

Фиг. 5

шая на образование ударной волны, составила  $E_1 = 68$  дж. На фиг. 5 приведены расчетные графики (позиция 2) параметров ударной волны для точечного взрыва в сферическом случае для  $\gamma = 1.4$ ,  $E_1 = 68$  дж,  $\rho_1 = 0.016$  кг·сек<sup>2</sup>/м<sup>4</sup> и  $p_1 = 0.132$  кг/см<sup>2</sup>. Эти расчетные данные и экспериментальные результаты для визуализируемой области удовлетворительно согласуются. Таким образом, к.п.д. мембранной электроразрядной камеры можно считать равным  $\eta \approx E_1/E_0 \cdot 100\% \approx 1\%$ .

Итак, в работе показано, что в описанных условиях эксперимента ударная волна, образованная мембранной электроразрядной камерой, получается по своим параметрам близкой к ударной волне точечного взрыва в сферическом случае.

Поступило 19 I 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамсон И. С., Гегечкори Н. М. Осциллографические исследования искрового разряда. ЖЭТФ, 1951, № 21.
2. Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л. Плотность и температура газа в искровом разряде. ЖЭТФ, 1953, № 24.
3. Миллер. Моделирование ударных волн для изучения их взаимодействия и измерения в гиперзвуковом потоке с помощью взрывных волн, образованных искровым разрядом. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 9.
4. Васильев Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
6. Емельянов В. А., Ершов И. В. Количественные исследования ударно-волновых процессов за ударной волной при помощи теневых методов. ПМТФ, 1969, № 1.

УДК 533.6.011.8

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАСАДКА ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ С ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. КОШМАРОВ, С. Б. СВИРИЦЕВСКИЙ

(Москва)

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния разрежения на величину давления торможения в тонкостенном цилиндрическом насадке с острой передней кромкой при дозвуковых скоростях потока. Эксперименты проведены при нулевом угле атаки в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_\infty = 0.59-6.99$ , чисел Маха  $M_\infty = 0.2-0.7$ , чисел Кнудсена  $Kn_\infty = 0.043-1.54$ .

Установлена формула, позволяющая расшифровать показания насадка полного давления при любых степенях разрежения (чисел Кнудсена).

Теория взаимодействия насадка полного давления с потоком газа в известной степени разработана лишь для очень малых степеней разрежения, когда еще применимы уравнения Навье — Стокса [1], и для очень больших степеней разрежения, когда существует свободно-молекулярное обтекание [2, 3]. В частности, для цилиндрического бесконечно длинного ( $d/L = 0$ ,  $d$  — диаметр насадка,  $d_1$  — внутренний диаметр насадка,  $L$  — длина насадка по потоку) насадка было найдено, что при свободно-молекулярном обтекании ( $Kn_\infty \gg 1$ ) под нулевым углом атаки величина давления в насадке определяется следующей формулой (получена для условий, когда имеется полная аккомодация молекул газа к условиям на поверхности насадка) [3]:

$$p_{0m} = p_\infty \sqrt{\frac{T_*}{T_\infty}} \left\{ \left[ \frac{S}{\pi} + 0.5 \right] [\exp(-S^2) + \sqrt{\pi} S(1 + \operatorname{erf} S)] + 0.5 [1 + \operatorname{erf} S] \right\} \quad (1)$$

$$S = \sqrt{\frac{k}{2}} M_\infty = \frac{u_\infty}{\sqrt{2RT_\infty}}, \quad \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

Здесь и далее  $p_{0m}$  — давление в насадке при свободно-молекулярном режиме обтекания;  $p_\infty$ ,  $T_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $M_\infty$  — соответственно статическое давление, термодинамическая температура, скорость потока и число Маха в невозмущенном потоке;  $T_*$  — температура поверхности насадка;  $k = c_p / c_v$  — отношение изобарной и изохорной теплоемкостей.

Формула (1) с достаточной для практики точностью может применяться и для насадков конечной длины, если выполняется условие  $d/L \leq 0.1$  [3].

Промежуточная область между континуальной и свободно-молекулярной областями в теоретическом отношении остается неизученной. Результаты исследований [4, 5] ограничены по диапазону условий обтекания, носят качественный характер и требуют уточнений.

Экспериментальные исследования цилиндрических насадков полного давления при дозвуковых скоростях потока [6, 7] охватывают очень узкие диапазоны условий, соответствующие областям слабого разрежения и почти свободно-молекулярного обтекания.

Область данного исследования занимает промежуточное положение между областями работ [6] и [7].

Эксперименты проводились в вакуумной газодинамической трубе, принципиальная схема которой аналогична установке, описанной в [8]. В качестве рабочего газа использовался осушенный воздух. Дозвуковое сопло имело выходной диаметр 24 см, длину (по потоку) 20 см. Конфигурация сопла соответствовала уравнению Витошинского.

В качестве рабочего потока использовали изэнтропное ядро течения в выходной части сопла, где продольный градиент давления практически отсутствовал. Изменение числа Маха  $M_\infty$  вдоль рабочего потока (по данным измерений) не превышало 1% на длине 40 см.

Для измерения статического давления в рабочем потоке в цилиндрической выходной части сопла через 1 см вдоль окружности, отстоящей на расстоянии 0.5 см от выходного среза, были просверлены отверстия диаметром 1, 1.5 и 2 мм. Отверстия соединялись фторопластовыми трубками с вакуумным масляным затвором, который, в свою очередь, позволял последовательно соединять отверстия с манометром Мак-Леода. Данные измерений для отверстий всех диаметров при каждом режиме были практически одинаковы и совпадали с величиной статического давления в барокамере, куда вытекала струя газа из сопла (размеры дренажного отверстия при всех условиях опытов не влияли на величину измеренного давления, что согласуется с [9]).

Были проведены измерения при помощи зондов. Первый зонд представлял собой цилиндрическую трубку диаметром 7 мм с закрытой головной частью полусферической формы. На боковой поверхности зонда имелись восемь отверстий диаметром 1 мм, отстоящих от носка на 58 мм. Этот зонд позволил получить качественные представления о распределении статического давления поперек струи газа. При всех режимах давление, измеряемое этим зондом, было практически постоянным по сечению рабочего потока. Второй зонд представлял собой тонкостенную цилиндрическую трубку с острой передней кромкой диаметром 9 мм с открытым передним концом. Этот зонд позволил выявить картину распределения скоростей поперек струи. По данным о распределении давлений  $p_{0*}$ , измеряемых этим зондом, были определены толщины пограничного слоя, нарастающего вдоль сопла, и размеры изэнтропного ядра потока. Диаметр рабочего потока при наибольших давлениях в опытах ( $p_\infty \approx 4 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.) составлял 17—18 см, а при наименьших давлениях ( $p_\infty \approx 9 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.) 4.5—5 см.

Для выяснения вопроса о том, является ли течение в центральной части струи изэнтропным, был использован следующий метод. В поток последовательно вводились насадки давления разного диаметра. С увеличением диаметра при прочих постоянных условиях уменьшалось влияние разрежения на показания насадка и полное давление в насадке приближалось к пределу, соответствовавшему давлению изэнтропного торможения в данной точке потока. Найденные таким путем величины полных давлений сравнивались с давлением, измеренным в форкамере сопла  $p_0$ . Давление в форкамере сопла измерялось при помощи отверстия на стенке форкамеры. Так как скоростной напор перед соплом составлял не более 0.02% измеренного давления, то можно было принять измеренное давление равным полному давлению  $p_0$ . Результаты измерений показали, что найденное таким образом полное давление в потоке оставалось постоянным вдоль оси сопла и равнялось давлению перед соплом.

Эксперименты проводились без подогрева потока газа. Температуры насадков, стенок сопла, барокамеры и других элементов трубы практически были одинаковы и приблизительно равнялись температуре адиабатного торможения потока, которая была равна комнатной. Для определения температуры торможения рабочего потока  $T_0$  использовались оттарированные термопарные зонды из хромель-копелевой проволоки, установленные в форкамере сопла.

В опытах измерялись давление в форкамере сопла (тем самым измерялось давление изэнтропного заторможенного рабочего потока  $p_0$ ), статическое давление в рабочем потоке  $p_\infty$ , температура торможения  $T_0$ . По результатам этих измерений при помощи выражений для изэнтропного потока вычислялись число Маха  $M_\infty$ , термодинамическая температура потока  $T_\infty$ , плотность  $\rho_\infty$ . Длина свободного пробега молекул  $\lambda_\infty$  определялась из соотношения

$$\lambda_\infty = \frac{16}{5} \left( \frac{\mu_\infty}{p_\infty} \right) \left[ \frac{RT_\infty}{2\pi} \right]^{1/2} \quad (2)$$

Вязкость воздуха  $\mu_\infty$  вычислялась по формуле Сатерленда.

Компрессионный манометр Мак-Леода, использовавшийся для регистрации давления в насадках, в форкамере сопла, в барокамере и потоке газа, был изготовлен на диапазон давлений от 0.5 мм рт. ст. до  $4.8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Отсчет уровней ртути в капиллярах манометра производился катетометром по методу многократных отсчетов [10].

Относительная средняя квадратичная погрешность измерения давления компрессионным манометром, вызванная неточностью определения постоянной манометра, погрешностями экспериментальных поправок, связанных с депрессией ртути в капиллярах, и положением эффективной вершины измерительного капилляра, погрешностями отсчета уровней ртути в капиллярах и т. п., составила 0.9—1.3% в диапазоне давлений  $4 \cdot 10^{-2}$ — $9 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. Погрешность определения числа Маха  $M_\infty$  могла составлять 0.5—3.2%, а температуры торможения  $T_0$  — 0.05%.

Исследования влияния разрежения на показания цилиндрического насадка полного давления были проведены в диапазоне чисел Маха  $M_\infty = 0.2$ —0.7 и чисел Рейнольдса  $Re_\infty = 0.59$ —6.99, вычисленных по параметрам набегающего потока ( $u_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $\mu_\infty$ ) и диаметру насадка  $d$ . Набор насадков разного диаметра (см. таблицу), последовательно вставлявшихся в поток с неизменными параметрами ( $p_\infty$ ,  $T_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $\lambda_\infty$ ), позволял проследить зависимость давления в зонде  $p_{0*}$  от  $d$ , т. е. от числа Кнудсена  $Kn_\infty = \lambda_\infty / d \sim M_\infty / Re_\infty$  при неизменных прочих характеристиках.

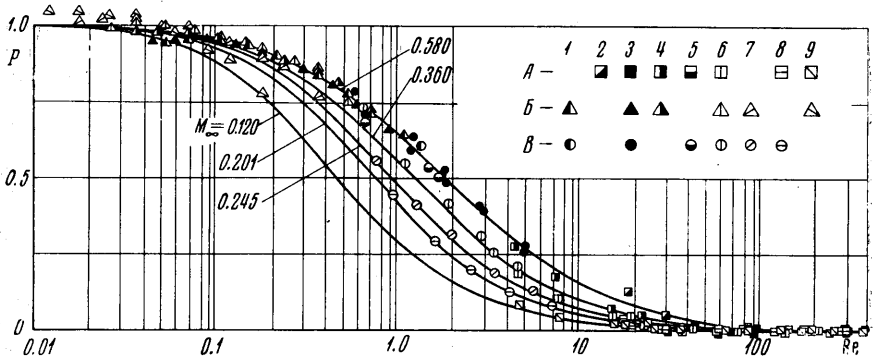
Исследования проводились при нулевом угле атаки. Для того чтобы выявить возможную ошибку измерения давления в насадке  $p_{0*}$  из-за неточности установки нулевого угла атаки, были проведены исследования зависимости  $p_{0*}$  от угла атаки. В результате этих экспериментов было установлено, что показания насадков практически нечувствительны к углу атаки в пределах от 0 до  $\pm 10^\circ$ .

Результаты измерений были обработаны в виде зависимости

$$P = f(Re_\infty), \quad P = f\left(M_\infty, \frac{Re_\infty}{M_\infty}\right), \quad P = (p_{0*} - p_0) / (p_{0m} - p_0)$$

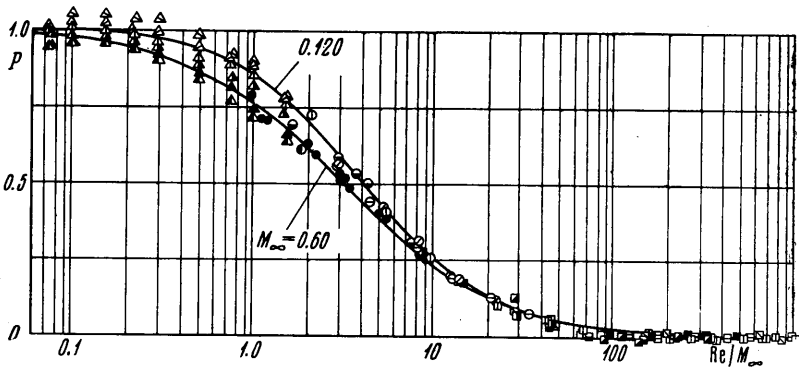
Насадок	$d$ , мм	$d_1$ , мм	$d_1 / d$	$L$ , мм	$d / L$
1	25.00	24.00	0.960	220	0.114
2	15.25	13.95	0.915	130	0.117
3	9.00	8.40	0.933	130	0.069
4	6.00	5.50	0.917	130	0.046
5	3.25	2.95	0.908	130	0.025

Здесь  $p_0^*$  — давление в насадке при исследуемом режиме обтекания;  $p_{0m}$  — давление в насадке при свободно-молекулярном обтекании, вычисленное для условий исследуемого режима согласно (1);  $p_0$  — давление в изантропно-заторможенном потоке. Так как исследовавшийся тип насадки характеризовался значением параметра  $d/L \approx 0.1$ , то влиянием этого параметра на показания зонда можно было пренебречь.



Фиг. 1

Опытные зависимости  $P = f(\text{Re}_\infty)$  при фиксированных значениях чисел Маха  $M_\infty$  представлены на фиг. 1. На графике помимо полученных опытных данных нанесены результаты работ [6, 7] для насадок, имеющих подобные геометрические характеристики. Зависимости  $P = f(M_\infty, \text{Re}_\infty / M_\infty)$  представлены на фиг. 2. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными работ [6, 7]. Точки А, В, С на фиг. 1 и фиг. 2 относятся соответственно к опытам Шермана, Срикента и проведенным в этой работе; точки 1—9 соответствуют значениям  $M_\infty$ , равным 0.710—0.717, 0.644—0.668, 0.540—0.604, 0.478—0.512, 0.390—0.401, 0.316—0.370, 0.235—0.255, 0.199—0.212 и 0.097—0.164. Влияние параметра разрежения  $\text{Re}_\infty / M_\infty$  оказывается неодинаковым при разных числах Маха  $M_\infty$ . Однако влияние числа Маха в указанном смысле существенно лишь для больших степеней разрежения (при  $\text{Re}_\infty / M_\infty < 3$ ). При значениях  $\text{Re}_\infty / M_\infty > 10$  этим влиянием можно пренебречь.



Фиг. 2

Экспериментальные зависимости  $P = f(M_\infty, \text{Re}_\infty / M_\infty)$  хорошо описываются следующей аппроксимирующей формулой:

$$P = \frac{\exp(-8kM_\infty^2) + (\text{Re}_\infty / M_\infty)}{\exp(-8kM_\infty^2) + (\text{Re}_\infty / M_\infty) + 0.32(\text{Re}_\infty / M_\infty)^2} \quad (3)$$

О степени согласования этой формулы с данными экспериментов можно судить по графикам на фиг. 1 и фиг. 2. Расчеты по формуле (3) представлены на этих графиках сплошными линиями. Полученная формула применима для насадок исследованного типа ( $d_1/d \approx 0.7-1.0$ ,  $d/L \leq 0.1$ ) в области чисел Маха  $M_\infty$  0.1—0.7 при любых режимах обтекания потоком двухатомного газа.

Поступило 28 VII 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шамбре П. Л., Шааф С. А. Измерение давления. В сб. «Физические измерения в газовой динамике и при горении», М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 103—113.
2. Pond H. L. The effect of entrance velocity on the flow of a rarefied gas through a tube. *J. Aero/Space Sci.*, 1962, vol. 29, p. 917.
3. Hughes P. C., De Leeuw I. H. Theory for the free molecule impact probe at an angle of attack. *Rarefied Gas Dynamics, Forth Sympos., Acad. Press.*, 1965, vol. 1, pp. 653—676.
4. Лю В. К. О давлении в трубке Пито в почти-свободномолекулярном течении. В сб. «Механика», 1959, № 4, стр. 55—66.
5. Edwards R. H., Quan V. Hypersonic adiabatic impact pressure of a rarefied gas. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 4, p. 663.
6. Schaaf S. A. Experimental methods and results in rarefied gas dynamics. *Heat Trans. Sympos.*, 1952, Engng Res. Inst. Univ. Michigan, 1953.
7. Срикент А. К. Экспериментальное исследование насадков полного давления в разреженном дозвуковом потоке. *Ракетная техника и космонавтика*, 1968, т. 6, № 5, стр. 213—215.
8. Костерин С. И., Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Экспериментальное исследование теплообмена плоской пластины в сверхзвуковом потоке разреженного газа. *Инж. ж.*, 1962, т. 2, вып. 2.
9. Potter I. L., Kinslow M., Boylan D. E. An influence of the orifice on measured pressure in rarefied flow. *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 2, pp. 175—194, Forth Simpos., Acad. Press., 1966.
10. Гуляев М. А., Ерухин А. В. Измерение вакуума. М., Изд. Комитета мер и измерительных приборов, 1967.

УДК 533.697

### К ИССЛЕДОВАНИЮ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ИЗМЕНЕНИИ УСЛОВИЙ В ВЫХОДНОМ СЕЧЕНИИ

В. Т. ГРИНЬ, М. Я. ИВАНОВ

(Москва)

Рассматривается задача о динамике течения торможения идеального (невязкого и нетеплопроводного) газа в осесимметричном канале с центральным телом, когда область сверхзвуковых скоростей заканчивается замыкающим скачком уплотнения, в случае внезапного изменения условий на выходе. Исследованы два вида возмущения потока в выходном сечении: ступенчатое увеличение давления и прерывание расхода газа на заданный интервал времени. Анализируется распространение возмущения вверх по течению и связанные с ним особенности (увеличение давления, разрушение сверхзвукового течения и т. п.). Исследование основывается на численном интегрировании точных уравнений нестационарного течения с использованием разностной схемы, предложенной С. К. Годуновым [1, 2]. Расчеты проводились как в одномерном, так и в двумерном приближении. В случае сравнительно слабых возмущений на выходе нестационарное течение в канале анализировалось тем же методом, что и в работе [3]. Расчеты течения, вызванного закрытием сечения выхода, выполнены в одномерном приближении Мэйсом [4], который использовал разностную схему Лакса.

Рассматривается неустановившееся течение идеального газа в осесимметричном канале переменного сечения. Прямоугольные координаты  $x, y$  выбираются так, чтобы ось  $x$  совпадала с осью симметрии потока, а  $x = 0$  и  $x = L$  отвечали плоскостям входа и выхода из канала соответственно. Верхняя и нижняя стенки канала задаются уравнениями  $y_+(x)$  и  $y_-(x)$  и на них выполняется условие непротекания. На входе в канал  $x = 0$  компонента скорости и сверхзвуковая и все параметры потока известны. На стационарном режиме течения давление в плоскости выхода  $p_L$  поддерживается постоянным по сечению и его величина такова, что течение при  $x = L$  дозвуковое, а замыкающий скачок расположен в расширяющейся части канала вблизи минимального сечения (горла). Так как используемые уравнения, а также краткое описание метода расчета уже приводились в работах [3, 5], то ниже обсуждаются лишь некоторые детали, связанные с особенностями рассматриваемой задачи.