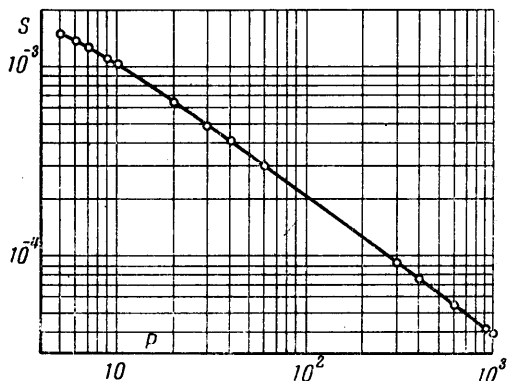


Здесь  $\eta_1$  — величина  $\eta$  на оси трубы. Для определения теплоотдачи от стенки используем число Стэнтона

$$S = \frac{N}{RP} = \frac{q_w}{\rho \langle u \rangle c_p \langle \theta \rangle} \quad (10)$$

выражающее наиболее простую безразмерную комбинацию чисел Нуссельта  $N$ , Рейнольдса  $R$  и Прандтля  $P$ . По (7) и (10) будем иметь

$$S = \frac{1}{\langle \varphi \rangle \langle \psi \rangle} \quad (11)$$



где  $\langle \varphi \rangle$  и  $\langle \psi \rangle$  — расходные средние величины;  $\langle \varphi \rangle$  определяется соотношением (9)

$$\psi = \left( \int_0^{\eta_1} \varphi \psi (\eta_1 - \eta) d\eta \right) \left( \int_0^{\eta_1} \varphi (\eta_1 - \eta) d\eta \right)^{-1} \quad (12)$$

Подставив (9), (12) в (11), выразим число Стэнтона через интеграл, который нетрудно сосчитать численно

$$S = \frac{\eta_1^2}{2} \left( \int_0^{\eta_1} \varphi \psi (\eta_1 - \eta) d\eta \right)^{-1} \quad (13)$$

Число Стэнтона было сосчитано таким образом для  $R = 10^4$  при изменении числа Прандтля от 5 до 1000. Полученная кривая представлена на фигуре. Точками отмечены экспериментальные данные, собранные Дайслером [5].

Хорошее совпадение результатов расчета с данными эксперимента позволяет сделать заключение о применимости формулы Ван Дриеста для расчета теплообмена в широком диапазоне изменения чисел Прандтля.

Поступило 2 III 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Prandtl L. Bemerkung über den Wärmeübergang im Rohr. Phys. Z., 1928, Bd. 29, S. 487—489.
2. Taylor G. J. Conditions at the surface of hat body exposed to the wind. Techn. Rep. Advisory Comm. for Aeronaut., Rep. and Mem., 1916, vol. 2, No. 272, p. 423.
3. Kármán Th. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz. Nachr. Gesellsch. Wiss. Göttingen, Math.-Phys., 1930. (Рус. перев.: Проблемы турбулентности. М., ОНТИ, 1936).
4. Kármán Th. Some aspects of the theory of turbulent motion. Proc. Internat. Congr. Appl. Mech., Cambridge, 1934. (Рус. перев.: Проблемы турбулентности. М., ОНТИ, 1936.)
5. Deissler R. Analysis of turbulent heat transfer, mass transfer and friction in smooth tubes at high Prandtl and Schmidt numbers. NACA Rep. No. 1240, 1955.
6. Лойцянский Л. Г. Перенос тепла в турбулентном движении. ПММ, 1960, т. 24, вып. 4, стр. 637—646.
7. Van Driest E. R. On turbulent flow near a wall. J. Aeronaut. Sci., 1956, vol. 23, No. 11, pp. 1007—1011.
8. Patankar S. V., Spalding D. B. Heat and mass transfer in boundary layers. London, Morgan — Grampian, 1967.

#### О ВЛИЯНИИ НА ТЕПЛООБМЕН ЗАМОРАЖИВАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В НЕРАВНОВЕСНОМ ЛАМИНАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

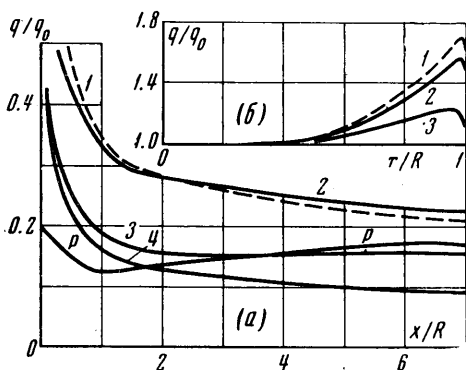
В. Г. ВОРОНКИН

(Москва)

Показано, что в неравновесном пограничном слое на стенке с конечной каталитической активностью отношение тепловых потоков может значительно отличаться от равновесного случая вследствие различной степени замораживания химических реакций в отдельных областях пограничного слоя.

Известно, что для пограничного слоя в совершенном газе или равновесно диссоциирующем воздухе на притупленных телах отношение тепловых потоков  $q/q_0$ , где  $q_0$  — тепловой поток в критической точке, слабо зависит от термодинамического состояния газа (иначе говоря, от показателя адиабаты  $\gamma$ ) в пограничном слое и на его внешней границе [1, 2]. В случае пограничного слоя в равновесно диссоциирующем воздухе при гиперзвуковых условиях обтекания это отношение определяется в основном распределением давления вдоль тела и практически не зависит от скорости и высоты полета [2]. В неравновесном пограничном слое на стенке с конечной каталитической активностью указанная ситуация не имеет места вследствие различной степени замораживания химических реакций в отдельных областях течения; в этом случае тепловой поток существенно зависит от термохимического состояния газа в пограничном слое [3], поэтому можно ожидать большого отличия величин  $q/q_0$  при неравновесном и, например, при равновесном течении в пограничном слое.

Этот вывод подтверждается результатами численных расчетов неравновесного плоского ламинарного пограничного слоя в многокомпонентном диссоциированном воздухе для двумерного тела с постоянной  $2R$  и плоской носовой частью.



Для такого тела давление при подходе к угловой точке и в веере волн разрежения, исходящих из этой точки, быстро меняется, что способствует замораживанию химических реакций в пограничном слое.

Предполагается, что поверхность тела обладает каталитическими свойствами, характеризуемыми константой скорости каталитической рекомбинации  $K_w$  [см/сек], одинаковой для атомов кислорода и азота. Метод расчета пограничного слоя с учетом неравновесных химических реакций в газовой фазе и каталитических реакций на поверхности тела приведен в работе [3]. Расчеты соответствуют плотности набегающего потока  $\rho_\infty = 3.3 \cdot 10^{-7}$  г/см ( $H = 60$  км) и скорости  $V = 7400$  м/сек. Температу-

ра поверхности тела принималась равной  $1200^\circ\text{K}$ , толщина тела 31 см. Параметры газа в критической точке на внешней границе пограничного слоя определялись из условия термохимического равновесия.

Распределение давления на плоской носовой части принималось таким же, как на осесимметричном плоском торце [4]. Распределение давления на боковой поверхности  $p/p_0$ , где  $p_0$  — давление в критической точке, приведено на фигуре. Используемое в расчетах изменение давления вдоль поверхности тела отражает основные особенности распределения давления для тел с угловой звуковой точкой. Изменение давления в веере волн разрежения задавалось в виде кривой, гладко сопрягающейся с распределением давления до и после угловой точки. Как показали расчеты, вариации вида этой кривой в разумных пределах не оказывают существенного влияния на распределение тепловых потоков по боковой поверхности.

Результаты этих расчетов представлены на фигуре для носовой части (б) и для боковой поверхности (а). Здесь  $r$  — расстояние вдоль поверхности, отсчитываемое от критической точки, а  $x$  — расстояние вдоль тела, отсчитываемое от угловой точки. Кривые 1 на этой фигуре соответствуют замороженному в отношении химических реакций пограничному слою на некаталитической поверхности ( $K_w = 0$ ), кривые 2 — неравновесному пограничному слою на стенке с большой каталитической активностью ( $K_w = 10^3$  см/сек), кривые 3 — неравновесному пограничному слою на некаталитической стенке ( $K_w = 0$ ). Отметим, что случай замороженного пограничного слоя при  $K_w = 0$  практически эквивалентен пограничному слою в совершенном газе. Учитывая слабую зависимость относительного теплового потока  $q/q_0$  от  $\gamma$  в этом случае, можно заключить, что кривая 1 на фигуре характеризует также распределение  $q/q_0$  для равновесного пограничного слоя.

Из сравнения приведенных кривых видно, что для некаталитической стенки термохимическое состояние газа в неравновесном пограничном слое оказывает большое влияние на отношение тепловых потоков  $q/q_0$ . При этом для неравновесного пограничного слоя при  $K_w = 0$  величина  $q/q_0$  при подходе к угловой точке ( $r/R \rightarrow 1$ ) и на боковой поверхности получается значительно ниже, чем, например, для замороженного пограничного слоя при  $K_w = 0$ . Это объясняется тем, что в этих областях течения рекомбинация атомов, в основном атомов азота, замедляется вследствие быстрого падения давления, что приводит к более быстрому уменьшению температуры в пограничном слое относительно ее значения в начальном сечении, чем это имеет место, например, в замороженном пограничном слое. Это приводит к более

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

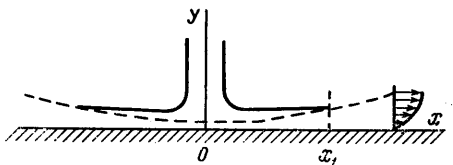
(Москва)

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