

УДК 532.526.4

**О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ  
СО СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ ПРИ ТРАНСЗВУКОВЫХ  
СКОРОСТЯХ ПОТОКА**

**ВЕЛИЧКО С. А., ЛИФШИЦ Ю. Б.**

В работах [1–4] построена асимптотическая теория взаимодействия турбулентного погранслоя на пластине с прямым скачком уплотнения малой интенсивности в предположении, что усредненная скорость частиц в погранслое перед областью взаимодействия удовлетворяет логарифмическому закону. Ниже предлагается другой подход к этой задаче, базирующийся на степенном законе скорости в невозмущенном погранслое. Получаемые результаты дают иные оценки не только размеров характерных областей течения в зоне взаимодействия, но и интенсивности скачка, вызывающего отрыв погранслоя.

1. Пусть пластина, расположенная в потоке газа с  $M_\infty > 1$ , имеет настолько большую длину, что на ней образуется турбулентный пограничный слой. На расстоянии  $L$  от носка пластины на нее падает прямой скачок уплотнения. Взаимодействуя с турбулентным пограничным слоем, скачок искривляется и затухает. На пластине при этом формируется некоторое непрерывное распределение давления, отличное от разрывного распределения на больших расстояниях в потоке. Возникающее течение не может быть описано при помощи теории пограничного слоя, поскольку нарушается одно из основных ее предположений, а именно давление во внешнем потоке изменяется на величину своего порядка на расстояниях, много меньших характерного размера тела. Поэтому анализ течения должен базироваться на уравнениях Рейнольдса.

Аналогичная ситуация имеет место при взаимодействии скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем. В работах [5–7] она была подробно исследована при помощи асимптотического анализа уравнений Навье — Стокса при больших числах Рейнольдса, причем трансзвуковые течения рассмотрены в [7].

Одним из центральных результатов этой работы, как и других работ, посвященных взаимодействию пограничного слоя с областями больших градиентов давления (см. еще [8]), является доказательство генерирования дополнительной толщины вытеснения, которая соответствующим образом изменяет распределение давления в пристеночной части потока. В обычном случае, например теплоизолированной стенки, добавочная толщина вытеснения производится в тонком подслое погранслоя, прилежащем к стенке. Вне области взаимодействия распределение скорости в этом подслое близко к линейному.

Совершенно другая ситуация имеет место при сильном охлаждении стенки. В этом случае профиль скорости становится наполненным, и за производство толщины вытеснения начинает нести ответственность основная часть погранслоя [9]. Турбулентный погранслоем характерен именно наполненным профилем скорости, поэтому при изучении его взаимодействия со скачком уплотнения оказываются полезными результаты работы [9], в которой изложенная в [5] теория распространяется на течения около холодной стенки.

Современные асимптотические теории турбулентного погранслоя ис-

пользуют для описания усредненных параметров потока в нем двухслойную [10] или трехслойную [11] схемы, причем во внешней части пограничного слоя, называемой областью дефекта скорости, берется логарифмический закон зависимости скорости от поперечной координаты. Эта зависимость следует из теории размерности и предположения о полной автомодельности [12] и хорошо согласуется с экспериментальными данными [13].

Если воспользоваться менее жестким предположением о неполной автомодельности [12], то получается степенной закон распределения скорости на поперечной координате. В нем показатель степени зависит от числа Рейнольдса. Степенной закон также хорошо согласуется с данными эксперимента [13]. Когда показатель степени стремится к нулю, он переходит в логарифмический закон.

Таким образом, оба закона обоснованы в настоящее время с одинаковой степенью строгости, и результаты расчетов, выполняемых с их помощью, практически не отличаются. Однако при построении асимптотических теорий, основанных на том или ином представлении профиля скорости, важна точность, с которой описывает явление главный член разложения. В этом смысле степенной вид профиля представляется более предпочтительным. Именно он и будет использован ниже.

2. Направим ось  $x$  декартовой системы координат  $x, y$  вдоль пластины, а ось  $y$  — вдоль фронта невозмущенного скачка уплотнения. Вектор скорости набегающего потока параллелен оси  $x$ . Число  $M_\infty$  предполагается близким к единице, поэтому  $M_\infty^2 - 1 = \epsilon \ll 1$ . Толщина пограничного слоя  $\delta$  и все расстояния вдоль осей  $x$  и  $y$  считаются отнесенными к  $L$ . Как обычно,  $\delta \ll 1$ .

Сделаем предварительно некоторые оценки. Вне пограничного слоя течение имеет ламинарный характер, поэтому все корреляции искомых составляющих скорости  $v_x, v_y$ , плотности  $\rho$ , давления  $p$  и температуры  $T$  равны нулю. Внутри пограничного слоя порядки величин этих корреляций равны  $v_*^2 \ll 1$  ( $v_*$  — динамическая скорость перед областью взаимодействия). Взаимодействуя со скачком уплотнения, пограничный слой генерирует дополнительную толщину вытеснения  $\Delta\delta^*$ , так что перепад давления  $\Delta p = O(\epsilon)$  происходит вблизи стенки в некоторой области с продольным размером  $\lambda \ll 1$ . При трансзвуковых скоростях потока [14]

$$\Delta p \sim (\Delta\delta^*/\lambda)^{1/2} \sim \epsilon \quad (2.1)$$

В основной части пограничного слоя из уравнений неразрывности, импульса, энергии и уравнения состояния следуют оценки усредненных параметров

$$\Delta v_{x,2} \sim \Delta p \sim \Delta \rho_2 \sim \Delta T_2 \sim \Delta \delta_2^*/\delta \quad (2.2)$$

Здесь индексом 2 отмечена их принадлежность к рассматриваемой области, которую назовем областью 2.

На дне области 2 всегда найдется область 3, в которой  $\Delta v_x \sim v_x$ . В этой области справедлива другая оценка

$$\Delta v_{x,3} \sim v_{x,3} \sim \Delta p^{1/2} \quad (2.3)$$

Чтобы оценить ширину области 3 и, следовательно, возможную толщину вытеснения, индуцируемую в ней, воспользуемся формулой для распределения скорости в невозмущенном пограничном слое

$$v_x = U_\infty U(y/\delta) = U_\infty (y/\delta)^{1/n} \quad (2.4)$$

Из (2.4) и оценок (2.2) и (2.3) при  $n > 2$  следует неравенство  $\delta_3^* \ll \Delta\delta_2^*$ . Условие  $n > 2$  справедливо для турбулентного пограничного слоя [13], поэтому дополнительная толщина вытеснения в нем генерируется в основной части слоя  $\Delta\delta^* = \Delta\delta_2^*$ . Это позволяет построить распределение давления на стенке в зоне взаимодействия, не интересуясь подробностями течения в области 3, где существенную роль начинает играть турбулентный перенос,

и решение зависит от принятой модели замыкания уравнений Рейнольдса. В настоящей работе решение в области 3 не строится, а основное внимание уделяется расчету распределения давления. Однако оценка параметров потока в этой области позволяет оценить минимально возможный перепад давления в скачке уплотнения, при котором наступает отрыв потока.

Учитывая сказанное, получим из (2.1) и (2.2) оценки  $\lambda$  и  $\Delta\delta^*$

$$\lambda = \delta\epsilon^{-1/2}, \quad \Delta\delta^* = \epsilon\delta \quad (2.5)$$

Во внешней области течения (область 1) параметры потока должны удовлетворять уравнениям трансзвуковых течений, поэтому [14]  $v_y = O(\epsilon^{1/2})$ . Из уравнения импульса вдоль оси  $y$  и (2.5) следует оценка вертикального размера области 1  $y = O(\delta\epsilon^{-1})$ . В области взаимодействия производная  $\partial p / \partial x \sim \epsilon^{1/2}\delta^{-1} \gg 1$ , т. е.  $\epsilon^{1/2} \gg \delta$ .

3. Теперь имеется достаточно данных, чтобы выписать уравнения для параметров потока в области 1. В ней независимые переменные должны быть ограничены при  $\delta, \epsilon \rightarrow 0$ , поэтому

$$x = \delta\epsilon^{-1/2}x_1, \quad y = \delta\epsilon^{-1}y_1 \quad (3.1)$$

Искомые функции представим в виде разложения по малому параметру

$$\begin{aligned} v_x &= U_\infty [1 + \epsilon u_1(x_1, y_1) + \dots] \\ v_y &= \epsilon^{1/2} U_\infty v_1(x_1, y_1) + \dots \\ p &= p_\infty + \rho_\infty U_\infty^2 \epsilon p_1(x_1, y_1) + \dots \\ \rho &= \rho_\infty [1 + \epsilon \rho_1(x_1, y_1) + \dots] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Подстановка равенств (3.1) и (3.2) в уравнение  $x$ -составляющей импульса и уравнение адиабатичности приводит к обычным соотношениям

$$p_1 = -u_1, \quad \rho_1 = M_\infty^2 p_1 \quad (3.3)$$

Из оставшихся двух уравнений неразрывности и  $y$ -составляющей импульса получаем с учетом (3.3) дифференциальные связи между составляющими скорости

$$[1 + M_\infty^2(\kappa + 1)u_1] \frac{\partial u_1}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial y_1} = 0, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y_1} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \quad (3.4)$$

Возмущенные скорости  $u_1$  и  $v_1$  обращаются в нуль при удалении на бесконечность в левом квадранте полуплоскости  $y_1 > 0$ . При пересечении скачка уплотнения, приближающегося к оси ординат при  $y_1 \rightarrow \infty$ , должен выполняться трансзвуковой аналог условий Гюгонио. Они непосредственно следуют из уравнений (3.4), записанных в дивергентной форме. Поэтому при удалении на бесконечность в правом квадранте верхней полуплоскости  $v_1 \rightarrow 0$ , а  $u_1 \rightarrow -2M_\infty^{-2}(\kappa + 1)^{-1}$ . Граничное условие на оси абсцисс  $y_1 = 0$  не определено. Оно будет получено в результате асимптотического сращивания решений в областях 1 и 2.

4. В области 2, поперечный размер которой совпадает с толщиной невозмущенного погранслоя, независимые переменные

$$x_2 = x_1, \quad y = \delta y_2 \quad (4.1)$$

а средние значения искомых функций согласно (3.2) и (2.5) отличаются на  $\epsilon$  от соответствующих величин в погранслое перед областью взаимодействия. Поэтому имеем

$$\begin{aligned} v_x &= U_\infty [U(y_2) + \epsilon u_2(x_2, y_2) + \dots] \\ v_y &= \epsilon^{1/2} U_\infty v_2(x_2, y_2) + \dots \\ p &= p_\infty + \rho_\infty U_\infty^2 \epsilon p_2(x_2, y_2) + \dots \\ \rho &= \rho_\infty [R(y_2) + \epsilon \rho_2(x_2, y_2) + \dots] \end{aligned} \quad (4.2)$$

Учитывая сделанную выше оценку для корреляций, получаем, что они не входят в уравнения для главных членов разложения (4.2). Иными словами, эти уравнения совпадают с линеаризованными уравнениями движения невязкого газа в узком слое.

Из уравнения для  $y$ -составляющей импульса получаем обычное соотношение  $\partial p_2 / \partial y_2 = 0$ . Оно означает, что  $p_2 = p_1(x_1, 0)$ .

Теперь подставим формулы (4.1) и (4.2) в уравнение неразрывности, импульса вдоль оси  $x$  и энергии. В результате получим систему уравнений относительно  $u_2$ ,  $v_2$  и  $\rho_2$

$$\begin{aligned} R \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial y_2} \right) + U \frac{\partial \rho_2}{\partial x_2} + v_2 \frac{\partial R}{\partial y_2} &= 0 \\ U \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + v_2 \frac{dU}{dy_2} &= - \frac{1}{R} \frac{dp_2}{dx_2} \\ U \frac{\partial \rho_2}{\partial x_2} + v_2 \frac{dR}{dy_2} &= M_\infty^2 R U \frac{dp_2}{dx_2} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Исключаем из первого уравнения (4.3) производные  $\partial u_2 / \partial x_2$  и  $\partial \rho_2 / \partial x_2$  и интегрируем получаемое уравнение для  $v_2$  при условии  $v_2(x_2, 0) = 0$

$$v_2 = U \frac{dp_2}{dx_2} \left\{ (1 - M_\infty^2) y_2 + \int_0^{y_2} \left[ \frac{M_\infty^2}{M^2(y_2)} - 1 \right] dy_2 \right\} \quad (4.4)$$

Остальные неизвестные легко выражаются через  $v_2(x_2, y_2)$

$$\begin{aligned} u_2 &= -p_2(x_2) \left[ \frac{1}{RU} + \frac{v_2 p_2}{U} \frac{dU/dy_2}{dp_2/dx_2} \right] \\ \rho_2 &= p_2(x_2) \left[ M_\infty^2 R - \frac{v_2 p_2}{U} \frac{dR/dy_2}{dp_2/dx_2} \right] \end{aligned}$$

Из формулы для  $u_2(x_2, y_2)$  следует, что разложение (4.2) теряет силу на расстояниях  $y_{20}$ , где  $\dot{U}^2 = 0(\epsilon)$ . Согласно (2.4),  $y_{20} = \epsilon^{n/2}$ . Поэтому в новой области 3 с поперечным размером  $\delta \epsilon^{n/2}$  продольная скорость имеет порядок  $\epsilon^{1/2}$ , причем она отличается от  $U$  на величину порядка  $\epsilon^{1/2}$ .

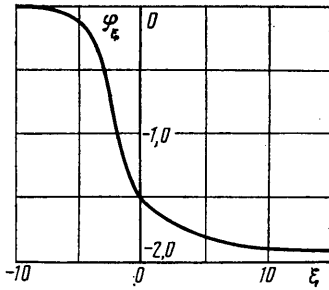
Вместе с изменением скорости в области 3 происходит и изменение напряжения турбулентного трения  $\tau$ . Если отрыв погранслоя имеет место, то изменение напряжения трения должно быть по порядку величины не менее  $v_*^2$ . Это следует из определения динамической скорости. Приравнивая теперь порядки инерционных членов и члена турбулентного переноса в уравнении импульса вдоль оси  $x$ , получим оценку минимального перепада давления в скачке уплотнения, способного вызвать отрыв потока

$$\epsilon = \epsilon_0 = v_*^{4/(n+3)} \quad (4.5)$$

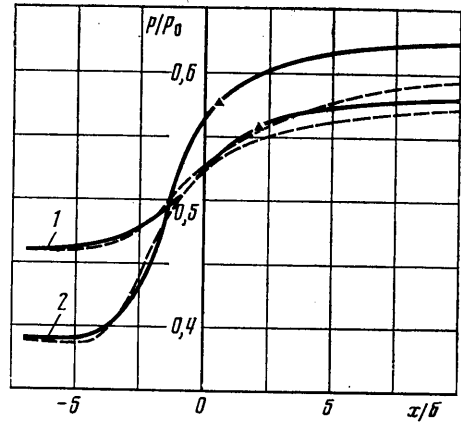
Если в (4.5) положить  $n = \infty$ , то  $\epsilon_0 = 0(1)$ , что соответствует результатам работ [1-4], в которых брался логарифмический закон распределения скорости в погранслое, получаемый из (2.4) при  $n \rightarrow \infty$ . Равенство (4.5) дает только порядок интенсивности скачка, вызывающего отрыв. Для получения ее точной величины следует решить задачу в области 3, замыкая уравнение импульса какой-либо моделью турбулентного переноса. В настоящей работе эта задача не рассматривается.

5. Построенное в области 2 решение дает, однако, возможность замкнуть задачу в области 1 и рассчитать искомое распределение давления на пластине в области взаимодействия. Воспользуемся для этой цели формулой (4.4). Перепишем ее в переменных области 1 и устремим  $y_1$  к нулю. В результате получим

$$v_1(x_1, 0) = -\Lambda \frac{\partial u_1}{\partial x_1}(x_1, 0), \quad \Lambda = \int_0^\infty \left[ \frac{M_\infty^2}{M^2(y_2)} - 1 \right] dy_2 \quad (5.1)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Приведем задачу (3.4), (5.1) к виду, не зависящему от величин  $\Lambda$ ,  $M_\infty$  и  $\kappa$ , путем замены искомых функций и независимых переменных

$$x_1 = \Lambda \xi, \quad y_1 = \Lambda \eta, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = (\kappa + 1) M_\infty^2 u_1, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = (\kappa + 1) M_\infty^2 v_1 \quad (5.2)$$

Тогда система (3.4) сводится к одному уравнению второго порядка в частных производных

$$(1 + \varphi_\xi) \varphi_{\xi\xi} - \varphi_{\eta\eta} = 0 \quad (5.3)$$

Его нужно решить с граничным условием, получающимся в результате подстановки равенств (5.2) в (5.1)

$$\varphi_\eta(\xi, 0) = -\varphi_{\xi\xi}(\xi, 0) \quad (5.4)$$

Кроме того, искомое решение должно удовлетворять условиям на больших расстояниях

$$\begin{aligned} \varphi &\rightarrow 0 \quad (\xi^2 + \eta^2 \rightarrow \infty, \xi < 0) \\ \varphi_\xi &\rightarrow -2 \quad (\xi^2 + \eta^2 \rightarrow \infty, \xi > 0) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Найдем асимптотику решения задачи (5.3)–(5.5) на больших расстояниях. При  $\xi < 0$  нелинейным слагаемым в (5.3) можно пренебречь. Тогда затухающее решение волнового уравнения с условием (5.4) имеет вид

$$\varphi = -C_1 e^{\xi - \eta}, \quad C_1 > 0 \quad (5.6)$$

Оно означает, что возмущенная скорость убывает при удалении вверх по потоку по экспоненциальному закону. Аналогичный результат получается и в задаче взаимодействия скачка с ламинарным пограничным слоем [5].

При  $\xi > 0$  искомый потенциал в виде суммы  $\varphi = -2\xi + \psi$  подставим в (5.3) и также отбросим нелинейный член. Функция  $\psi(\xi, \eta)$  удовлетворяет уравнению Лапласа, граничному условию (5.4) и условиям на скачке уплотнения, который при  $\eta \rightarrow \infty$  совпадает с осью ординат. Решение этой задачи в первом приближении удовлетворяется функцией

$$\psi = C_2 \left[ \frac{1}{2} \ln(\xi^2 + \eta^2) + \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2} \right], \quad C_2 > 0 \quad (5.7)$$

Дифференцируя ее по  $\xi$ , убеждаемся, что вдоль оси абсцисс  $\varphi_\xi \rightarrow -2 + C_2/\xi$ .

Решение задачи (5.3)–(5.5) построено численно при помощи консервативного аналога релаксационной схемы работы [15]. Полученная в ре-

зультате функция  $\varphi_\xi(\xi, 0)$  приведена на фиг. 1. Она хорошо описывается формулами (5.6) и (5.7) при  $|\xi| > 4$ . В точке с  $\varphi_\xi = -1$  уравнение (5.3) меняет свой тип. Согласно фиг. 1, на оси  $\xi$  эта точка расположена вверх по потоку от абсциссы скачка уплотнения на больших расстояниях. Давление в ней равно давлению при звуковой скорости.

Если для расчета  $\Lambda$  воспользоваться логарифмическим законом распределения скорости в невозмущенном погранслое, то формальная оценка  $\Lambda = O(v_*)$  делает в соответствии с равенствами (3.1), (4.1) и (5.2) недействительным приведенное выше построение. Оно в этом случае переходит в теорию, развитую в [2]. Однако непосредственное вычисление  $\Lambda$  показывает, что эта величина превосходит  $v_*$  в 10–15 раз, является конечной и имеет порядок единицы. Поэтому главный член разложения решения по малому параметру  $\epsilon$ , полученный предлагаемым методом, должен более точно описывать явление взаимодействия, чем главный член разложения в работах [1–4], полученный в предположении, что  $\Lambda \sim v_*$ .

Чтобы убедиться в этом, рассчитаем  $\Lambda$  при помощи соотношения (2.4) для скорости и обычной формулы для температуры в погранслое [13]. При значении показателя адиабаты Пуассона  $\kappa = 1,4$  получаем

$$\Lambda = \frac{1}{n-1} \left[ \frac{n}{n-2} \frac{T_w}{T_0} (1 + 0,2M_\infty^2) + 1 + 0,2rM_\infty^2 \right]$$

Здесь  $T_0$  и  $T_w$  — температура торможения и температура стенки, а  $r$  — коэффициент восстановления. Для  $r = 0,896$  [13] и  $T_w/T_0 = 1,11$  в опытах работы [16]  $\Lambda = 0,452$  при  $M_\infty = 1,4$ . Для экспериментальных данных работы [17]  $\Lambda = 0,66$  при  $M_\infty = 1,25$  и  $\Lambda = 0,615$  при  $M_\infty = 1,12$ . Все это подтверждает справедливость оценок, положенных в основу теории взаимодействия.

Сравним полученные результаты с измеренными в [17] распределениями давления при взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным погранслоем на стенке канала. На фиг. 2 экспериментальные кривые  $p/p_0$  построены для  $M_\infty = 1,12$  (кривая 1) и  $M_\infty = 1,25$  (кривая 2) в виде штриховых линий. Точке со звуковым давлением приближенно соответствует скачок уплотнения, поэтому ее абсцисса выбрана нулевой. Связь между  $x/\delta$  и  $\xi$  устанавливается формулами (3.1) и (5.2). Однако отсутствие точной информации о положении скачка заставляет изменить ее на аддитивную постоянную. Эту постоянную выбираем из условия наилучшего соответствия расчетных кривых  $p/p_0$ , полученных при помощи функции  $\varphi_\xi$  из фиг. 1 и экспериментальных. На фиг. 2 расчетные кривые изображены сплошными линиями. Наибольшее расхождение между данными опыта и расчета составляет 3,5% в коэффициенте давления при  $M_\infty = 1,12$  и 11% при  $M_\infty = 1,25$ . Треугольниками на фиг. 2 обозначены точки с абсциссой скачков уплотнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Melnik R. E., Grossman B. Analysis of the interaction of a weak normal shock-wave with a turbulent boundary layer.— AIAA Paper, 1974, № 598. 32 p.
2. Adamson T. C., Jr., Feo A. Interaction between a shock wave and a turbulent boundary layer in transonic flow.— SIAM J. Appl. Math., 1975, v. 29, No. 1, p. 121–145.
3. Messiter A. F. Interaction between a normal shock wave and a turbulent boundary layer at high transonic speeds. Pt I. Pressure distribution.— ZAMP, 1980, v. 31, No. 2, p. 204–226.
4. Liou M. S., Adamson T. C., Jr. Interaction between a normal shock wave and a turbulent boundary layer at high transonic speeds. Pt 2. Wall shear stress.— ZAMP, 1980, v. 31, No. 2, p. 227–246.
5. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4, с. 53–57.
6. Stewartson K. On the flow near the trailing edge of a flat plate. II.— Mathematika, 1969, v. 16, No. 31, p. 106–121.
7. Messiter A. F., Feo A., Melnik R. E. Shock-wave strength for separation of a lami-

- nar boundary layer at transonic speeds.— AIAA Journal, 1971, v. 9, No. 6, p. 1197–1198.
8. Сычев В. В. О ламинарном отрыве.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 3, с. 47–59.
  9. Нейланд В. Я. Особенности отрыва пограничного слоя на охлаждаемом теле и его взаимодействие с гиперзвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 6, с. 99–109.
  10. Yainik K. S. Asymptotic theory of turbulent shear flows.— J. Fluid Mech., 1970, v. 42, Pt 2, p. 411–427.
  11. Пономарев В. И. Асимптотический анализ турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости.— Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 3, с. 42–50.
  12. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 207 с.
  13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
  14. Kármán Th. von. The similarity law of transonic flow.— J. Math. and Phys., 1947, v. 26, No. 3, p. 182–190.
  15. Murman E. M., Cole J. D. Calculation of plane steady transonic flows.— AIAA Journal, 1971, v. 9, No. 1, p. 114–121.
  16. Vidal R. J., Wuttliff C. E., Catlin P. A., Sheen B. H. Reynolds number effects on the shock-wave turbulent boundary layer interaction at transonic speeds.— AIAA Paper, 1973, No. 661. 14 p.
  17. Gadd G. E. Interactions between normal shock-waves and turbulent boundary layers.— Aeronaut. Res. Council, Repts and Mem., 1962, No. 3262. 66 p.

Москва

Поступила в редакцию  
20.X.1981