

Т а б л и ц а 2

№ п/п	$\alpha_2$	$\mu_1$ , Н·с/м <sup>2</sup>	$N_0$ , Вт	$\frac{E_1}{N_0} \cdot 100\%$	$\frac{E_2}{N_0} \cdot 100\%$	$\frac{E_{12}}{N_1} \cdot 100\%$
1	0,045	4,25	280	48,6	0,3	51,1
2	0,062	4,11	280	47,8	0,5	51,7
3	0,087	3,87	274	45,8	1,1	53,1
4	0,125	3,71	272	42,4	1,9	55,7
5	0,16	3,63	269	39,1	1,8	59,1
6	0,22	3,42	253	33,4	0,3	66,3

размера канала по радиусу затраты мощности растут и перераспределяются — увеличивается диссипация энергии в несущей и дисперсной фазах, а доля  $E_{12}$  уменьшается. Связано это, по-видимому, с усилением влияния турбулентных пульсаций, что приводит к увеличению  $w_{2*}$  и, как следствие, к сглаживанию профиля  $v_1$ .

В табл. 2 приведены те же значения, что и в табл. 1, для различных  $\alpha_2$  (ячейка сетки  $1 \times 1$  мм,  $R_1 = 0,075$  м,  $\omega = 93$  с<sup>-1</sup>). Уменьшение мощностных затрат при увеличении  $\alpha_2$  связано с уменьшением доли  $E_1$  и увеличением доли  $E_{12}$ . Первое объясняется уменьшением масштаба турбулентности вследствие сокращения средней длины свободного пробега гранул, а также гашением мелкомасштабных пульсаций при повышении концентрации гранул. Увеличение  $E_{12}$  связано с ростом  $\alpha_2$ .

Рассмотрим теперь распределение дисперсной фазы по каналу. Решение (23), (24) для различных значений  $\langle \alpha_2 \rangle$  показало, что для расстояний от сетки, превышающих 2—3 диаметра гранулы,  $\alpha_2$  сохраняется практически постоянным. На меньших расстояниях от сетки для канала достаточной протяженности по радиусу ( $(R_2 - R_1)/2a > 6$ ) решение предсказывает уменьшение  $\alpha_2$ . Однако в рассмотренной модели не учитываются процессы, происходящие вблизи сетки — изменение пульсационных скоростей, подсос и отталкивание гранул и т.д. Поэтому вопрос о поведении гранул у сетки требует дополнительного исследования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Драч В. А., Красильников С. М., Толстопятов Г. М., Гольдин М. Л. Математическое описание процесса синтеза каучука общего назначения. — В кн.: Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. «Химреактор-6». Дзержинск, 1977, т. 1.
2. Гольдштейн М. А. Теория концентрированных дисперсных систем. — В кн.: Материалы междунар. инт. по процессам переноса в неподвижных и псевдооживленных зернистых слоях. Минск, 1977.
3. Гольдштейн М. А., Козлов Б. Н. Элементарная теория концентрированных систем. — ПМТФ, 1973, № 4.
4. Нигматуллин Р. И. Основы механики гетерогенных смесей. М.: Наука, 1978.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953.

Поступила 15/V 1984 г.

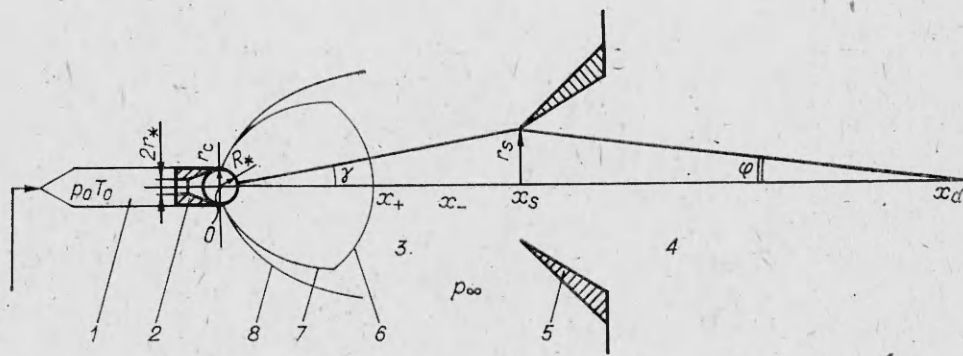
УДК 533.6.011.532.522.2

### ФОРМИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ИСТОЧНИКЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

В. Н. Гусев, А. И. Омелик

(Жуковский)

1. Обычный способ создания пучка молекул в газодинамическом источнике [1] показан на фиг. 1. Из форкамеры 1 газ с давлением  $p_0$  и температурой  $T_0$  через сопло 2 расширяется до некоторого сверхзвукового числа Маха в предсжиммерной камере 3 ( $0 \leq x \leq x_s$ ). Значительная часть



Ф и г. 1

хаотического теплового движения молекул при этом переходит в упорядоченное массовое движение. В дальнейшем небольшая часть этого потока формируется в высоковакуумной камере 4 ( $x > x_s$ ) в пучок молекул с помощью конусообразного заборника — скиммера 5; 6 — граница невозмущенной области струи, 7 — висячий скачок, 8 — граница струи.

Для максвелловской функции распределения молекул по скоростям с наложенной массовой скоростью  $v_m$  интенсивность такого источника в точке детектирования  $x_d$  [2]

$$I(x_d) = \rho(x_d) v_m x_d^2 = I(x_s) \left\{ 1 - \cos^2 \psi e^{-S_s^2 \sin^2 \psi} \frac{I_1(S_s \cos \psi)}{I_1(S_s)} \right\}^2$$

$$I_1(x) = \frac{1}{2} e^{-x^2} + \frac{x \sqrt{\pi}}{2} (1 + \operatorname{erf} x),$$

где  $\rho$  — плотность;  $S = (\sqrt{\kappa/2})M = v_m(2RT)^{-1/2}$  — скоростное отношение;  $\kappa$  — отношение удельных теплоемкостей;  $\psi = \varphi + \gamma$ . При малых углах  $\psi$ , что обычно имеет место в таких установках, последнее выражение упрощается

$$(1.1) \quad I(x_d) = I(x_s) \left[ 1 - e^{-\psi^2 S_s^2} \right]$$

и определяет потери интенсивности газодинамического источника по сравнению с квазисферическим. Зависимость  $\bar{I}(x_d) = I(x_d)/I(x_s)$  от  $\psi S_s$  приведена сплошной линией на фиг. 2, а. При  $\psi S_s \geq 2$  интенсивность газодинамического источника будет максимальной.

Отметим, что при  $\psi S_s \ll 1$

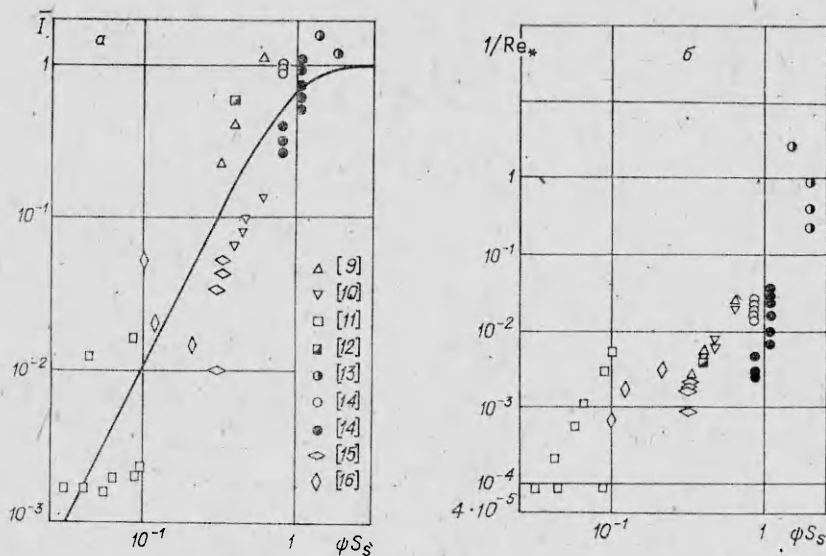
$$I(x_d) = \psi^2 S_s^2 I(x_s)$$

и при  $S_s \gg 1$  и  $\gamma \ll \varphi \ll 1$  следующее из формулы (1.1) выражение для интенсивности газодинамического источника будет совпадать с ранее полученным в [3]

$$I(x_d) = \kappa \rho(x_s) v_m M_s^2 r_s^2 / 2,$$

где  $r_s$  — радиус скиммера;  $v_m = (\sqrt{(\kappa+1)/(\kappa-1)}) v_* = \sqrt{2\kappa RT_0/(\kappa-1)}$  — предельная скорость.

Как правило, давление  $p_\infty$  в предскиммерной камере существенно меньше давления на срезе сопла  $p_c$ . Расширение газа в этом случае происходит в сильно недорасширенной струе по центрированной в выходной кромке сопла волне разрежения. Течение внутри струи полностью определяется заданием начальных данных в выходном сечении сопла. Вдоль оси струи течение асимптотически стремится к течению от некоторого осесимметричного источника, радиус критического сечения которого  $\bar{r}_* = R_*^2(0) r_*$ , где  $r_*$  — радиус критического сечения сопла.



Ф и г. 2

Для выяснения общей картины течения рассмотрим предельный режим бесконечно больших чисел Рейнольдса. В этом случае не зависящее от внешних условий течение внутри сильно недорасширенной струи геометрически будет ограничено висячими скачками уплотнения и диском Маха. Положение последнего на оси симметрии определяется формулой

$$(1.2) \quad x_+/r_c = \alpha(M_c, \kappa) \sqrt{p_0/p_\infty},$$

где  $r_c$  и  $M_c$  — радиус выходного сечения сопла и значение числа Маха в этом сечении. Размер сверхзвуковой области течения будет беспредельно увеличиваться с ростом перепада давления  $p_0/p_\infty$ . Необходимые для определения параметров потока в этой области значения  $R_*^0(0)$  при различных значениях  $M_c$  и  $\kappa$  были получены на основании численных расчетов методом характеристик и приведены в [4].

Так как течение за диском Маха становится дозвуковым, то при формировании пучка молекул в газодинамическом источнике, использующем сильно недорасширенную струю, положение скиммера должно определяться из условия  $x_s < x_+$ , а радиус его отверстия — из условия свободномолекулярного обтекания  $r_s \ll \lambda_s$ , где  $\lambda_s = (4/5 \sqrt{\kappa})(\mu_s/\rho_s a_s)$ ,  $a$  — скорость звука,  $\mu$  — коэффициент вязкости. Для рассматриваемого режима значение  $\lambda_s$  существенно меньше характерного размера  $x_+$ .

При числе Рейнольдса  $Re_* \rightarrow \infty$  и степенной зависимости коэффициента вязкости от температуры  $\mu \sim T^n$  из условия  $r_s \ll \lambda_s$  следует

$$\gamma S_s \ll \frac{1}{Re_*} \left( \frac{x_+}{R_*} \right)^{2\kappa-1-2n(\kappa-1)}$$

или с учетом (1.2)

$$(1.3) \quad \gamma S_s \ll \frac{i}{Re_*} \left( \alpha \sqrt{\frac{\bar{r}_0}{p_s}} \right)^{2\kappa-1-2n(\kappa-1)}, \quad Re_* = \frac{\rho_* v_* R_*}{\mu_*}.$$

Из последнего неравенства видно, что сколь бы велико ни было значение  $Re_*$ , всегда можно выбрать такой перепад давления  $p_0/p_\infty$ , при котором интенсивность газодинамического источника будет максимальной ( $\gamma S_s > 2$ ). Однако при больших  $Re_*$  требуемые перепады давления оказываются здесь настолько большими, что реализовать такие режимы может оказаться невозможным. С другой стороны, как следует из неравенства (1.3), максимальная интенсивность потока в газодинамическом источнике может быть реализована за счет уменьшения  $Re_*$ . На это указывалось в

[5] на основе анализа многочисленных экспериментальных данных различных авторов. Так как картина течения в струе с уменьшением  $Re_*$  существенно меняется, рассмотрим режимы течения в газодинамическом молекулярном источнике при малых значениях  $Re_*$ .

2. Подробный анализ, проведенный в [6, 7] на основании численного решения уравнений Навье — Стокса, показал, что при конечном значении  $Re_*$  сверхзвуковая область, не зависящая от внешних условий, остается ограниченной ( $x < x_+$ ) при безграничном увеличении перепада давления  $p_0/p_\infty$  и уменьшается с уменьшением  $Re_*$ . В гиперзвуковой ее части для скорости  $\bar{v} = v/v_*$ , плотности  $\bar{\rho} = \rho/\rho_*$ , температуры  $\bar{T} = T/T_*$  и давления  $\bar{p} = p/p_*$  справедливы следующие асимптотические выражения [8]:

$$(2.1) \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} + W Re^{-\lambda}, \quad \bar{\rho} = \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \left( 1 - \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} W Re^{-\lambda} \right) \bar{x}^{-2},$$

$$\bar{T} = \Theta Re^{-\lambda}, \quad \bar{p} = \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \Theta Re^{-\lambda} \bar{x}^{-2},$$

где 
$$\Theta = \left\{ \frac{\kappa(\kappa+1)(1-n)\omega}{X} + \left( \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \right)^{\frac{(\kappa-1)(1-n)}{2}} X^{2(\kappa-1)(1-n)} \right\}^{\frac{1}{1-n}};$$

$$W = - \frac{\Theta}{\sqrt{(\kappa+1)(\kappa-1)}} - \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \frac{\Theta^n}{X};$$

$$X = \bar{x}^{-1} Re^\omega; \quad \bar{x} = \frac{\bar{x}}{R_*}; \quad Re = \frac{\bar{x}}{4} Re_*; \quad \lambda = 2(\kappa-1)\omega;$$

$$\omega = [2\kappa - 1 - 2(\kappa-1)n]^{-1}.$$

Протяженность не зависящей от внешних условий сверхзвуковой области течения в этом случае определяется координатой  $\bar{x}_+$ , в которой параметры потока (2.1) достигают экстремальных значений [7]:

$$(2.2) \quad \bar{x}_+ = \left( \frac{2}{\kappa\omega} \right)^{\frac{1}{\omega}} \left( \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \right)^{\frac{3\omega+1}{4}} Re^\omega.$$

В этом сечении максимальное значение числа Маха

$$(2.3) \quad M_+ = \frac{v_+}{\sqrt{\kappa R T_+}} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{(\kappa-1)\Theta_+}} Re^{\frac{\lambda}{2}}$$

и гиперзвуковая длина свободного пробега молекул становится соизмеримой с характерным размером не возмущенной внешними условиями области течения:

$$\lambda_+^* = M_+ \lambda_+ \sim \frac{\mu_+ v_+}{a_+ \rho_+ \sqrt{T_+}} \sim \frac{\bar{\mu}_+ \bar{T}_+^{n-1}}{Re} x_+ \sim Re^{\omega-1-\lambda(n-1)} x_+ \sim x_+.$$

С учетом последней оценки из условия  $r_s \ll \lambda_+^*$  следует  $\gamma S_+ \ll M_+ \sim Re^{\lambda/2}$ . Так как

$$(2.4) \quad \frac{p_+}{p_*} = \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \Theta_+ X_+^2 Re^{-2\kappa\omega},$$

то при малых  $Re$  (в отличие от больших значений) максимальная интенсивность газодинамического источника ( $\gamma S_+ > 2$ ) может быть реализована при умеренных перепадах давления. Предельные значения интенсивности  $\bar{I}(x_d) = 1$  в газодинамических источниках в настоящее время получены только при относительно малых числах Рейнольдса. Этот вывод подтверждается приведенными на фиг. 2 экспериментальными данными различных авторов.

При последующем уменьшении  $Re$  сверхзвуковая область уменьшается до тех пор, пока течение не станет всюду дозвуковым. В предельном случае ( $Re \rightarrow 0$ ) наступает эффузионный режим истечения газа из сопла.

Как уже отмечалось, на границе невозмущенной области гиперзвуковая длина свободного пробега молекул  $\lambda_+ \sim x_+$ . При таком уровне разрежения в струе исчезают скачки уплотнения, и молекулы окружающей среды при  $x > x_+$  начнут диффундировать в струю. При конечных значениях давления  $p_\infty < p_+$  течение в области  $x < x_+$  останется неизменным.

Впервые на существование этого режима указано в [17], его приближенный анализ дан в [18]. При высоких температурах этот режим экспериментально исследовался в [14, 19].

Изменение плотности вдоль оси струи при  $x > x_+$  определим, исходя из следующей модели. Пусть столкновения молекул в потоке между собой ограничены областью  $x < x_+$ . Тогда при  $x > x_+$  в расходящемся потоке, распространяющемся в остаточном газе, распределение плотности определится из уравнения

$$\frac{d\rho}{\rho} = - \left( \frac{1}{\lambda} + \frac{2}{x} \right) dx,$$

где  $\lambda = m_\infty / \sigma \rho_\infty$ ;  $\sigma$  — сечение столкновения;  $m_\infty$  — масса молекулы. Величина  $\lambda$  определяется плотностью остаточного газа, проникшего в струю. Такое проникновение (диффузия) протекает постепенно при  $x > x_+$ . Схематизируя течение, будем считать, что при  $x_+ < x < x_-$  происходит бесстолкновительный разлет газа, а при  $x_- < x < x_s$  давление остаточного газа внутри струи достигает своего значения вне струи. При этом предположении величина  $x_s - x_-$  ниже будет определена экспериментально.

Для области  $x_+ < x < x_-$  справедливы следующие соотношения:

(2.5)

$$\bar{v} = \bar{v}_+ = \sqrt{\frac{x+1}{x-1}} + W_+ \text{Re}^{-\lambda}, \quad \bar{\rho} = \sqrt{\frac{x-1}{x+1}} \left( 1 - \sqrt{\frac{x-1}{x+1}} W_+ \text{Re}^{-\lambda} \right) x^{-2},$$

$$\bar{T} = \bar{T}_+ = \Theta_+ \text{Re}^{+\lambda}, \quad \bar{p} = \sqrt{\frac{x-1}{x+1}} \Theta_+ \text{Re}^{-\lambda} x^{-2}.$$

В отличие от источника при фиксированном значении Re температура  $\bar{T}$  здесь постоянна, а давление  $p$  изменяется обратно пропорционально  $x^2$ . Следует отметить, что удельный расход во всей области  $x < x_-$

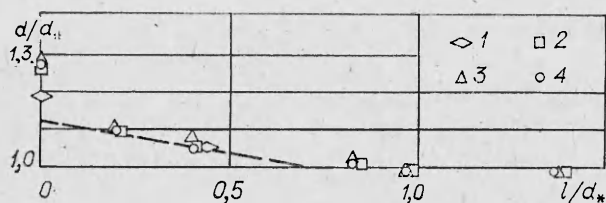
$$\bar{\rho} \bar{v} = x^{-2} + O(\text{Re}^{-2\lambda}).$$

С указанной точностью в отличие от других параметров течения закон изменения удельного расхода остается неизменным при изменении числа Рейнольдса.

При  $x > x_-$  доминирующими становятся столкновения молекул струи с молекулами окружающего газа. Значения параметров потока здесь будут монотонно стремиться к соответствующим значениям в окружающем пространстве.

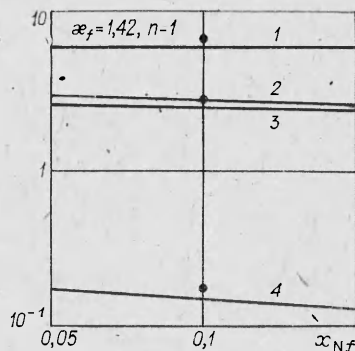
3. Рассмотренный выше режим течения в газодинамическом источнике становится основным при моделировании условий полета летательных аппаратов в свободномолекулярной области [20]. Основные требования здесь сводятся к увеличению скорости потока до величины, соизмеримой со скоростью полета, к увеличению интенсивности потока до величины, обеспечивающей моделирование адсорбционных условий на поверхности, к увеличению размера ядра течения для испытаний моделей сложной формы и уменьшению погрешностей измерений. Согласно проведенному выше анализу, все эти требования могут быть выполнены лишь при малых значениях числа Рейнольдса.

Примером осуществления такого режима является установка [14]. В качестве рабочего газа в ней используется азот при давлении  $p_0 = 4 \cdot 10^4$  Па. Для увеличения скорости потока применяется высокочастотный нагрев, а для получения молекулярного потока высокой интенсивности с большим поперечным сечением используется скиммер большого диаметра ( $r_s/r_* = 14,2$ ).



Ф и г. 3

Ф и г. 4



В основном рабочем режиме определенная расходным методом температура торможения  $T_0 = 5600$  К. Соответствующие ей равновесные значения параметров потока в критическом сечении следующие: давление  $p_* = 2,3 \cdot 10^4$  Па, плотность  $\rho_* = 1,31 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>, температура  $T_* = 5340$  К, скорость  $v_* = 1380$  м/с, коэффициент вязкости  $\mu_* = 135 \times 10^{-6}$  Н·с/м<sup>2</sup>, молекулярный вес  $m_* = 26$ , мольная концентрация атомарного азота  $x_{N*} = 0,144$ , замороженное значение отношения удельных теплоемкостей  $\kappa_{*f} = (7 - 2x_{N*})(5 - 2x_{N*})^{-1} = 1,42$ .

Обычно в газодинамических источниках используется звуковое сопло, которое выполняется в виде короткого цилиндрического канала. Однако при высоких температурах происходит выгорание канала, приводящее к изменению его формы. В нашем случае это изменение представлено на фиг. 3, где штриховая линия — начальная форма канала,  $d_* = 1,203$  мм; 1 — форма канала после 6 ч работы,  $d_* = 1,203$  мм; 2 — после 12 ч работы,  $d_* = 1,203$  мм; 3 — после 18 ч работы,  $d_* = 1,208$  мм; 4 — после 24 ч работы,  $d_* = 1,230$  мм. Установившийся профиль канала характеризуется отношением радиусов  $r_c/r_* = 1,33$ . Для такого сверхзвукового сопла значение  $Re_*^0(0)$ , определяющее радиус критического сечения эквивалентного источника, равно 1,3 [4], ему соответствует  $Re_* = 105$ .

Наличие расширяющегося участка канала приводит к снижению градиентов параметров потока на начальном участке струи. За счет этого увеличивается монохроматичность потока, а при конечной степени диссоциации — и его скорость.

Высокотемпературный режим течения ( $T_0 = 5600$  К) в рассматриваемой установке требует учета, помимо вязкости, также и реальных свойств газа. Выше задача рассматривалась для совершенного газа. Параметры течения в не зависящей от внешних условий части струи определяются соотношением (2.1). Эти же выражения могут быть использованы и для замороженных значений параметров потока в методе мгновенного замораживания. Для предельных значений скорости и температуры, например, будем иметь

$$\frac{v_{+f}}{v_{*f}} = \frac{v_+}{v_*}, \quad \frac{T_{+f}}{T_{*f}} = \frac{T_+}{T_*} \quad \text{или} \quad \frac{v_{+f}}{v_*} = \frac{v_+ v_{*f}}{v_* v_*}, \quad \frac{T_{+f}}{T_*} = \frac{T_+ T_{*f}}{T_* T_*}.$$

Первые из входящих в эти выражения отношений определяются из (2.1) и являются функциями  $Re_*$ ,  $\kappa_{*f}$ ,  $x_{N*}$ , вторые зависят от замороженного значения мольной концентрации  $x_{Nf}$ . При  $Re_* = 105$ ,  $\kappa_{*f} = 1,42$  и  $n = 1$ , когда течение по составу замораживается в критическом сечении сопла, протяженность не зависящей от внешних условий сверхзвуковой области струи (2.2)  $x_+/r_* = \bar{x}_+ R_*^0(0) = 25$ , а определенные из (2.1) предельные значения скорости и температуры в этой точке  $v_+/v_* = 2,19$ ,  $T_+/T_* = 0,134$ .

Соответствующие им замороженные значения  $v_{+f}/v_*$  и  $T_{+f}/T_*$  в зависимости от мольной концентрации  $x_{Nf}$  приведены на фиг. 4 (линии 3, 4). Здесь для сравнения дана величина  $v_{mf}/v_*$  (линия 2), определенная по методу мгновенного замораживания без учета вязкости. Во всем диапазоне

изменения мольной концентрации  $x_{Nf}$  отличие  $v_{mj}/v_*$  от  $v_{+j}/v_*$  незначительно. Там же дано изменение числа Маха  $M_{+f}$  (линия 1). На распределение удельного расхода  $\bar{\rho v}$  вдоль оси струи неравновесные процессы так же, как и вязкость, влияют слабо ( $\rho_j v_j \approx \bar{\rho v}$ ).

При  $x > x_+$  начинается проникновение молекул окружающего газа в струю. В нашем случае определенное с помощью (2.4) замороженное значение давления в сечении  $x = x_+$

$$P_{+f} = P_* (p_{+}/p_*) (p_{*j}/p_*)$$

оказывается существенно больше давления  $p_\infty$  в предскамерной камере, и в соответствии с принятой схемой течения режиму рассеяния струи может предшествовать бесстолкновительный разлет газа. Для совершенного газа параметры потока в области разлета определяются по соотношениям (2.5). Скорость и температура здесь постоянны.

Стабилизация температуры при  $x > x_-$  фиксировалась в эксперименте на установке [14] при измерении вращательной температуры [21].

Другие переменные в области разлета остаются функциями координаты  $x/r_*$ . При  $x_{Nf} = 0,1$  изменение удельного расхода  $\bar{\rho v}$  и замороженного значения давления  $p_j/p_*$  приведено на фиг. 5 (сплошные линии). Как уже отмечалось, на распределение удельного расхода в струе и в области разлета ни вязкость, ни реальные свойства газа влияния не оказывают, и здесь остается справедливым интеграл  $\bar{\rho v} x^2 = 1$ . На основании экспериментальных исследований последний факт отмечался в работе [19]. Заимствованные из нее данные, приведенные к принятым в настоящей работе определяющим параметрам, даны на фиг. 5 (точки 1, 2).

Существенное влияние вязкость и реальные свойства газа оказывают, помимо температуры, на распределение давления. В струе и в области разлета оно значительно больше соответствующего давления при одномерном изэнтропическом расширении газа (штриховая линия на фиг. 5). На это обстоятельство указывают результаты измерений давления с помощью насадка статического давления (точки 3). Без соответствующего введения поправок измеренное в эксперименте давление нельзя интерпретировать как статическое. Однако характер его изменения может быть использован при оценке протяженности области рассеяния струи. Приведенное на фиг. 5 сравнение экспериментальных и расчетных значений  $p_j/p_*$  с давлением остаточного газа в предскамерной камере  $p_\infty/p_*$  показывает, что рассеяние может начаться при  $x/r_* > 50$ , когда  $p_- \leq p_\infty$ . Для определения величины этого рассеяния в рабочей камере установки ( $x = x_d$ ) были измерены потоки массы пучка молекул при различных значениях давления в предскамерной камере.

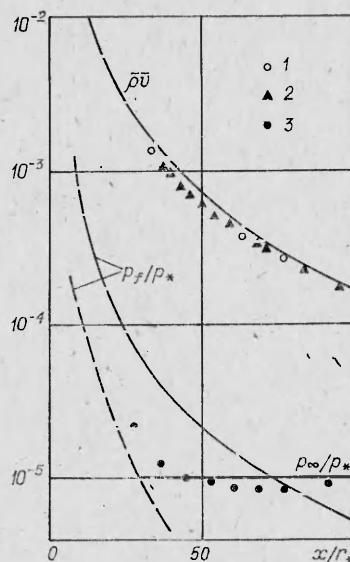
Потеря интенсивности пучка молекул в рабочей части газодинамического источника за счет слабого рассеяния в предскамерной камере определяется выражением  $I(x_d) = I(R_*) \exp(-\sigma p_\infty (x_s - x_-)/m_\infty)$ .

При постоянных значениях  $I(R_*)$ ,  $x_d$  и  $\sigma$  эффективная длина рассеяния (если  $x_s - x_-$  не зависит от  $p_\infty$ )

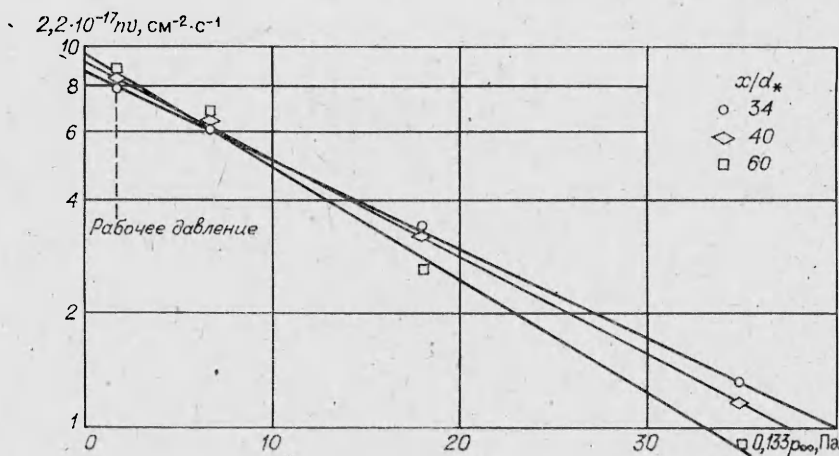
$$(x_s - x_-) = - \frac{kT_\infty}{\sigma} \frac{d \ln(nv)}{dp_\infty}$$

где  $n = \rho/m$ ;  $k$  — постоянная Больцмана.

Результаты приведенного экспериментального исследования по определению эффективной длины рассеяния представлены на фиг. 6. При  $\sigma =$



Ф и г. 5



Ф и г. 6

$= (1-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^2$  [24] ее величина  $(x_s - x_-)/r_*$  меняется в пределах 10—30. Соответствующая этим значениям начальная координата рассеяния пучка  $x_-/r_* = 50-80$ , а потери его интенсивности за счет рассеяния при  $x_s/r_* < 100$  не превышают 7—8%. При таких относительно малых потерях интенсивности определенные выше теоретические значения  $v_{+f}$ ,  $T_{+f}$  и  $M_{+f}$  останутся неизменными и в рабочей камере газодинамического источника при  $x = x_d$ . Измерения [14, 22, 23], проведенные в этой области (точки на фиг. 4), достаточно хорошо согласуются с ними.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kantrowitz A., Grey J. High intensity source for the molecular beam.— Rev. Sci. Instr., 1951, v. 22, N 5.
2. Мусанов С. В. Расчеты газодинамических функций на оси осесимметричного молекулярного пучка.— Учен. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 4.
3. Паркер Х. М., Кюльто А. Р., Заната Р., Скотт Дж. Е. Применение источников сверхзвуковых пучков в исследованиях при малой плотности и высокой скорости.— В кн.: Газодинамика разреженных газов. М.: ИЛ, 1963.
4. Гусев В. П., Климова Т. В. Течение в истекающих из недорасширенных сопел струях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4.
5. Омелик А. И. Удельный расход в невозмущенном свободномолекулярном потоке азота.— Учен. зап. ЦАГИ, 1983, т. 4, № 5.
6. Гусев В. П. О влиянии вязкости в струйных течениях.— Учен. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 6.
7. Гусев В. П., Жбакова А. В. Истечение вязкого газа в вакуум.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 3.
8. Freeman U. C., Kumar S. On the solution of the Navier — Stokes equations for a spherically symmetric expanding flow.— J. Fluid Mech., 1972, v. 56, p. 3.
9. Fenn J. B., Deckers J. Molecular beam from nozzle sources.— In: Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 3-rd Int. Symp. Paris: Acad. Press, 1963, v. 1.
10. Scott J. E., Drewry J. E. Characteristics of aerodynamic molecular beam.— In: Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 3-rd Int. Symp. Paris: Acad. Press, 1963, v. 1.
11. Bossel U., Hurlbut F. S., Scherman F. C. Extraction of molecular beams from nearly inviscid hypersonic free jets.— In: Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 6th Int. Symp. Cambridge: Acad. Press, 1969, v. 2.
12. Brown R. F., Heald J. H. Background gas scattering and skimmer interaction studies using a cryogenically pumped molecular beam generator.— In: Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 5th Int. Symp. Oxford: Acad. Press, 1967, v. 2.
13. Омелик А. И. Газодинамический молекулярный источник с омическим подогревом.— В кн.: Труды III Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Новосибирск: Наука, 1971.
14. Барнинов Н. С., Жестков Б. Е. и др. Аэродинамическая установка со свободномолекулярным потоком и высокой температурой торможения.— ТВТ, 1973, т. 11, № 3.
15. Вершинин И. Д. Экспериментальное определение зависимости интенсивности потока в молекулярной аэродинамической трубе от температуры торможения.— Учен. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 3.
16. Востриков В. А., Куснер Ю. С., Семячкин Б. Е. Исследование условий формирования молекулярного пучка из свободной струи  $\text{CO}_2$ .— Тр. IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. М.: ЦАГИ, 1977.



17. Fenn J. B., Anderson J. B. Background and sampling effects in free jet studies by molecular beam measurements.— In: *Rar. Gas. Dyn.: Proc. of the 4th Int. Symp.* Toronto: Acad. Press, 1966, v. 2.
18. Muntz E. P., Hamel V. B., Magnire B. L. Some characteristics of exhaust plume refraction.— *AIAA J.*, 1970, v. 8, N 9.
19. Жестков Б. Е. Исследование высокотемпературной струи, истекающей в вакуум.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1973, № 3.
20. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование природных аэродинамических условий полета в верхних слоях атмосферы.— *Тр. ЦАГИ*, 1975, вып. 1641.
21. Орлова З. Т. Исследование заселенности вращательных уровней молекул азота, возбужденных электронным ударом в потоках разреженного газа с большими градиентами параметров.— *ТВТ*, 1973, т. 11, вып. 6.
22. Жестков Б. Е., Никифоров А. П., Павлов Э. П. Определение функции распределения молекул по скоростям в высокоскоростном молекулярном пучке механическим селектором.— *ТВТ*, 1982, № 1.
23. Жестков Б. Е., Кивель А. Я. О моделировании природных условий полета в ионосфере.— *ПМТФ*, 1977, № 6.
24. Жиляев И. Р., Омелик А. И. Измерение сечения рассеяния ускоренных молекул азота на своем остаточном газе.— *Учен. зап. ЦАГИ*, 1974, т. 5, № 6.

*Поступила 16/IV 1984 г.*

УДК 538.4:621.313.2

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В СТЕНКИ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОГО МГД-КАНАЛА

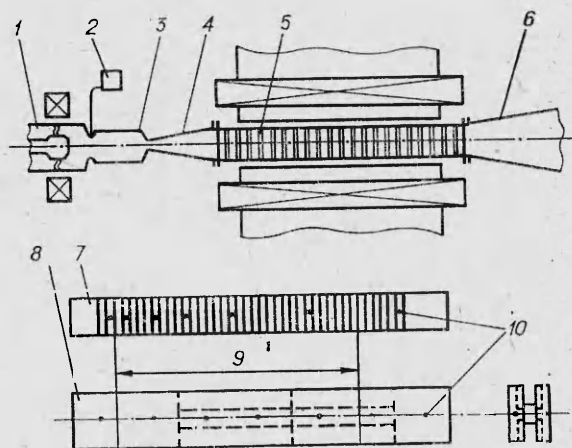
*В. И. Алферов, О. Н. Витковская, А. П. Рудакова,  
А. Д. Сухобоков, Г. И. Щербаков  
(Москва)*

В настоящее время значительный интерес представляют исследования высокоэнтальпийных МГД-каналов, таких как МГД-ускорители и МГД-генераторы с высоким удельным съемом энергии. Одним из наиболее существенных факторов, определяющих возможность реализации режимов работы таких устройств, является предельное значение теплового потока в их стенке. Теоретический анализ процессов переноса тепла в указанных условиях из-за их сложности весьма затруднен. Наиболее достоверные данные могут быть получены в основном в экспериментах. Опытные данные по теплообмену полезны и для выяснения особенностей течения газа в МГД-устройствах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований местных тепловых потоков к стенкам МГД-канала при различных режимах его работы. При этом особое внимание уделялось вопросам надежности измерения тепловых потоков к В-стенкам.

**1. Методика проведения эксперимента.** Исследования проведены на установке, представляющей собой МГД-канал Фарадея с секционированными электродами, работающий в режиме ускорителя.

Принципиальная схема установки представлена на фиг. 1. Воздух, нагретый в электродуговом нагревателе 1 и насыщенный легкоионизируемой присадкой 2 в камере смешения 3, истекает через первичное сверхзвуковое сопло 4 в канал МГД-ускорителя 5, образованный противоположащими электродными стенками 7 и перпендикулярными им изоляционными стенками 8. Из канала ускорителя, расширяясь во вторичном сопле 9, газ поступает в



Ф и г. 1