

сильному уменьшению локальных значений теплового потока по сравнению со случаем замороженного пограничного слоя. Влияние замораживания химических реакций наиболее сильно выражено для некаталитической стенки и уменьшается при увеличении K_w . Для стенки с большой каталитической активностью тепловой поток слабо зависит от состояния газа в пограничном слое [3]. Поэтому кривые 1 и 2 близки между собой.

Следует отметить, что хотя рекомбинация атомов в неравновесном пограничном слое замедляется, она не прекращается полностью вследствие того, что в некоторой области вблизи стенки характерное время течения всегда много больше характерного времени рекомбинации. Расчет при $K_w = 0$ для случая, когда до угловой точки пограничный слой считался неравновесным, а после разворота в угловой точке — полностью замороженным (кривая 4 на фигуре), подтверждает этот вывод. Сравнение кривых 3 и 4 показывает, что полное замораживание реакций после угловой точки приводит к уменьшению отношения q/q_0 примерно в 1.5 раза по сравнению со случаем неравновесного пограничного слоя.

Таким образом, для неравновесного пограничного слоя на стенке с конечной каталитической активностью не только абсолютное значение теплового потока, но и отношение тепловых потоков q/q_0 может сильно зависеть от термохимического состояния газа в пограничном слое и степени каталитичности поверхности.

Поступило 2 II 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Кемп Н. Х., Роуз, М. Х., Детра Р. В. Ламинарный теплообмен тупых тел с потоком диссоциированного воздуха. Сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций», М., Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на затупленных телах с учетом завихренности внешнего потока. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
3. Воронкин В. Г., Гераскина Л. К. Неравновесный ламинарный пограничный слой диссоциирующего воздуха на осесимметричных телах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
4. Магомедов К. М. О сверхзвуковом обтекании тупых тел с известной звуковой точкой. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1963, № 1.

К ИССЛЕДОВАНИЮ ТЕЧЕНИЯ В СТРУЕ ВДАЛИ ОТ МЕСТА ВСТРЕЧИ С ПРЕГРАДОЙ

Э. Г. ШИФРИН, В. Н. ШМАНЕНКОВ

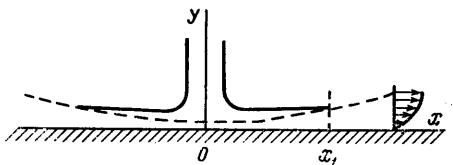
(Москва)

Исследуется вязкое течение в струе, обтекающей преграду, на достаточно большом удалении от области непосредственного взаимодействия струи с плоской стенкой. Задача решается в рамках уравнений пограничного слоя; взят случай, когда коэффициент вязкости окружающей среды пренебрежимо мал.

Рассмотрим струю, растекающуюся по бесконечной плоскости после падения в окрестности точки O (фиг. 1). Как будет видно из дальнейшего, условия падения струи могут быть произвольными. Возникающий в точке O пограничный слой развивается в некоторой ее окрестности по обычным законам. Вследствие того что расход через границу пограничного слоя по мере удаления от точки O растет, а расход в струе постоянен, наступит момент, когда граница пограничного слоя достигнет границы идеальной струи. Начиная с этого сечения, поток от стенки до границы струи следует считать вязким. Если характерное число Рейнольдса достаточно велико, то течение вдали от точки O описывается уравнениями пограничного слоя.

Задача о распространении струи в среде с той же вязкостью была решена в [1]. Ниже изучается случай пренебрежимо малой вязкости окружающей среды, когда смещения струи с внешней средой не происходит. Таким образом, внешней границей пограничного слоя является линия тока, вдоль которой напряжение трения обращается в нуль (см. [2], стр. 398).

Рассмотрим для простоты случай несжимаемой жидкости. В системе координат, изображенной на фиг. 1, уравнения пограничного слоя при условии, что давление



Фиг. 1

во внешней среде постоянно, имеют вид

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial(ux^j)}{\partial x} + \frac{\partial(vx^j)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

Здесь $j = 0$ в плоском случае, $j = 1$ в осесимметричном. Введем в рассмотрение функцию тока $\psi(x, y)$. Граничные условия запишутся в виде

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0 \quad (y = 0) \quad (2)$$

$$\psi = G, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0 \quad (y = \delta(x)), \quad G = (2\pi x)^j \int_0^{\delta} u \, dy$$

Здесь G — расход в струе, $\delta(x)$ — ширина струи.

Для полного решения задачи необходимо поставить еще начальное условие

$$\psi = \psi_1(y) \quad \text{при } x = x_1$$

Однако если искать главную часть решения при $x \gg x_1$, то влиянием начального профиля можно пренебречь. Соответствующее решение для функции тока будет подобным и в силу удовлетворения условиям (2) должно иметь вид

$$\psi = Gf(\eta), \quad \eta = y / \Delta(x)$$

Здесь $\Delta(x)$ — подлежащая определению функция, пропорциональная ширине струи $\delta(x)$.

Из (1) получим уравнение для функции тока

$$f''' + \frac{G}{v} \left(\frac{j}{x^{j+1}} \Delta(x) + \frac{1}{x^j} \frac{d\Delta}{dx} \right) f'' = 0, \quad f' = \frac{df}{d\eta} \quad (3)$$

Полагаем

$$\frac{d\Delta}{dx} + j \frac{\Delta}{x} - \frac{vx^j}{G} = 0 \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет решения

$$\Delta = \frac{v}{G} x + b \quad (j = 0), \quad \Delta = \frac{v}{3G} x^2 + \frac{b}{x} \quad (j = 1) \quad (5)$$

Из (5) следует, что на большом удалении от точки O ширина струи растет пропорционально расстоянию (в плоском случае) и пропорционально квадрату расстояния (в осесимметричном случае). Это возрастание ширины струи объясняется замедлением средней по сечению скорости в результате трения об стенку. Для сравнения заметим, что в идеальной жидкости ширина стремится к постоянной величине в плоском случае и к нулю — в осесимметричном.

С учетом (4) уравнение (3) и граничные условия (2) сводятся к виду (как в плоском, так и в осесимметричном случаях)

$$f''' + f'' = 0; \quad f = f' = 0 \quad (\eta = 0);$$

$$f = 1, \quad f'' = 0, \quad \eta = \eta_* \quad (6)$$

Здесь η_* — безразмерная координата границы струи (т. е. координата η внешней границы пограничного слоя).

Интегрируя уравнение (6) один раз, получаем

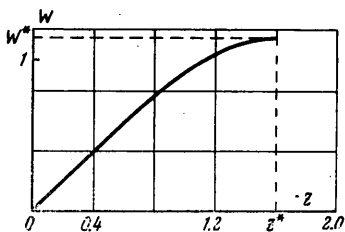
$$\frac{1}{2} f''^2 + \frac{1}{3} f'^3 = c \quad (7)$$

Положим

$$W(z) = \frac{f'}{(2c)^{1/3}}, \quad z = (2c)^{1/6} \eta$$

Преобразуем уравнение (7) и второе условие (6) при $\eta = 0$ к виду

$$(dw/dz)^2 + 2w^3/3 - 1 = 0, \quad w = 0 \quad (z = 0) \quad (8)$$



Фиг. 2

Отсюда

$$z = \int_0^w \frac{dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}} \quad (9)$$

Граничные условия при $\eta = \eta_*$ приводят к следующим формулам для определения постоянных c и z_* (значение z на внешней границе):

$$z_* = \int_0^{w_*} \frac{dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}} \quad c = 1/2c_*^6, \quad c_* = \int_0^{w_*} \frac{w dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}}, \quad w_* = (3/2)^{1/3}$$

Легко видеть, что несобственные интегралы в представленных выше формулах сходятся. Вычисления дают следующие значения постоянных:

$$z_* = 1.6, \quad c = 0.24, \quad \eta_* = 1.31$$

Отметим свойства профиля скорости, вытекающие из формулы (9).

1. При удалении от стенки скорость монотонно возрастает, а напряжение трения убывает.

2. Направление выпуклости профиля скорости не меняется.

График зависимости $W = W(z)$ представлен на фиг. 2. Из формул (5) следует, что на достаточном удалении от точки коэффициент трения на стенке c_f , продольная составляющая вектора скорости на внешней границе u_* , число Рейнольдса R и импульс J изменяются следующим образом:

$$\left(c_f = \nu u_*^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad R = \frac{u_* \delta}{\nu}, \quad J = (2\pi x)^j \int_0^\delta u^2 dy \right)$$

$$c_f = 0.862 \frac{\nu}{G}, \quad u_* = 0.897 \frac{G^2}{\nu x}, \quad R = 1.627 \frac{G}{\nu}, \quad J = 0.693 \frac{G^3}{\nu x} \quad (j = 0)$$

$$c_f = 0.862 \frac{\nu x}{G}, \quad u_* = 2.69 \frac{G^2}{\nu x^3}, \quad R = 3.07 \frac{G}{\nu x}, \quad J = 13.07 \frac{G^3}{\nu x^3} \quad (j = 1)$$

В осесимметричном случае приведенное решение не может быть применимо при сколь угодно больших значениях x , так как $R \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$ (т. е. может иметь место течение Стокса). Кроме того, и в плоском, и в осесимметричном случаях на большом удалении от точки O должно быть существенным влияние силы тяжести.

Полученное решение может быть приближенно сращено с начальным участком струи в некотором сечении $x_2 > x_1$ (фиг. 1). Условие сращивания определяют постоянную b , входящую в формулы (5).

Авторы благодарят Л. Г. Фролова за проведение расчетов.

Поступило 30 X 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Акатнов Н. И. Распространение плоской ламинарной струи несжимаемой жидкости вдоль твердой стенки. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, Энергомашиностроение, Техн. гидромеханика, № 5, М.—Л., 1953, стр. 24—31.
2. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2. М., Физматгиз, 1963.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ ЗА ТОНКИМИ ПЛАСТИНАМИ

А. Н. СЕКУНДОВ, О. В. ЯКОВЛЕВСКИЙ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования структуры течения в следе за тонкими пластинами при различных значениях числа Рейнольдса. Анализируется область неавтономного течения на переходном и турбулентном режимах течения в следе. Результаты измерений полей скорости, температуры, интенсивности и масштаба турбулентности сопоставляются между собой для различных режимов течения в следе за пластиной, а также с данными других авторов для следа за цилиндром.