

УДК 533.697.3

Э. Г. ГИМРАНОВ, В. Г. МИХАЙЛОВ, Э. И. ОНИПКО, **А. М. РУСАК**

ГАЗОДИНАМИКА ТОРМОЖЕНИЯ ВЯЗКОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В «ТУННЕЛЬНОМ» ВХОДНОМ УСТРОЙСТВЕ РАКЕТНО-ПРЯМОТОЧНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований по фиксированию псевдоскачка в канале входного устройства «туннельного» типа. Разработана методика расчета величины критического отношения давлений на первой X-образной волновой структуре псевдоскачка, при превышении которой нарушается фиксирование псевдоскачка на локальном градиенте давления. Методика основана на гипотезе о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала при прохождении газа области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным вязким слоем. *Ракетно-прямоточный двигатель; входное устройство «туннельного» типа; скачки уплотнения; турбулентный вязкий слой; диссипация механической энергии; интегральный метод расчета; псевдоскачок*

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

h — полуввысота канала;
 x, y — продольная и поперечная координаты;
 b — величина отхода косога скачка уплотнения;
 p — давление;
 ρ — плотность;
 T — температура;
 V — скорость;
 δ^* — толщина вытеснения;
 δ^{***} — толщина потери энергии;
 C_p — коэффициент удельной теплоемкости при постоянном давлении;
 k — показатель адиабаты;
 h^0 — удельная энтальпия;
 σ — коэффициент восстановления полного давления;
 M — число Маха;
 Cr — число Крокко;

$$\left. \begin{aligned} q(Cr_\delta) &= \left(\frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{k-1}\right)^{\frac{1}{2}} Cr_\delta (1 - Cr_\delta^2)^{\frac{1}{k-1}}, \\ y(Cr_\delta) &= \frac{\left(\frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\frac{k+1}{k-1}\right)^{\frac{1}{2}} Cr_\delta (1 - Cr_\delta^2)^{\frac{1}{k-1}}}{(1 - Cr_\delta^2)^{\frac{k}{k-1}}} \end{aligned} \right\}$$

— газодинамические функции расхода.

Индексы:

1, 2, 3 — расчетные сечения;
 δ — параметры на границе вязкого слоя;
 $*$ — параметры торможения.

ВВЕДЕНИЕ

Перспективным направлением создания современных высокоточных артиллерийских вооружений является разработка активно-реактивных снарядов (АРС) с регулируемой силовой установкой ракетно-прямоточного типа (РПД). Основные требования, предъявляемые к технике данного типа — это высокие тягово-экономические характеристики полета при большой скорости и дальности, а также способность регулирования вектора тяги ракетно-прямоточной силовой установки АРС на всей траектории полета [1]. Потребность создания новых конструктивных схем силовых установок ракетно-прямоточного типа для АРС ставит перед разработчиками техническую задачу использования неголовного входного устройства «туннельного» типа, входного устройства, утопленного в корпусе летательного аппарата [2] (рис. 1).

Характерной особенностью такого входного устройства является осуществление торможения сверхзвукового потока в диффузоре, переходящем в проточный канал «щелевого» типа, где в условиях развитого вязкого течения переход от сверхзвукового течения к дозвуковому осуществляется не в прямом скачке уплотнения, а в псевдоскачке, имеющем протяженность 10–12 калибров канала. Регулирование модуля тяги РПД предполагает изменение давления в камере сгорания и, как следствие, перемещение псевдоскачка в про-

точном канале входного устройства. Создание входного устройства «туннельного» типа, эффективно работающего в широком диапазоне степени регулирования силовой установки и с низкими весовыми характеристиками, требует от разработчиков изучения газодинамических и технических способов сокращения протяженности торможения сверхзвукового потока, путем внешнего воздействия на псевдоскачок. В работах [3, 5], посвященных вопросам сокращения длины псевдоскачка, в качестве внешнего воздействия рассматривается влияние на процесс торможения в псевдоскачке локальных градиентов давления, возникающих при обтекании сверхзвуковым потоком препятствий на стенках канала. Авторы работы [4] установили, что если создать в канале местное повышение давления с градиентом большим, чем в начале псевдоскачка, а затем «пристроить» псевдоскачок к зоне повышенного давления, то общая протяженность области торможения сверхзвукового потока сокращается. Дросселирование канала, после того как псевдоскачок «пристроится» за локальным градиентом давления (зафиксируется на нем), приводит к повышению градиента давления по длине псевдоскачка и сокращению длины торможения. Экспериментальные исследования [3, 5] показали, что при фиксировании псевдоскачка его протяженность можно уменьшать только до определенного значения, иными словами, при определенной степени дросселирования канала течение в области торможения становится неустойчивым, псевдоскачок «проскакивает» местный градиент давления и перемещается вверх по течению, что приводит к неустойчивой работе входного устройства.

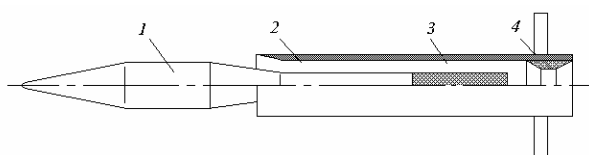


Рис. 1. Схема активно-реактивного снаряда: 1 — головная часть; 2 — входное устройство «туннельного» типа; 3 — камера сгорания; 4 — сопло

Целью настоящей работы являются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования явлений, возникающих при фиксировании псевдоскачка на локальном градиенте давления в канале входного устройства «туннельного» типа.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема установки для изучения торможения вязкого сверхзвукового потока в проточном канале входного устройства «туннельного» типа показана на рис. 2.

Установка работает на принципе расширения атмосферного воздуха, забираемого из помещения лаборатории в вакуумную систему. Она представляет собой диффузор 7 с плоским каналом 2, перед которым установлено сверхзвуковое, плоское расходно-геометрическое сопло 1, рассчитанное на числа $M_p = 1,8-2,5$.

Число Рейнольдса Re в опытах изменялось от $1,3 \cdot 10^5$ до $2,13 \cdot 10^5$. На выходе из плоского канала 2 с соотношением сторон $\bar{B} = B/H = 1,875$ находится дроссель 3, с помощью которого можно изменять противодавление в исследуемом канале. На нижней стенке в начале проточного канала 2 выполнены три поперечные проточки 4, имеющие геометрические размеры $\bar{l}_{пр.} = l_{пр.}/h_{пр.} = 4$ и $h_{пр.} = 5$ мм. Статическое давление измерялось посредством дренажных отверстий 6 диаметром 0,9 мм в стенке канала, расположенных с шагом 5 мм в зоне поперечных проточек и с шагом 15 мм за ними. Полное давление измерялось при помощи неподвижно установленных микронасадков 5 в начале и в конце исследуемого канала.

Теневые фотоснимки картины течения в плоской модели входного устройства «туннельного» типа получены на оптическом стенде с прибором ИАБ-451.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Положение псевдоскачка в проточном канале входного устройства «туннельного» типа в полетных условиях определяется величиной давления в камере сгорания РПД, в экспериментальной установке степенью открытия дросселя 3. С ростом величины противодавления псевдоскачок начинает перемещаться вверх по течению и может частично или полностью вытесняться во входной диффузор, тем самым нарушая расчетную структуру течения. Для обеспечения расчетного режима работы такого входного устройства требуется за диффузором выполнять проточный канал такой протяженности, в котором мог бы перемещаться псевдоскачок длиной $10 \div 12$ калибров.

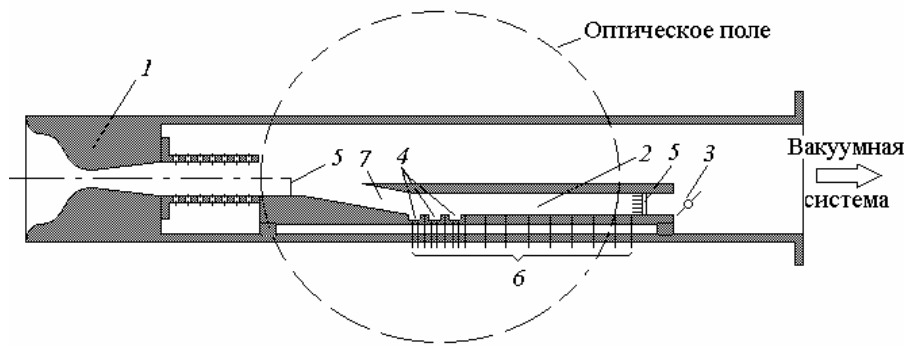


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования модели входного устройства «туннельного» типа: 1 – сверхзвуковое расходно-геометрическое сопло; 2 – проточный канал входного устройства прямоугольного сечения; 3 – дроссель; 4 – поперечные проточки (каверны); 5 – приемники полного давления; 6 – приемники (дренажные отверстия) статического давления; 7 – диффузор входного устройства

Авторами настоящей работы предложена схема входного устройства «туннельного» типа с проточным каналом не более 12 калибров с поперечными проточками 4 на стенке канала (рис. 2), которые при обтекании их сверхзвуковым потоком создавали локальные градиенты давления, необходимые для фиксирования на них перемещающегося вверх по течению псевдоскачка. Такая схема течения в проточном канале входного устройства «туннельного» типа позволяет за счет фиксирования псевдоскачка сократить длину проточного канала и обеспечить работу входного устройства на расчетном режиме в более широком диапазоне изменения давлений в камере сгорания РПД.

В процессе дросселирования модели входного устройства псевдоскачок вначале постепенно перемещался против потока по мере закрытия дросселя 3. При положении начала псевдоскачка перед поперечными проточками в области отражения скачка уплотнения, возникшего при обтекании сверхзвуковым потоком поперечных проточек от противоположной боковой стенки, происходит первое фиксирование псевдоскачка. Первому зафиксированному положению псевдоскачка соответствуют фотографии «режим 2» и «режим 3» на рис. 4 и распределения статического давления на стенке проточного канала (кривые 2 и 4 на рис. 3). Кривые распределения статического давления на стенке канала показывают интенсивный рост градиента давления при фиксировании псевдоскачка и сокращение области торможения за счет уменьшения протяженности волнового ядра течения («режим 3» на рис. 4).

Дальнейшее дросселирование проточного канала привело к тому, что течение торможения в зафиксированном псевдоскачке («режим 3» на рис. 4) потеряло устойчивость и волновая структура псевдоскачка, приняв изначальное растянутое состояние, скачкообразно перемещается вверх по течению, незафиксируясь на первой поперечной проточке. Затем картина фиксирования псевдоскачка повторяется. С ростом степени дросселирования градиент распределения статического давления на стенке канала возрастает (кривые 3 и 5 на рис. 3), протяженность волнового ядра, следовательно, и протяженность зоны торможения сокращается («режим 4» и «режим 5» на рис. 4). И вновь устойчивость этого процесса сохраняется до определенной величины противодействия. Аналогично выглядит картина фиксирования псевдоскачка на второй и третьей проточках, до тех пор пока величина противодействия (кривая 10 на рис. 3) не достигнет значения, при котором псевдоскачок будет полностью вытеснен из проточного канала входного устройства («режим 8» на рис. 4).

Результаты исследований показали, что при определенной степени дросселирования течение торможения сверхзвукового потока в зафиксированном псевдоскачке теряет устойчивость. Причина потери устойчивости объясняется следующим образом. Увеличение противодействия за фиксированным псевдоскачком приводит к увеличению среднего угла отрыва вязкого слоя и уровня статического давления в зоне отрыва по сравнению с критическим давлением, соответствующим свободному взаимодействию скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем.

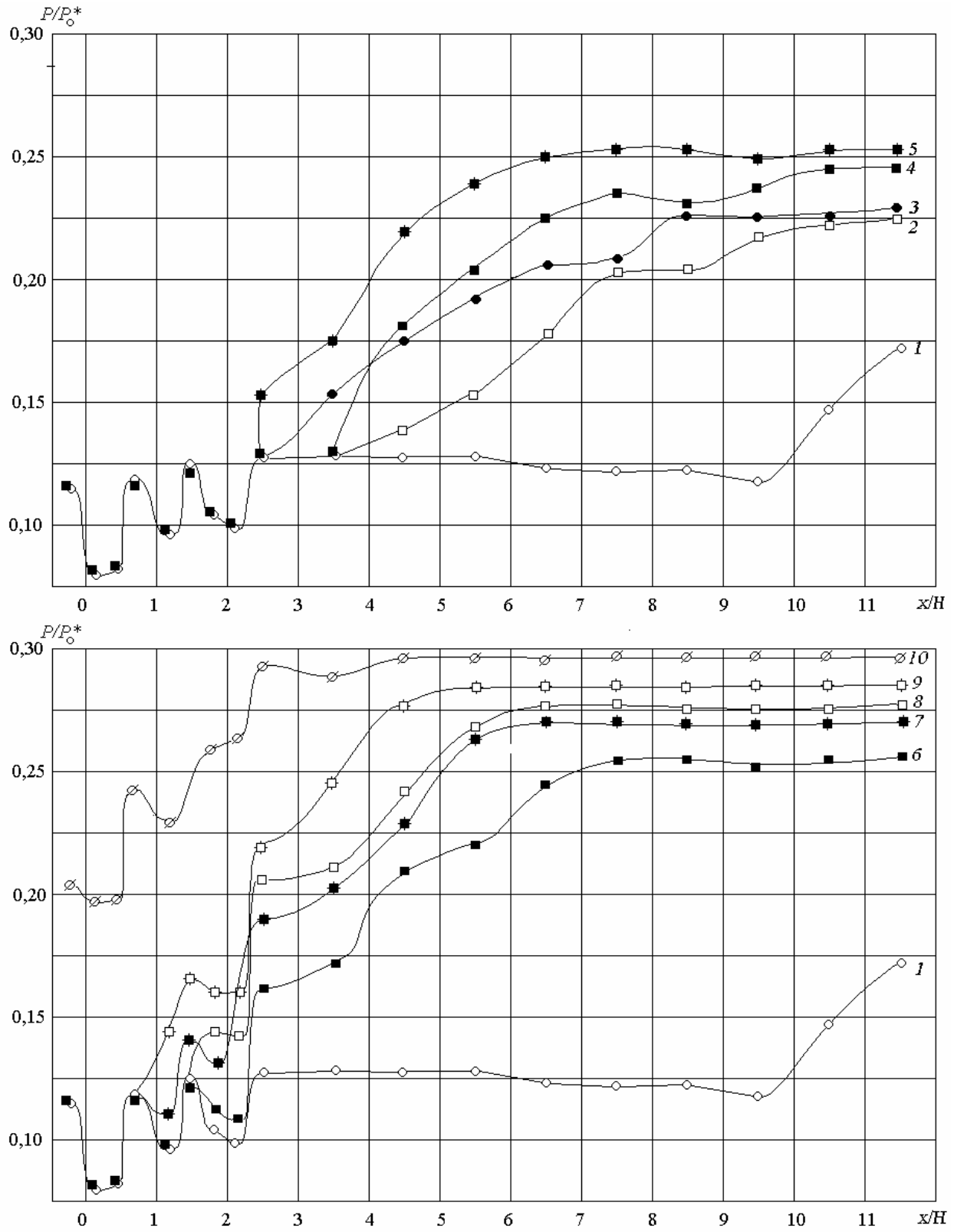


Рис. 3. Распределение статических давлений на стенке плоского прямоугольного канала при различных значениях противодавления: *вверху* – режимы 1–5; *внизу* – режимы 1, 6–10

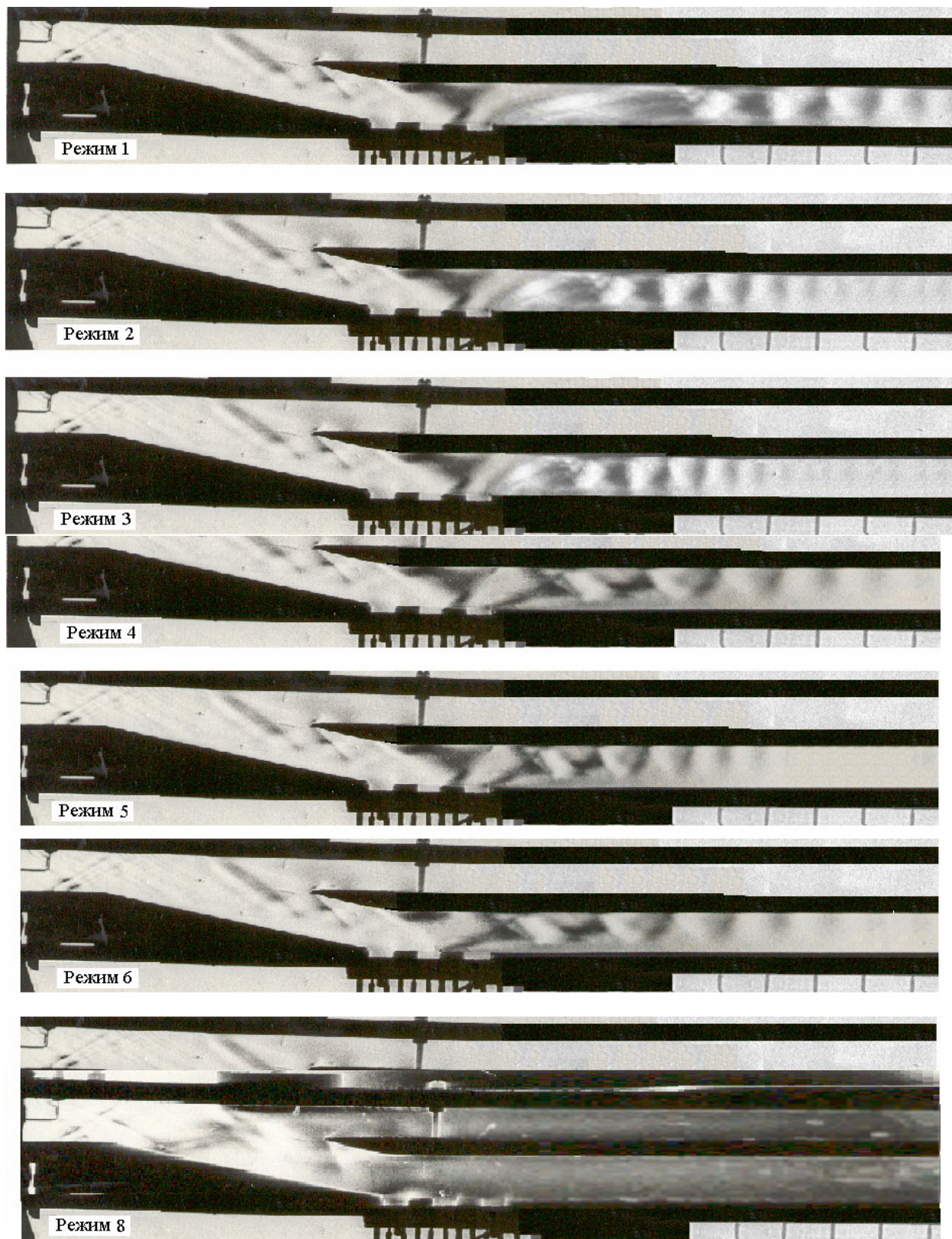


Рис. 4. Теневые фотографии течения торможения в проточном канале входного устройства «туннельного» типа

С увеличением угла отрыва возрастают углы наклона пересекающихся косых скачков. Фиксация нарушается, когда образуется маховский тип пересечения скачков. Течение перестраивается и псевдоскачок перемещается вверх по течению. Но, как показала визуализация экспериментальных исследований по фиксации псевдоскачка на поперечных проточках, пересечения скачков маховского типа не возникало, и, тем не менее, процесс фиксирования терял устойчивость.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Существенным в рассматриваемой методике является предположение о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала при прохождении газом области взаимодействия первой X-образной волновой структуры с турбулентным вязким слоем и прямого скачка уплотнения при одинаковых значениях числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока [7]. Эта гипотеза основывается на принципе наименьшего действия, сформулированного Онзагером в [8] следующим образом: «при стационарных процессах в открытых системах диссипация энергии минимальна».

Основной вопрос, который ставился при разработке методики, сводится к следующему: пусть при идеальном течении газа установилась плоская ударная волна, за которой в поперечном сечении канала, согласно второму закону термодинамики, имеют место необратимые потери механической энергии. Спрашивается: какова величина потерь механической энергии будет иметь место в аналогичном течении при наличии турбулентного вязкого слоя?

При наличии на стенке канала турбулентного вязкого слоя повышение давления за прямым скачком уплотнения передается вверх по потоку по дозвуковой части турбулентного вязкого слоя. Это приводит к торможению газа в вязком слое, его утолщению, образованию больших градиентов давления, приводящих к отрыву турбулентного вязкого слоя. Утолщение и отрыв турбулентного вязкого слоя сопровождаются увеличением диссипации механической энергии в вязком слое, в результате чего в области за прямым скачком уплотнения суммарные потери механической энергии в поперечном сечении канала в вязком слое и невязком течении за скачком уплотнения увеличиваются. Система прямой скачок уплотнения плюс пре-

терпевший возмущения турбулентный вязкий слой стремится перейти к устойчивому состоянию с меньшей диссипацией механической энергии. Уменьшение потерь механической энергии осуществляется путем перехода торможения невязкого сверхзвукового потока в прямом скачке уплотнения к торможению в системе косых скачков уплотнения: слабый + слабый косой скачок уплотнения или слабый + сильный косой скачок уплотнения. Точка отрыва турбулентного вязкого слоя, в силу механизма передачи давления, движется вверх по потоку, пока интенсивность косых скачков уплотнения не достигнет величины, при которой диссипация механической энергии в системе «косые скачки уплотнения + турбулентный вязкий слой» не станет вновь устойчиво минимальной (как в прямом скачке уплотнения). Образовавшаяся система «косые скачки уплотнения + турбулентный вязкий слой» обладает свойством устойчивости к внешним возмущениям, например, к возрастанию величины противодавления или относительного статического давления за системой косых скачков уплотнения. С ростом противодавления косые скачки уплотнения деформируются, их интенсивность возрастает и, следовательно, возрастают суммарные потери механической энергии в системе «косые скачки уплотнения + турбулентный вязкий слой». Возвращение к устойчивому состоянию с минимальной диссипацией механической энергии в системе осуществляется за счет снижения потерь механической энергии в турбулентном вязком слое, в результате чего профиль скорости в нем частично выравнивается. Такое перераспределение потерь механической энергии между областью невязкого течения и турбулентным вязким слоем осуществляется до момента смыкания турбулентных вязких слоев на стенках канала. После этого система «косые скачки уплотнения + турбулентный пограничный слой» теряет устойчивость к внешним возмущениям и перемещается вверх по течению.

Расчетная схема в области взаимодействия первых двух косых скачков уплотнения течения типа псевдоскачка с турбулентным вязким слоем представлена на рис. 5.

Для расчета критического перепада давлений взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным вязким слоем используется метод интегральных соотношений.

В этом случае уравнение энергии будет иметь вид

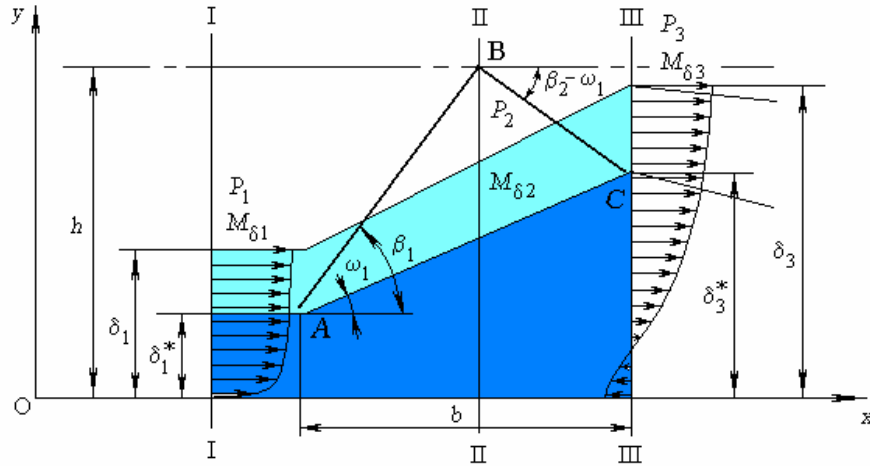


Рис. 5. Расчетная схема течения в области взаимодействия X-образной системы косых скачков уплотнения с турбулентным вязким слоем

$$\int_{\delta_1^{***}}^h \rho_1 V_1 \left(h_1^0 + \frac{V_1^2}{2} \right) dy =$$

$$= \int_{\delta_3^{***}}^h \rho_3 V_3 \left(h_3^0 + \frac{V_3^2}{2} \right) dy.$$

Применяя это выражение к выбранным контрольным поверхностям I–I и III–III, получим

$$\rho_1 V_1 (h - \delta_1^{***}) C_P T_{01} =$$

$$= \rho_3 V_3 (h - \delta_3^{***}) C_P T_{03}.$$

В случае, если при прохождении газа через скачки уплотнения сохраняется температура адиабатически заторможенного газа $T_{01} = T_{03}$, уравнение примет вид

$$P_{01} q(Cr_{\delta_1}) (h - \delta_1^{***}) =$$

$$= P_{03} q(Cr_{\delta_3}) (h - \delta_3^{***}). \quad (1)$$

Чтобы оценить потери механической энергии движущегося газа при прохождении им системы скачков уплотнения, условимся характеризовать механическую энергию полным давлением P_0 , т. е. давлением заторможенного газа. При этом за количественную характеристику необратимости процесса прохождения газа сквозь скачки уплотнения примем величину σ_{3-1} — отношения полного давления P_{03} за скачками уплотнения к P_{01} до скачков. Используя предложенную выше гипотезу о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала за прямым скачком уплотнения при идеальном

течении газа и за волновой структурой косых скачков уплотнения при вязком взаимодействии их с турбулентным вязким слоем, получим следующее соотношение:

$$\frac{P_{03}}{P_{01}} = \frac{q(Cr_{\delta_1}) (h - \bar{\delta}_1^{***} \delta_1)}{q(Cr_{\delta_3}) (h - \bar{\delta}_3^{***} \delta_3)} = \sigma_{\text{пр.ск.}}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{\text{пр.ск.}} = \left[\frac{2}{(k+1)M_{\delta_1}^2} + \frac{k-1}{k+1} \right]^{-\frac{k}{k-1}} \times$$

$$\times \left(\frac{2k}{k+1} M_{\delta_1}^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-\frac{1}{k-1}};$$

$$\bar{\delta}_1^{***} = \frac{\delta_1^{***}}{\delta_1} =$$

$$= \int_0^1 \frac{\frac{1}{M_{\delta_1}} + \frac{k-1}{2} \sqrt{\eta^{\frac{2}{7}} \frac{1/Cr_{\delta_1}^2 - 1}{1/Cr_{\delta_1}^2 - \eta^{\frac{2}{7}}}}}{1/M_{\delta_1} + (k-1)/2} \eta (1 - \eta^{\frac{2}{7}}) d\eta;$$

$$\bar{\delta}_3^{***} = \frac{\delta_3^{***}}{\delta_3} = \int_0^1 (1 - Cr_{\delta_3}^2) [1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)] \times$$

$$\times \frac{1 - [1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)]^2}{1 - [1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)]^2 Cr_{\delta_3}^2} d\eta.$$

Уравнение неразрывности для рассматриваемого течения имеет вид

$$\int_{\delta_1^*}^h \rho_1 V_1 dy = \int_{\delta_3^*}^h \rho_3 V_3 dy,$$

или

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{y(\text{Cr}_{\delta_1})(h - \bar{\delta}_1^* \delta_1)}{y(\text{Cr}_{\delta_3})(h - \bar{\delta}_3^* \delta_3)}, \quad (3)$$

где относительная толщина вытеснения, профиль относительной скорости и относительная плотность в сечении I–I имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_1^* &= \frac{\delta_1^*}{\delta_1} = 1 - 7 \int_0^1 \frac{\eta^7 d\eta}{[1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta_1}^2] - \frac{k-1}{2} M_{\delta_1}^2 \eta^2}; \\ \left(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}} \right)_1 &= \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} = \eta^{\frac{1}{7}}; \\ \left(\frac{\rho}{\rho_{\delta}} \right)_1 &= \frac{\frac{1}{M_{\delta}} + \frac{k-1}{2} \sqrt{\left(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}} \right)^2 \frac{1/\text{Cr}_{\delta}^2 - 1}{1/\text{Cr}_{\delta}^2 - (\text{Cr}/\text{Cr}_{\delta})^2}}}{1/M_{\delta} + (k-1)/2}; \end{aligned} \quad (4)$$

относительная толщина вытеснения, профиль относительной скорости, универсальная функция распределения дефекта скорости, формпараметр скорости в сечении III–III

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_3^* &= \frac{\delta_3^*}{\delta_3} = \int_0^1 \left\{ 1 - \frac{(1 - \text{Cr}_{\delta_3}^2)[1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta)]}{1 - [1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta)]^2 \text{Cr}_{\delta_3}^2} \right\} d\eta; \\ \left(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}} \right)_3 &= 1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta); \end{aligned} \quad (5)$$

$$f(\eta) = \frac{U_{\delta} - U}{U_{\delta} - U_w} = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4; \quad (6)$$

$$\bar{U}_{1m3} = \frac{U_{\delta} - U_w}{U_{\delta}}.$$

Система основных уравнений (1)–(6) дополняется соотношениями для косых скачков уплотнения в сечениях I–I и III–III:

- соотношения для числа Маха, относительного статического давления, угла отклонения потока в косом скачке АВ

$$M_{\delta_2}^2 \sin^2(\beta_1 - \omega_1) = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta_1}^2 \sin^2 \beta_1}{k M_{\delta_1}^2 \sin^2 \beta_1 - \frac{k-1}{2}}; \quad (7)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2k}{k+1} M_{\delta_1}^2 \sin^2 \beta_1 - \frac{k-1}{k+1}; \quad (8)$$

$$\text{tg } \omega_1 = \frac{\sin^2 \beta_1 - 1/M_{\delta_1}^2}{\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_1 + \frac{1}{M_{\delta_1}^2}} \text{ctg } \beta_1; \quad (9)$$

- соотношения для числа Маха, относительного статического давления, угла наклона косого скачка ВС (см. рис. 5)

$$M_{\delta_3}^2 \sin^2(\beta_2 - \omega_1) = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2}{k M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2 - \frac{k-1}{2}}; \quad (10)$$

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{2k}{k+1} M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2 - \frac{k-1}{k+1}; \quad (11)$$

$$\text{tg } \beta_2 = \frac{M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_1 - 1}{[M_{\delta_2}^2 (\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_1) + 1] \text{tg } \omega_1}. \quad (12)$$

4. СРАВНЕНИЕ

С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Описанный метод был применен для расчета критического отношения давлений ($\bar{p} = \frac{p_2}{p_1}$) на первом косом скачке уплотнения течения типа псевдоскачка. Полученные результаты расчета для критического отношения давлений сравнивались с известными экспериментами данными [3–5].

Расчеты критического отношения давлений в функции относительной толщины турбулентного пограничного слоя в сечении III–III производились в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 2,0–4,5$ для двух возможных комбинаций волновой структуры в невязкой области течения (слабый + слабый косой скачок уплотнения – пунктирные линии и слабый + сильный косой скачок уплотнения – сплошные линии). Относительная толщина турбулентного пограничного слоя в сечении III–III определялась величиной противодействия в данном сечении. После смыкания относительных толщин турбулентного пограничного слоя ($\bar{\delta}_3 = 1$) расчеты по предложенной методике теряли устойчивость. Все расчеты производились при начальной относительной толщине турбулентного пограничного слоя, равной $\bar{\delta}_1 = \frac{\delta_1}{h} = 0,1$. Предполагалось, что распределение скорости в сечении I–I описывается степенным «законом 1/7» по формуле (4), а в сечении III–III струйным профилем, соответственно по формуле (5) с дефектом скорости в виде полинома (6). Выбор конкретных профилей скорости в сечениях I–I и III–III ограничивал универсальность предлагаемого метода, но позволял для течения типа псевдоскачка в коротком канале произвести сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

Анализ результатов расчета и сравнение их с экспериментальными данными (рис. 6) позволяет предположить:

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 2,0–3,4$, в зависимости от величины противодействия, (или относительной толщины турбулентного пограничного слоя в сечении III–III) возможны две комбинации волновой структуры в невязкой области течения (слабый + слабый

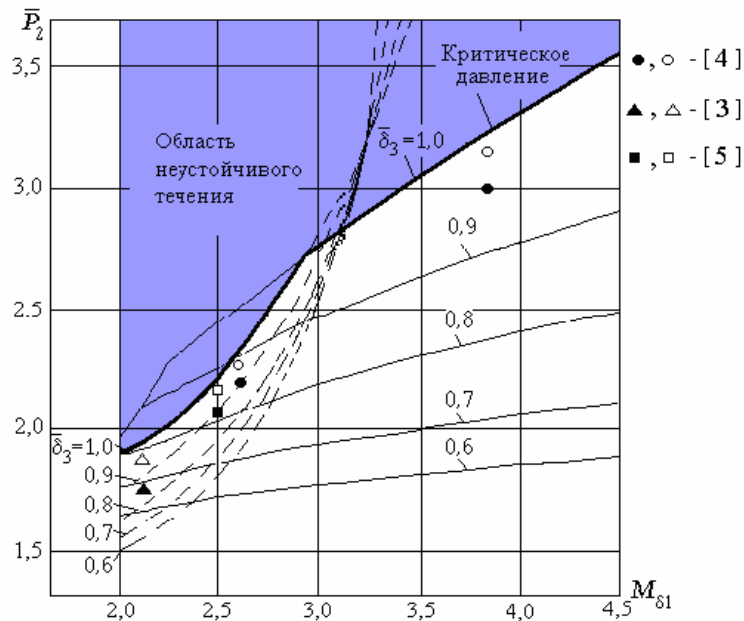


Рис. 6. Зависимость критического отношения давлений от числа $M_{\delta 1}$ в функции относительной толщины турбулентного пограничного слоя δ_3 в сечении III–III

косой скачок уплотнения — пунктирные линии и слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии);

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta 1} = 3,4-4,5$ возможна одна комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии;

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta 1} = 2,0-3,15$ при различных значениях противодавления устойчивой является комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + слабый косой скачок уплотнения — пунктирные линии;

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta 1} = 3,15-4,5$ при различных значениях противодавления устойчивой является комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии.

На рис. 6 показаны экспериментальные значения критического отношения давлений разных авторов. Темные значки соответствуют значениям критического отношения давлений для свободного (без фиксирования) псевдоскачка, светлые значки — значения критического отношения давлений для зафиксированного псевдоскачка. Экспериментальные максимальные значения критического отношения давлений не превышают предельных расчетных значений, что согласуется с предложенной авторами гипотезой о стремлении диссипации механической энергии в

поперечном сечении канала к минимальному значению.

ВЫВОДЫ

Предложена методика расчета основных параметров взаимодействия X-образной системы скачков уплотнения с турбулентным вязким слоем основанная на гипотезе о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала при прохождении газа области взаимодействия системы скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем и прямого скачка уплотнения при одинаковых значениях числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока.

Результаты, полученные по методике расчета основных параметров взаимодействия X-образной системы скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем позволяют заключить, что на величину критического перепада давлений при внутреннем течении влияет величина противодавления P_3/P_1 .

Методика позволяет объяснить механизм неустойчивости фиксирования псевдоскачка в коротком канале при увеличении противодавления. Рост противодавления приводит к смыканию турбулентных пограничных слоев, а при такой картине течения невозможно обеспечить диссипацию механической энергии как в прямом скачке уплотнения.

Визуализация картины фиксирования псевдоскачка в проточном канале входного устройства «туннельного» типа подтверждает

ет теоретические предположения о механизме деформации волнового ядра и объясняет наличие «области неустойчивого положения псевдоскачка» в трубе. Такая область имеет место перед препятствием в месте отражения скачка уплотнения от противоположной стенки, возникающего при обтекании препятствия сверхзвуковым потоком. Неустойчивость положения объясняется фиксированием псевдоскачка на отраженном от стенки скачке уплотнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Комбинированные** ракетно-прямоточные двигатели для перспективных ракет // Техническая информация по материалам иностранной печати. ЦАГИ, 1979. №№ 2, 3, 8, 13; 1980. № 5.
2. **Иванюшкин, А. К.** Сверхзвуковые туннельные воздухозаборники / А. К. Иванюшкин, И. С. Симонов, В. Н. Фадеев // Техника Воздушного флота. 1984. № 8–9. С. 54–61.
3. **Гимранов, Э. Г.** Входные устройства «туннельного» типа для АРС с ПВРД на твердом топливе / Э. Г. Гимранов, В. Г. Михайлов // Вопросы расчета и отработки газогенерирующих систем и регулируемых двигательных установок. Пермь : ППИ, 1988. № 2. С. 119–122.
4. **Пензин, В. И.** Взаимодействие псевдоскачка с препятствием / В. И. Пензин // Ученые записки ЦАГИ. 1983. Т. 14, № 5. С. 120–129.
5. **Гурылев, В. Г.** Псевдоскачок в простейшем воздухозаборнике в виде цилиндрической трубы / В. Г. Гурылев, А. К. Трифонов // Ученые записки ЦАГИ. 1976. Т. 7, № 1. С. 130–138.
6. **Гимранов, Э. Г.** Энтропийный метод расчета параметров псевдоскачка / Э. Г. Гимранов, В. Г. Михайлов // Актуальные проблемы авиадвигателестроения. Уфа : УГАТУ, 2002. С. 105–113.
7. **Гимранов, Э. Г.** Интегральный метод расчета сильного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем

/ Э. Г. Гимранов, В. Г. Михайлов, Л. Р. Ахметшина // Вестник УГАТУ. Уфа, 2003. Т. 4, № 2. С. 128–135.

8. **Базаров, И. П.** Неравновесная термодинамика и физическая кинематика / И. П. Базаров, Э. В. Геворкян, П. Н. Николаев. М. : МГУ, 1989. 240 с.

ОБ АВТОРАХ



Гимранов Эрнст Гайсович, проф. каф. прикладной гидромеханики. Дипл. инж.-мех. по авиац. двигателям (УАИ, 1965). Д-р техн. наук по тепловым двигателям (УАИ, 1990). Иссл. в обл. газовой динамики двигателей.



Михайлов Валерий Германович, проф. каф. основ констр. механизмов и машин. Дипл. инж.-мех. по гидравлич. машинам (УАИ, 1985). Д-р техн. наук по тепловым двигателям (УГАТУ, 1999). Иссл. в обл. газовой динамики двигателей.



Онипко Эдуард Иванович, проф., вед. спец. НПО «Машиностроение» (НИМИ, Москва). Д-р техн. наук. Чл.-кор. РАН.

Русак Анатолий Михайлович (1941–2005), профессор, бывш. зав. каф. прикл. гидромеханики, декан фак-та авиац. двигателей. Дипл. инж.-мех. (УАИ, 1963). Д-р техн. наук по тепловым двигателям ЛА (УГАТУ, 1995). Иссл. в обл. систем упр-я двиг. установками.