

УДК 532.526.011.7

О ВЛИЯНИИ НЕРАВНОМЕРНОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ СО СКАЧКАМИ УПЛОТНЕНИЯ НА ТРЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ

ВОЛОЩЕНКО О. В., ОСТРАСЬ В. Н., ЭЙСМОНТ В. А.

Проведено расчетное исследование влияния неравномерности сверхзвукового течения со скачками уплотнения на трение и теплообмен в плоских каналах. Показано, что для каналов с относительной длиной более четырех калибров сила трения, приложенная к внутренним стенкам канала, и суммарный тепловой поток в стенку при неравномерном сверхзвуковом течении на входе приблизительно соответствует аналогичным величинам равномерного течения, которое эквивалентно неравномерному по расходу, энергии и импульсу. Расчетные значения коэффициентов потерь импульса для плоских каналов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [1], полученными для осесимметричных труб при одинаковых условиях на входе.

Ранее в работе [2] были рассчитаны суммарные тепловые потоки, приложенные к отдельным элементам плоского гиперзвукового воздухозаборника. Принятая в работе [2] схема течения и, в частности, предположение об одномерности течения в горле очень редко реализуется в действительности.

В работах [1, 3] проведено параметрическое экспериментальное исследование силы трения, приложенной к стенкам цилиндрической трубы. Наибольший интерес представляет работа [1], в которой путем непосредственного взвешивания определялась сила трения, приложенная к внутренней поверхности цилиндрической трубы, при тчении в ней неравномерного сверхзвукового потока, создаваемого коническими соплами. Было показано, что сила трения, приложенная к внутренней поверхности цилиндрической трубы, при относительной длине более 5 калибров приблизительно соответствует силе трения, возникающей при тчении в трубе равномерного потока эквивалентного по расходу, импульсу и энергии неравномерному.

Следует заметить, что такая замена неравномерного потока осредненным равномерным известна [4-6] и в значительной степени традиционна при расчете сил давления, приложенных к стенкам канала. Эксперименты [1] подтвердили справедливость такой замены для осесимметричных течений при вычислении сил трения.

Цель данной работы состояла в расчетной проверке этой концепции при определении трения и теплообмена в плоских каналах с несимметричным сверхзвуковым неравномерным течением.

1. При безотрывном течении на входном участке канала пограничный слой развивается так же, как и при внешнем обтекании тела до тех пор, пока слои, нарастающие на противоположных стенках, не сомкнутся [7]. Поэтому поставленная задача будет решаться путем сращивания невязкого течения в центре канала с пограничным слоем в пристенной области. Рассматривается течение в плоском канале постоянного сечения, ширина которого (b) достаточна ($b/h > 10$, здесь h — высота канала), чтобы не учитывать влияния боковых стенок. Неравномерность и несимметричность течения в канале задается односторонним отклонением набегающего потока клином с углом ω .

Образующееся в канале неравномерное сверхзвуковое течение со скачками уплотнения и волнами разрежения рассчитывалось с помощью метода «сквозного счета» [8]. Физически обоснованная подвижная сетка, отсутствие осцилляций решения и высокая точность выделения скачков уплотнения определили выбор этого метода.

При расчете течения предполагалось, что вне пограничного слоя газ идеальный и термически совершенный ($k=1,4$); сильное взаимодействие невязкого потока и пограничного слоя отсутствует, а слабое взаимодействие, связанное с нарастанием пограничного слоя на стенках, компенсируется расширением канала на величину толщины вытеснения пограничного слоя. Последнее позволяет избежать итерационного процесса, который редко бывает сходящимся без использования специальных численных схем [9]. Предположение об отсутствии сильного вязкого взаимодействия существенно упрощает расчет. Однако оно является не всегда верным, и поэтому в дальнейшем будет проведена оценка погрешностей, вносимых этим предположением.

Параметры на стенках (число M , давление P и температура T) из расчета невязкого течения принимались в качестве исходных для расчета пограничного слоя.

Пограничный слой в канале предполагался всегда турбулентным, что формально достигалось соответствующим выбором давления в невозмущенном потоке. За характерный размер при вычислении числа Рейнольдса Re была выбрана высота канала h (или гидравлический диаметр канала при сопоставлении с результатами эксперимента [1]).

Пограничный слой рассчитывался в предположении $T_w = T_w/T_e = \text{const}$, T_{wi} — температура стенки; T_e — равновесная температура потока.

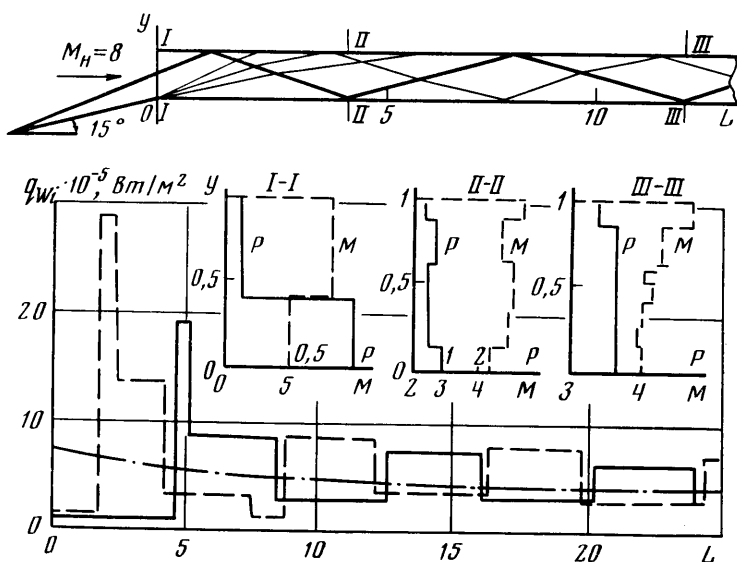
Для расчета турбулентного пограничного слоя и тепловых потоков применялся метод [10], который дает средние результаты по характеристикам пограничного слоя в классе интегральных методов [11].

Расчет характеристик пограничного слоя при переходе через скачок проводился с использованием метода «эффективной длины» [10, 12]. Эффективная длина эквивалентной пластины вычислялась не из условия равенства толщин потери импульса [10, 12], а из условия равенства сил трения.

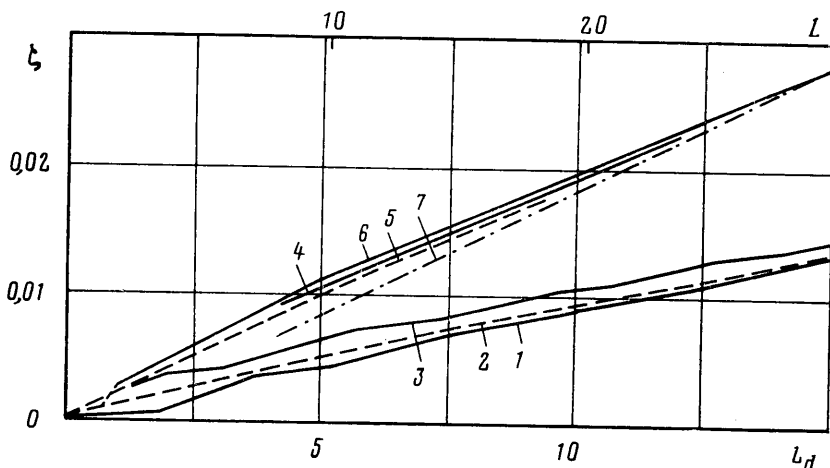
Число M_H невозмущенного потока варьировалось в пределах $4 \div 10$, угол клина $\omega = 10 \div 20$ град, а величина $h_H = h/h_i = 0,5 - 1$ (h_i — высота сечения набегающей струи), что позволяло существенно изменять неравномерность на входе в канал: по статическому давлению примерно в 10 раз, по числу M до 2 раз и по углу скорости до 20 раз. Величина T_w варьировалась в пределах $0,4 \div 0,9$.

2. На фиг. 1 показана конфигурация скачка уплотнения в плоском канале и структура потока в некоторых сечениях, которая получена при расчете невязкого течения по методу [8] для клина с углом $\omega = 15^\circ$ при $M_H = 8$ и $h_H = 0,7$. На этой фигуре хорошо видна одна из особенностей метода [8]: ступенчатая аппроксимация рассчитываемого профиля параметров и физическая обоснованность применяемой сетки; которая состоит в том, что линии всех разрывов (и, в частности, скачков уплотнения) являются линиями расчетной сетки. Последнее обстоятельство позволяет с высокой точностью выделить скачки уплотнения (без специального алгоритма [13]), что важно при расчете отрывных зон.

Сравнение интенсивностей скачка в точках отражения его от стенки с критическим перепадом давления [5, 14] показали, что на всех рассчитанных режимах первые два отражения скачка на верхней стенке и одно на нижней вызывают отрывы пограничного слоя. На этой же фигуре показано распределение удельных конвективных тепловых потоков q_w по стенкам канала для неравномерного (сплошная кривая — нижняя стенка, штриховая — верхняя стенка) и эквивалентного по расходу, импульсу и энергии равномерного (штрихпунктирная) течений. Из фиг. 1 видно влияние скачков уплотнения и волн разрежения на местные тепловые потоки. В местах падения и отражения скачков уплотнения от стенок локальные удельные тепловые потоки скачкообразно возрастают и в несколько раз превышают уровень тепловых потоков, определенных по параметрам равномерного течения. Аналогичная картина наблюдается по всей длине ка-



Фиг. 1



Фиг. 2

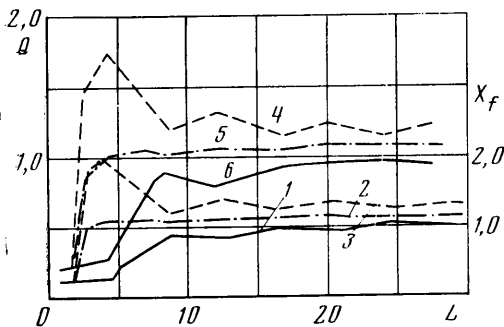
нала, но с уменьшением максимального уровня тепловых потоков, что связано с ослаблением и затуханием интенсивности скачков уплотнения. Различие в распределении удельных тепловых потоков по верхней и нижней стенке канала связано с неравномерностью и несимметричностью течения.

В качестве примера результаты расчета сил трения в канале при $M_H=6$, $Re_a=7,4 \cdot 10^7$ представлены на фиг. 2 в виде зависимостей коэффициента потерь импульса $\xi = X_f/I$ от относительной длины канала $L = l/h$ ($Ld = l/d$), где X_f — сила трения; $I = mW + pF$ — полный импульс потока во входном сечении; $d = 2bh/(b+h)$ — приведенный гидравлический диаметр канала; m — массовый расход; W — скорость потока; F — площадь струи.

Обозначения коэффициентов потери импульса ξ на фиг. 2: 1 и 3 — соответственно на нижней и верхней стенке при неравномерном течении, 2 — при равномерном течении, 4 — суммарные потери при неравномерном течении с учетом отрывов, 5 — суммарные потери при равномерном течении, 6 — суммарные потери при неравномерном безотрывном течении, 7 — экспериментальные данные работы [1].

При рассмотрении кривых распределения сил трения вдоль стенок канала хорошо видно влияние скачков уплотнения и волн разрежения в местах падения и отражения скачков от стенок канала. В этих точках наблюдается наиболее интенсивный рост силы трения, который затем ослабляется волной разрежения. Сопоставление сил трения на верхней и нижней стенках показывают, что в начальной части канала $L=2 \div 4$ возникает существенное различие сил трения по верхней и нижней стенкам канала на всех исследуемых режимах, которое сохраняется затем по всей длине канала.

Совершенно аналогичные явления имеют место и при расчете теплообмена. Это хорошо видно на фиг. 3, на которой представлены для $M_H=8$ и $T_w=0,4$ зависимости относительных интегральных конвективных тепловых потоков в стенки канала Q (тепловой поток для неравномерного течения отнесен к тепловому потоку для эквивалентного равномерного —



Фиг. 3

кривые 4, 5, 6). Там же для сравнения приведены аналогичные интегральные относительные зависимости сил трения X_f (кривые 1, 2, 3). Сплошными линиями обозначены данные для нижней стенки, штриховыми — для верхней стенки и штрихпунктирными — суммарные значения для обеих стенок.

Различия сил трения и тепловых потоков в начале канала связаны с неравномерностью и несимметричностью течения во входном сечении канала.

Результаты расчетов суммарных сил трения и тепловых потоков в плоских каналах показали, что при $L > 4$ указанные величины для неравномерного потока и эквивалентного ему по расходу, импульсу и энергии равномерного отличаются незначительно. Отличие для всех рассмотренных случаев не превышает 5%, что хорошо видно и на приведенных на фиг. 2 и 3 примерах (см. кривые 5 и 6 на фиг. 2 и отличие штрихпунктирной линии 5 от 1 на фиг. 3).

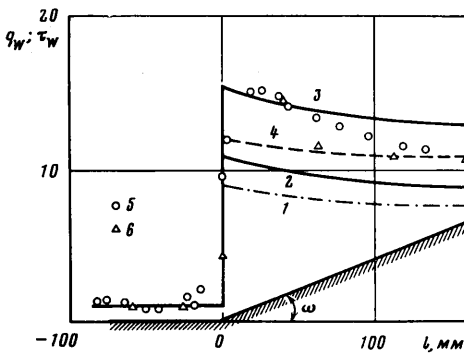
Заметим, что при уменьшении угла ω (или при увеличении высоты канала h) степень неравномерности в канале уменьшается и указанное отличие получается еще меньше.

Суммарные коэффициенты потерь импульса удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными работы [1] (см. кривые 5 и 7 на фиг. 2). Некоторое превышение расчетных значений над экспериментальными, кроме чистого влияния осесимметричности, связано с наличием в экспериментах [1] пограничного слоя на входе в канал втекающего из присоединенного сопла, а также неучетом слабого и сильного взаимодействия на невязкое течение в плоском канале.

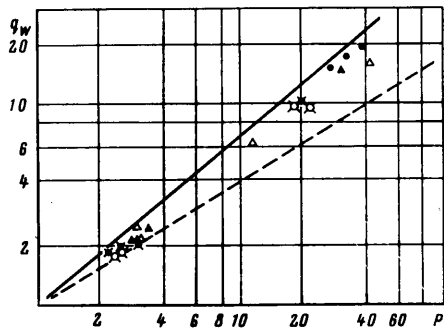
3. Остановимся более подробно на оценках сильного взаимодействия: отрывах пограничного слоя при попадании скачка уплотнения на пограничный слой. Отрывы пограничного слоя на верхней стенке возможны только в первых двух точках падения скачка уплотнения на стенку, а на нижней стенке только в первой точке.

Относительная длина отрывных зон $L_0 = l_{oi}/h$, определенная по экспериментальным данным [15], составляет $L_0 = 0,04 \div 0,8$.

Если принять, что трение в отрывных зонах отсутствует и отрывные зоны не влияют на структуру невязкого течения, а интегральные характеристики пограничного слоя за отрывной зоной рассчитываются так же, как при безотрывном течении, то снижение трения даже при относительно коротких каналах ($L_0 \approx 10$) не превышает 10% (ср. кривые 4 и 6 на фиг. 3).



Фиг. 4



Фиг. 5

Для режима течения, соответствующего числу $M_H=8$ и $Re_d=2,47 \cdot 10^7$ при $\omega=15$ и $T_w=0,6$, была проведена оценка влияния зон отрыва на силу трения в канале. Положение начала зоны отрыва относительно точки падения скачка уплотнения в невязком течении определялось по эмпирической зависимости [16]. Давление в отрывной зоне рассчитывалось по критерию присоединения, близкому к критерию, примененному в работе [17], однако технология построения геометрии отрывной зоны была несколько иной.

Геометрия отрывной зоны рассчитывалась как граница струи, истекающей в область, одна из границ которой имеет постоянное давление, равное давлению в соответствующей отрывной зоне. Затем, предполагая отрывные зоны непроницаемыми твердыми телами (модель эквивалентного тела часто используемая при расчете вдува в сверхзвуковой поток), производили коррекцию контура канала с учетом геометрии отрывных зон и пересчитывали невязкое течение и силу трения.

Расчеты по этой схеме показали, что коэффициент потерь импульса на трение получается примерно на 3% ниже, чем без учета влияния отрывных зон на невязкое течение.

4. Были проведены также оценки локальных погрешностей в расчете напряжения трения и удельных тепловых потоков, которые получаются при замене действительного отрывного течения безотрывным с использованием метода эффективной длины [10, 12]. Это сравнение проводилось для случая, когда отрыв инициируется клином, установленным на пластине, а не падающим скачком, как в рассматриваемом случае. Результаты для обоих указанных случаев хорошо коррелируют [16, 18].

На фиг. 4 представлены результаты сравнения расчета и эксперимента относительного изменения напряжения трения τ_w (расчет — кривые 1, 2; эксперимент [18] — 6) и удельных тепловых потоков q_w (расчет — кривые 3, 4; эксперимент [18] — 5) в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем для клина с углом $\omega=27^\circ$ при $M_H=8,6$, $T_{0H}=1063$ К, $T_w=0,3$. Этот случай соответствует зарождению отрыва ($\tau_w=0$). Расчеты проводились двумя способами: стыковка пограничного слоя при переходе через скачок уплотнения по условию равенства силы трения $X_{f1}=X_{f2}$ (кривые 2, 3) и по условию равенства толщины потери импульса $\delta_1^{**}=\delta_2^{**}$ (кривые 1, 4). Различия в напряжениях трения в области присоединения скачка даже для лучшего случая (стыковка пограничного слоя по силе трения при переходе через скачок) отличаются от экспериментальных данных примерно на 35%.

Удельные конвективные тепловые потоки, вычисленные из условия сохранения силы трения при переходе через скачок, приблизительно соответствуют экспериментальным. Расчет этих потоков по условию сохранения толщины потери импульса дает заниженные результаты.

Расчеты проводились также при тех же условиях и для клиньев с углами $\omega=30, 33, 36^\circ$. При увеличении угла клина до $\omega=33^\circ$ в месте излома контура возникает область отрыва [18]. В этом случае в эксперименте максимальные тепловые потоки наблюдаются в области присоединения зоны отрыва и превышают расчетные значения для лучшего случая ($X_{f1}=X_{f2}$) на ~12% и для худшего ($\delta_1^{**}=\delta_2^{**}$) — на ~30%.

Еще хуже обстоит дело с напряжениями трения. Даже для лучшего случая ($X_{f1}=X_{f2}$) различия доходят до 70%. Однако вклад этих зон в общую силу трения очень мал.

5. Отметим еще одну закономерность в изменении удельных тепловых потоков по длине канала, которая была ранее получена для внешних течений [18].

Анализ распределения удельных тепловых потоков для каждой стенки канала $q_w = q_{wi}/q_n$ по длине, приведенных на фиг. 1, показал, что характер их изменения весьма близок к характеру изменения зависимостей статического давления на соответствующей стенке канала.

На рис. 5 представлена экспериментальная зависимость относительного изменения удельных тепловых потоков от повышения давления в скачке уплотнения из работы [18], которая приближенно аппроксимирована в виде степенной зависимости $q_w = (p)^n$, где $p = P_i/P_n$. Показатель степени для области «присоединения» отрыва пограничного слоя (сплошная линия) равен $n=0,85$, а для области «плато» $n=0,625$ (штриховая линия). Там же нанесены расчетные точки, полученные для условий эксперимента [18] и при расчете тепловых потоков в исследуемом канале. Как видно из фиг. 5, расчет для этих случаев дает промежуточные значения удельных тепловых потоков. Эта зависимость может быть приближенно аппроксимирована соотношением $q_w = (p)^{0,8}$.

В заключение заметим, что при постоянной температуре торможения для определения параметров эквивалентного равномерного потока можно вместо условия сохранения импульса использовать условие сохранения энтропии [6].

Авторы выражают свою признательность Г. Г. Черному и В. Н. Строчкину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Огрась В. Н., Пензин В. И. Экспериментальное исследование силы, приложенной к внутренней поверхности цилиндрической трубы при течении в ней неравномерного сверхзвукового потока, создаваемого коническими соплами.— Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 4, с. 29–36.
2. Гурьев В. Г., Шкирин Н. Н. Тепловые потоки в гиперзвуковых воздухозаборниках с турбулизаторами и затуплением центрального тела.— Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4, с. 24–34.
3. Keenan J. H., Neumann E. P. Measurements of friction in pipe for subsonic and supersonic flow of air.— J. Appl. Mech., 1946, v. 13, № 2, p. 91–100.
4. Седов Л. И., Черный Г. Г. Об осреднении неравномерных потоков газа в каналах.— Теоретическая гидромеханика. Вып. 4. Мин-во авиац. пром-сти, Сб. ст. № 12. М.: Оборонгиз, 1954, с. 17–30.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
6. Черкез А. Я. О некоторых особенностях осреднения параметров в сверхзвуковом газовом потоке.— Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1962, № 4, с. 23–26.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 207 с.
8. Берлянд А. Т., Фрост В. А. Метод расчета плоских сверхзвуковых течений с автоматическим выделением разрывов и ступенчатой аппроксимацией волн разрежения.— В сб.: Числ. методы мех. сплош. среды. Т. 3, № 3. Новосибирск, 1972, с. 3–12.
9. Брюн, Рабберт, Нарк. Новый метод сращивания решений для пограничного слоя и внешнего потока.— Ракетная техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 7.
10. Авдучевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе.— Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1962, № 4, с. 3–12.
11. Романенко П. Н. Тепломассообмен и трение при градиентном течении жидкостей. М.: Энергия, 1971. 568 с.
12. Репик Е. У., Чекалин В. Е. Конвективный теплообмен в сверхзвуковых конических соплах.— Инж. ж., 1962, т. 2, № 2, с. 359–364.
13. Сейлас. Применение метода подгонки скачка для расчета сложных двумерных сверхзвуковых течений.— Ракетная техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 5.
14. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, Т. 1, 1972. 299 с, т. 2, 1973. 280 с., т. 3, 1973.
15. Богдонов, Кеплер. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Вопр. ракетной техники, 1956, № 6, с. 50–56.
16. Берлянд А. Т. Зависимость длины зоны отрыва турбулентного пограничного слоя на пластике от параметров течения.— Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 2, с. 101–105.
17. Вишневецкий С. Л., Пахомова З. С. Расчет течения внутри канала осесимметричного входного диффузора.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 164–168.
18. Holden M. S. An analytical study of separated flows induced by shock-wave boundary layer interaction (NASA CR N 600). Washington, 1966.

Москва

Поступила в редакцию
17.VI.1981