

УПРАВЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНОЙ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ И НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНЫХ ЗОН ОТРЫВА

Е. Г. Зауличный, В. М. Трофимов

(Новосибирск)

Отрыв и присоединение сверхзвуковых течений часто встречаются в элементах конструкций высокоэнергетических аппаратов новой техники. Этим вызвано большое число исследований по внешнему обтеканию уступов, каверн и угловых конфигураций [1—7]. Ввиду трудностей построения методов расчета конвективного турбулентного теплообмена в подобных течениях требуются подробные экспериментальные исследования.

Цель настоящей работы — определение влияния изменения формы каверны с уступом, обращенным против потока, на течение и теплообмен. При этом каверна располагается на стенке сопла Лавалья, т. е. в условиях внутреннего обтекания с отрицательным градиентом давления.

Опыты проводились на горизонтальной струйной установке [8]. Экспериментальная модель — плоское сопло шириной 32 мм с симметрично расположенными относительно оси двумя кавернами на его образующих. Одна из каверн показана на рис. 1, *a*, где h_1, h_2 — высота вертикальной стенки каверны по потоку и против потока. На одной образующей располагались датчики давления, на другой — теплообмена. Угол полуоткрытия сопла 24° , $h_1 = 7,5; 12$ мм, $h_2 = 6$ мм. Длина каверны L могла изменяться от 0 до 67 мм. Пограничный слой перед отрывом турбулентный. Измеренная толщина пограничного слоя непосредственно перед каверной $\delta_1 = 2$ мм, число Маха перед отрывом $M_1 = 2,6$, число Рейнольдса, построенное по размеру критического сечения сопла в опытах, $5 \cdot 10^6$. Параметры газа (воздуха) в форкамере сопла: давление $p_0 = 1,0—1,3$ МПа, температура торможения $T_0 = 255—270$ К.

Теневые снимки с микросекундной экспозицией позволили обнаружить, как и в [7], незначительное «дрожание» системы скачков с амплитудой, много меньшей средней толщины сдвигового слоя. При $L/h_1 = 3,5$ наблюдалась то одна, то другая форма системы скачков, что связано с неустойчивостью течения на этом режиме и, по-видимому, с явлениями типа гистерезиса.

Для измерения локальных коэффициентов теплообмена в квазистационарных условиях обтекания использовалась специальная методика [9], хорошо зарекомендовавшая себя при измерениях теплообмена в сверхзвуковых потоках в сложных условиях [8]. Метод состоит в небольшом электроподогреве графитовой пленки, нанесенной пастой в виде прямоугольника вдоль стенки канала. По оси прямоугольника под пленкой установлены заподлицо со стенкой, выполненной из нетеплопроводного материала, термодпары, сигналы с которых заносятся в память микроЭВМ. Временная разрешимость метода обеспечивает чувствительность к нестационарностям с частотой не выше 5 Гц. Для условий эксперимента потери тепла в стенку составляют не более 1,5% от подводимого к пленке. Общие потери тепла, не участвующего в конвективном теплообмене, не превышают 2%. Неоднородность пленки по толщине учитывалась тарировками до и после опыта на каждом режиме. Электрическое сопротивление пленки контролировалось во время опыта, и в случае его изменения результаты измерений отбраковывались. Измерение давлений на стенках модели проводилось групповыми регистрирующими манометрами ГРМ-2 с рабочими диапазонами $-0,1 \dots +0,1$ и $-0,1 \dots +0,7$ МПа. Инерционность прибора в условиях эксперимента при измерениях определялась объемом пневмотрасс и была порядка нескольких секунд. Класс точности ГРМ-2 равен 0,5.

На снимках (рис. 1), полученных прямотеневым способом с микросекундной экспозицией, показаны характерные режимы обтекания кавер-

ны. На схеме течения (рис. 1, а), построенной по фотоснимку (рис. 1, б), показан режим, соответствующий закрытой каверне. Видно, что пограничный слой, отрываясь с передней кромки каверны, расширяется и присоединяется к горизонтальной стенке каверны. При этом замыкается область с пониженным давлением у передней стенки каверны, а на кромке садится краевой скачок 1 вследствие перерасширения. В месте присоединения возникает интенсивный скачок 2, поток разворачивается и течет вдоль стенки каверны, образуя широкую область сильно турбулизированного течения. Перед задней стенкой каверны вновь происходит отрыв и образуется замкнутая отрывная область сжатия, в месте отрыва — скачок отрыва 3, перед стенкой h_2 — отсоединенный скачок 4. Присоединение пограничного слоя происходит не на самой кромке, а несколько раньше на стенке h_2 . Это показано в [3] тщательно проведенными экспериментами при внешнем обтекании ступеньки. Вследствие присоединения на стенке h_2 , стоящей против потока, происходит разворот части газа из пограничного слоя перпендикулярно внешнему высокоскоростному потоку. В результате на кромке каверны появляется выступающая в поток отрывная область размером порядка δ_1 , которая видна на теневых снимках (рис. 1, б — г). За кромкой каверны происходит расширение (вплоть до перерасширения потока) с образованием краевого скачка 5, после которого давление восстанавливается.

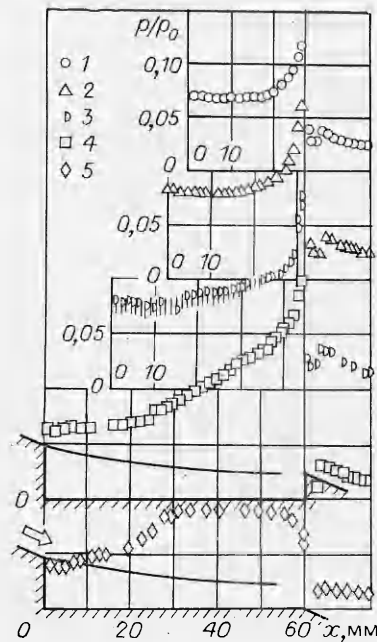
Если уменьшить L/h_1 , то наступает такой режим, когда после присоединения пограничного слоя на дно каверны сразу же начинается отрыв (рис. 1, е). Наблюдаемые ранее скачки присоединения 2 и отрыва 3 сливаются в один. При дальнейшем уменьшении L/h_1 свободный сдвиговый слой (оторвавшийся пограничный слой) оттесняется в поток и каверна открывается (рис. 1, з). В этих случаях сдвиговый слой продолжает расти и в целом область сильно турбулизированного течения расширяется, а система ударных волн отодвигается в поток от стенок каверны.

При обтекании каверны без обращенного против потока уступа (рис. 1, д) образуется замкнутая область расширения, в месте отрыва садится краевой скачок, а в области присоединения — интенсивный скачок присоединения. На режимах, приведенных на рис. 1, б, д, видно, что крупные вихри, образовавшиеся в свободном сдвиговом слое, достигают стенки каверны, в то время как на других этого не происходит.

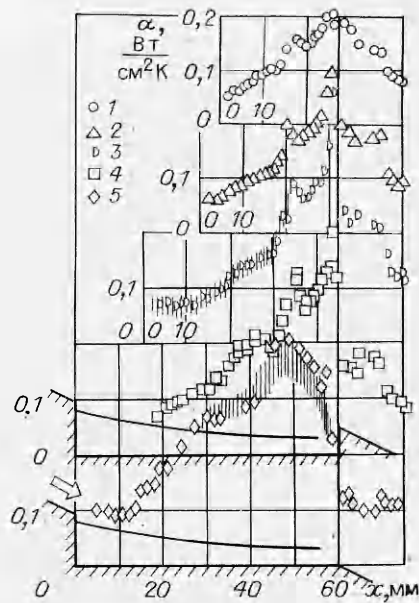
Распределение давления на стенке каверны без уступа против потока и на стенке сопла за каверной, а также на стенках каверн с уступом, обращенным против потока, и на стенках сопла за кавернами показано на



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

рис. 2 ($5 - h_1 = 12$ мм, $h_2 = 0$, $L = 60$ мм, в остальных случаях $h_1 = 12$ мм, $h_2 = 6$ мм, $L = 27; 31,5; 44,5; 60$ мм (точки 1—4)).

Локальные коэффициенты теплообмена α в соответствующих рис. 2 обозначениях представлены на рис. 3 ($p_0 = 1,2$ МПа, $T_0 = 261$ К). Данные расположены таким образом, что задняя стенка всех каверн находится на одной вертикали. Число Маха перед отрывом с передней кромки каверны одинаково ($M_1 = 2,6$). Распределение давления и теплообмена на стенке закрытой каверны с уступом против потока приведено на рис. 4, где $h_1 = 7,5$ мм, $h_2 = 6$ мм, $L = 67$ мм.

Сравнение распределений давления на стенке каверны без уступа против потока (рис. 2, 5) и закрытой каверны с уступом против потока (рис. 4, 2) показывает, что они совпадают в области расширения потока после отрыва с передней кромки каверны и в области присоединения на горизонтальной стенке каверны. После присоединения (рис. 2, 5) давление сохраняется постоянным до края каверны и затем резко падает на стенке сопла. На режиме рис. 4, 2 давление начинает быстро расти перед уступом, обращенным против потока, здесь происходит отрыв. При этом в зоне отрыва находится местный максимум давления, а в очень узкой области перед уступом давление резко возрастает до второго максимума. Немонотонность в распределении давления в области сжатия перед уступом против потока вызвана интенсивным рециркуляционным течением и наличием скачка \mathcal{E} (см. рис. 1, а). Более высокая относительная величина максимумов давления в этой области по сравнению с внешним обтеканием ступеньки [1, 3] связана с особенностями внутреннего течения. Для оценки прироста давления в областях присоединения каверны на рис. 2 приведен (линии) одномерный расчет для сопла без каверн.

При уменьшении L/h_1 ($h_2 = 6$ мм остается постоянной) наблюдается перестройка течения (рис. 2, 4), отрывные области расширения у стенки h_1 и сжатия у стенки h_2 начинают соединяться. Критическая длина замыкания каверны при данном угле раскрытия сопла $\frac{L_{кр}}{h_1} - \frac{L_D}{h_1} + \frac{L_1}{h_2} \left[\frac{h_2}{h_1} \right] = 14$ оказалась больше, чем суммарная длина замкнутых об-

ластей расширения и сжатия. По-видимому, это связано с явлением типа гистерезиса, ранее наблюдаемого в аэродинамических течениях. Дальнейшее уменьшение L/h_1 приводит к выравниванию продольных по периметру каверны градиентов давления (рис. 2, 1—3). Давление у задней стенки каверны при этом уменьшается, а у передней, наоборот, возрастает, что согласуется с опытными данными [10, 11], полученными при внешнем обтекании прямоугольных каверн. При $L/h_1 = 3,6$ (рис. 2, 3) в распределении давления наблюдалась относительная неустойчивость (показана штрихами), которая фиксировалась отклонением опытных точек от среднего положения.

В распределении локальных коэффициентов теплообмена в области присоединения на горизонтальной стенке без уступа против потока (рис. 3, 5) наблюдается более быстрый рост по сравнению с закрытой каверной с уступом против потока (рис. 4, 1). При этом интенсивность теплообмена в 2—3 раза превышает расчетные значения для сопла без каверн (кривые рис. 3), полученные по методу [12]. Временная разрешимость измерений локальных коэффициентов теплообмена позволила зафиксировать относительную нестационарность коэффициентов теплообмена с масштабом 1—5 Гц в узкой области максимума, обозначенного вертикальной штриховкой, для каверны (рис. 4, 1) и в более широкой области для каверны (рис. 3, 5). Амплитуда колебаний порядка 15% от средней величины коэффициентов теплообмена. По-видимому, на характер теплообмена в данных случаях влияли возмущения, генерируемые системой скачков в области отрыва. В месте повторного отрыва пограничного слоя перед уступом против потока (рис. 4, 1) теплообмен повышается скачком до некоторого постоянного уровня и затем растет, проходя через точку перегиба, до максимальных значений непосредственно у стенки h_2 .

С уменьшением L/h_1 каверна открывается, и коэффициенты теплообмена убывают в области перед стенкой h_2 (рис. 3). В области, прилегающей к стенке h_1 каверны, с уменьшением L/h_1 теплообмен не возрастает подобно давлению (рис. 2), а сохраняется около одного уровня примерно на 40% ниже расчетной кривой (рис. 3), полученной для сопла без каверн [12]. На стенке сопла за каверной происходит резкое снижение теплообмена, однако в отличие от давления значения коэффициентов теплообмена не выходят сразу на уровень, соответствующий соплу без каверн, а превышают примерно на 80% значения для невозмущенного течения.

Ввиду повышенной турбулизации всего пристенного течения (см. рис. 1, б — г) наличие двух максимумов α в окрестности стенки h_2 каверны (рис. 3, 2—5), по-видимому, нельзя объяснить подобно случаю $M_\infty = 0,85$ [13] изменением состояния пристеночных тонких пограничных слоев от ламинарного к турбулентному. В то же время, если допустить существование двух отрывных зон 6—7 и 8—9 (см. рис. 1, а), которые выявлены, например, при дозвуковом обтекании ступеньки [13], первому максимуму α соответствует линия растекания 6, а второму — 8. Выполнение условия отрыва течения ($dp/dx > 0$) в окрестности точки 9 осуществимо также для каверн открытого и переходного типа ввиду того, что кривая распределения давления терпит в ней резкий излом (рис. 2,

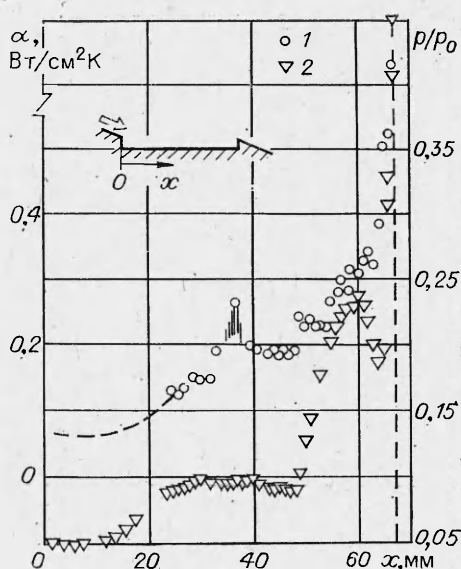
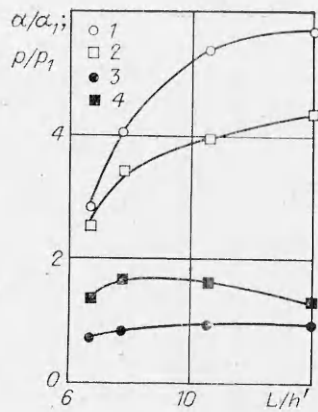
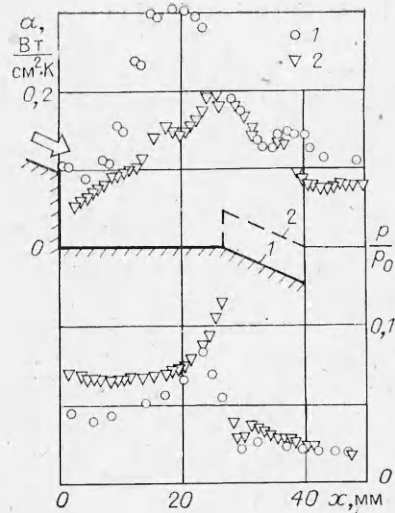


Рис. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

2—5). По поведению α можно заключить, что размер области 6—7 изменится во времени при $L/h_1 > 2,3$. Второй максимум α хорошо выражен, и положение его не зависит от изменения L/h_1 (рис. 3, 3—5). Следовательно, отрывная зона 8—9 устойчива, а ее положение и размер при всех прочих равных условиях определяются размером h_2 .

Как показывают результаты опытов, крупномасштабная нестационарность имеется только при переходном режиме обтекания каверны при $L/h_1 = 3,6$, когда наблюдается неустойчивость показаний приборов при измерении давления и теплообмена по всей длине каверны (рис. 2, 3 и 3, 3, амплитуда колебаний показана штрихами). Ее следует отличать от нестационарности теплообмена в случаях рис. 3, 5 и 4, 1, которая вызвана близостью скачков 2 и 3 (см. рис. 1, а) к стенке и имеет локальный характер.

Изменение геометрической формы каверны по-разному сказывается на величине отнесенных к значениям в точке отрыва коэффициентов теплообмена и давления (рис. 5, где 1 и 2 — максимальные величины соответственно коэффициентов теплообмена и давления, а 3 и 4 — их минимальные значения). Если при $L/h_1' = 6,7$ максимальные значения α/α_1 и p/p_1 отличаются на 10%, то уже при $L/h_1' = 10,6$ отличие достигает 27%. При этом величина α/α_1 для всех реализованных L/h_1' превышает p/p_1 . Наоборот, минимальные значения p/p_1 превосходят минимальные значения α/α_1 , и обе эти величины слабо зависят от L/h_1' .

На рис. 6 показано распределение давления и теплообмена на стенках каверн двух конфигураций: 1 — без уступа, обращенного против потока ($h_1 = 12$ мм, $h_2 = 0$, $L = 27$ мм), 2 — с уступом против потока ($h_1 = 12$ мм, $h_2 = 6$ мм, $L = 27$ мм). Видно, что в то время как давление на стенке каверны в первом случае ниже, чем во втором, теплообмен в среднем в 1,5 раза выше. Распределение давления на стенке сопла за каверной не зависит от формы каверны, а теплообмен зависит и сохраняет более высокие значения снова для каверны без уступа против потока.

По данным опытов можно заключить, что главной особенностью конвективного теплообмена в течениях с местными зонами отрыва является интенсификация его высоким уровнем турбулентности пристенного течения. Величина турбулентного переноса определяется в основном крупными вихрями, а интенсивность теплообмена непосредственно зависит от близости слоя крупных вихрей (см. рис. 1, а, изображены дугами у верхней границы пристенного вязкого течения) к поверхности теплообмена. Следовательно, управление отрывным течением с целью уменьшения anomalously высокого теплообмена в области присоединения и на участке

релаксации за ней возможно при помощи изменения геометрической формы каверны. Эффективное снижение теплообмена в указанных областях достигается оттеснением в поток от поверхности теплообмена крупных энергосодержащих вихрей, зарождающихся у наружной границы свободного сдвигового слоя и, хотя область сильно завихренного пристенного течения в целом увеличивается (см. рис. 1, *г*, *д*), у поверхности теплообмена оказываются лишь мелкомасштабные вихри, ускоряющие переход течения в равновесное состояние. Такое внешнее воздействие на характеристики турбулентного переноса в местах присоединения потока может быть организовано разными известными способами, например при помощи вдува, отсоса, тепловой завесы. Предлагаемый в данной работе способ (рис. 6) отличается простотой и может быть использован в практических приложениях при оптимизации формы искажения на стенке канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1972—1973.— Т. 1—3.
2. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения.— М.: Наука, 1979.
3. Желтоводов А. А. Анализ свойств двумерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Исследования пристенных течений вязкого газа.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
4. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 28—83).
5. Charwat A. F., Dewey C. F., Roos J. N. An investigation of separated flows. Part II: Flow in the cavity and heat transfer // J. Aerospace Sci.— 1961.— V. 28, N 7.
6. Settles G. S., Vaca B. K., Williams D. R., Bogdonoff S. M. A study of reattachment of a free shear layer in compressible turbulent flow.— N. Y., 1980.— (Paper/AIAA; N 1408).
7. Хаякава К., Смите А. Дж., Богдонов С. М. Экспериментальное исследование характеристик турбулентности в присоединяющемся сдвиговом слое в сжимаемом газе // Аэрокосмич. техника.— 1984.— Т. 2, № 12.
8. Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Исследование теплообмена в отрывных областях, обтекаемых сверхзвуковым потоком в сопле Лавала // ПМТФ.— 1986.— № 1.
9. Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г. и др. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов теплообмена на стенках клапанного устройства // ПМТФ.— 1982.— № 2.
10. Эмери, Садунас, Лол. Теплообмен и распределение давления при обтекании углубления // Теплопередача.— 1967.— № 1.
11. Нестлер, Сайда, Оксер. Теплопередача к поверхностям ступенек и полостей в гиперзвуковом турбулентном потоке // РТК.— 1969.— № 7.
12. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое.— М.: Энергия, 1972.
13. Солнцев В. П., Лужанский Б. Е., Крюков В. Н. Исследование теплообмена в турбулентных отрывных зонах в окрестности уступов // Тепло-и массообмен.— Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1972.— Т. 1.

Поступила 28/III 1986 г.

УДК 534.2 : 532.529

СКОРОСТЬ И ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ. РОЛЬ ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев
(Москва)

Изучению распространения акустических возмущений в одно- и двухкомпонентных двухфазных средах типа газозвесь посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1—13]. В [1—3] исследовано распространение возмущений малой, в [4, 5] возмущений конечной амплитуды в смесях пара или газа с каплями жидкости. Дисперсия и поглощение слабых звуковых волн в смесях инертного газа с каплями жидкости и ее паром изучались в [6—12]. Работа [13] посвящена анализу распространения возмущений конечной амплитуды в туманах. Влияние нестационарных эффектов вза-