

чающие числу кавитации, изменяющемуся от  $Q = 0$  до  $Q = \infty$ . Интересно отметить, что линия течений, допускаемых моделью, лежит целиком внутри области нового двухпараметрического семейства течений и, приближаясь к однопараметрическим семействам течений Эфроса и Жуковского — Рошко в точках  $M$  и  $N$ , нигде не совпадает с ними.

Таким образом, за бортом физической реальности при модельном описании отрывного обтекания тел остаются математические течения Эфроса и Жуковского — Рошко, а не только математическое течение Кирхгофа. Однако течение Кирхгофа с законом расширения следа  $Y \sim \sqrt{X}$  сохраняет свое фундаментальное положение в гидродинамике, поскольку оно, как известно [8], определяет предельную, физически допустимую скорость расширения полутела, обтекаемого неограниченным плоскопараллельным потоком невязкой несжимаемой жидкости. Поэтому при моделировании вязкого вихревого безотрывного обтекания тел с помощью потенциальных течений, дополненных полутелами вытеснения, как это делается в приложениях модели второго диссипативного слоя и следа к сильновязким течениям при  $Re \rightarrow 0$  [9], предельная физически допустимая скорость расширения полутела вытеснения определяется законом  $Y \sim \sqrt{X}$ , т. е. законом расширения области «мертвой воды» в течении Кирхгофа. Слишком большой для отрывных течений с конечным значением  $c_x$  тела объем «мертвой воды», препятствовавший со времен Кельвина применению течения Кирхгофа для описания отрывных течений, не мешает физической реализации за бесконечное время модельного течения при  $Re \rightarrow 0$ , поскольку  $c_x$  тела в плоской задаче обтекания потоком вязкой жидкости при  $Re \rightarrow 0$  стремится к бесконечности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Таганов Г. И. О втором диссипативном слое и следе в вязком течении около тела // Учен. зап. ЦАГИ.— 1970.— Т. 1, № 6.
2. Садовский В. С., Синицына Н. П., Таганов Г. И. О диссипации энергии в некоторых течениях несжимаемой жидкости // Учен. зап. ЦАГИ.— 1971.— Т. 2, № 3.
3. Таганов Г. И. Применение модели второго диссипативного слоя и следа для описания квазистационарного кавитационного обтекания плоской пластины // ПМТФ.— 1987.— № 3.
4. Садовский В. С. Об одном двухпараметрическом семействе течений жидкости около пластины при наличии возвратных струек // ПМТФ.— 1987.— № 3.
5. Kelvin. On doctrine of discontinuity of fluid // Nature.— 1894.— V. 50.
6. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости.— М.: Наука, 1979.
7. Ламб Г. Гидродинамика.— М.: Гостехиздат, 1947.
8. Прандтль Л. Гидроаэромеханика.— М.: ИЛ, 1949.
9. Таганов Г. И. Вязкая диссипация и законы сопротивления тел при  $Re < 1$  // ЧММСС.— 1973.— Т. 4, № 3.

Поступила 14/1 1987 г.

УДК 536.24

### ТЕПЛОБМЕН ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ И ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ СТЕНКИ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА ГАЗА-ОХЛАДИТЕЛЯ ЧЕРЕЗ КРУГЛЫЕ ОТВЕРСТИЯ

А. Н. Голованов  
(Томск)

Обширные сведения о параметрах течения газа в пограничном слое, о влиянии свойств вдуваемого газа на теплообмен проникаемых затупленных тел и пластин позволили авторам [1—6] получить аппроксимационные относительные законы тепломассообмена:

$$(1) \quad \Psi = 1 - 0,67 \left( \frac{M_1}{M_3} \right)^{0,25} B;$$

$$(2) \quad \Psi = 1 - \left(\frac{M_1}{M_3}\right)^{0,25} \exp [0,2303 (-0,45 + 0,3B)];$$

$$(3) \quad \Psi = 1 - 0,19 \left(\frac{M_1}{M_3}\right)^{0,35} B;$$

$$(4) \quad \Psi = \exp \left[ -0,37 \left(\frac{M_3}{M_1}\right)^{0,7} B \right];$$

$$(5) \quad \Psi = 1 - (2,33 - 4,384\varphi + 3,06\varphi^2) \exp \left[ -(0,32 + 0,05\varphi) \left(\frac{M_1}{M_3}\right)^{0,7} B \right];$$

$$(6) \quad \frac{St}{St_0} = \frac{M_3 T_1}{M_1 T_a} \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi + 1}}\right)^2 \left(1 - \frac{B}{B_k}\right)^2,$$

где  $\Psi = q/q_0$  — отношение тепловых потоков в защищаемую стенку со вдувом и без вдува охладителя;  $B = (\rho v)_3 / (\alpha / c_p)_0$  — параметр вдува;  $(\rho v)_3 = G_3 / \pi r^2$ ;  $G_3$  — расход вдуваемого газа;  $r$  — радиус защищаемого участка;  $\alpha$  — локальный коэффициент теплоотдачи;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $M_1, M_3$  — молекулярный вес набегающего потока и вдуваемого газа;  $\varphi$  — степень перфорации (отношение суммарной площади отверстий к площади защищаемого участка);  $St$  — число Стантона; индекс 0 соответствует значениям параметров без вдува охладителя;  $St = \alpha / \rho_1 v_1 c_{p1}$ ;  $\rho_1, v_1, c_{p1}$  — плотность, скорость и удельная теплоемкость при постоянном давлении набегающего потока;  $T_1$  — температура набегающего потока;  $T_a$  — температура адиабатической стенки;  $\psi = T_2 / T_a$ ;  $T_2$  — температура стенки;  $B_k = T_1 [\arccos(2 - \psi) / \psi]^2 / T_a \times (\psi - 1)$ . Формулы (1), (2) получены авторами [1, 2] для ламинарного пограничного слоя, образующегося при обтекании лобовой критической точки затупленного тела, (5) — для обтекания затупленного тела струей плазмы [3], (3), (4) — для турбулентного пограничного слоя на пластине [4]. Вдув газа-охладителя осуществлялся через пористые участки защищаемой поверхности для относительно низкотемпературных течений и для умеренных вдувов  $B < 3$  (кроме [3]).

Следует отметить ограниченное число работ по теплообмену тел в плазменных струях при наличии вдува газа через систему круглых отверстий [7—9]. В данной работе проводится изучение локального теплообмена полусферической стенки, обтекаемой плазменной струей воздуха, в условиях вдува газа-охладителя через систему круглых отверстий и сильной неизотермичности процесса. Процесс теплообмена между плазменной струей и стенкой обладает рядом особенностей. Это прежде всего турбулентный характер течения по всей длине струи при достаточно малых числах Рейнольдса ( $Re \sim 10^2 - 10^3$ ). Относительно быстрые изменения формы и положения плазменной дуги, пульсации силы тока и напряжения, высокие градиенты температуры обуславливают появление пульсаций параметров течения в достаточно широком диапазоне частот (10—100 кГц) [10]. Кроме того, вдув газа через систему круглых отверстий приводит к дополнительной турбулизации течения у стенки вследствие взаимодействия элементарных струй друг с другом и с набегающим потоком, их смыкания, образования застойных зон и высоких градиентов скорости на основных участках элементарных струй. Такая сложная гидродинамическая картина течения — основная причина использования больших по сравнению с известными значений параметра вдува для достижения одного и того же теплового эффекта вдува  $q/q_0$ .

В обобщенных переменных рассматриваемая задача запишется в виде  $q/q_0 = f(\varphi, r/R, d/r, B)$ . Число подобия  $\varphi$  получается из условия замены параметров вдуваемого газа эквивалентными параметрами на стенке  $G_3 \equiv \rho_3 v_3 \pi d^2 n / 4 = (\rho v)_3 \pi r^2$ ,  $\varphi \equiv \frac{d^2 n}{4r^2}$ , где  $v_3$  — скорость элементарной струи охладителя.

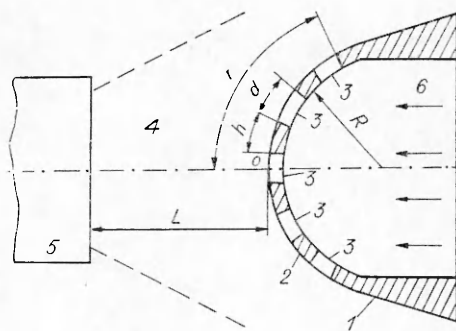


Рис. 1

При одном и том же расходе охлаждающего газа ( $G_3 = \text{idem}$ ) организовать вдув через круглые отверстия можно различными способами: сохраняя степень перфорации постоянной, уменьшать радиус пронизываемого участка  $r$ , т. е. локализовать вдув, тогда появится число подобия  $r/R$ ; при  $G_3 = \text{idem}$ ,  $r/R = \text{idem}$ ,  $\varphi = \text{idem}$  увеличивать число отверстий  $n$  и одновременно уменьшать их диаметр  $d$ , суммарная площадь выходных отверстий  $\pi d^2 n/4$  при этом остается неизменной и появляется число подобия  $d/r$ .

Объектом исследования являлись модели, выполненные из нержавеющей стали X18H9T в форме конуса 1 с полусферическим затуплением 2 (рис. 1), толщина стенки составляла  $1 \cdot 10^{-3}$  м, радиус затупления  $R = (5,0; 9,5; 19,0) \cdot 10^{-3}$  м. Проницаемость полусферической стенки обеспечивалась круглыми отверстиями 3, оси которых направлены по нормали к поверхности, диаметр отверстий  $d = 0,7 \cdot 10^{-3}$  или  $1,0 \cdot 10^{-3}$  м. Безразмерный радиус области проницаемости варьировался в пределах  $r/R = 0,31-0,69$ . Все отверстия равномерно располагались на окружностях таким образом, чтобы расстояние между ними  $h$  оставалось одним и тем же (до 240 отверстий). Значения  $h$  и  $d$  брались из условий

$$(7) \quad \varphi > \frac{\pi d^2}{4(d+h)^2} = 0,022;$$

$$(8) \quad \varphi > \frac{\pi d^2}{4(d+0,16R)^2},$$

которые получены из элементарных геометрических рассуждений (см. рис. 1):  $\varphi = \frac{d^2 n}{4r^2} = \frac{d^2 [1 + \pi(k+1)k]}{4k^2(d+h)^2} = \frac{\pi d^2}{4(d+h)^2}$ ,  $k = 1, 2 \dots$ , где  $k$  — номер окружности, на которой расположены круглые отверстия,  $k \gg 1$ . Вместо значений  $h$  и  $d$  взяты верхние значения неравенств

$$(9) \quad h \leq 5\delta, \quad d \leq \delta$$

( $\delta$  — толщина пограничного слоя). При выполнении неравенств (9) эффективность вдува газа-охлаждителя через круглые отверстия эквивалентна эффективности охлаждения через пористые материалы [11].

Неравенство (8) — необходимое условие смыкания элементарных струй друг с другом. Смыкание элементарных струй охладителя при вдуве с полусферической поверхности будет происходить, если  $h < 4\pi R\beta/360^\circ$  ( $\beta$  — угол, отсчитываемый от нормали полусферической стенки к поверхности тангенциальных разрывов параметров струй). Значения  $\beta$  для затупленных струй в зависимости от внешних условий и параметров струи слабо изменяются:  $\beta \approx 15^\circ$  [12]. Степень перфорации варьировалась в пределах  $\varphi = 0,025-0,121$ .

Модели устанавливались в рабочее сечение струи  $L = 4 \cdot 10^2$  м (см. рис. 1), генерируемой плазмотроном ЭДП-104А/50-5 (конструкция разработана в ИТФ СО АН СССР). Через внутренний объем моделей и отверстия пронизываемого участка навстречу плазменной струе подавался газ-охлаждитель (азот) 6, расход которого в течение опыта поддерживался постоянным.

В процессе проведения экспериментов измерялись параметры плазменной струи: среднemasовые энтальпия  $H = 6100$  кДж/кг, температура  $T_1 = 3600$  К, расход плазмообразующего воздуха  $G_1 = 0,9 \cdot 10^{-3}$  кг/с; параметры газа-охлаждителя: расход  $G_3$  и температура  $T_3$ ; температура

стенки  $T_2$  в точках  $0$ ,  $r/R = 0,5$  и  $r/R = 0,87$ ; тепловой поток  $q$ . Методики определения характеристик теплообмена изложены в [7—9].

Радиационная составляющая теплового потока  $q_R$  измерялась с помощью приемника теплового излучения «Икар-4» (разработан в ИТТФ АН УССР) и равнялась  $0,0042 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>2</sup>·с) с погрешностью  $\delta q_R \leq 9\%$ . Кроме того, значение  $q_R$  рассчитывалось по формуле  $q_R = \epsilon \sigma T_1^4$  для эффективной степени черноты  $\epsilon = A \cdot 10^z$ , оптической толщины  $l = 10 \times 10^{-2}$  м,  $T_1 = 4 \cdot 10^3$  К,  $A = 6,0$ ,  $z = 4$ , данные брались из [13]. При этом  $q_R = 0,0057 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>2</sup>·с). Кондуктивная составляющая теплового потока  $q_\lambda \sim \lambda \Delta T / \Delta x \sim 10^4$  Дж/(м<sup>2</sup>·с) для  $\Delta x \sim 1 \cdot 10^{-2}$  м,  $\Delta T \sim 10^3$  К. Следовательно, в механизме теплообмена плазменной струи и стенки доминирующую роль играет конвективная составляющая потока ( $q_\lambda \sim 0,02 q_0$ ,  $q_R \sim 0,0012 q_0$ ,  $q_0 = 4,5 \cdot 10^6$  Дж/(м<sup>2</sup>·с)).

На рис. 2 показаны зависимости относительной функции теплообмена  $\Psi$  от параметра вдува  $B$ . В этой серии экспериментов параметр вдува изменялся за счет расхода охладителя. Безразмерный радиус модели  $r/R = 0,59$ ,  $R = 19 \cdot 10^{-3}$  м. Кривые 1—5 рассчитаны соответственно по формулам (1)—(5), точки 6—10 отвечают значениям  $\Psi(B)$ , найденным для моделей, степень перфорации которых  $\phi = 0,121$ ; 0,051; 0,047; 0,043; 0,025, сплошные линии — расчет по аппроксимационной формуле, полученной в данной работе по результатам полного двухфакторного эксперимента:

$$\Psi = 1 - (4,59\phi - 0,05)\exp[0,0025\phi^{-1,25}B],$$

погрешность аппроксимации не превышала 3%.

Из рис. 2 видно, что результаты данной работы не согласуются с известными. Кривые 1—4 приведены для пограничного слоя в окрестности лобовой критической точки и равномерно распределенного по поверхности вдува охладителя, вдува через пористые материалы. Для достижения одного и того же теплового эффекта вдува через перфорированную стенку требуется увеличивать расход охладителя в 3—5 раз по сравнению со вдувом газа через пористые материалы [8]. Этим можно объяснить расхождение наших результатов с известными.

Сравнение результатов измерений  $St/St_0$  с расчетом по формуле (6), полученной в [5], дает значительное расхождение. На рис. 2 результаты расчетов по формуле (6) даны точками 13. Значения температуры адиабатической стенки  $T_a$ , используемые в расчетах, брались равными температуре газа-охладителя  $T_3$  [5]. По всей видимости, при обтекании полусферической стенки, вдуве газа через круглые отверстия и сильной неизоотермичности течения условия применимости асимптотической теории турбулентного пограничного слоя, основанной на использовании интегральных соотношений при  $x \rightarrow \infty$ , не выполняются, хотя в зоне газовой завесы имеется удовлетворительное согласование экспериментальных результатов [7] с теоретическими [5, 6].

Формула (5) получена автором [3] по результатам двухфакторного эксперимента, варьировались значения  $\phi$  и  $B$  (влияние молеку-

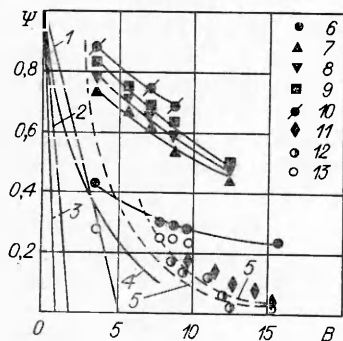


Рис. 2

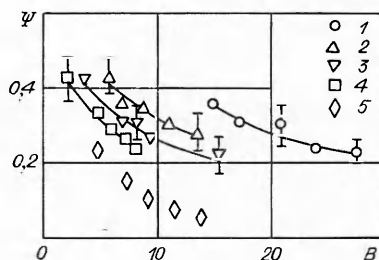


Рис. 3

лярного веса набегающего потока и вдуваемого охладителя не исследовалось, хотя и фигурирует в формуле). Опыты проводились в условиях, близких к условиям данной работы. Расхождение найденных результатов с результатами [3] обусловлено различными значениями радиусов затупления моделей  $R$ , что подтверждается измерениями  $\Psi(B)$ , полученными для моделей с  $R = 9,5 \cdot 10^{-3}$  и  $5,0 \cdot 10^{-3}$  м (точки 11, 12) ( $\varphi = 0,12$ ,  $r/R = 0,59$ ). С уменьшением радиуса затупления стенки моделей точки, полученные экспериментально, приближаются к рассчитанным по формуле (5). На рис. 2 результаты расчетов по формуле (5) обозначены линиями 5.

Комбинированная тепловая защита моделей складывается из регенеративного охлаждения стенок внутреннего объема и боковой поверхности отверстий и теплового эффекта вдува, связанного при сильных вдувах с оттеснением плазменной струи. Участки поверхности в зоне газовой завесы для моделей большего радиуса затупления охлаждаются хуже вследствие достаточной протяженности. Перегрев стенки в зоне газовой завесы в свою очередь ухудшает процесс регенеративного охлаждения, температура газа-охладителя повышается. Совокупность этих процессов приводит к тому, что тепловая защита моделей большего радиуса менее эффективна.

На рис. 3 показаны зависимости  $\Psi(B)$  для различных безразмерных радиусов проникаемого участка, точки 1—4 отвечают  $r/R = 0,31$ ;  $0,52$ ;  $0,59$ ;  $0,69$  ( $\varphi = 0,043$ ,  $d = 1 \cdot 10^{-3}$  м). Параметр вдува в этой серии экспериментов изменялся за счет расхода охладителя и варьирования радиуса проникаемого участка. Сплошные линии рассчитаны по аппроксимационной формуле, полученной в данной работе по результатам полного двухфакторного эксперимента:  $\Psi = 1 - \left(0,61 - 0,18 \frac{r}{R}\right) \exp \left[0,105 \times \left(\frac{r}{R}\right)^{2,04} B\right]$ , погрешность аппроксимации при этом не превышала 5%.

Видно, что параметр вдува  $B$ , изменяемый за счет радиуса проникаемого участка  $r$ , не обобщает зависимость  $\Psi(B)$ . Изменение  $B$  только за счет расхода охладителя  $G_3$  позволило обобщить зависимость  $\Psi(B)$  для вдува газа через пористые материалы и круглые отверстия [8]. Следовательно, для вдува газа через круглые отверстия условие замены параметров вдуваемого газа эквивалентными параметрами на стенке неприемлемо. Струйный характер течения газа-охладителя усложняет процесс теплообмена, картина течения газа в окрестности лобовой точки неоднородна, как в случае течения газа при вдуве через пористые материалы. Кроме того, при варьировании радиуса проникаемого участка в процессе теплообмена изменяется доля регенеративного охлаждения стенки. Поэтому параметр вдува не является критерием подобия рассматриваемой задачи.

На рис. 3 точки 5 соответствуют зависимости  $\Psi(B)$ , полученной для моделей с отверстиями диаметром  $d = 0,7 \cdot 10^{-3}$  м и  $n = 60$ . Сравнение этой зависимости с экспериментальными точками 4, для которых  $d = 1,0 \cdot 10^{-3}$  м и  $n = 30$  (для обеих зависимостей  $\varphi = 0,043$ ,  $r/R = 0,69$ ,  $R = 19 \cdot 10^{-3}$  м), показывает, что увеличение числа отверстий с одновременным уменьшением их диаметра улучшает эффективность тепловой защиты. Расстояние между соседними отверстиями для первого случая  $h = 4,0 \cdot 10^{-3}$  м, для второго  $h = 5,3 \cdot 10^{-3}$  м. Уменьшение расстояния между соседними отверстиями приводит к более раннему смыканию элементарных струй друг с другом и к снижению теплового потока в стенку. Аналогичная ситуация складывается и при увеличении степени перфорации  $\varphi$  (см. рис. 2). В окрестности лобовой точки течение начинает терять струйный характер, вдув газа с поверхности становится более равномерным и приближается к вдуву через пористые материалы.

При сильных вдувах смыкание элементарных струй охладителя — необходимое условие оттеснения набегающего потока, а достаточное усло-

вие — это обеспечение критических значений параметра вдува [5, 6].

Из анализа полученных результатов следует, что процесс теплообмена плазменной струи и полусферической стенки при наличии вдува газа-охлаждителя через круглые отверстия не поддается обобщениям, справедливым для пористого охлаждения. Увеличение степени перфорации пронизываемого участка, числа отверстий приводит к более равномерному вдуву охлаждаителя, к раннему смыканию элементарных струй друг с другом и, как следствие, к снижению тепловых нагрузок к защищаемой стенке. Изменение площади пронизываемого участка и радиуса моделей нарушает долю регенеративного охлаждения в процессе комбинированного теплообмена плазменной струи и стенки, что необходимо учитывать в ашпроксимационных законах тепломассообмена.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анфимов Н. А. Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1966.— № 1.
2. Авдеевский В. С., Глебов Т. А. Теплообмен в окрестности критической точки на пронизываемой поверхности // ИФЖ.— 1970.— Т. 18, № 5.
3. Абалтусов В. Е. Исследование теплообмена на пронизываемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1985.— Вып. 2.
4. Мугалев В. П. Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности // Тепло- и массоперенос.— Минск, 1968.— Т. 1.
5. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы.— Новосибирск: Наука, 1983.
6. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое.— М.: Энергия, 1972.
7. Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Голованов А. Н. Экспериментальное исследование тепломассообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1980.— Вып. 3.
8. Абалтусов В. Е., Голованов А. Н., Холкин А. С. Теплообмен плазменной струи с пронизываемой стенкой // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981.
9. Абалтусов В. Е., Голованов А. Н., Альперт С. И. Определение некоторых параметров низкотемпературной плазменной струи // Газодинамика неравновесных процессов.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981.
10. Дундр И., Кучера Я. Гидродинамическая структура турбулентной струи плазмы // Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики.— Новосибирск: Наука, 1977.
11. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
12. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Физматгиз, 1960.
13. Основы теории полета космических аппаратов/Под ред. Г. С. Нариманова, М. К. Тихонравова.— М.: Машиностроение, 1972.

Поступила 15/XII 1986 г.

УДК 532.526

### АСИМПТОТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЛОКАЛЬНО ВОЗМУЩЕННЫХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТЕЧЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

*С. Н. Тимошик*

(Москва)

**1. Постановка задачи.** Одним из наиболее типичных примеров локально возмущенного течения вязкой жидкости при большом числе Рейнольдса может служить обтекание пограничным слоем малых неровностей твердой поверхности — всевозможных изломов, уступов, бугорков и т. п. Интерес к исследованию подобных течений объясняется тем, что движение жидкости вблизи неровности сопровождается, как правило, большими градиентами давления, резким изменением напряжения поверхностного трения, формированием местных зон отрыва. Приближенное математическое описание возникающих здесь явлений удалось получить с помощью асимптотических методов решения уравнений Навье — Стокса [1—3]. Оказалось, что в большинстве интересных с практической точки зрения ситуаций решающую роль в организации локального течения играет процесс взаимодействия пограничного слоя с внешним потоком.