась сектором с полууглом при вершине  $\theta_0 = 45, 90^\circ$  (фиг. 1). Встречный поток был направлен со стороны меньшей полуоси. Для сферического затупления  $F = 0.48, \theta_0 = 90^\circ$ , а для сферы  $F = 0.5, \theta_0 = 45^\circ$ .

Вдувались воздух и гелий с температурой торможения, равной температуре торможения набегающего потока. Количественной характеристикой интенсивности вдува является параметр  $K$  [3], равный отношению скоростных напоров вдуваемого и встречного потоков ( $K = (\rho_w v_w^2) / (\rho_\infty v_\infty^2)$ ). Параметр  $K$  определялся либо с помощью тарировок скоростного напора вдуваемого газа по давлению  $p_{03}$  в форкамере модели и давлению  $p_w$  на поверхности вдува, либо вычислялся по расходу вдуваемого газа. Последний метод применялся для моделей, в которых было затруднено измерение  $p_{03}$ , а при течении газа через пронцаемую стенку существенно проявились силы вязкости за счет большой глубины отверстий перфорации.

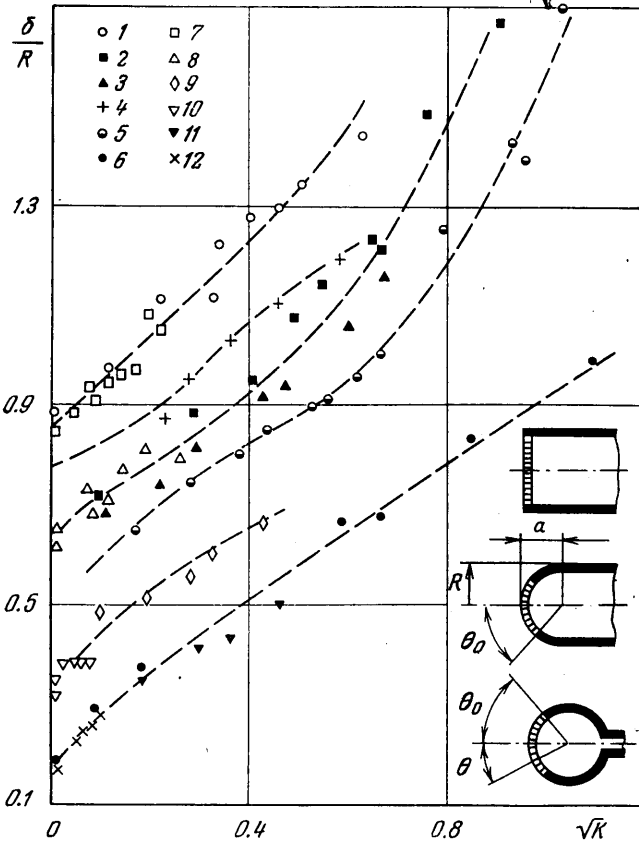
Для тарировки модели с пористым торцом за слоем смешения отдельных струек, вытекающих из пор, на расстоянии  $x_T$  от поверхности вдува устанавливалась трубка давления торможения  $p_T$ , диаметр которой в 40 раз превышал линейные размеры пор сетчатого пакета. Статическое давление по толщине слоя вдува  $x_T$  принималось постоянным и измерялось на поверхности вдува дренажными трубками. Но так как дренажные трубки измеряли не статическое давление в слое вдува, а донное для трубок, то в измеренную величину давления  $p_w$  вносилась поправка  $\Delta p_w$ . Последняя определялась дополнительной тарировкой приемника давления  $p_w$  в потоке газа с соответствующим числом Маха и величиной скоростного напора. Величина поправки в среднем составляла 6-10% величины  $p_w$ . По  $p_w + \Delta p_w$  и  $p_T$  вычислялись число Маха  $M_w$  и величина скоростного напора, по которой строились тарировочные кривые

$$(1.1) \quad \frac{1}{2} \rho_w v_w^2 = \frac{1}{2} \gamma (p_w + \Delta p_w) M_w^2$$

$$(1.2) \quad \frac{1}{2} \rho_w v_w^2 / p_{03} = f(p_w / p_{03})$$

С помощью этих кривых определялась величина скоростного напора вдуваемого газа во встречном сверхзвуковом потоке.

При тарировке скоростного напора на перфорированных моделях увеличение давления  $p_{0j}$  сначала приводило к незначительному снижению давления  $p_w$ , затем наступало резкое снижение давления  $p_w$  до определенного минимума. При дальнейшем увеличении давления  $p_{0j}$  давление  $p_w$  на поверхности вдува возрастало пропорционально величине  $p_{0j}$ . Такой характер зависимости  $p_w=f(p_{0j})$  аналогичен изменению донного давления в кольцевых соплах [8]. Поправка  $\Delta p_w$  для перфорированных



Фиг. 1

моделей не вводилась, так как приемники давления  $p_w$  находились не в однородном потоке, а в полости, окружающей отдельные струйки. Давление в струйках при дозвуковом перепаде давления  $p_w/p_{0j} > (2/(\gamma+1))^{\gamma/(\gamma-1)}$  принималось равным давлению  $p_w$ . Поэтому скоростной напор вдуваемого газа можно определить не только тарировкой, но и из условия сохранения полного импульса

$$(1.3) \quad \frac{1}{2} \rho_w v_w^2 = \frac{1}{2} \gamma M_c^2 p_c F \beta \varphi^2$$

Здесь  $M_c$  — число Маха в минимальном сечении струйки ( $M_c=1$  при сверхкритическом перепаде давлений  $p_w/p_{0j}$ );  $p_c$  — давление в минимальных сечениях струек (при докритическом перепаде давлений  $p_w/p_{0j} - p_c = p_w$ , а при сверхкритическом —  $p_c$  равно величине давления, соответствующей звуковой скорости истечения);  $\beta$  — коэффициент заполнения отверстий перфорации [9] ( $\beta=f(p_w/p_{0j}, F, \gamma)$ );  $\varphi$  — коэффициент неравномерности скорости в отверстиях перфорации (в данных испытаниях  $\varphi \approx 1$ ).

Тарировка модели эллипсоида, а также торцов при вдуве воздуха показала хорошее соответствие тарировочных величин скоростного напора (1.2) расчетным по (1.3) до  $p_w/p_{0j} \geq 0.4$  ( $\varphi=1$ ).

На режимах вдува, когда в отдельных струйках развивались скорости, заметно превышающие звуковую, смещение струек сопровождалось локальными волновыми процессами. При этом статическое давление после смещения отдельных струек пре-

выпало величину давления  $p_w$ , измеряемого на поверхности вдува. Поэтому была проведена дополнительная тарировка скоростного напора вдуваемого газа с измерением статического давления  $p_-$  за слоем смешения в зоне измерения давления торможения  $p_T$ . Для исключения взаимного влияния приемников статического давления  $p_-$  и давления торможения  $p_T$  приемник давления  $p_T$  ограничивался трубчатым каналом, заостренные кромки которого соприкасались с поверхностью вдува. Приемники статического давления располагались на внутренней поверхности стенки канала. Отношение  $p_-/p_T$  показывало, что при  $p_w/p_{0j} < 0.4$  у поверхности вдува после смешения струек реализуются сверхзвуковые скорости. Поэтому число Маха  $M_w$  определялось по отношению статического давления  $p_-$  к давлению торможения  $p_T$  за прямым скачком уплотнения. Затем по (1.1) определялась величина скоростного напора, но вместо  $p_w + \Delta p_w$  в (1.1) подставлялось значение  $p_-$ . Оказалось, что и на режимах сверхзвукового смешения отдельных струек величина скоростного напора соответствует зависимости (1.3) ( $\varphi = 1$ ).

При вдуве воздуха со сферы ( $F = 0.5$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ ) и вдуве гелия с торца и эллипсоидов ( $t = 0.92$ ) параметр вдува  $K$  на оси определялся в несколько этапов по расходу вдуваемого газа

$$(1.4) \quad \sqrt{K} = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty} \sqrt{\frac{\rho_\infty \rho_s \rho_{cs} \rho_{cw}}{\rho_s \rho_{cs} \rho_{cw} \rho_w}}$$

Здесь индекс  $s$  относится к параметрам газа за ударной волной,  $c$  — к параметрам газа в критической точке контактной поверхности. Зависимость (1.4) позволяет определить значение параметра  $K$  только в окрестности оси. В первом приближении полагалось  $(\rho_s/\rho_{cs})(\rho_{cw}/\rho_w) = 1$ . Отношение плотностей  $\rho_{cs}/\rho_{cw}$  заторможенного потока в критической точке контактной поверхности есть функция отношения температур торможения и отношения молекулярных весов вдуваемого и набегающего газов. Отношение  $\rho_s/\rho_{cs}$  определяется числом Маха  $M_\infty$ , а  $\rho_{cw}/\rho_w$  зависит от параметра  $K$ . Полагая в первом приближении  $(\rho_s/\rho_{cs})(\rho_{cw}/\rho_w) = 1$ , определим по (1.4) параметр  $K$ , который связан с давлением на поверхности вдува в окрестности оси следующей зависимостью:

$$(1.5) \quad \frac{p_w}{p_{0'}} = 1 - \frac{K}{c_p^* + 2/\gamma_\infty M_\infty^2} \left[ 1 + \frac{1}{2\gamma_w} \left( c_p^* + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) K - \right. \\ \left. - \frac{1}{4\gamma_w^2} \left( c_p^* + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) K^2 + \dots \right]$$

Здесь  $p_{0'}$  — давление торможения за прямым скачком уплотнения набегающего потока;  $c_p^* = 2(p_{0'} - p_\infty)/(\rho_\infty v_\infty^2)$ . По величине  $p_w/p_{0'}$  определялось значение  $\rho_{cw}/\rho_w$  и уточнялось значение параметра  $K$  по (1.4). Расход  $\rho_w v_w$  в окрестности оси определялся из условия равномерного его распределения по поверхности вдува при существенных сверхзвуковых перепадах давления  $p_w/p_{0j} \ll (2/(\gamma+1))^{\gamma/(\gamma-1)}$ . В случае наличия на поверхности вдува дозвуковых или трансзвуковых перепадов давления  $p_w/p_{0j}$  локальное значение расхода в окрестности оси определялось расчетным путем. При этом полагалось, что коэффициент неравномерности скорости  $\varphi$  постоянный для всех струек; он определялся из условия равенства расчетного и измеренного расходов вдуваемого газа

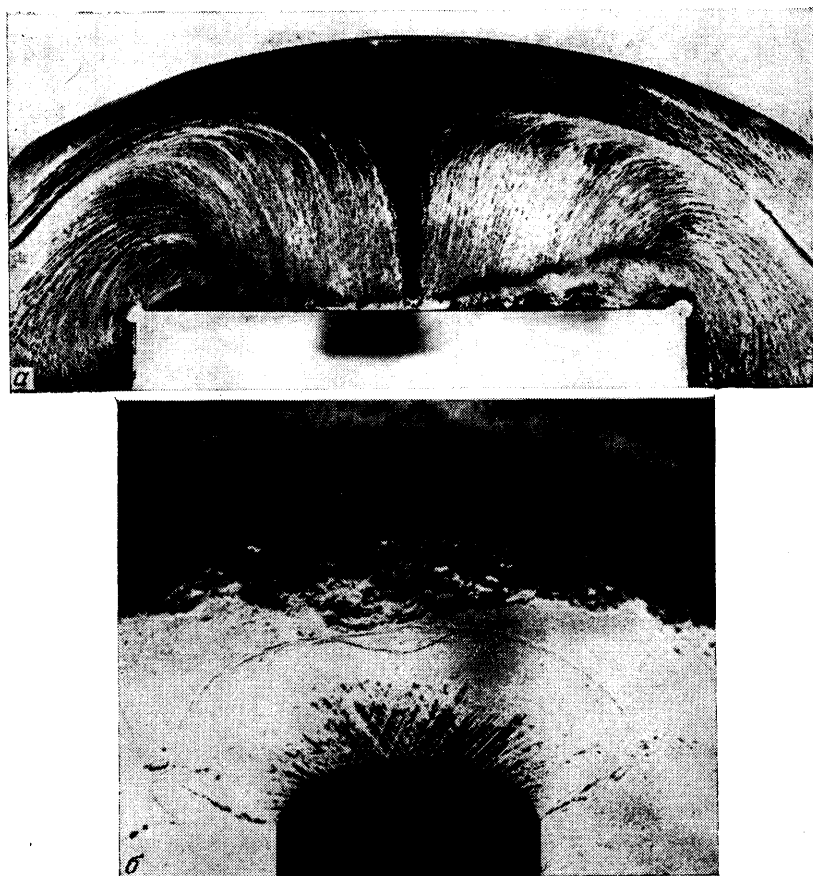
$$(1.6) \quad \varphi = Q \left[ \int_{\Omega} v_c \rho_c \beta F d\Omega \right]^{-1}$$

Здесь  $Q$  — измеренный суммарный расход,  $v_c$ ,  $\rho_c$  — скорость и плотность в минимальных сечениях струек ( $v_c$ ,  $\rho_c = f(p_w/p_{0j}; p_{0j}, T_{0w})$ ). Следовательно, локальное значение расхода определяется через известные величины  $\rho_w v_w = v_c \rho_c \beta F$ .

Значения параметра  $K$ , определенные по расходу, находятся в удовлетворительном соответствии с результатами тарировки.

**2. Особенности взаимодействия вдува со встречным потоком.** Экспериментально установлено, что по мере возрастания интенсивности вдува газа с поверхности затупленных тел увеличивается отход отсоединенной ударной волны и изменяется ее радиус кривизны. Между ударной волной и поверхностью тела имеется два характерных слоя течения: слой вдува и ударный слой, разделенные тонким слоем смешения. При больших интенсивностях вдува и больших числах Рейнольдса разделяющий слой смешения является достаточно тонким и, как правило, в расчетах [3] заменяется оптически

прозрачной контактной поверхностью. В случае вдува газа, однородного набегающему потоку, с температурой торможения вдуваемого газа, равной температуре торможения встречного потока, слой смешения вырождается в нулевую линию тока, по нормали к которой отсутствует разрыв скорости и плотности. Поэтому при близком соотношении  $T_{\infty} \approx T_{0w}$  в экспериментах



Фиг. 2

не удалось выделить положение контактной поверхности. Вдув гелия также не позволил выделить контактную поверхность ввиду малости размеров испытываемых моделей.

Для визуализации течения в слое вдува использовались маслосажевые покрытия, наносимые на тонкие металлические пластинки, устанавливаемые за ударной волной. Визуализация при помощи маслосажевых покрытий отражает только качественный характер течения в слое вдува и в ударном слое. Характерная картина такой визуализации при вдуве воздуха с поверхности пористого торца (диаметр торца 60 мм) представлена на фиг. 2, а. Видно, что контактная поверхность существенно отличается от сферической формы и достаточно четко выделяется с удалением от оси, где главным образом проявляется разрыв в скорости течения. У контактной поверхности наблюдается сильное искривление линий тока, свидетельствующее о существовании больших градиентов давления по толщине слоя вдува.

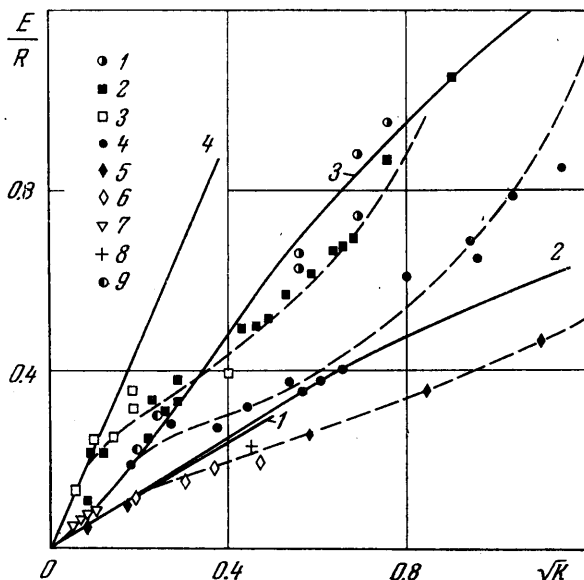
При вдуве с поверхности затупленных тел, например при вдуве с поверхности эллипсоида ( $t=0.5$ ,  $\theta_0=90^\circ$ ,  $F=0.515$ ) в слое вдува наблюдались внутренние ударные волны, ограничивающие сверхзвуковые области течения. При малых интенсивностях вдува ударные волны, и соответственно, сверхзвуковые области течения возникали у границы проницаемости (на периферии). Форма внутренних ударных волн подобна тороидальной поверхности. Эти волны со стороны оси течения замыкаются на поверхности тела, а на периферии — на так называемом «висячем» скачке уплотнения с образованием тройной точки. По мере увеличения интенсивности вдува область сверхзвуковых скоростей увеличивается, а точка присоединения внутренней ударной волны к поверхности перемещается к оси течения. По достижении звуковой скорости вдува на оси происходит отсоединение внутренней ударной волны от поверхности затупления. При этом на волне в окрестности оси имеется вогнутость в сторону затупления. С дальнейшим увеличением интенсивности вдува вогнутость волны уменьшается (фиг. 2, б). Внутренние ударные волны наблюдались и у поверхности торца. По-видимому и на маслосажевом покрытии (фиг. 2, а) затемнение поля течения у поверхности вдува отражает наличие внутренней ударной волны.

Скоростная киносъемка с частотой до 3.5 тыс. кадр/сек для нескольких режимов вдува показала, что взаимодействие распределенного вдува со встречным потоком стационарно. Незначительные колебания по отходу и радиусу кривизны ударной волны до 1.5% наблюдались только при вдуве воздуха с поверхности сферы ( $F=0.5$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ). Частота этих нерегулярных колебаний находилась в пределах 1 *кГц*. Наличие незначительной нестационарности при вдуве со сферы ( $\theta_0=45^\circ$ ) связано с ограниченностью зоны вдува, т. е. с нестационарным присоединением возвратного вдуваемого потока к поверхности сферы, а следовательно, с пульсациями давления в застойной циркуляционной зоне у границы проницаемости.

**3. Отход ударной волны.** На фиг. 1 приведены результаты измерений отхода ударной волны от поверхности торца, сферы и эллипсоида в зависимости от параметра  $\sqrt{K}$  на оси модели. Кривые построены для  $M_\infty=2, 3$ . Точки 1–6 соответствуют вдуву воздуха, точки 7–12 — вдуву гелия. Для разных моделей устанавливается следующее соответствие точек: точки 1 — перфорированные торцы,  $F=0.354$ ,  $0.5$  ( $M_\infty=2$ ); 2 — перфорированные торцы,  $F=0.354$ ,  $0.5$  ( $M_\infty=3$ ); 3 — пористый торец ( $M_\infty=3$ ); 4 — эллипсоид,  $F=0.515$ ,  $t=0.5$ ,  $\theta_0=90^\circ$  ( $M_\infty=2$ ); 5 — эллипсоид,  $F=0.515$ ,  $t=0.5$ ,  $\theta_0=90^\circ$  ( $M_\infty=3$ ); 6 — сфера,  $F=0.5$ ,  $\theta_0=45^\circ$  ( $M_\infty=3$ ); 7 — перфорированный торец,  $F=0.445$  ( $M_\infty=2$ ); 8 — перфорированный торец,  $F=0.445$  ( $M_\infty=3$ ); 9 — эллипсоид,  $t=0.92$ ,  $F=0.448$ ,  $\theta_0=90^\circ$  ( $M_\infty=2$ ); 10 — эллипсоид,  $t=0.92$ ,  $F=0.448$ ,  $\theta_0=45^\circ$  ( $M_\infty=2$ ); 11 — эллипсоид,  $t=0.92$ ,  $F=0.448$ ,  $\theta_0=90^\circ$  ( $M_\infty=3$ ); 12 — эллипсоид,  $t=0.92$ ,  $F=0.448$ ,  $\theta_0=45^\circ$  ( $M_\infty=3$ ). Некоторый разброс данных для торцов объясняется небольшим различием закона вдува в разных опытах. Заметим, что для пористого торца при  $M_\infty=3$  (точки 3) величина отхода волны меньше, чем для перфорированных. Это связано с тем, что для пористого торца осуществить вдув строго по нормали к поверхности не удалось, поскольку при характерных значениях  $K$  градиент давления поперек пакета проницаемых сеток оказался сравним с градиентом давления по радиусу торца.

При обтекании выпуклых тел в тех опытах, в которых на оси течения  $K=0$ , реализуется вдув газа в периферийной области проницаемой поверхности. Причиной этого является значительный перепад давления между окрестностью оси и периферийной областью на поверхности вдува при обтекании выпуклых тел. Далее измерялись отходы ударной волны от выпуклых тел при закрытом канале, через который осуществляется подвод вдуваемого газа внутрь модели. Оказалось, что отход ударной волны мень-

ше соответствующего от непроницаемых тел той же формы и в тех же условиях. Это связано с перетеканием газа ударного слоя из окрестности оси, т. е. зоны высокого давления, через проницаемую поверхность и внутреннюю полость модели в область низкого давления, где этот газ вдувается в ударный слой. Величина отхода ударной волны без подвода к модели вдуваемого газа зависит от степени проницаемости и ее распределения по поверхности. Например, отход ударной волны от проницаемого эллипсоида



Фиг. 3

( $t=0.5$ ,  $F=0.515$ ,  $\theta_0=90^\circ$ ) при  $M_\infty=3$  на 20% меньше, чем для непроницаемого тела, для сферического затупления ( $F=0.45$ ,  $\theta_0=90^\circ$ ) — на 26% меньше, для сферы ( $F=0.5$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ) — на 10% меньше. К сожалению, этот факт не всегда отмечается в литературе [7], что, возможно, приводит к некоторым методическим неточностям при изучении влияния вдува на относительное положение ударной волны.

В опытах без подвода вдуваемого газа кривизна ударных волн на проницаемых телах также не соответствует кривизне ударных волн для непроницаемых тел и существенно зависит от степени и зоны проницаемости.

Согласованность величин отходов ударных волн при вдуве гелия с соответствующими величинами при вдуве воздуха показывает, что параметр  $K$  при заданном числе Маха  $M_\infty$  является параметром подобия для отхода ударной волны.

**4. Толщина слоя вдува.** Поскольку положения контактной поверхности на сплирен-фотографиях не обнаружено, то был использован приближенный метод расчета толщины слоя вдува, основанный на законе подобия при обтекании затупленных тел [10], связывающем отход ударной волны от затупления, ее кривизну на оси и отношение плотностей на ударной волне

$$(4.1) \quad \frac{\Delta}{R_s} = k \left( 1 + \sqrt{\frac{8}{3} k} \right)^{-1}$$

По радиусу кривизны ударной волны  $R_s$  и отношению плотностей  $k = \rho_\infty / \rho_s$  вычислялась толщина ударного слоя  $\Delta$ . Толщина слоя вдува  $\epsilon$  на оси определялась как разница отхода ударной волны и толщины ударного слоя  $\epsilon = \delta - \Delta$ . Точность формулы (4.1) применительно к течениям со вдувом проверялась по фотографиям работы [11] и фотографиям экспериментов, проведенных в Институте механики МГУ Г. С. Ульяновым, на которых контактная поверхность видна достаточно четко. В опытах работы [11] вдувалась звуковая струя во встречный поток с числом Маха  $M_\infty = 6$  (неточность вычисления  $\Delta$  по (4.1) составила 1%); в экспериментальных исследованиях Г. С. Ульянова вдувалась струя при  $M_s = 2.93$  в поток с числом Маха  $M_\infty = 2.5$  (неточность вычисленных значений  $\Delta - 2\%$ ).

В настоящих опытах толщина слоя вдува определялась непосредственным измерением лишь в тех вариантах, для которых получена картина линий тока на маслосажевом покрытии (фиг. 2, а). Несмотря на влияние пластины, толщина ударного слоя (фиг. 3, точки 1) близка к значениям, вычисленным с помощью формулы (4.1). На графике введены обозначения: 2 — вдув воздуха с перфорированных торцов; 3 — вдув гелия с торца; 4 — вдув воздуха с эллипсоида ( $t = 0.5$ ,  $\theta_0 = 90^\circ$ ); 5 — вдув воздуха со сферы ( $\theta_0 = 45^\circ$ ,  $F = 0.5$ ); 6 — вдув гелия с эллипсоида ( $t = 0.92$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ ); 7 — вдув гелия с эллипсоида ( $t = 0.92$ ,  $\theta_0 = 90^\circ$ ).

На фиг. 3 показаны экспериментальные значения  $\epsilon$  только при  $M_\infty = 3$ . Для  $M_\infty = 2$  данные в пределах допустимых погрешностей совпадают с отходами контактной поверхности при  $M_\infty = 3$ . Эти значения не приводятся из желания не загромождать график. Сплошные линии изображают результаты численных расчетов и асимптотических приближений.

Численные расчеты обтекания сферы с вдувом [3, 12] (кривая 1) хорошо согласуются с экспериментом при малых вдувах (до значений  $\sqrt{K} \approx 0.2$ ). Расхождение данных при больших значениях  $\sqrt{K}$  объясняется различными законами вдува в экспериментах и в расчетах. В опытах вдув со сферы был ограничен полууглом  $\theta_0 = 45^\circ$  и расход газа несколько увеличивался к постоянной температуре газа у поверхности. Это предположение подтверждено периферии. Расчеты же проводились для закона вдува  $v_w = v_{w0} \cos \theta$  и подается тем, что один вариант расчета [12] ограниченного вдува ( $\theta_0 = 34^\circ$ ) удовлетворительно согласуется с экспериментом (точка 8 на фиг. 3).

Отметим также, что численные решения обтекания скругленного торца, образующая которого задается уравнением  $x^{10} + y^{10} = 1$  [12] (точки 9) удовлетворительно согласуются с экспериментом. Здесь законы вдува в опытах и расчетах близки между собой и соответствуют постоянному удельному расходу  $\rho_w v_w = \text{const}$ .

Цитированные численные решения получены при  $M_\infty = 10$  для сферы и  $M_\infty = 3$  для торца. Удовлетворительное совпадение с экспериментом при  $M_\infty = 3$  свидетельствует о том, что основным определяющим параметром для толщины слоя вдува служит число  $K$ .

Приведенные на фиг. 3 асимптотические решения получены в приближении невязкого пограничного слоя [13]. Кривые для сферы и эллипсоида (кривые 2 и 3) описываются соотношением

$$(4.2) \quad \frac{\epsilon}{R} = \frac{1}{t} \left\{ \sqrt{1 + 2 \sqrt{K \left( c_p^* + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right)^{-1}}} - 1 \right\}$$

При построении погранслоного решения предполагалось, что в окрестности оси течения плотность постоянна, а давление вдоль поверхности тела распределяется по закону Ньютона. Очевидно, при малых  $K$  (4.2) совпадает с соответствующими формулами работ [3, 5], согласно которым

толщина слоя вдува на оси пропорциональна  $\sqrt{K}$ .

Для случая обтекания торца результат применения теории невязкого пограничного слоя имеет вид (кривая 4 на фиг. 3)

$$(4.3) \quad \frac{\varepsilon}{R} = \sqrt{K \left[ b \left( c_p^* + \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2} \right) \right]^{-1}},$$

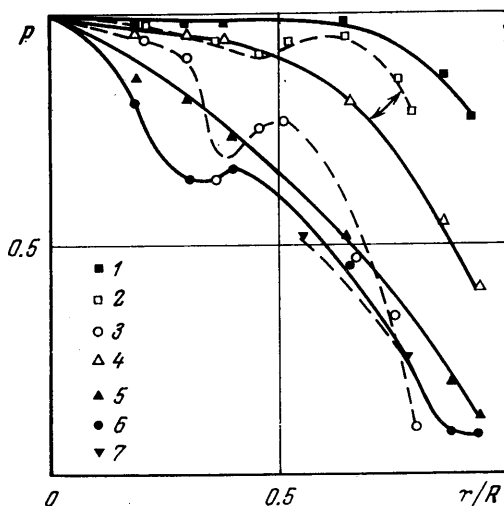
$$b = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left( \frac{p_w}{p_0'} \right)$$

Параметр  $b$ , характеризующий растекание в критической точке торца, определялся путем разложения в ряд Тейлора в окрестности оси точного решения для круглого крыла [14], полученного для больших сверхзвуковых скоростей.

Видно, что асимптотические приближения (4.1), (4.2) удовлетворительно согласуются с экспериментальными лишь при малых значениях параметра вдува  $\sqrt{K}$ . Соответствие асимптотических и экспериментальных значений существенно зависит от степени затупления, причем для более притупленных тел расхождение наступает при меньших значениях  $\sqrt{K}$ . Значения отхода контактной поверхности при вдуве гелия укладываются на кривые, соответствующие вдуву воздуха, т. е. при заданном законе вдува и форме обтекаемого тела положение контактной поверхности определяется в основном параметром  $K$ .

**5. Давление на поверхности вдува.** Распределение давления по поверхности вдува главным образом зависит от интенсивности вдува, формы затупления и зоны вдува [6]. В случае вдува с затуплений и с сопрягающейся с затуплением конической поверхности давление на периферии затупления повышается с увеличением интенсивности вдува [15]. Однако при вдуве только на затуплениях с увеличением интенсивности вдува давление на периферии затупления существенно уменьшается по сравнению с давлением без вдува. Точки 1 (фиг. 4, 5) соответствуют профилям давлений на проникаемых торце, эллипсоиде ( $\theta_0=90^\circ$ ,  $t=0.5$ ) и сфере ( $\theta_0=45^\circ$ ), полученным при закрытом канале подвода газа внутрь модели ( $p$  — отношение давления тела к давлению на оси тела). Кривая I (фиг. 5) — профиль давления по непроницаемому сферическому затуплению [16], кривая II — экспериментальный профиль давления по эллипсоидальному непроницаемому затуплению с отношением полуосей  $t=0.5$  [17]. Видно, что давление без вдува существенно отличается от давления на проникаемых сплошных выпуклых телах. Это подтверждает наличие перетекания газа в ударном слое из зоны более высоких давлений в окрестности оси в зоны более низких давлений на периферию через проникаемую поверхность и внутреннюю полость модели.

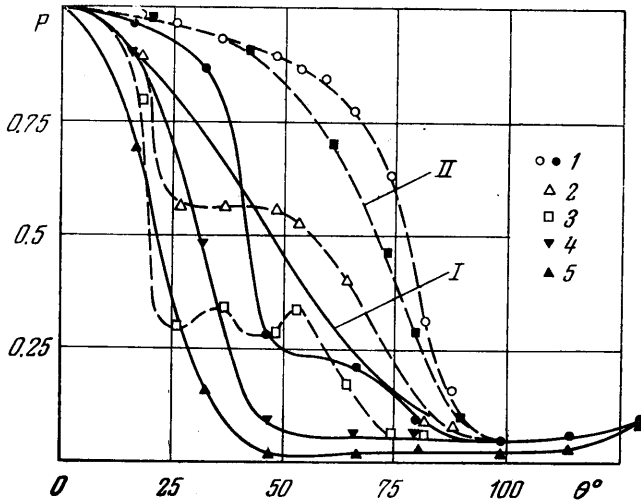
Характерные кривые давлений при вдуве воздуха с поверхности перфорированного и пористого торцов приведены на фиг. 4 (на пористом торце 2, 3 соответствуют  $K=0.08$ ,  $0.45$ ; на перфорированном торце при  $F=0.5$ ,  $r_0/R=0.95$ ; 4, 5, 6 —  $K=0.08$ ,  $0.325$ ,  $0.37$ ; на перфорированном торце



Фиг. 4



при  $F=0.354$ ,  $r_0/R=0.83$ ; 7 —  $K=0.39$ ). При  $K=0.08$  давление на периферии для пористого торца (точки 2) больше, чем давление на перфорированной модели (точки 4). Это связано с отмеченным ранее скосом потока при вдуве с пористого торца. При малых интенсивностях вдува  $K < 0.2$  на поверхности пористого торца реализовывались градиенты давлений, сравнимые с градиентами давлений по толщине пакета сеток. Поэтому у края



Фиг. 5

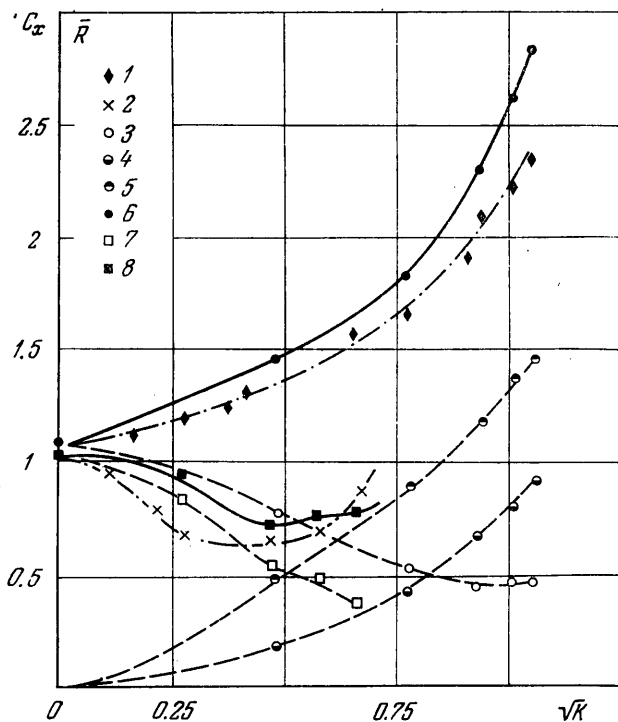
проницаемого участка углы, на которые отклонялся вдуваемый поток газа от нормального его направления к поверхности, достигали  $18 \div 25^\circ$ .

Характерные кривые распределения давлений по эллипсоиду ( $t=0.5$ ,  $F=0.515$ ,  $\theta_0=90^\circ$ ) при вдуве приведены на фиг. 5 (2 —  $K=0.497$ , 3 —  $K=0.943$ ). Эти профили отражают качественный характер изменения давления по поверхности. Действительные значения давления на поверхности вдува в пределах угловых координат  $\theta_0=25-45^\circ$  могут быть несколько больше указанных, так как на этом участке не исключено влияние смешения отдельных струй на величину измеряемого донного для дренажных трубок давления  $p_w$ .

С увеличением интенсивности вдува со сферы ( $F=0.5$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ) помимо уменьшения давления на проницаемом и прилегающем к нему непроницаемом участках поверхности (фиг. 5, 4 —  $K=0.342$ , 5 —  $K=1.2$ ), имелось также и уменьшение давления в донной области сферы.

Таким образом, при вдуве только с затуплений давление на поверхности вдува к периферии существенно уменьшается по сравнению с давлением без вдува или давлением на контактной поверхности. Давление в критической точке контактной поверхности не зависит от интенсивности вдува. Однако давление на контактной поверхности на периферии, оставаясь меньше давления в критической точке, по мере увеличения интенсивности вдува увеличивается по сравнению с давлением на периферии без вдува на непроницаемом теле. Это объясняется тем, что радиус кривизны отсоединенной ударной волны при обтекании выпуклых тел увеличивается с увеличением интенсивности вдува, например, для эллипсоида (фиг. 6, точки 1 соответствуют относительному изменению радиуса кривизны ударной волны  $\bar{R}=R_s/R_{s0}$ ). Увеличение относительного радиуса кривизны ударной волны  $R_s$  означает, что либо увеличивается степень

притушения тела, либо увеличивается его мидель. И в том, и в другом случае давление на периферии увеличивается, а степень растекания в критической точке контактной поверхности уменьшается, т. е. уменьшается значение параметра  $b$  (4.3). Поэтому, если при расчете отхода контактной поверхности на оси по асимптотической теории невязкого пограничного слоя принять распределение давления на контактной поверхности,



Фиг. 6

то полученные значения толщины слоя вдува для сферы и эллипсоида будут еще больше превышать экспериментальные данные, чем приведенные выше приближения.

Для торца, напротив, применение погранслойной теории профиля давлений на контактной поверхности обеспечит согласование асимптотических и экспериментальных значений  $\epsilon$  до больших значений параметра  $K$ , так как радиус кривизны ударной волны до некоторых значений параметра  $K$  уменьшается (фиг. 6, точки 2).

Одновременное уменьшение давления на поверхности вдува к периферии и увеличение его на контактной поверхности на периферии (с увеличением вдува) для сферически и эллиптически затупленных тел указывает на наличие больших градиентов давления не только вдоль проникаемой поверхности тела, но и по толщине слоя вдува, что и было бы желательно учитывать при построении приближенных методов расчета течения в слое вдува.

**6. Волновое сопротивление.** Волновое сопротивление затупленных тел со вдувом определялось следующим образом. По распределению давления на поверхности затуплений вычислялась составляющая коэффициента сопротивления давления, которая затем относилась к сопротивлению непро-

ницаемого затупления ( $c_{x1}$  — отношение коэффициента сопротивления давления к коэффициенту сопротивления  $c_{x0}$  сплошного затупления). Поскольку вдув газа осуществлялся в основном через перфорированные границы, т. е. в виде отдельных струек, которые в минимальном сечении имели площадь  $F_c$  и давление  $p_c$ , то учитывалась относительная составляющая коэффициента сопротивления  $c_{x2}$  за счет избыточного давления  $p_c - p_u$  (относилось сопротивление к  $c_{x0}$ ). Учитывалась также относительная составляющая сопротивления  $c_{x3}$ , вызванного реактивным действием вдуваемого газа. Эта составляющая выражается через параметр вдува  $K$ .

Реактивная составляющая коэффициента сопротивления  $c_{x3}$  может быть сравнима с коэффициентом сопротивления  $c_{x1}$  или превышать его. Суммарный коэффициент сопротивления  $c_x = c_{x1} + c_{x2} + c_{x3}$  определялся для двух характерных затуплений — пористого торца и перфорированного эллипсоида ( $t=0.5$ ,  $F=0.515$ ,  $\theta_0=90^\circ$ ) (фиг. 6, точки 3—6 соответственно обозначают составляющие сопротивления  $c_{x1}$ ,  $c_{x2}$ ,  $c_{x3}$ ,  $c_x$ ). Для пористого торца не учитывалась составляющая  $c_{x2}$  ввиду неопределенности давления  $p_c$  в отдельных порах на поверхности сетчатого пакета. На фиг. 6 точки 7—8 — составляющие сопротивления  $c_{x1}$  и  $c_x$  для пористого торца. Для названных затуплений характерно уменьшение составляющей  $c_{x1}$  с возрастанием параметра вдува  $K$ , однако суммарное сопротивление может увеличиваться, уменьшаться или оставаться постоянным в зависимости от формы затупления, интенсивности вдува и закона распределения вдува по поверхности (фиг. 6) (см. также [18] для вдува одиночной струи с торца). Изменение сопротивления затупленных тел с вдувом в некоторой степени эквивалентно изменению радиуса кривизны отсоединенной ударной волны (фиг. 6). Увеличение радиуса кривизны отсоединенной ударной волны при вдуве сопровождается увеличением сопротивления, а уменьшение радиуса кривизны волны — уменьшением сопротивления.

Следует также отметить, что сопротивление проникаемых затуплений без подвода вдуваемого газа в форкамеру модели отличается от сопротивления этих же сплошных затуплений (фиг. 6).

Поступила 21 VI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г. И., Стулов В. П. Движение больших тел в атмосферах планет. Космические исследования, 1975, т. 13, вып. 4.
2. Гершбейн Э. А., Турский Г. А. Течения вязкого теплопроводного многокомпонентного газа в ударном слое и в окрестности притупления при интенсивных вдувах. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1970, № 1.
3. Стулов В. П. Сильный вдув на поверхности затупленного тела в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
4. Левин В. А. Сильный вдув на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
5. Гершбейн Э. А. Теория гиперзвукового вязкого ударного слоя при больших числах Рейнольдса и при сильном вдуве инородных газов. ПММ, 1974, т. 38, вып. 6.
6. Харченко В. Н. Экспериментальное исследование обтекания острых и затупленных конусов гиперзвуковым потоком гелия при наличии сильного вдува. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
7. Боровский Е. Э., Захарченко В. Я., Цветкова М. В., Шашмуринов В. Н. Экспериментальное исследование сильного вдува на осесимметричных телах вращения. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, ч. 3. Минск, 1972.
8. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев, «Наукова думка», 1976.
9. Стасенко А. И. Истечение жидкости из насадка. Истечение газа из отверстия в тонкой стенке. М., Углетехиздат, 1959.
10. Стулов В. П. О законе подобия при сверхзвуковом обтекании затупленных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
11. Ромео, Стеррет Т. Поле течения при звуковой скорости истечения струи навстречу основному потоку. Ракетная техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 3.

12. *Гилинский М. М., Лебедев М. Г.* К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 1.
  13. *Теленин Г. Ф., Шилова Л. Д.* Гидродинамика каналов с проницаемыми стенками. Теория исчезающей вязкости. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1973, № 30.
  14. *Черный Г. Г.* Гиперзвуковое обтекание крыльев при больших углах атаки. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 2.
  15. *Паппас, Ли.* Теплопередача и давление на затупленном конусе с подводом массы при гиперзвуковом обтекании. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 5.
  16. *Белоцерковский О. М.* Расчет обтекания осесимметричных тел с отошедшей ударной волной. М., ВЦ АН СССР, 1961.
  17. *Швец А. И.* Распределение давления по поверхности эллипсоидов. Вестн. МГУ, Матем., механ., 1964, № 4.
  18. *Faulmann D.* Etude de l'interaction de jets supersoniques. Publ. Sci. Techniques Ministere L'air, Paris, 1966, № 422.
-