

$$\times \theta_3 \left(0 \left| \frac{\pi i t}{b^2} \right. \right) \left(1 - \frac{2x_1^2}{t} \right) e^{-x_1^2/t} e^{-3/2} dt \}^{-1} \quad (5.2)$$

Можно было бы, пользуясь (2.1), получить формулу, аналогичную (5.2), но интегральное представление более удобно для вычисления Q/v_0 на ЭВМ.

Поступило 8 XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Л а м б Г. Гидродинамика. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
2. М а л ю ж и н е ц Г. Д. Средние краевые условия на плоскости, определяющие дальнее поле при дифракции длинных волн на частой акустической жесткой решетке. Симпозиум по дифракции волн, Одесса, М., Изд-во АН СССР, 1960.
3. С е д о в Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
4. А с т а п е н к о В. М. Асимптотика решения задачи дифракции длинной плоской электромагнитной волны на решетке из произвольных профилей. Радиотехника и электроника, 1971, т. 16, вып. 9.
5. А с т а п е н к о В. М. Дифракция плоской звуковой волны на частой двоякопериодической решетке. Тр. Акуст. ин-та, 1970, вып. 11.
6. У и т т е к е р Е. Т., В а т с о н Г. Н. Курс современного анализа, ч. 2. М.—Л., Гостехиздат, 1934.

УДК 532.526:533.694.71/72

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ОСТРЫХ И ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГЕЛИЯ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО ВДУВА

В. Н. ХАРЧЕНКО

(Москва)

Приведены результаты оптических и весовых испытаний, а также распределение давления вдоль боковой поверхности конусов с углами полураствора 5 и 10° при равномерно распределенном вдуве через боковую поверхность или сферически затупленные носки конусов. Показано, что сильный вдув приводит к существенному изменению распределения давления и сопротивления.

Эта работа является продолжением работы [1]¹, в которой были приведены первые результаты экспериментов в гелиевой аэродинамической трубе при числе $M_\infty \approx 25$ и интенсивном вдуве гелия через боковую поверхность острого конуса.

Таблица 1

Размер	№ модели							
	1	2	3	4	5	6	7	8
D , мм	30	40	80	120	60	80	80	80
β_1 , °С	5	5	10	10	10	10	10	10
l , мм	—	—	—	200	27	—	—	—
L , мм	—	—	—	120	120	—	—	—
r , мм	—	—	—	—	—	5	10	20

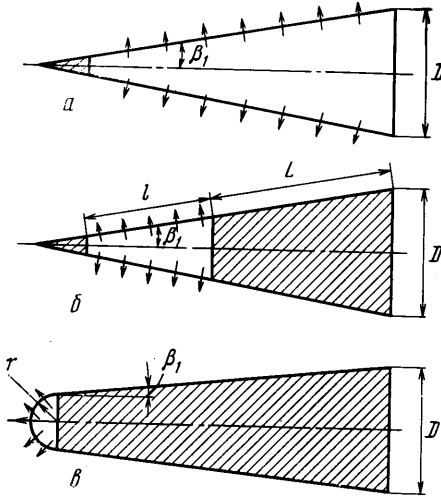
Последующие опыты, некоторые результаты которых приведены ниже, дополняют имеющиеся в литературе данные экспериментальных [1-3] и теоретических [4-6] работ, а также позволяют выявить некоторые новые характерные особенности течения.

На фиг. 1, а, б, в приведены схематические чертежи трех вариантов моделей: а — острый конус с вдувом через всю боковую поверхность (модели 1-3); б — острый конус с вдувом через часть боковой поверхности вблизи вершины (модели

¹ На фиг. 7 работы [1] допущена опечатка. На оси ординат левого графика вместо 1.5 и 1.8 следует 1.0 и 1.5 соответственно.

4, 5); σ — затупленный конус с вдувом через сферическое затупление (модели 6—8). Основные размеры моделей приведены в табл. 1.

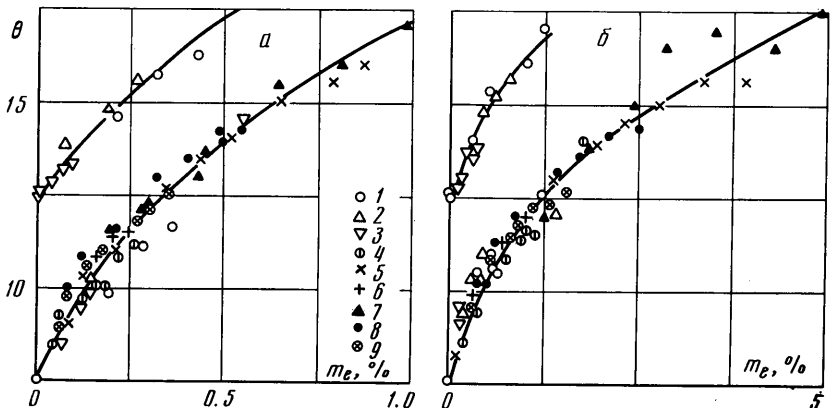
Проницаемые участки моделей 1—5 сворачивались из листового пористого никрома толщиной 0,5—1 мм; по технологическим условиям изготовления моделей острые носики длиной 25—50 мм были непроницаемыми. Модели 1—3 использовались для оптического определения зависимости размеров «эффективного тела», состоящего из конуса и слоя вдуваемого газа на его поверхности, от параметров вдува; на модели 4 измерялось распределение давления; модели 5—8 использовались для измерения сопротивления на аэродинамических весах. Опыты проводились в гиперзвуковой гелиевой трубе с коническими соплами при градиенте чисел M_∞ по длине рабочей части $\sim 0,1 \text{ см}^{-1}$ (в статье всюду будут указываться значения чисел M_∞ в сечении донного среза). Температура торможения комнатная ($T_0 \approx 290^\circ \text{ К}$), давление торможения $P_0 = 60\text{--}80 \text{ бар}$, диапазон чисел M_∞ от 16,5 до 29,5.



Фиг. 1

При больших расходах толщина слоя вдуваемого газа становилась соизмеримой с радиусом тела, а в некоторых опытах вдвое превышала радиус конуса. Тепловские снимки получались с использованием аппаратов ТЕ-21 и ИАБ-453. По снимкам всегда можно было определить угол наклона скачка θ и в большинстве случаев угол полураствора эффективного тела β (в некоторых случаях при больших расходах вдуваемого газа внешняя граница эффективного тела, контактная поверхность, на снимках видна нечетко). Величина θ определялась транспортиром и по тангенсу угла наклона при известной длине конуса и измеренному на снимках расстоянию до скачка в сечении донного среза. Расхождения не превышали 1° , составляя 0,2—0,5° в большинстве случаев.

Зависимости угла θ от параметра вдува $m_e = \rho_w v_w / \rho_e u_e$ (ρ_w, v_w — плотность и скорость вдуваемого газа, ρ_e, u_e — плотность и скорость на внешней поверхности эффективного тела) приведены на фиг. 2, а и б при вдуве гелия и воздуха соответственно. На обоих графиках верхние зависимости получены для конуса с углом полураствора

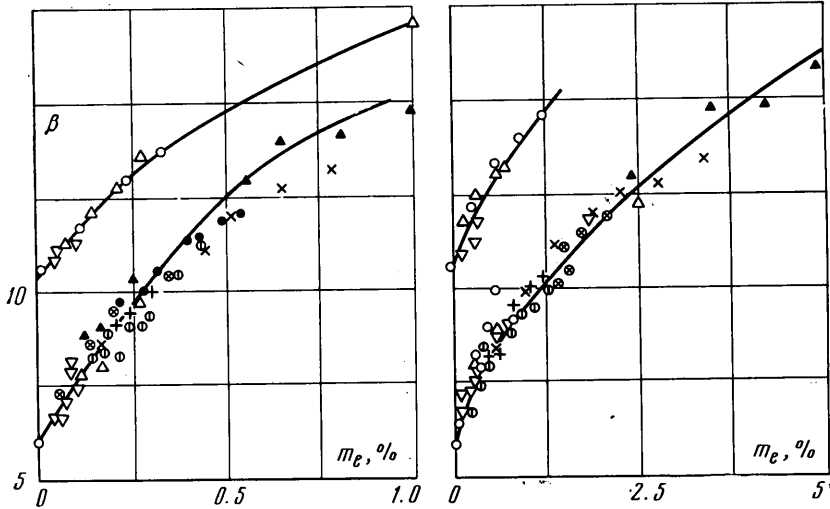


Фиг. 2

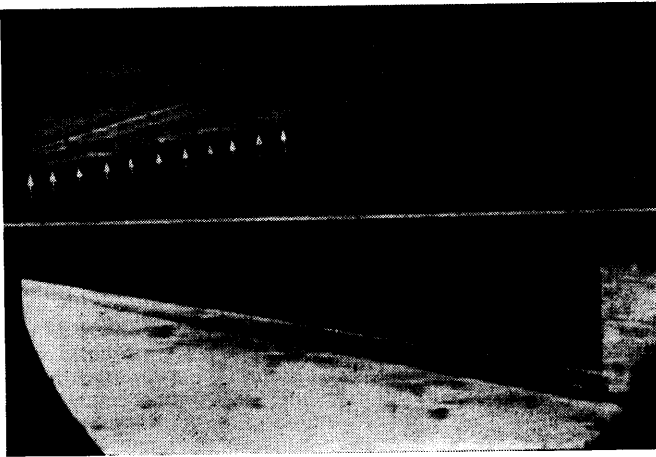
10° , нижние — 5° . Разными значками обозначены данные, полученные при различных величинах давления торможения P_0 и чисел M_∞ , значения которых приведены в табл. 2.

По величине M_∞ и углу наклона скачка с использованием таблиц параметров невязкого течения гелия около круглых конусов [7] определялся угол полураствора эффективного тела β и параметры течения газа на его внешней границе (ρ_e, u_e).

Кроме того, в большинстве случаев угол β определялся по снимкам, так же как и θ , двумя независимыми методами. Расхождения в значениях β , определенных тремя независимыми методами, не превышали 1° . Зависимости $\beta = f(m_e)$ при вдуве гелия и воздуха приведены на фиг. 3, а и б соответственно (обозначения такие же, как и на фиг. 2). Из графиков видно, что при отсутствии вдува на угол раствора эффективного тела влияет толщина вязкого пограничного слоя на



Фиг. 3



Фиг. 4

поверхности конуса. Вдув воздуха оказывает меньшее влияние на утолщение эффективного тела, чем вдув гелия. По-видимому, объясняется этот факт тем, что при одинаковом массовом расходе m_e у гелия скорость вдува v_w выше, а плотность ρ_w меньше, чем соответствующие величины при вдуве воздуха.

Использование параметра m_e позволяет при близких значениях P_0 получить для каждого конуса при вдуве одного и того же газа единые во всем исследованном диапазоне чисел M_∞ зависимости $\theta = f(m_e)$ и $\beta = f(m_e)$. Данные, полученные при $P_0 = 40$ бар, на фиг. 2 и фиг. 3 ложатся заметно выше корреляционной зависимости и в статье не приведены. Внимательный анализ графиков на фиг. 2 и фиг. 3 выявляет некоторую разницу данных при $P_0 = 60$ и 80 бар, но эта разница не превышает разброса из-за неточности. При различных значениях P_0 простой параметр m_e не позволяет получить единых зависимостей. В дальнейших экспериментах пред-

полагается расширить диапазон изменения P_0 (в сторону его уменьшения), а следовательно, и чисел Рейнольдса.

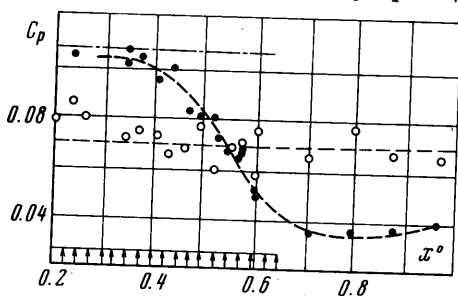
В работах [5, 6] указывается, что давление вдоль проницаемой поверхности сильно зависит от возмущений, возникающих в конце тела или в точке прекращения вдува и распространяющихся вверх по потоку. Этот теоретический вывод может быть проверен в испытаниях модели 4 (фиг. 1), состоящей из проницаемого конуса

Таблица 2

№ обозначения	1	2	3	4 ¹	5	6	7	8	9
$P, \text{ бар}$	80	80	80	80	80	80	60	60	60
M_∞	29.5	25	18.5	17.5	26.5	17	26	20	16.7

¹ Испытания проведены с профилированным соплом при постоянном по длине модели числе M_∞ .

и следующего за ним непроницаемого конического хвостовика с таким же углом полураствора. На фиг. 4 приведены типичные тепловеские снимки испытаний этой модели при числе $M_\infty = 25$. Для сокращения числа иллюстраций на фиг. 4 приведен монтаж из двух снимков: нижняя половина снимка — без вдува, а верхняя — с вдувом гелия при $m_\infty = 1.2\%$ ($m_\infty = \rho_w v_w / \rho_\infty u_\infty$, где ρ_∞, u_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока). На снимке четко видно утолщение эффективного тела при вдуве. Скачок уплотнения у проницаемого конуса почти прямолинейный, а по мере приближения к донному срезу начинает искривляться. Следует отметить, однако, что в этом месте скачок находится вблизи границы струи, что может сказаться также на величине измеряемого давления.



Фиг. 5

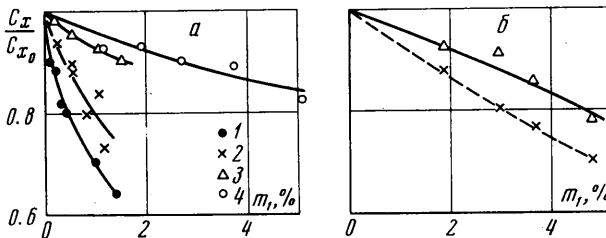
расстоянии x_i от вершины конуса, относилось к параметрам потока в сечении $2x_i$. Из графика видно, что при отсутствии вдува величина c_p мало меняется по длине конуса. Вдув приводит к существенному увеличению давления на проницаемой поверхности. Однако по мере приближения к точке окончания вдува давление начинает резко падать так, что в конце проницаемого участка и на непроницаемом коническом хвостовике становится меньше соответствующего значения при отсутствии вдува.

Аналогичные результаты были получены ранее [4] на меньшей модели и с менее подробным расположением датчиков давления. Примечательным является тот факт, что такое неравномерное распределение давления получается в тех условиях, когда скачок уплотнения мало отличается от прямолинейного (фиг. 4).

На фиг. 5 штрих-пунктирной линией приведено расчетное значение [7] для конуса с углом полураствора эффективного тела при том же расходе вдуваемого газа (угол β определялся по фиг. 3). Экспериментальные значения c_p лишь на небольшом участке конуса совпадают с расчетными. Следовательно, при расчете распределения давления вдоль проницаемой поверхности необходимо учитывать конечность размеров тела.

В работе [4] было установлено, что при вдуве в окрестности носка острого конуса, давление на проницаемом участке растет, а на следующей за ней (большей по площади) непроницаемой поверхности падает, что приводит к падению полного сопротивления конуса. В данной работе аналогичные результаты были получены при вдуве воздуха и гелия через сферические затупленные конусов (модели 6—8 на фиг. 1). На фиг. 6, а и б приведены зависимости $c_x / c_{x0} = f(m_1)$ при вдуве гелия и воздуха через боковую поверхность вблизи вершины острого конуса, а также через проницаемые сферически затупленные носки (на графиках цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены данные для острого конуса и для затупленных конусов с относительным затуплением $r/R = 0.125, 0.25$ и 0.5 соответственно). Здесь c_x, c_{x0} — коэффициент

сопротивления данного конуса при наличии и отсутствии вдува, $m_1 = G / \rho_\infty u_\infty f$, G — расход вдуваемого газа, f — площадь донного среза. Из графиков видно, что эффективность вдува вблизи вершины конуса как средства снижения сопротивления падает с увеличением радиуса закругления. Однако снижение сопротивления вслед-



Фиг. 6

ствие вдува заметно даже при относительном закруглении $r/R = 0.5$. Из графика видно также, что вдув более легкого газа, гелия, эффективнее, чем вдув воздуха. Можно предполагать, что вдув легкого газа (гелий, водород) в воздушный поток будет еще более эффективным.

Поступило 12 VIII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Харченко В. Н. Влияние интенсивного поперечного потока массы на сопротивление конуса в гиперзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
2. Fernandez F. L., Zukoski E. E. Experiments in supersonic turbulent flow with large distributed surface injection. AIAA paper, 1968, No. 129.
3. Ботт. Экспериментальное исследование интенсивного вдува. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 4.
4. Тейлор, Массон, Фостер. Сверхзвуковое обтекание конуса конечных размеров при интенсивном вдуве газа через его поверхность. Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 7.
5. Фернандес, Лиз. Влияние конечной длины пластины на сверхзвуковой турбулентный пограничный слой с сильным распределенным вдуванием через поверхность. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 7.
6. Матвеева Н. С., Нейланд В. Я. Сильный вдув на теле конечной длины в сверхзвуковом потоке. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 5.
7. Буковшин В. Г., Шустов В. И. Таблицы параметров течения газа около круглых конусов для чисел M от 2 до 100 и для значений μ от 1.1 до 1.67. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1274.

УДК 532.72

УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ С КОЭФФИЦИЕНТАМИ ПЕРЕНОСА В ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

А. В. ГЕНС, Г. А. ТИРСКИЙ

(Москва)

В работе получена система уравнений многокомпонентной гидродинамики, разрешенная относительно старших производных, при любом количестве приближений в процедуре Чепмена — Энскога. В обычной постановке [1–3], когда коэффициенты переноса вычисляются в первом приближении, такая система может быть получена при помощи соотношения Стефана — Максвелла [1, 7, 8]. В таком виде система уравнений весьма удобна для фактического решения ряда гидродинамических задач [6–8].

Однако в последнее время было показано [3–5], что коэффициенты переноса некоторых газовых смесей, вычисленные методом Чепмена — Энскога, в первом приближении могут сильно отличаться от этих коэффициентов, вычисленных в высших приближениях. Например, коэффициенты переноса полностью ионизированной водородной плазмы, вычисленные в четвертом приближении методом Чепмена — Энскога, хорошо совпадают с коэффициентами, вычисленными Спидером [3], но отличаются от этих коэффициентов, вычисленных в первом приближении, более чем на 50%, исключая коэффициент сдвиговой вязкости.

При вычислении коэффициентов переноса в высших приближениях соотношения Стефана — Максвелла, замыкающие макроскопическую систему уравнений, пере-