

УДК 533.6.011.72+532.526.2

© 1991 г.

В. Я. БОРОВОЙ, И. В. СТРУМИНСКАЯ

ТЕПЛОБМЕН НА ЦИЛИНДРЕ, ОБТЕКАЕМОМ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ, В ЗОНЕ ПАДЕНИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ

Интенсивные исследования интерференции ударных волн были начаты в 60-е годы. Экспериментально был обнаружен интересный газодинамический феномен — формирование в дозвуковом потоке за точкой пересечения ударных волн узкой высоконапорной сверхзвуковой струи, вызывающей локальное повышение давления и плотности теплового потока [1, 2]. В [3] исследовано изменение плотности теплового потока на наклонном цилиндре в зоне падения на него косою скачка уплотнения в зависимости от угла наклона цилиндра. В [4] была проведена феноменологическая классификация течений, образующихся при интерференции ударных волн. На основе экспериментальных данных было выявлено шесть основных типов взаимодействия ударных волн (более детальный теоретический анализ приводит к значительно большему числу типов течений (см., например, [5])). Затем было проведено экспериментальное исследование характерных примеров течения каждого типа и выполнены приближенные полуэмпирические расчеты давления и плотности теплового потока в зоне интерференции ударных волн, основанные на предположении о двумерности течения [6, 7]. Существенные уточнения в схемы и условия формирования течений некоторых типов были внесены в работах [8, 9].

Прогнозы, основанные на проведенных экспериментах, указывают на резкое усиление теплообмена с ростом числа Маха при некоторых типах взаимодействия [6]. Однако до сих пор экспериментальные исследования теплообмена проводились в основном до числа Маха $M_\infty = 6$. При больших числах Маха эксперименты такого рода проводились лишь в потоке гелия [6]. В данной работе выполнено систематическое экспериментальное исследование теплообмена в зоне интерференции ударных волн с ламинарным пограничным слоем в потоке воздуха при большом числе Маха ($M_\infty = 15,5$). Эксперименты проводились в широком диапазоне изменения угла скольжения, охватывающем различные типы взаимодействия ударных волн.

1. Исследовался теплообмен на круговом цилиндре в зоне падения на него плоского скачка уплотнения. Цилиндр имел диаметр $d = 25$ мм; на его концах были установлены полушеры того же диаметра, общая длина модели 205 мм. В качестве генератора скачка уплотнения использовался острый клин с углом раствора $\theta = 20^\circ$. Нижняя поверхность клина была параллельна направлению невозмущенного потока. Верхняя поверхность клина индуцировала скачок уплотнения, угол наклона которого β в месте падения на цилиндр, согласно тепловым фотографиям, составлял 27° , что несколько превышает угол наклона скачка при течениях вязкого газа. При экспериментах варьировался угол скольжения χ — угол между образующей цилиндра и нормалью к направлению невозмущенного потока.

Цилиндр препарировался по методу «тонкой стенки» [10] преобразователями теплового потока, установленными вдоль критической линии. Тонкая стенка представляла собой фольгу из нержавеющей стали толщиной 0,17 мм и шириной 7 мм. К фольге были приварены копелевые термоэлектродные провода диаметром 0,1 мм. В месте сварки они были расплюснуты до толщины 0,03 мм. В зоне падения скачка уплотнения было установлено 30 преобразователей с расстоянием между ними 1 или 2 мм, на остальной части цилиндра было еще 30 преобразователей на расстоянии 5 мм друг от друга. Случайная погрешность измерения плотности теплового потока оценивается в 12%.

Эксперименты проводились в ударной трубе при полном давлении $p_0 \approx 50 \cdot 10^5$ Па, температуре торможения $T_0 = 1650$ К; число Маха $M_\infty = 15,5$, число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру цилиндра и параметрам невозмущенного потока, $Re_{\infty d} = 0,14 \cdot 10^5$, состояние пограничного слоя — ламинарное. Использовалось профилированное сопло с диаметром выходного сечения 400 мм, диаметр ядра потока 180 мм. Продолжительность расчетного течения в рабочей части аэродинамической трубы $7 \cdot 10^{-3}$ с.

Предварительно при ряде значений угла скольжения была измерена плотность

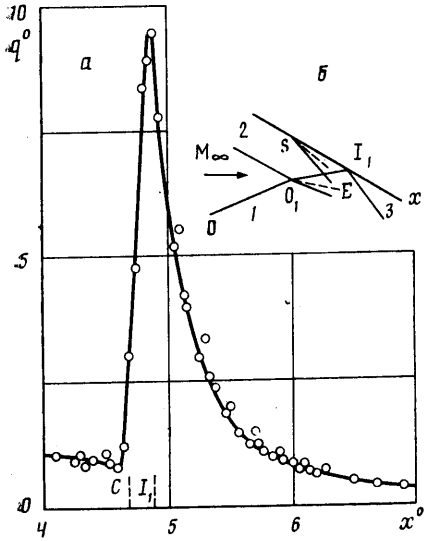
теплового потока на линии растекания изолированного скользящего цилиндра, т. е. в отсутствие генератора скачка уплотнения. Осредненные результаты измерения были сопоставлены с результатами расчета, причем влияние угла скольжения на плотность теплового потока учитывалось с помощью множителя $(\cos \chi)^{1,25}$ [11]. При малых по абсолютной величине углах скольжения (при $|\chi| \leq 30$) расхождение экспериментальных и расчетных величин составляет около 7%. При больших углах скольжения расхождение возрастает до 15–23% измеряемой величины.

2. В диапазоне углов скольжения χ от -75 до -53° происходит регулярное взаимодействие скачков разных семейств (взаимодействие I типа по классификации работы [4]). При этом на поверхности тела падает преломленный скачок уплотнения O_1I_1 (фиг. 1, $\chi = -67^\circ$). Он вызывает резкое усиление теплообмена. Образуется острый пик плотности теплового потока, что хорошо видно на графике фиг. 1 ($q^\circ = q/q_x$, q — плотность теплового потока при наличии генератора скачка уплотнения, q_x — плотность теплового потока в той же точке и при том же угле скольжения в отсутствие генератора скачка, $x^\circ = x/d$, x — расстояние от передней точки сферического затупления модели, точка C — точка пересечения продолжения падающего скачка с образующей цилиндра, точка I_1 — точка падения на цилиндр преломленного скачка). Общая длина зоны усиленного теплообмена равна приблизительно диаметру цилиндра. Падающий скачок уплотнения OO_1 вызывает усиление теплообмена не только в окрестности точки I_1 , но также на всей лобовой образующей цилиндра, расположенной за падающим скачком (при $x > x_1$). Однако эта область искажена на фиг. 1 волнами разрежения, исходящими из задней точки клина — генератора скачка уплотнения.

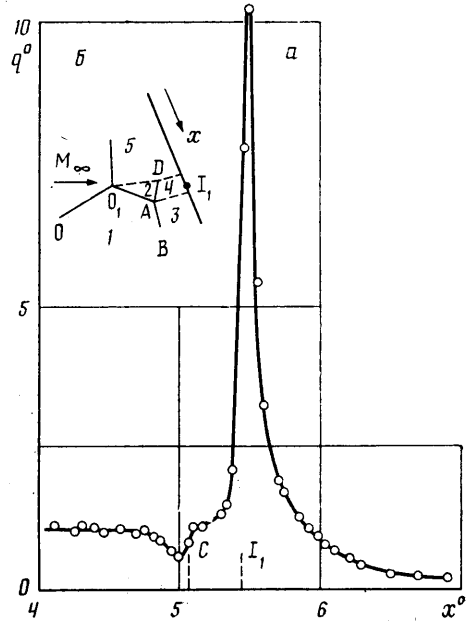
На фиг. 2 показано изменение максимальных относительных величин плотности теплового потока Q_m и Q_0 в зоне взаимодействия скачков уплотнения в зависимости от угла скольжения во всем исследованном диапазоне значений угла χ , причем Q_m представляет собой отношение теплового потока q_m к величине теплового потока q_x на изолированном цилиндре при том же угле скольжения, а Q_0 — к величине теплового потока q_0 при нулевом угле скольжения.

Для диапазона углов скольжения, соответствующего I типу взаимодействия, оценено расчетным путем повышение давления в точке I_1 , вызванное падением и отражением преломленного скачка уплотнения O_1I_1 (фиг. 1). При расчетах использовались соотношения для плоских скачков уплотнения. Следует иметь в виду, что при обтекании скользящего цилиндра между головной ударной волной и цилиндром изменяются как величина, так и направление скорости, т. е. при обтекании цилиндра в отличие от клина течение за ударной волной неоднородно. Поэтому использование соотношений для плоских скачков может дать в этом случае лишь приближенные результаты. С другой стороны, с увеличением числа Маха погрешность, обусловленная неоднородностью течения вблизи цилиндра, уменьшается. Это косвенно подтверждается тем, что, во-первых, при $M_\infty = 15,5$ угол между плоским скачком уплотнения и клином при углах наклона скачка $\chi = -60 - -80^\circ$ составляет небольшую величину ($3-5^\circ$), т. е. скачок почти параллелен поверхности тела, что сближает обтекание клина с обтеканием цилиндра; во-вторых, расчетные величины углов наклона скачков уплотнения, генерируемых в зоне интерференции, согласуются с действительными углами наклона, измеренными по фотографиям, в пределах около 2° .

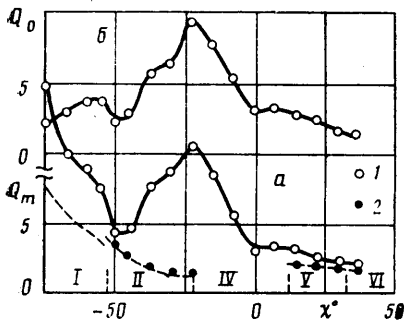
По результатам расчетов степени повышения давления можно оценить степень увеличения плотности теплового потока. В [7] для ламинарного течения рекомендуется эмпирическая формула $Q_m = (p_3/p_2)^n$, где $Q_m = q_m/q_x$, $n = 1,29$ (зоны 2 и 3 указаны на фиг. 1, б). Значения Q_m , вычисленные по этой формуле, во много раз превышают экспериментальные



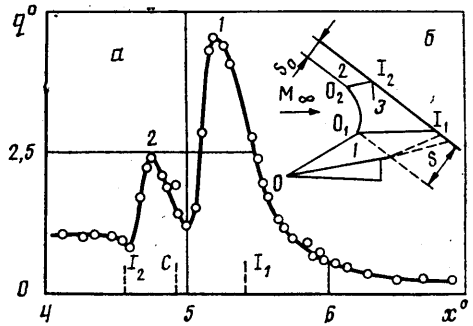
Фиг. 1



Фиг. 4



Фиг. 2



Фиг. 3

значения, приведенные на фиг. 2 для взаимодействия I типа ($-75^\circ \leq \chi \leq 53^\circ$). Это объясняется тем, что в работе [7] использованы результаты экспериментов, проведенных при умеренных значениях числа Маха (преимущественно при $M_\infty = 6$) и больших значениях числа Рейнольдса. В этих условиях пограничный слой в зоне интерференции переходил из ламинарного состояния в турбулентное. При сохранении ламинарного состояния следует ожидать лучшего согласования расчетных и экспериментальных результатов при $n = 0,5$.

При I типе взаимодействия вид расчетной кривой $Q_m = Q_m(\chi)$ (штриховая линия, фиг. 2) согласуется с видом экспериментальной зависимости (можно отметить, что при $\chi < -58^\circ$ происходит регулярное отражение скачка $O_1 I_1$ от поверхности цилиндра, а при $\chi \geq -58^\circ$ оно, согласно расчету, переходит в маховское отражение; однако это слабо отражается на виде расчетной кривой), хотя расчетные значения Q_m приблизительно в 2 раза меньше экспериментальных. Причина этого расхождения состоит в следующем. Падающий и отраженный скачки уплотнения вызывают отрыв пограничного слоя на цилиндре, что индуцирует дополнительный

косой скачок уплотнения SE (фиг. 1, б). На тепловых фотографиях, полученных при числе $M_\infty = 15,5$, этот скачок не удалось выявить (видимо, из-за малой плотности воздуха), но при меньшем числе $M_\infty = 6,1$ он вполне отчетливо проявлялся, причем было видно, что при малом числе Рейнольдса, соответствующем ламинарному течению, скачок SE имеет значительно меньший наклон, чем при большом числе Рейнольдса, соответствующем турбулентному течению.

3. В условиях проведенных экспериментов (при $M_\infty = 15,5$ и угле наклона падающего скачка $\beta = 27^\circ$) взаимодействие I типа при угле скольжения $\chi \geq -53^\circ$ переходит во взаимодействие II типа. При этом формируется мостообразная система скачков с двумя узловыми точками O_1 и O_2 . Скачки, выходящие из этих точек, падают на поверхность цилиндра (фиг. 3, б). Объективным критерием перехода от I типа взаимодействия к II типу может служить относительная величина S/S_0 отхода точки пересечения скачков O_1 от поверхности цилиндра: при I типе взаимодействия $S/S_0 = 1$, при II типе взаимодействия $S/S_0 > 1$.

Согласно расчетам плоских скачков уплотнения, при рассматриваемых здесь условиях в диапазоне углов скольжения χ от -69° до -44° возможны оба типа взаимодействия. Согласно же экспериментам, в большей части указанной «зоны неоднозначности» (от $\chi = -69^\circ$ до $\chi = -53^\circ$) реализовался I тип взаимодействия. II тип взаимодействия существовал в диапазоне углов скольжения χ от -53° до -25° .

Падение на цилиндр двух скачков уплотнения вызывает образование двух пиков теплового потока (см. зоны 1 и 2 на фиг. 3, а, $\chi = -45^\circ$). Величины пиков неодинаковы, так как интенсивность скачка O_2I_2 существенно меньше, чем скачка O_1I_1 . Это — следствие того, что, во-первых, в рассматриваемых условиях интенсивность головной волны цилиндра значительно больше интенсивности скачка, индуцированного клином, и, во-вторых, общий перепад давлений вблизи точек O_1 и O_2 приблизительно одинаков и близок к перепаду давлений на почти прямом скачке O_1O_2 .

В месте падения на цилиндр более слабого скачка O_2I_2 расчетные величины степени увеличения теплового потока практически совпадают с экспериментальными величинами (фиг. 2, а, II тип взаимодействия, расчет — штриховая линия, эксперимент — точки 2).

В месте падения на цилиндр более сильного скачка O_1I_1 картина течения сложнее. Поток, прошедший через два косых скачка OO_1 и O_1I_1 , встречается затем с лобовой поверхностью цилиндра; угол встречи настолько велик, что должна образоваться отсоединенная ударная волна. Это подтверждается тепловыми фотографиями. При $\chi = -50^\circ$ общее повышение давления в системе скачков составляет, согласно расчету, $p/p_\infty \approx 24$, а соответствующее увеличение плотности теплового потока $Q_m \approx \sqrt{p/p_\infty} = 4,9$, что согласуется с экспериментальной величиной для этого угла скольжения (фиг. 2). С уменьшением модуля χ величина Q_m в зоне падения скачка O_1I_1 , как показали эксперименты, резко возрастает (фиг. 2, II тип взаимодействия, точки 1). Однако расчетные оценки, в которых учитывается лишь степень повышения давления в скачках, не отражают этот факт: из расчета следует, что Q_m уменьшается при увеличении угла χ .

Причина этого расхождения состоит в том, что при больших углах встречи высоконапорной струи, прошедшей через скачок OO_1 и последующие скачки, с лобовой поверхностью цилиндра она растекается вдоль образующей цилиндра. Согласно оценкам, полное давление в высоконапорной струе на порядок превышает полное давление в потоке, прошедшем через почти прямой скачок O_1O_2 , и еще более значительно превышает полное давление в следе за клином. При этом величина максимального теплового потока в зоне падения струи зависит не только от вели-

чины давления, но и от градиента скорости вдоль образующей цилиндра. С увеличением угла встречи струи с цилиндром градиент скорости в струе возрастает при почти постоянном давлении, что и приводит к усилению теплообмена. Фактически описываемое течение струи аналогично течению низкоэнтропийной струи, образующейся при IV типа взаимодействия.

4. Взаимодействие III типа, характеризующееся падением на тело слоя смешения, не было идентифицировано в проведенных экспериментах. Вероятно, это объясняется тем, что III тип течения существует лишь в узком диапазоне углов наклона скользящего цилиндра.

Взаимодействие IV типа (фиг. 4) наблюдалось в довольно широком диапазоне углов скольжения $-22^\circ \leq \chi \leq 7^\circ$. Этот тип взаимодействия характеризуется образованием внутри дозвукового потока сверхзвуковой высоконапорной струйки, которая падает на поверхность тела под углом, близким к 90° . В месте падения струйки происходит резкое усиление теплообмена, что хорошо видно на фиг. 4 ($\chi = -22^\circ$). В зоне 3, за почти прямым скачком уплотнения, должна существовать зона приблизительно постоянного теплового потока. В действительности за точкой I_1 по мере увеличения χ° тепловой поток непрерывно уменьшается, что вызвано волнами разрежения, исходящими из задней кромки клина (генератора скачка уплотнения).

В данной работе не исследуется другой вариант течения IV типа (течение IVa типа), при котором высоконапорная струйка отклоняется в сторону зоны более низкого давления и, не достигая поверхности цилиндра, не вызывает существенного усиления теплообмена. Условия формирования течений IV и IVa типов изучены в [8].

Для анализа экспериментальных данных по теплообмену ниже приводятся расчетные значения параметров потока, в различных зонах, указанных на фиг. 4, при $\chi = -22^\circ$:

N	M	θ , град	β , град	p/p_∞
1	4,2	22	27	59,4
2	2,8	4	-7,5	280
3	0,43	-	-	1213
4	1,65	28	48,6	1213

Здесь N — номер зоны, θ и β — углы наклона вектора скорости и скачка уплотнения по отношению к направлению невозмущенного потока. Дополнительно необходимо указать, что относительное давление на изолированном цилиндре при $\chi = -22^\circ$ $p_x/p_\infty = 252$, относительная величина полного давления за прямым скачком уплотнения $p_0'/p_\infty = 310$, а относительная величина давления за замыкающим прямым скачком в точке I_1 $p_m/p_\infty = 4870$. Угол между вектором скорости в зоне 2 и образующей цилиндра настолько велик (72°), что невозможно образование присоединенного скачка при натекании потока из зоны 2 на цилиндр. Вследствие этого скачок AP должен быть отсоединенным от цилиндра, что и означает формирование течения IV типа с образованием высоконапорной струйки.

Степень повышения давления в точке I_1 по сравнению с давлением на изолированном цилиндре ($p_m/p_x = 19,3$ при $\chi = -22^\circ$) не определяет однозначно степень увеличения теплового потока: при эксперименте тепловой поток в зоне падения струйки увеличился в 10,3 раза (фиг. 4), в то время как указанному повышению давления соответствует усиление теплообмена лишь в 4,4 раза. При IV типе взаимодействия максимальная плотность теплового потока зависит не только от давления газа, но и от ширины струйки, которая вместе с перепадом давлений определяет градиент скорости. Ширина струйки может быть определена либо из полного трехмерного расчета течения, либо экспериментальным путем.

Полученные при экспериментах фотографии позволяют лишь грубо оценить расстояние между тройными точками O_1 и A (фиг. 4). Используя эту величину, можно рассчитать ширину высоконапорной струйки b , а затем и относительную величину максимального коэффициента теплоотдачи. Было получено: при $\chi = -22^\circ$ $b/d = 0,045$, при $\chi = -7^\circ$ $b/d = 0,024$. Расчетные значения максимального коэффициента теплоотдачи в десятки раз превышают значения коэффициента теплоотдачи на изолированном скользящем цилиндре и далеки от экспериментальных значений. Не менее важно и то, что, согласно принятой методике расчета, максимальная плотность теплового потока возрастает по мере увеличения угла χ из-за сужения струйки, в то время как в действительности она убывает.

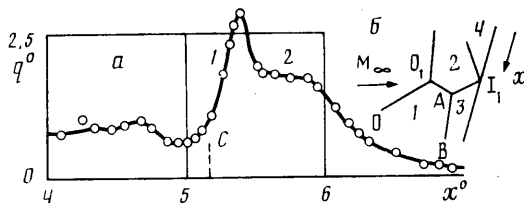
Наиболее вероятная причина количественного и качественного расхождения расчетных и экспериментальных величин плотности теплового потока состоит в том, что высоконапорная струйка, смешиваясь с низконапорным газом, размывается и у поверхности цилиндра имеет пониженное полное давление и увеличенную ширину. Эти эффекты усиливаются из-за снижения локального числа Рейнольдса с увеличением числа Маха в аэродинамической трубе. Усилением размывания струйки из-за уменьшения ее ширины объясняется, вероятно, и уменьшение теплового потока с увеличением угла скольжения в диапазоне $\chi = -22 - 0^\circ$. В экспериментах [1, 2] при значительно большем числе $Re_{\infty d} = 0,2 \cdot 10^6$ количественное согласование расчетных и экспериментальных величин плотности теплового потока было достигнуто лишь при большой интенсивности падающего скачка уплотнения, соответствующей большой относительной ширине высоконапорной струйки. Другая возможная причина отмеченного выше расхождения может быть связана с искривлением и отклонением высоконапорной струйки под действием перепада давления [8].

5. При углах скольжения $15 \leq \chi \leq 30^\circ$ течение в зоне взаимодействия относится к V типу (фиг. 5), который характеризуется тем, что скачок уплотнения AI_1 , выходящий из точки махового взаимодействия ударных волн, падает на поверхность цилиндра. Указанный выше диапазон значений угла χ согласуется с результатами расчета для $M_\infty = 15$ [9].

В зоне падения скачка на цилиндре происходит локальное увеличение плотности теплового потока (зона 1 на фиг. 5, а, $\chi = 15^\circ$). За местом падения скачка (в зоне 2, $5,6 < \chi \leq 6,0$) также происходит существенное повышение плотности теплового потока по сравнению с изолированным цилиндром. Оно обусловлено последовательным сжатием газа в скачках уплотнения OO_1 и AB . Расчетные значения степени увеличения теплового потока в зоне 2 практически совпадают с экспериментальными величинами (фиг. 2, а, расчет — штриховая линия, эксперимент — точки 2; при расчете предполагалось, что тепловой поток пропорционален корню из давления). При $\chi = 30^\circ$ плотности теплового потока в зонах 1 и 2 совпадают, однако при меньших углах скольжения тепловой поток в зоне 1 существенно больше, чем в зоне 2.

Расчетные оценки плотности теплового потока в зоне 1 дают величины, значительно превосходящие экспериментальные значения. Например, при $\chi = 22^\circ$ по расчету $Q_m = 1,92$, а из эксперимента $Q_m = 1,26$. Аналогичное расхождение в величинах максимального давления отмечено в [9] и выявлена его причина: при расчетных оценках предполагается, что скачок AI_1 имеет прямолинейную форму, в то время как под действием перепада давлений он искривляется и ослабляется.

При $\chi \geq 37^\circ$ формируется течение VI типа с волнами разрежения, выходящими из точки пересечения ударных волн. Последовательное сжатие газа в падающей и головной волне, как и при V типе взаимодействия, приводит к усилению теплообмена. Однако пики давления и теплового потока при VI типе взаимодействия отсутствуют. Влияние волн разре-



Фиг. 5

жения, образующихся в зоне интерференции, проявляется в некотором расширении зоны пониженного теплового потока, которая образуется и при V типе взаимодействия (фиг. 5, $x^\circ \approx 5$). Уровень же минимального теплового потока при переходе от V типа взаимодействия к VI типу практически не изменяется ($q_{\min}/q_x \approx 0,5$).

Изменение структуры течения и типа взаимодействия приводит к резкому изменению характера зависимости плотности теплового потока от угла скольжения цилиндра. Отношение максимального теплового потока к тепловому потоку на изолированном цилиндре, определенному при том же угле скольжения, достигает наибольшего значения при I типе взаимодействия (фиг. 2, a). Однако отношение максимального теплового потока к тепловому потоку на изолированном цилиндре, определенному при нулевом угле скольжения (а следовательно, и абсолютная величина q_m), достигает наибольшего значения при IV типе взаимодействия (фиг. 2, б). Это происходит не при $\chi=0$, как можно было ожидать, а при существенном наклоне цилиндра (при $\chi = -22^\circ$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 143–147.
2. Тетерин М. П. Исследование течения газа и теплопередачи в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 3. С. 92–97.
3. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в трехмерных отрывных зонах // Тепло- и массоперенос. Т. 1. М.: Энергия, 1968. С. 140–147.
4. Edney B. E. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 1. P. 15–21.
5. Росляков Г. С., Старых А. Л., Усков В. Н. Интерференция стационарных скачков уплотнения одного направления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 4. С. 143–152.
6. Hains F. D., Keyes J. W. Shock interference heating in hypersonic flows // AIAA Journal. V. 10. № 11. P. 1441–1447.
7. Keyes J. W., Hains F. D. Analytical and experimental studies of shock interference heating in hypersonic flows // NASA. TN D-1739. 1973. 137 p.
8. Шманенкова Г. А. О взаимодействии внешнего скачка уплотнения с затупленным телом в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 1. С. 97–103.
9. Землянский Б. А., Лесин А. Б., Луцев В. В., Шманенкова Г. А. Об интерференции косых скачков уплотнения одного семейства в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 134–138.
10. Богданов В. В., Колочинский Ю. Ю., Пляшкова Л. А. Приборы для измерения плотности тепловых потоков в аэродинамических установках кратковременного действия // Тр. ЦАГИ. 1979. Вып. 1978. С. 27–34.
11. Башкин В. А. Пространственный ламинарный пограничный слой на линии растекания при коническом внешнем течении при отсутствии и наличии ддува однородного газа // ПМТФ. 1967. № 2. С. 97–103.