

УДК 532.526.011.6

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ВБЛИЗИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРЕПЯТСТВИЯ И ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУИ

БОРОВОЙ В. Я., ПЛЕШАКОВА Л. А., РЫЖКОВА М. В.

Взаимодействие пограничного слоя с ударной волной, образующейся перед цилиндрическим препятствием, — типичный пример пространственного взаимодействия. Течение этого типа было детально исследовано в [1–5]. При этом были выявлены качественные отличия трехмерных отрывных течений от двумерных: проникновение в область отрыва высоконапорных струй газа из области невязкого течения, образование внутри области отрыва местных сверхзвуковых зон и скачков уплотнения. Было показано, что на линии растекания, образующейся перед препятствием внутри области отрыва, резко возрастают величины давления и теплового потока [2]. В работах [6–8] методом термоиндикаторных покрытий был детально исследован теплообмен во всей области влияния цилиндрического препятствия при ламинарном состоянии пограничного слоя. Показано, что при отклонении цилиндра назад максимальное значение теплового потока на конусе достигается не перед цилиндром, а у его боковых образующих. Установлено, что при диаметре цилиндра, приблизительно равном толщине вытеснения пограничного слоя, с увеличением диаметра цилиндра максимальный тепловой поток перед ним резко возрастает.

В данной работе проведено детальное исследование теплообмена при турбулентном состоянии пограничного слоя на конусе перед цилиндрическим препятствием.

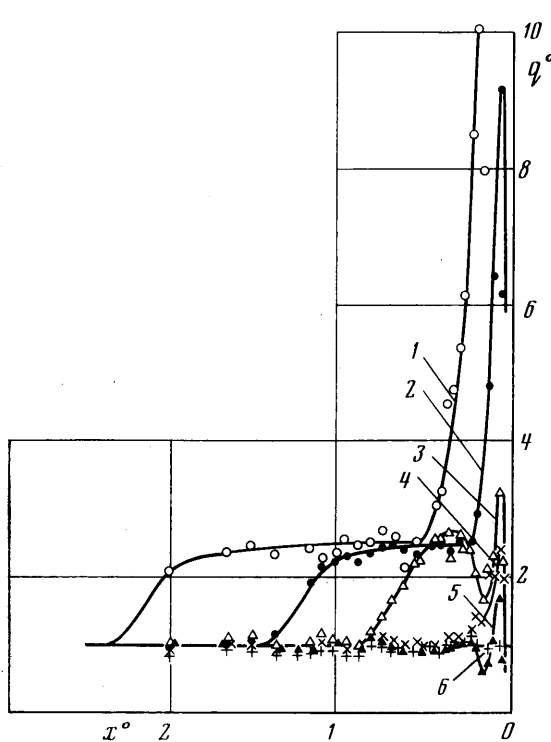
Течение газа в зоне взаимодействия поперечной струи с набегающим потоком исследовалось в ряде работ [9–11]. В работе [11] описана система скачков в недорасширенной сверхзвуковой струе и перед ней; получена в безразмерной форме зависимость диаметра бочкообразного скачка, образующегося в струе, угла его наклона и длины области отрыва перед струей от определяющих параметров. Отмечена аналогия между обтеканием струйного препятствия и твердого цилиндрического препятствия.

В работах [12–14] исследован теплообмен на поверхности пластины и конуса в зоне вдува струи при взаимодействии ее с ламинарным пограничным слоем. Применялся метод термоиндикаторных покрытий. На основании измерений теплового потока подтверждена аналогия между течением газа вблизи струйных и твердых препятствий, исключая область следа за препятствием [14]. Получена в безразмерной форме зависимость максимального теплового потока от давления вдуваемого газа.

Ниже аналогичная зависимость для ламинарного течения приводится для существенно более широкого диапазона значений относительного давления. Исследован теплообмен в области взаимодействия струи с турбулентным пограничным слоем при больших значениях числа Рейнольдса. Изучено влияние на теплообмен относительной температуры вдуваемого газа.

1. Исследование турбулентного теплообмена вблизи цилиндрического препятствия проводилось при числе Маха $M=6,1$ в ударной трубе на модели слабо затупленного конуса с углом полураствора 5° . Число Рейнольдса R , рассчитанное по параметрам потока на внешней границе пограничного слоя и расстоянию от носка модели до оси цилиндра, варьировалось за счет изменения полного давления в диапазоне от $16 \cdot 10^6$ до $84 \cdot 10^6$. Варьировался также диаметр цилиндра d и угол χ между осью цилиндра и нормалью к поверхности конуса. Местный тепловой поток q измерялся с помощью микротермопар методом тонкой стенки [15]. Применялся также метод термоиндикаторных покрытий. Продолжительность стационарного течения в ударной трубе составляла 0,02 с.

На фиг. 1 показаны в безразмерной форме типичные распределения теплового потока по поверхности конуса в плоскости симметрии перед цилиндрами разных наклонов χ при числе $R=80 \cdot 10^6$ ($x^\circ=x/d$, $q^\circ=q/q_u$, ось x направлена вдоль образующей к носку конуса, q_u — местный тепловой поток, измеренный на поверхности конуса без цилиндрического препятствия,



Фиг. 1

рения угла наклона косога скачка уплотнения с помощью соотношений для двумерного течения). Относительная длина области отрыва l_0/d также практически не зависит от числа Рейнольдса и была равна приблизительно 2,6.

Непосредственно перед цилиндром, на расстоянии $0,1d$ от его поверхности, образуется острый пик теплового потока. Максимальный тепловой поток может в десятки раз превышать тепловой поток в отсутствие цилиндра (не показанное на фиг. 1 максимальное значение q' для кривой 1 равно 23,7). Отношение максимального теплового потока q_m к тепловому потоку на конусе при отсутствии цилиндра q_c уменьшается с увеличением числа Рейнольдса. Однако отношение $q_m' = q_m/q_c$ слабо изменяется в зависимости от числа Рейнольдса (фиг. 2, здесь q_c — тепловой поток на критической линии изолированного цилиндра при ламинарном состоянии пограничного слоя, точка 1 — для переходного течения в зоне отрыва, точки 2 — для турбулентного течения в зоне отрыва от двух серий опытов, проведенных с интервалом в 5 лет). Следовательно, при турбулентном течении в зоне отрыва максимальный тепловой поток перед цилиндром изменяется в зависимости от числа Рейнольдса приблизительно по тому же закону, что при ламинарном течении. Однако величина максимального теплового потока существенно возрастает при переходе течения в зоне отрыва из ламинарного состояния в турбулентное.

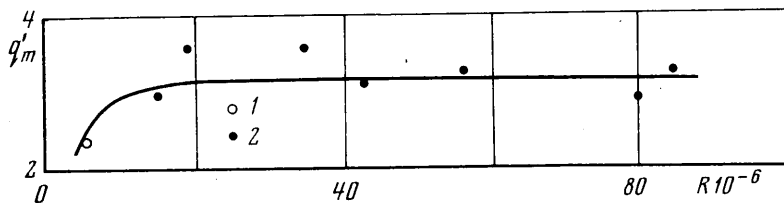
Степень увеличения теплового потока на конусе из-за присутствия цилиндра значительно больше, чем степень увеличения давления; давление перед цилиндром меньше, чем давление торможения p_0' на изолированном цилиндре, в то время как тепловой поток перед цилиндром приблизительно в 3 раза превышает тепловой поток на изолированном цилиндре в тех

кривые 1–6 соответствуют углам $\chi=0; 15; 27; 43,5; 60$ и 75°). При нулевом угле стреловидности цилиндра (при $\chi=0$) распределение теплового потока характеризуется следующими особенностями. При турбулентном течении перед цилиндром усиление теплообмена происходит на всей длине области отрыва, как и в случае двумерного течения, в то время как при ламинарном течении длина зоны повышенного теплообмена составляет лишь около половины всей длины области отрыва. Это отличие объясняется, по-видимому, большим углом наклона границы области отрыва φ при турбулентном течении по сравнению с ламинарным. Угол φ при турбулентном течении практически не зависит от числа Рейнольдса и в описываемых опытах составлял около 12° (угол φ был рассчитан по результатам изме-

же условиях (фиг. 2). Это различие объясняется бóльшим градиентом давления на поверхности конуса перед цилиндром, чем на изолированном цилиндре.

В большей части области отрыва величина теплового потока при $\chi=0$ практически постоянна; отношение теплового потока в области отрыва к турбулентному тепловому потоку на конусе без цилиндра равно приблизительно 2,5 (фиг. 1) и практически не зависит от числа Рейнольдса.

На основе исследований структуры течения [1—4] и представленных выше измерений теплового потока можно составить следующую схему течения. Головная волна, образующаяся перед цилиндром, вызывает отрыв



Фиг. 2

пограничного слоя. Поперечное растекание газа компенсируется втеканием в зону отрыва тонкой высоконапорной струи. На поверхности тела перед цилиндром формируется линия растекания с большим градиентом скорости. На этой линии образуется тонкий пограничный слой. Течение в нем носит квазиламинарный характер, причем эффективная вязкость больше молекулярной вязкости вследствие проникновения турбулентных пульсаций из области отрыва в пристеночный пограничный слой. По мере удаления от линии растекания течение в пограничном слое переходит в равновесное турбулентное течение.

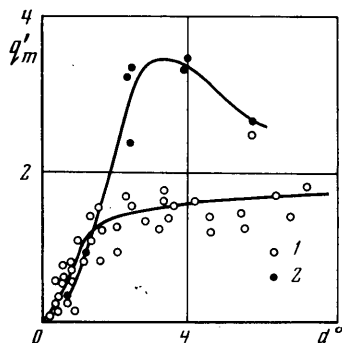
При отклонении цилиндра назад (при $\chi > 0$) области интенсивного теплообмена перед цилиндром и за ним сужаются, а за цилиндром, кроме того, приближаются к плоскости симметрии. Зона максимального теплового потока при турбулентном и ламинарном течениях имеет близкую форму, так как она определяется в основном формой головной ударной волны, образующейся перед цилиндром.

При большом угле наклона цилиндра наиболее интенсивный теплообмен происходит не перед цилиндром, как при $\chi=0$, а у его боковых образующих или позади него. В случае турбулентного течения такое перестроение распределения теплового потока происходит при $\chi > 40^\circ$, а в случае ламинарного течения — уже при $\chi > 7,5^\circ$. При $\chi=60^\circ$ перед цилиндром при турбулентном тчении, как и при ламинарном, происходит лишь небольшое усиление теплообмена, а при $\chi=75^\circ$ оно полностью отсутствует (фиг. 1). Однако позади цилиндра в области взаимодействия головной волны с пограничным слоем некоторое усиление теплообмена сохраняется и при больших углах стреловидности.

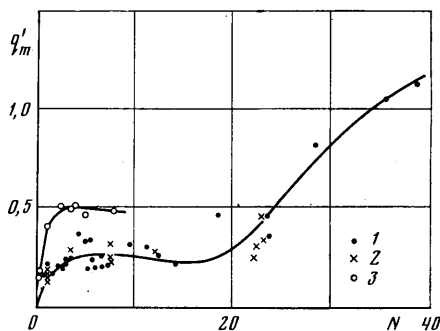
Распределение теплового потока в области отрыва (исключая ближайшую окрестность цилиндра) так же, как и распределение давления, слабо зависят от угла наклона препятствия, если в качестве характерного размера использовать длину зоны отрыва. Отношение максимального теплового потока в области отрыва q_2 к величине теплового потока на конусе без препятствия q_0 практически не изменяется при увеличении угла χ до 35° , пока сохраняется развитая область отрыва перед цилиндром. В противоположность этому непосредственно перед цилиндром максимальный тепловой поток в плоскости симметрии, как и давление, резко

уменьшается даже при небольшом наклоне цилиндра назад. В случае турбулентного течения тепловой поток перед цилиндром и у его боковых образующих более резко уменьшается при отклонении цилиндра назад, чем в случае ламинарного течения.

Все приведенные выше результаты получены при относительно большом диаметре цилиндрического препятствия, когда $d/\delta^* > 1$ (δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя на конусе). При малых значениях d/δ^* тепловой поток перед препятствием также превышает тепловой поток на конусе без цилиндра, но не столь значительно, как при больших значениях d/δ^* . Изменение относительной величины максимального теплового по-



Фиг. 3



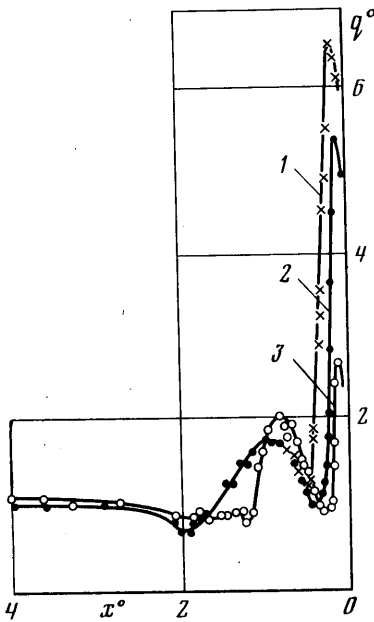
Фиг. 4

тока $q'_m = q_m/q_c$ в зависимости от относительного диаметра d^0 показано на фиг. 3 ($d^0 = d/\delta^*$, 1 — ламинарный пограничный слой, опыты на пластине и конусе при $M=6$ и 8, 2 — турбулентный пограничный слой, опыты на конусе, $M=6,1$, $R=(25-50) \cdot 10^6$).

2. Если из тела выдувается струя, то число безразмерных параметров, определяющих обтекание тела, возрастает. К параметрам, характеризующим внешний поток (M , R , T_w° , κ), добавляются аналогичные параметры, характеризующие струю. Если диаметр сопла существенно больше толщины пограничного слоя, то влияние числа Маха для струи M_j на течение газа можно ослабить [13, 14], введя вместо коэффициента нерасчетности n относительное давление торможения N ($n = p_j/p_u$, $N = p_{0j}'/p_{0u}'$, p_j — давление на срезе сопла, p_u — давление на поверхности тела при отсутствии ддува, p_{0j}' — давление торможения за прямым скачком в струе, p_{0u}' — давление торможения за прямым скачком в набегающем потоке у поверхности тела).

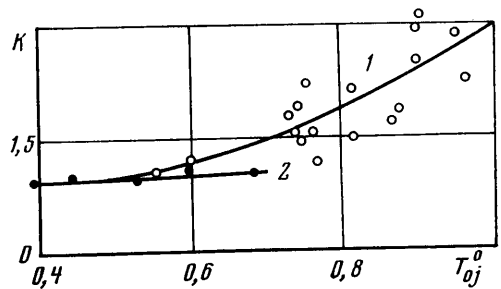
Ударная волна, образующаяся перед струей, вызывает отрыв пограничного слоя. На линии присоединения, которая располагается непосредственно за ударной волной, как правило, резко усиливается теплообмен. На фиг. 4 показана зависимость относительной величины максимального теплового потока q'_m от параметра N ($q'_m = q_m/q_c$, q_c — тепловой поток на критической линии изолированного цилиндра диаметром d_j , перпендикулярного местной скорости набегающего потока; точки 1 — $M=6$, $R=(2,2-26) \cdot 10^5$, точки 2 — $M=8$, $R=5,7 \cdot 10^5$, точки 3 — $M=6,1$, $R=(36-56) \cdot 10^6$). Исследование взаимодействия струи с ламинарным пограничным слоем (точки 1 и 2) проводилось в трубе длительного действия, тепловой поток измерялся с помощью термоиндикаторных покрытий. Взаимодействие струи с турбулентным пограничным слоем (точки 3) исследовалось в ударной трубе, тепловой поток измерялся с помощью микротермопар по методу тонкой стенки.

При относительно малых значениях параметра N (приблизительно при $N < 3$) течение перед струей во многих отношениях аналогично течению



Фиг. 5

перед наклонным цилиндрическим препятствием, причем диаметр эквивалентного цилиндра равен диаметру выходного сечения сопла d_j , а угол между осью цилиндра и поверхностью тела тем больше, чем больше относительное давление торможения в струе N . При $N < 3$ максимальный тепловой поток вблизи сопла резко возрастает по мере увеличения параметра N из-за увеличения угла наклона эквивалентного



Фиг. 6

цилиндра и ударной волны к поверхности тела (фиг. 4). В то же время относительные величины теплового потока в самой области отрыва слабо зависят от давления вдуваемого газа (фиг. 5, $R=56 \cdot 10^6$, $M=6,1$, $x^\circ=x/d_j$, $q^\circ=q/q_\infty$, кривым 1, 2 и 3 соответствуют значения $N=1,26$; 2,5 и 3,9), как в случае обтекания цилиндрического препятствия они слабо зависят от угла наклона цилиндра.

При средних значениях параметра N (при $3 < N < 20$) теплообмен вблизи сопла сходен с теплообменом вблизи цилиндрического препятствия, наклоненного под большим углом к поверхности тела. Для характеристики диаметра и наклона эквивалентного цилиндра можно использовать данные о диаметре и наклоне бочкообразного скачка, который образуется в недорасширенной струе. Угол наклона бочкообразного скачка зависит от величины относительного давления вдуваемого газа [11], в то же время диаметр бочкообразного скачка возрастает с увеличением параметров n и N . Этим объясняется тенденция к стабилизации максимального теплового потока вблизи струи при $N > 3$ (фиг. 4).

Величина максимального теплового потока перед струей, как и перед цилиндром, при турбулентном состоянии невозмущенного пограничного слоя приблизительно в 2 раза больше, чем при ламинарном состоянии (фиг. 4).

При больших значениях параметра N (при $N > 20$) происходит повторное увеличение теплового потока (фиг. 4). Его можно связать с перестроением течения и образованием перед струей системы скачков уплотнения с двумя тройными точками. При $N=40-50$ величина максимального теплового потока на поверхности конуса перед соплом при ламинарном состоянии невозмущенного пограничного слоя приблизительно равна расчетной величине теплового потока на критической линии изолированного цилиндра, установленного перпендикулярно местной скорости набе-

гающего потока (при турбулентном состоянии пограничного слоя значения параметра $N > 8$ не были достигнуты).

Следует подчеркнуть, что относительная величина максимального теплового потока перед струей во всех исследованных случаях была значительно меньше, чем перед твердым цилиндрическим препятствием, установленным перпендикулярно поверхности тела. Это различие объясняется тем, что действительный диаметр струи при больших значениях параметра N существенно превышает диаметр выходного сечения сопла d_j , по которому вычислялась величина q_c . Кроме того, при обтекании струйного препятствия газ набегающего потока смешивается перед соплом с вдуваемым газом. Это приводит к большему снижению температуры торможения на разделяющей поверхности тока, чем при обтекании твердого препятствия.

Величины второго, более слабого максимума, который образуется внутри области отрыва и связан с повышением давления за точкой отрыва, при обтекании твердых и газообразных препятствий отличаются гораздо меньше: в первом случае $q_2/q_u \approx 2,5$, во втором — $q_2/q_u \approx 2,0$ (при $N < 4$). Это объясняется тем, что вдуваемый при относительно небольших значениях параметра N газ слабо протекает в переднюю часть области отрыва и распределение давления и теплового потока здесь определяется в основном свободным взаимодействием внешнего (невязкого) слоя набегающего потока с его пограничным (пристеночным) слоем.

Если температура торможения вдуваемого газа (T_{0j}) отличается от температуры торможения набегающего потока (T_0), то температура торможения в струйке, приходящей на линию растекания, которая образуется перед соплом, имеет промежуточное значение (T_0^*) вследствие смешения основного и вдуваемого потоков. Это вытекает не только из общих соображений, но также из результатов измерений температуры теплоизолированной поверхности тела перед соплом, выполненных в работе [11].

Естественно предположить, что тепловой поток на линии растекания определяется разностью температуры торможения в струйке, приходящей на линию растекания (T_0^*), и температурой поверхности тела (T_w): $q_m = h_m^*(T_0^* - T_w)$, где h_m^* — коэффициент теплоотдачи, отнесенный к упомянутой разности температур. Предположим, что этот коэффициент не зависит от величины относительной температуры вдуваемой струи $T_{0j}^\circ = T_{0j}/T_0$.

Температуру торможения на линии растекания представим в следующем виде: $T_0^* = T_0 - \eta(T_0 - T_{0j})$ и предположим, что коэффициент смешения η не зависит от величин температур T_0 и T_{0j} .

Максимальный тепловой поток на линии растекания может быть представлен также в обычном виде через известные температуры T_0 и T_w : $q_m = h_m(T_0 - T_w)$.

Из приведенных выражений для q_m и T_0^* получим соотношение между коэффициентами теплоотдачи h_m и h_m^* :

$$h_m = h_m^* \left(1 - \eta \frac{1 - T_{0j}^\circ}{1 - T_w^\circ} \right), \quad T_w^\circ = \frac{T_w}{T_0}$$

Согласно этому соотношению, максимальный коэффициент теплоотдачи h_m линейно возрастает с ростом относительной температуры струи T_{0j}° при условии, что относительная температура поверхности T_w° остается постоянной. Если же выполняется условие $T_w^\circ = T_{0j}^\circ$, то коэффициент теплоотдачи не изменяется при увеличении температуры струи.

Для экспериментального исследования влияния относительной температуры струи на теплообмен было проведено две серии опытов при числе Маха $M \approx 6$. Модели имели форму конуса.

В первой серии температура поверхности T_w оставалась приблизительно постоянной при увеличении температуры струи. Эти опыты проводились в трубе длительного действия при ламинарном состоянии невозмущенного пограничного слоя. Вдуваемый воздух нагревался в электрическом подогревателе до различных температур: от температуры, равной температуре поверхности модели $T_w=0,55 T_0$, до температуры торможения основного потока T_0 . Для исключения предварительного прогрева модели струя горячего воздуха подавалась в модель в момент ввода ее в поток.

Эксперименты показали, что при постоянной температуре поверхности модели увеличение температуры струи приводит к значительному усилению теплообмена перед соплом. Это видно из фиг. 6 (кривая 1, $M=6$, $R=6,4 \cdot 10^5$, $n=19-166$, $T_w^\circ=0,55$), на которой представлена зависимость отношения $k=h_m/h_{m0}$ от величины T_{0j}° , причем h_{m0} — максимальный коэффициент теплоотдачи при вдуве «холодной» струи, т. е. при $T_{0j}^\circ=T_w^\circ=0,55$. Полученному в экспериментах увеличению коэффициента теплоотдачи соответствует коэффициент смещения $\eta=0,59-0,66$. Это согласуется с результатами измерений адиабатической температуры поверхности непосредственно перед соплом [11].

Позади сопла вблизи ударной волны величина теплового потока практически не зависит от температуры вдуваемого газа. Этого и следовало ожидать, так как вдуваемый газ распространяется лишь в следе сопла и не попадает в зону взаимодействия ударной волны с пограничным слоем.

Во второй серии опытов относительная температура поверхности T_w° была равна относительной температуре струи T_{0j}° , причем обе эти величины изменялись только за счет изменения температуры торможения основного потока T_0 от 430 до 730 К. Поверхность модели и вдуваемый газ имели температуру окружающей среды. Эти опыты проводились в ударной трубе при турбулентном состоянии невозмущенного пограничного слоя. Одновременно с изменением температуры торможения T_0 изменялось полное давление в основном потоке p_0 и во вдуваемой струе p_{0j} таким образом, чтобы число Рейнольдса R и коэффициент нерасчетности оставались постоянными ($R=34 \cdot 10^6$, $M=6,1$, $n=23,4$, $N=5$). Следовательно, все безразмерные параметры, кроме T_{0j}° и T_w° , были постоянными.

Измерения при $T_{0j}^\circ=T_w^\circ$ показали (см. фиг. 6, кривая 2), что максимальный коэффициент теплоотдачи в этом случае практически не изменяется при увеличении относительной температуры струи. Это согласуется с результатами проведенного выше анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1, с. 25.
2. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в трехмерных отрывных зонах. — В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 1. М.: Энергия, 1968, с. 140.
3. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 1, с. 121.
4. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1, с. 20.
5. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание наклонного препятствия сверхзвуковым потоком. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 6, с. 149.
6. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Теплообмен на пластине и конусе при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной, образующейся вблизи цилиндрического препятствия. — Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1374, с. 166.
7. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Теплообмен и течение газа при взаимодействии ламинарного пограничного слоя с ударной волной, образующейся вблизи цилиндрического препятствия. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 1, с. 78.
8. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Приближенный расчет коэффициентов теплоотдачи в зоне взаимодействия пограничного слоя с ударной волной, образующейся вблизи цилиндрического препятствия. — Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1881, с. 135.

9. Zukoski E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow.— AIAA Journal, 1964, v. 2, № 10, p. 1689.
10. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 3, с. 97.
11. Авдеевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5, с. 193.
12. Кондрагеев И. А. Экспериментальное исследование теплопередачи на пластине при обтекании струи сверхзвуковым потоком.— Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1, с. 145.
13. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Течение газа и теплообмен на конусе вблизи поперечной струи при сверхзвуковой скорости набегающего потока.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1582, с. 76.
14. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Течение газа и теплообмен на конусе вблизи поперечной струи при ламинарном состоянии пограничного слоя.— Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 4, с. 48.
15. Богданов В. В., Плешакова Л. А. Микротермопарный преобразователь тепловых потоков.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1847, с. 165.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1980