

Т Р У Д Ы
ЦЕНТРАЛЬНОГО АЭРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
им. проф. Н. Е. Жуковского

Для служебного пользования

Выпуск 2410

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ РАСЧЕТА
ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПРОФИЛЕ
ПРИ ОКОЛОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ
НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

В. В. Вышинский, В. М. Галкин

ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ОТДЕЛ ЦАГИ

Москва 1988

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Представлены характеристики сжимаемого плоского пограничного слоя, рассчитанные по полученной из опыта эпюре давления с помощью дифференциального и трех интегральных методов. Результаты расчета сопоставлены с опытными данными, что позволяет провести сравнительный анализ использованных методов, оценить их точность и область применения.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- p — давление;
 ρ — плотность;
 u — скорость;
 $q = \rho u^2/2$ — скоростной напор;
 x — координата в направлении набегающего потока;
 y — координата в направлении, ортогональном поверхности профиля;
 M — число Маха;
 Re — число Рейнольдса (по хорде профиля);
 ν — кинематическая вязкость;
 c_y — коэффициент подъемной силы профиля;
 c_f — коэффициент местного трения, $c_f = \tau/q_e$;
 τ — сила местного трения;
 c_p — коэффициент давления, $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$;
 δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя.

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy;$$

Θ — толщина потери импульса,

$$\Theta = \int_0^\infty \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy;$$

c_E — коэффициент эжекции,

$$c_E = \frac{1}{\rho_e u_e} \frac{d}{dx} \left(\int_0^\delta \rho u dy \right);$$

$H = \delta^*/\Theta$ — формпараметр пограничного слоя;
 δ — толщина пограничного слоя.

e — условия на внешней границе пограничного слоя;
 w — условия на поверхности профиля;
 ∞ — условия в набегающем потоке.

Создание новых эффективных численных методов открыло возможности широкого применения аэродинамических расчетов при проектировании летательных аппаратов. Необходимость учета вязкости при исследовании аэродинамического обтекания очевидна, однако вопрос, какими методами пользоваться, требует дополнительного изучения. Одним из подходов является расчет течений, описываемых уравнениями Навье—Стокса. Подобные методы еще только создаются, встречая большие трудности как с точки зрения возможностей современных ЭВМ, так и с точки зрения способов моделирования турбулентности.

Возможно также разделение течения на невязкую и вязкую области и учет влияния вязкости в рамках теории пограничного слоя. Одним из этапов работы в этом направлении является сравнение имеющихся методов расчета пограничного слоя с целью выбора наилучшего, чему посвящена данная работа. В качестве критерия для сравнения используются опытные данные, взятые из работы [1]. Сравнение с ними позволяет оценить точность расчетных методов и дать рекомендации по их улучшению и развитию.

Расчет турбулентного пограничного слоя является важной частью практических аэродинамических исследований, он позволяет вносить поправки на вязкость в аэродинамические характеристики, в частности, выявлять режимы, на которых вязкость начинает играть определяющую роль. Последнее связано с возникновением отрыва и привлекает к себе внимание уже долгое время. Сложность расчета подобных течений связана с необходимостью учета вязкого взаимодействия, а в ряде случаев и градиента давления поперек пограничного слоя, что усугубляется отсутствием модели турбулентности, одинаково пригодной в областях положительного и отрицательного градиента давления. Используемые модели турбулентности теряют точность на участке положительного градиента давления задолго до точки отрыва, в результате положение ее, определяемое по обращению в ноль силы трения на стенке, может оказаться весьма далеким от наблюдаемого в опыте, что не дает возможности определять точку отрыва турбулентного слоя с помощью экстраполяции распределения трения в предотрывной области, как это делается в случае ламинарного пограничного слоя, а потому заставляет использовать в практических расчетах эмпирические критерии отрыва.

Настоящая работа не затрагивает вопросов, связанных с переходом пограничного слоя (точка перехода фиксируется в соответствии с опытными данными), не касается отрыва (используемые эпюры давления исключают случаи сильного отрыва) и не рассматривает взаимодействия течения в пограничном слое с внешним потенциальным потоком (сравниваются только характеристики пограничного слоя, полученные в опыте и рассчитанные по заданной экспериментальной эпюре давления).

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА

Методы расчета характеристик турбулентности пограничного слоя в той или иной степени используют опытные данные, и ни один из них не является универсальным. Даже в случае пограничного слоя на плоской пластине в несжимаемой жидкости различные полуэмпирические и эмпирические методы расчета дают в ряде случаев значительно расходящиеся результаты. Поло-

жение еще более осложняется при наличии дополнительных факторов — сжимаемости и теплоотдачи, характеризующихся соответственно числом Маха и температурным фактором. Наличие градиента давления и особенно скачков уплотнения еще более увеличивает разброс результатов, вследствие чего любой метод расчета пограничного слоя имеет ограниченную область применения, и при решении конкретной задачи необходимо убедиться в применимости выбранного метода для ее изучения. Единственным критерием такой оценки может служить соответствие результатов расчетов экспериментальным данным в сходных условиях.

В работе сравниваются наиболее широко используемые программы расчета, реализующие дифференциальный метод Алберса—Грегга с алгебраическим законом распределения турбулентной вязкости [2], интегральный метод Грина—Викса—Брумана с трехпараметрическим семейством профилей скорости, использующий уравнение запаздывающей эжекции [3], двухпараметрический интегральный метод с комбинированным законом сопротивления трения [4], являющийся модификацией метода Сасмена—Кресчи, и широко применяемый в работах иностранных авторов однопараметрический интегральный метод Нэша—Макдональда [5]. Эти методы дают необходимую информацию о развитии пограничного слоя, достаточно хорошо себя зарекомендовали, реализованы на современных ЭВМ и требуют небольших затрат машинного времени.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Существует определенный произвол в выборе способа замыкания уравнений турбулентного пограничного слоя. В этом смысле дифференциальные методы более гибки и универсальны по сравнению с интегральными и их применение предпочтительнее, несмотря на относительно большие затраты машинного времени и специфические трудности, связанные с резким изменением скорости около стенки на турбулентном участке. При этом дифференциальные методы расчета дают более подробную информацию о пограничном слое, в частности, профили скорости и температуры поперек слоя. Как показывают результаты работы [6], где сравнивается точность и эффективность ряда методов, используемых для расчета течений в пограничном слое, метод [2] принадлежит к числу наиболее простых и экономных в смысле потребных ресурсов ЭВМ и обеспечивает наилучшее соответствие результатов с опытными данными. Он дает возможность определить область перехода ламинарного течения в турбулентное. Применяемый в нем полуэмпирический способ расчета позволяет учитывать числа Re , M_∞ , градиент давления, тепловой режим. Расчет перехода производится в соответствии с гипотезой Рейнольдса. Критическое число Re вычисляется по формуле Лиза [7]. Полная вязкость v_e в области перехода определяется с учетом коэффициента перемежаемости γ :

$$v_e = v + \gamma v_i.$$

Модель турбулентной вязкости v_i берется в соответствии с работой [8] и базируется на экспериментальных данных.

Пограничный слой делится на три зоны: внутреннюю, промежуточную и внешнюю. Значение вязкости в каждой из зон определяется на основании экспериментальных данных заданием градиента давления и числа Re по толщине вытеснения. В случае околосзвукового обтекания со скачком уплотнения используется простая модель учета взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, основанная на «размазывании» скачка в распределении давления на границе пограничного слоя на несколько его толщин. Выбранная модель позволяет вести сквозной счет через область взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем и исключает неопределенность, связанную с размытостью скачка, в случае применения конечно-разностного метода для расчета внешнего потенциального обтекания.

Программа расчета занимает около 73 000₈ адресов оперативной памяти. Время решения на одну расчетную точку для ЭВМ БЭСМ-6—около 2 с, так что расчет одной поверхности профиля (40 точек) занимает 1 мин 20 с. Более детальное изложение этого метода и программы расчета дано в работе [9].

Для обеспечения устойчивости метода требуется, чтобы эпюры давления были, по возможности, плавными, а в областях больших градиентов параметров необходимо дополнительное (по сравнению с опытными эпюрами) учащение расчетных точек. В противном случае начало расчета может сопровождаться колебаниями значений δ^* , Θ , c_f на нескольких первых узлах, что особенно проявляется при большом шаге по x и сильном изменении градиента скорости, а в случае достаточного интенсивного скачка уплотнения дальнейший расчет становится невозможным.

Ниже при сравнении результатов расчетов этот метод будет обозначаться как метод I.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ДВУМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Метод, использующий уравнение запаздывающей эжекции. Попытки создать универсальный и быстрый метод расчета характеристик турбулентного пограничного слоя, дающий приемлемые для практических целей результаты в областях как положительного, так и отрицательного градиента давления, привели к выводу [10], что одним из лучших в этом смысле является метод эжекции [11] и что усовершенствование его должно включать учет влияния «предыстории» течения на коэффициент эжекции. Одним из первых шагов в этом направлении стала работа [12], где пограничный слой рассчитывался с применением, как и в [11], двух дифференциальных уравнений: уравнения импульса и уравнения для коэффициента эжекции. При этом учет предыстории течения осуществлялся введением в алгебраическую формулу для коэффициента эжекции параметра, определяющего местное малое отклонение пограничного слоя от равновесного состояния. Введенное в [12] дифференциальное уравнение максимального в направлении поперек слоя касательного напряжения послужило основой для получения дифференциального уравнения для коэффициента эжекции [13]. Поскольку это уравнение явно выражает баланс между порождением, переносом, диффузией и диссипацией энергии турбулентности, оно в меньшей степени опирается на эмпирические данные, чем метод [12].

Другой важной чертой метода [3] является то, что он позволяет рассчитывать как пограничный слой на теле, так и след за телом, требуя при этом минимальных изменений, что позволяет применить его для расчета аэродинамических профилей с учетом пограничного слоя и следа за телом.

В программе расчета ламинарного пограничного слоя, перехода, турбулентного пограничного слоя и следа за профилем используется на ламинарных участках метод [13], являющийся упрощенным и одновременно улучшенным методом [14]. Расчет ламинарного слоя сводится к интегрированию вдоль поверхности некоторой функции местной скорости на внешней границе пограничного слоя с использованием ряда эмпирических и теоретических соотношений между параметрами течения. Расчет точек потери устойчивости и перехода ведется по методу Гранвиля.

На турбулентных участках используется метод запаздывающей эжекции [3], в котором решаются три обыкновенных дифференциальных уравнения: для толщины потери импульса, следующее из закона сохранения импульса, для формпараметра H , следующее из определения коэффициента эжекции, и для коэффициента эжекции c_E , — из полного уравнения энергии турбулентности, выражающего баланс между ее порождением, переносом, диффузией и диссипацией с использованием ряда упрощающих допущений, приведенных в [3] вместе с замыкающими систему эмпирическими соотношениями.

Описанная система решается методом последовательного повышения порядка точности третьего порядка [15], достоинством которого является возможность контроля точности и выбора шага интегрирования без дополнительных вычислений правой части системы дифференциальных уравнений.

Составленная по указанным методам программа сквозного расчета пограничного слоя на профиле и следа за ним требует для стандартного варианта (80 точек на контуре профиля и 10 в следе) около 30 с времени ЭВМ БЭСМ-6.

При сравнении результатов расчета данный метод называется методом II.

Интегральный метод с комбинированным законом сопротивления трения.

В интегральных методах расчета плоского пограничного слоя при двухпараметрическом представлении профиля скорости течения в пограничном слое используют два интегральных уравнения для каких-либо двух параметров профиля скорости. Здесь, как обычно, применяются толщина вытеснения δ^* и толщина потери импульса Θ . Учет сжимаемости производится с помощью интегральных уравнений, записанных для эквивалентного несжимаемого течения.

В данной работе использованы результаты расчета, полученные по методу [4], являющемуся модернизацией метода [16] на базе программы [17], что позволяет добиться почти идеального совпадения с эмпирическими законами трения для плоской пластины, так как вместо известного закона сопротивления Людвига—Тильмана, имеющего ограниченный диапазон применения по числам Re , использован комбинированный закон сопротивления с учетом сжимаемости по методу определяющей температуры Зоммера—Шорта.

Расчет этим методом может выполняться лишь до точки отрыва пограничного слоя, которая является особой точкой системы уравнений. При подходе к точке отрыва шаг Δx следует уменьшать до нуля и, чтобы избежать излишних затрат машинного времени, прекратить расчет раньше. В используемой программе в качестве критерия зарождения отрыва принимается рост формпараметра до величины $H=2,4$, при достижении которой расчет прекращается.

Интегрирование уравнений пограничного слоя осуществляется с переменным шагом. При величине допустимой погрешности $\varepsilon=10^{-4}$ для расчета одного варианта на ЭВМ БЭСМ-6 требуется приблизительно 45 с машинного времени. Программа занимает около 60 000₈ адресов оперативной памяти.

При сравнении результатов данный метод будет обозначен цифрой III.

Однопараметрический интегральный метод Нэша—Макдональда расчета турбулентного пограничного слоя. Наряду с расчетами характеристик пограничного слоя сравнительно сложными и универсальными методами в данной работе проведены расчеты с помощью простого однопараметрического метода [5], в котором решается одно интегральное уравнение (уравнение импульса):

$$\frac{d\Theta}{dx} = -(H + 2 - M_e^2) \frac{\Theta}{u_e} \frac{du_e}{dx} + \frac{\tau_w}{\rho_e u_e^2}.$$

Используется следующий закон трения

$$\frac{\tau_w}{\rho_e u_e^2} = \left[F_c^{1/2} \left(2,4711 \ln \left(F_R \frac{u_e \Theta}{\nu_e} \right) + 4,75 \right) + 1,5 G + \frac{1724}{G^2 + 200} - 16,87 \right]^{-2},$$

где

$$F_c^{1/2} = 1 + 0,066 M_e^2 - 0,008 M_e^3;$$

$$F_R = 1 - 0,134 M_e^2 + 0,027 M_e^3;$$

$$G = 0,61 (S + 1,81)^{1/2} - 1,7.$$

Связь между G , H и τ_w дается соотношениями:

$$H = (\bar{H} + 1) (1 + 0,178 M_e^2) - 1;$$

$$\bar{H} = \left[1 - G \left(\frac{\tau_w}{\rho_e u_e^2} \right)^{1/2} \right]^{-1},$$

$$S = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dp}{dx} = - \frac{H}{\left(\frac{\tau_w}{\rho_e u_e^2} \right)} \frac{\Theta}{u_e} \frac{du_e}{dx}.$$

В качестве начального значения Θ бралась толщина потери импульса в конце ламинарного участка на профиле, найденная методом [2].

Ниже изложенный здесь метод назван методом IV.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ДВУМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Экспериментальные распределения давления, взятые из работы [1], заданы с недостаточно частым шагом, и это может служить дополнительным источником расхождения вследствие различия в методах вычисления производной du_e/dx , особенно в областях с большими градиентами давления. В методе II вычисление производной du_e/dx ведется по трем точкам, вследствие чего в областях с большими градиентами скорости и редкими узлами расчет производной возможен только при задании дополнительных промежуточных узлов, что вносит определенный произвол. Описанная неопределенность в скачке уплотнения может быть преодолена двумя способами. Во-первых, можно вести расчет пограничного слоя на эпюре давления, имеющей на месте скачка уплотнения участок линейного изменения давления шириной, равной четырем-пяти толщинам δ пограничного слоя (такое «размазывание» скачка проводится в методе I). Однако при большом шаге по x в экспериментальной эпюре давления интервал $(4 \div 5) \delta$ может оказаться меньше локального шага, и при этом сохранится неопределенность в расположении линейной области. Кроме того, как показано в [18], существенно улучшает результаты выделение области сильного вязкого взаимодействия в окрестности скачка уплотнения. В ограничивающих эту область сечениях профили скорости в пограничном слое считаются равновесными, а изменения описывающих их параметров определяются из законов сохранения и эмпирического соотношения, связывающего осредненный коэффициент эжекции в области взаимодействия с перепадом давления в скачке и местным числом Re по толщине потери импульса [17]. Подобный подход реализован в методе II.

С учетом этих замечаний расчеты характеристик пограничного слоя в методах I, II и IV проводились по единым массивам x_i, c_{pi} , полученным по эпюрам коэффициентов давления, приведенным в [1], с последующим учащением узлов расчета до 40—50 на одну поверхность профиля. Результаты расчетов по методу II получены от авторов работы [4].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В экспериментах [1] исследовался незначительно модифицированный сверхкритический профиль Уиткомба DSMA 523, при нескольких значениях числа M_∞ (0,6; 0,75 и 0,8), которым соответствовали числа $Re = (2 \div 4) \cdot 10^6$. При $M_\infty = 0,6$ обтекание докритическое, профиль имеет острую заднюю кромку, тогда как при остальных числах M_∞ на верхней поверхности появляется местная сверхзвуковая зона, заканчивающаяся скачком уплотнения, а задняя кромка профиля имеет затупление. В экспериментах измерялись распределения давления, толщины вытеснения δ^* , толщины потери импульса Θ и местные коэффициенты трения c_f на обеих сторонах профиля.

Измерение характеристик пограничного слоя при трансзвуковых скоростях было сопряжено с известными трудностями, обусловленными интерференцией насадка и его поддерживающего устройства с моделью, а также ошибками в определении положения внешней границы пограничного слоя. В отдельных случаях интерференционные поправки к значению коэффициента поверхностного трения достигали 12% [1].

В качестве исходных данных для расчетов пограничного слоя принимались экспериментально измеренные распределения давления. Точка перехода в эксперименте фиксировалась с помощью турбулизатора при $\bar{x}=0,05$ на верхней поверхности и при $\bar{x}=0,18$ на нижней поверхности при значениях числа $M_\infty=0,6$ и $0,75$. При числе $M_\infty=0,8$ переход фиксировался при $\bar{x}=0,35$ и $0,18$ соответственно на верхней и нижней поверхностях профиля.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 1 приведены взятые из работы [1] экспериментальные эпюры $c_p(\bar{x})$ на верхней (эпюра имеет пиковый характер) и нижней поверхностях профиля DSMA 523 при числах $M_\infty=0,6$, $Re=4 \cdot 10^6$ и коэффициенте подъемной силы $c_y=0,58$. На рис. 2—7 приведены результаты расчетов характеристик пограничного слоя, выполненные по этим эпюрам с помощью методов I—IV. Измеренные в опыте на верхней поверхности распределения c_f (см. рис. 2), δ^* (см. рис. 3) и Θ (см. рис. 4) (они всюду нанесены звездочками) хорошо воспроизводятся всеми методами расчета, однако результаты расчетов по методу III несколько лучше согласуются с экспериментальными данными в центральной части профиля, а метод I лучше описывает распределения c_f , δ^* и Θ в кормовой части профиля. Хорошие результаты в распределении δ^* (см. рис. 3) дает и метод IV.

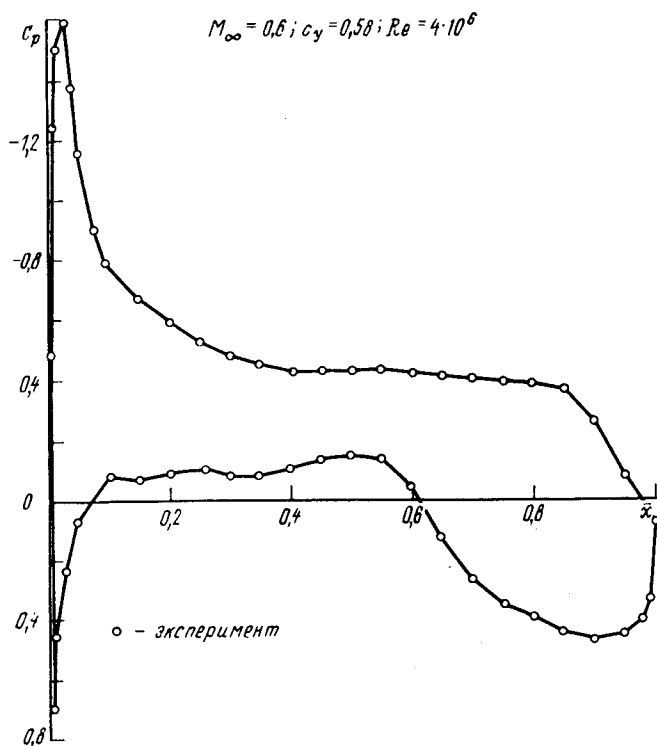


Рис. 1

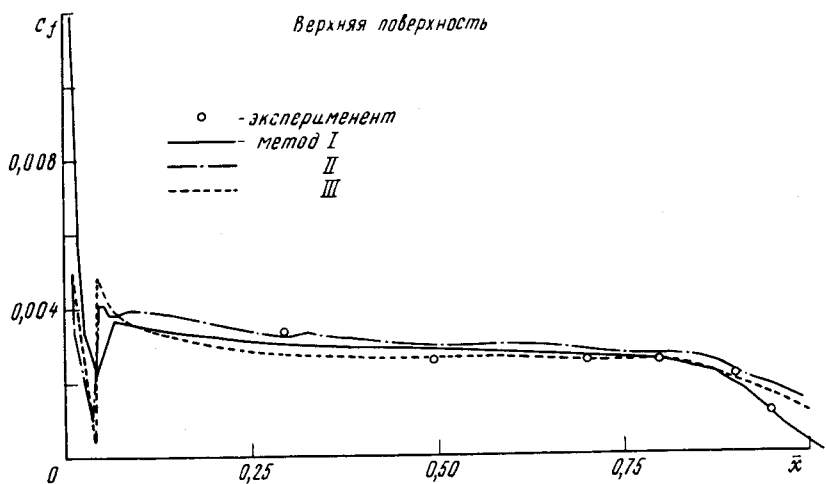


Рис. 2

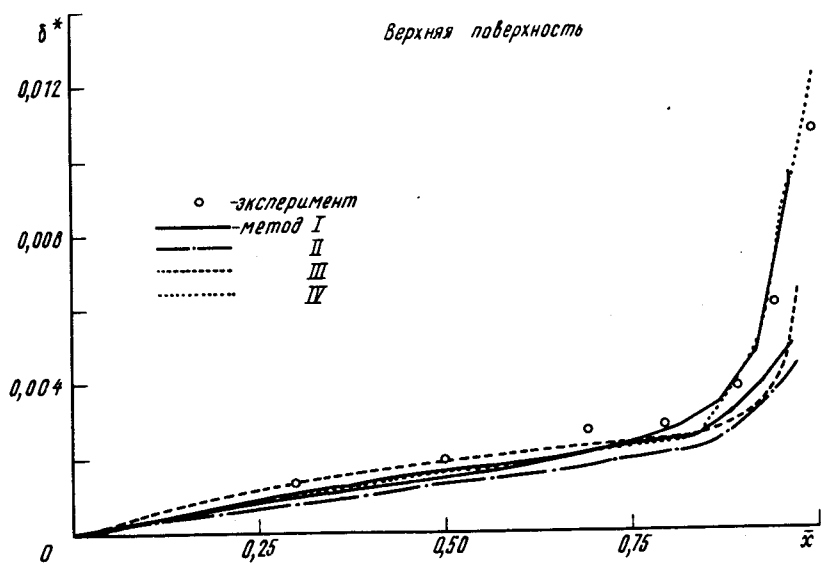


Рис. 3

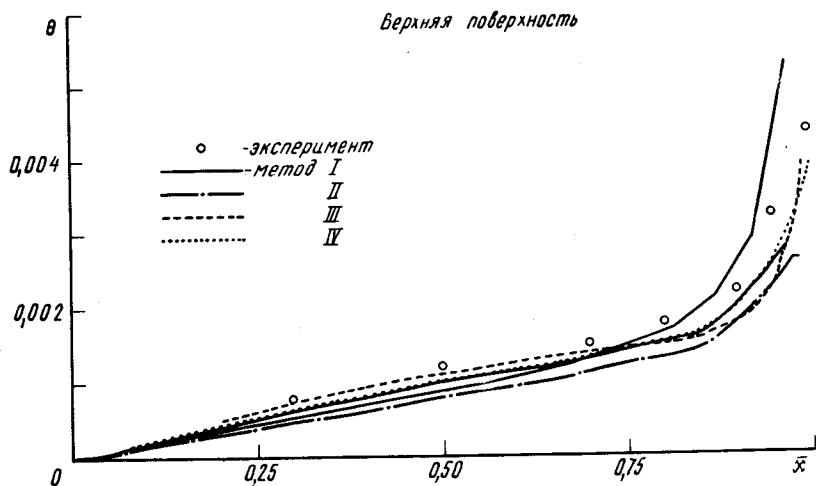


Рис. 4

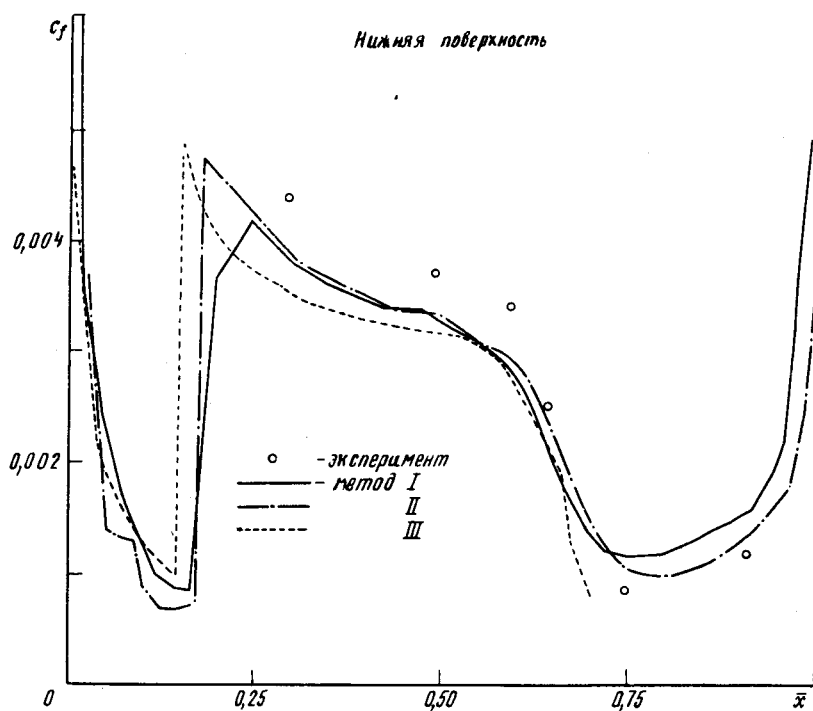


Рис. 5

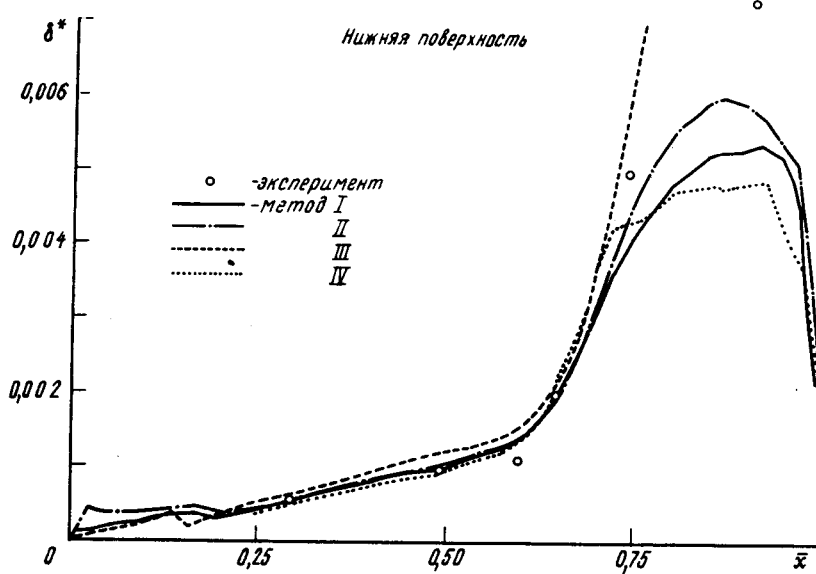


Рис. 6

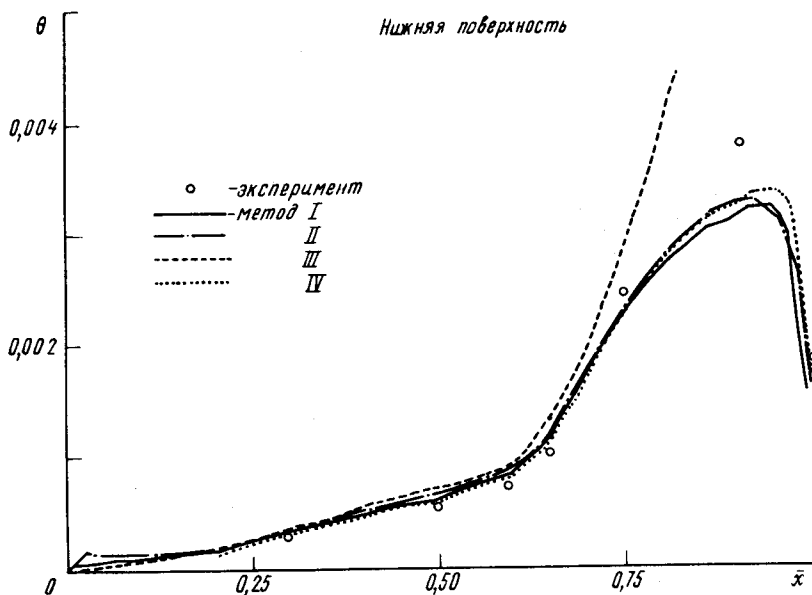


Рис. 7

На рис. 3 и 4 результаты расчета по методу I показаны дважды. Верхние кривые на обоих графиках соответствуют расчету по исходной, взятой из работы [1] (без учета) эпюре давления (на рис. 1 контрольные узлы на эпюре помечены кружками). Нижние кривые соответствуют расчету по эпюре с увеличенным приблизительно в два раза числом узлов. Эта эпюра используется также для расчета по методам II и IV. Как видно, наблюдается некоторый разброс результатов, особенно в кормовой области, где экспериментальные результаты ложатся посередине между данными первого и второго расчетов.

Измеренные на нижней поверхности распределения c_f , δ^* , Θ и результаты расчета этих характеристик указанными методами представлены на рис. 5—7. В средней части профиля (при $\bar{x} \lesssim 0,75$) методы I, II и IV дают приблизительно одинаковые результаты, причем наблюдается хорошее согласование рассчитанных и измеренных значений толщин δ^* и Θ и несколько худшее — значений коэффициента трения c_f .

В кормовой части профиля на нижней поверхности метод III прогнозирует отрыв турбулентного пограничного слоя, однако в эксперименте отрыв не наблюдается, так как в кормовой части был разгон потока (см. рис. 1) и толщина вытеснения начинала быстро уменьшаться (см. рис. 6), а коэффициент трения несколько увеличивался (см. рис. 5). Методы I, II и IV качественно отражают поведение характеристик пограничного слоя в этой области, причем метод II оказался лучшим, особенно для определения значений c_f и δ^* .

Для данного примера, в среднем, наилучшие результаты на верхней поверхности профиля дает метод I, а на нижней — метод II. Результаты простейшего из всех методов IV на верхней поверхности близки к результатам метода I при расчете δ^* и Θ всюду, а на нижней поверхности — близки к результатам метода II при расчете Θ всюду, а при расчете δ^* до $\bar{x} = 0,75$. Значения c_f , найденные методом IV, существенно хуже и здесь и ниже не приводятся.

На рис. 8 приведено взятое из работы [1] распределение коэффициента давления на верхней и нижней поверхностях профиля DSMA 523 при числах $M_\infty = 0,75$, $Re = 2 \cdot 10^6$ и $c_y = 0,58$. Эпюра давления имеет скачок уплотнения на

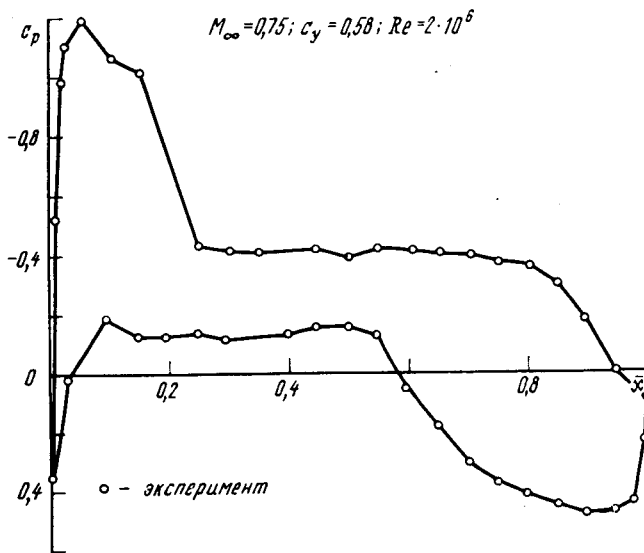


Рис. 8

верхней поверхности профиля при $\bar{x}_{ск} = 0,15 \div 0,25$. На рис. 9—13 приведены результаты расчетов характеристик пограничного слоя, выполненные по этому распределению давления. В целом, методы I, II и IV качественно воспроизводят результаты измеренных на верхней поверхности распределений c_f (см. рис. 9), δ^* (см. рис. 10) и Θ (см. рис. 11), причем наилучшее соответствие экспериментальным данным при всех \bar{x} демонстрирует метод II, метод I дает наилучшие результаты расчета c_f в кормовой части профиля (см. рис. 9), а метод IV завышает значения δ^* в кормовой области (см. рис. 10) и дает всюду несколько большие значения Θ (см. рис. 11) за счет излишнего приращения Θ на скачке.

На нижней поверхности профиля распределения δ^* (см. рис. 12) и Θ (см. рис. 13) были рассчитаны тремя методами—I, II и IV. Все они качественно отражают результаты, полученные в опыте, но существенно занижают значения δ^* и Θ в кормовой части профиля при $0,7 \leq \bar{x} \leq 0,9$. Наилучшие результаты, в целом, дает метод II.

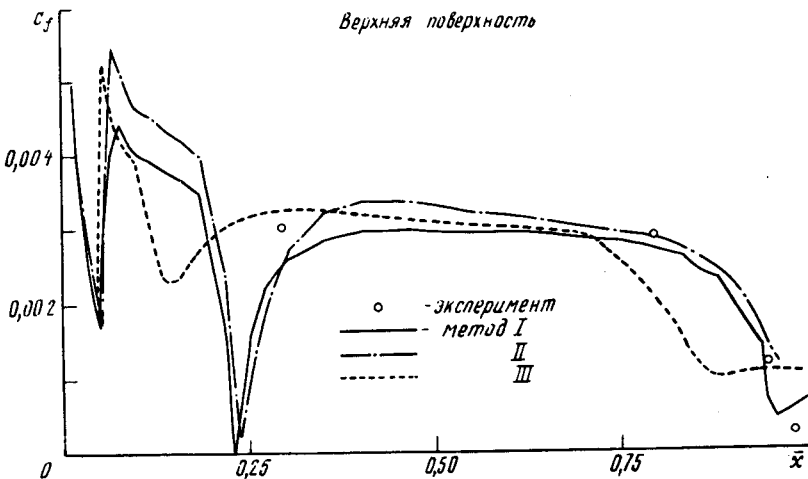


Рис. 9

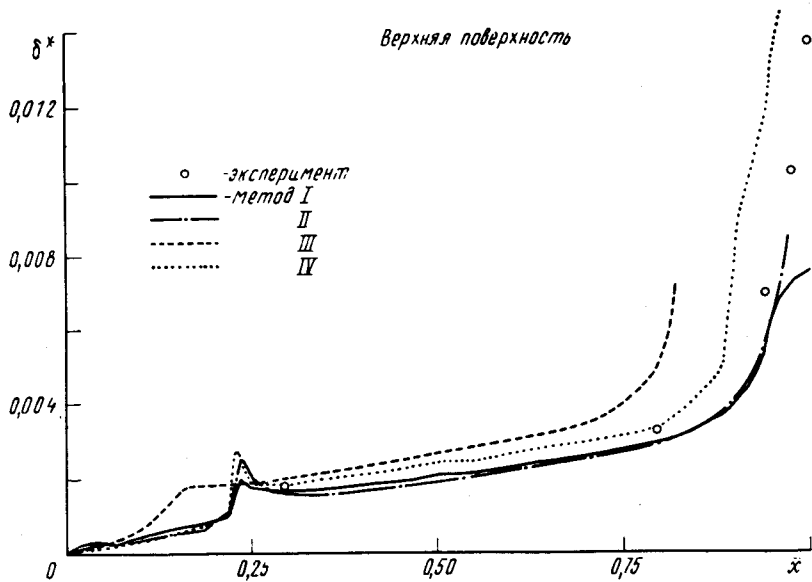


Рис. 10

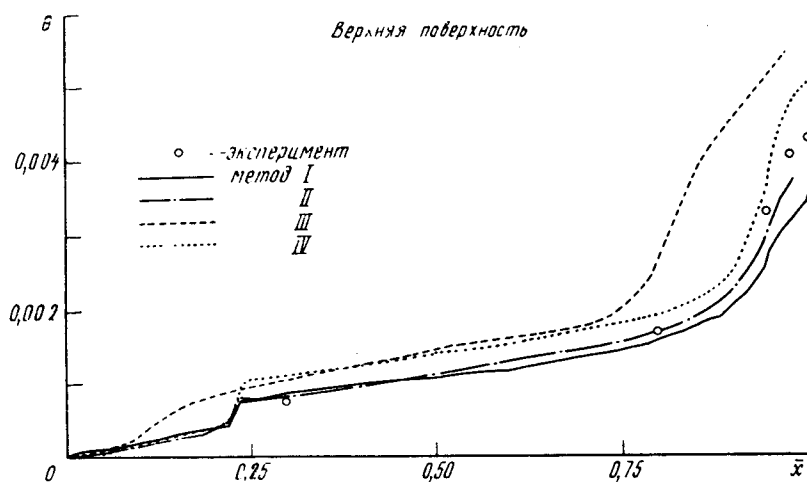


Рис. 11

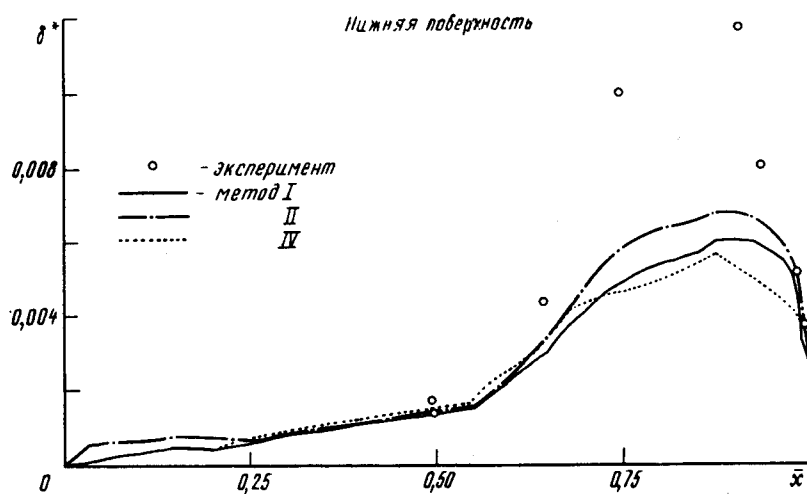


Рис. 12

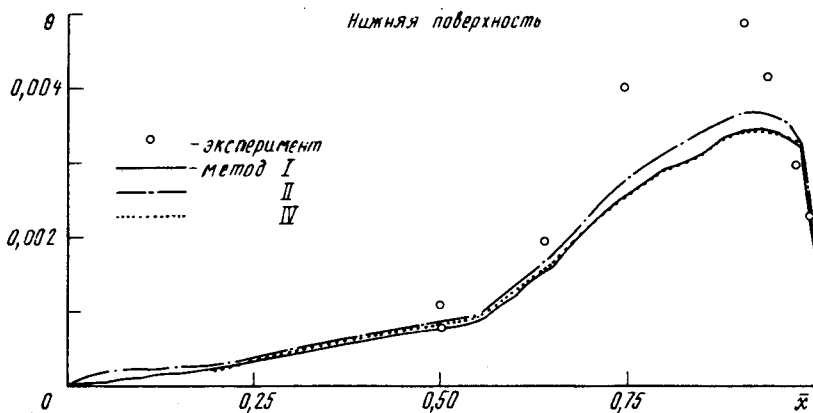


Рис. 13

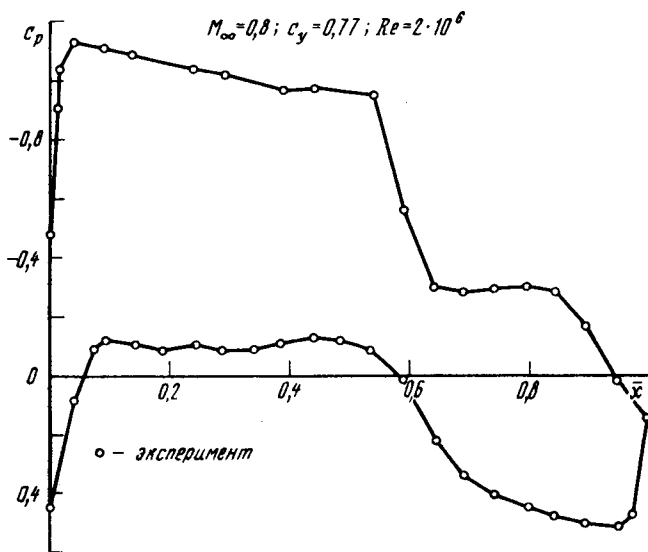


Рис. 14

На рис. 14 показано распределение давления на профиле DSMA 523 при числах $M_\infty = 0,8$, $Re = 2 \cdot 10^6$ и $c_y = 0,77$, экспериментально полученное в работе [1]. Результаты расчета даны лишь для верхней поверхности, так как эпюра давления на нижней поверхности почти не отличается от полученной при режиме $M_\infty = 0,75$, рассмотренном выше. Эпюра давления демонстрирует скачок при $\bar{x}_{ск} \approx 0,55 \div 0,65$.

На рис. 15 и 16 приведены распределения толщин δ^* и Θ , рассчитанные всеми четырьмя методами. Переход фиксирован при $\bar{x} = 0,35$. Методы I, II и IV качественно и количественно отражают поведение δ^* и Θ до скачка и за скачком уплотнения, причем метод I дает наилучшие результаты расчета δ^* , а IV — Θ . Метод IV несколько завышает значение δ^* в кормовой области, при $\bar{x} \geq 0,85$, а метод III дает неудовлетворительные результаты как при расчете δ^* , так и при расчете Θ за скачком уплотнения.

Итак, проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

Для пикового распределения давления по профилю наилучшие результаты, в целом, дает дифференциальный метод I Алберса — Грегга [2].

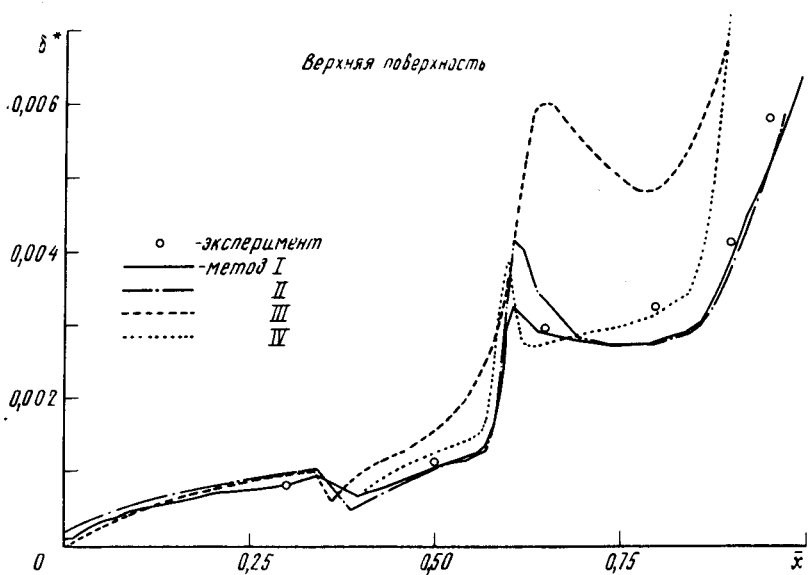


Рис. 15

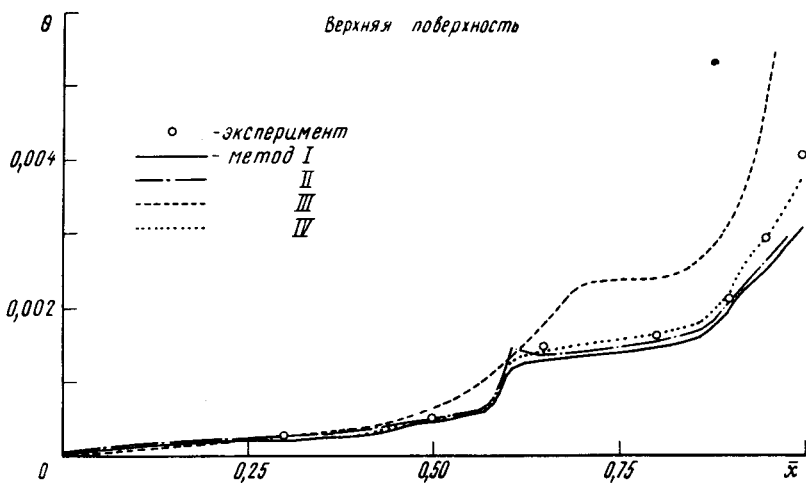


Рис. 16

Для эпюр с передним скачком уплотнения наилучшие результаты дает трехпараметрический интегральный метод II, в котором используются уравнения запаздывающей эжекции [3]. При этом метод I позволяет получить более точное распределение c_f в кормовой области.

Для эпюры давления с задним скачком уплотнения наилучшие результаты дают в равной степени методы I и II.

На нижней поверхности профиля на всех режимах наилучшие результаты получаются при расчете методом II.

Простейший из всех однопараметрический интегральный метод IV Нэша—Макдональда [5] дает сравнительно неплохие результаты для θ и в кормовой части несколько завышенные на верхней поверхности и заниженные на нижней для δ^* .

Требуется дополнительное экспериментальное и теоретическое изучение турбулентного пограничного слоя при больших положительных градиентах давления. Основной причиной расхождений результатов расчетов и опыта является несовершенство и необоснованность применения модели пограничного слоя в случаях сильного взаимодействия вязкой и невязкой областей течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Spoid F. W. a. o. Supercritical airfoil boundary layer measurements.—AIAA Paper, N 79—1501.
2. Albers J. A., Gregg J. L. Computer program for calculating laminar, transitional and turbulent boundary layers for a compressible axisymmetric flow.—NASA TN, 1974, D—7521.
3. Green J. E., Weeks D. J., Brooman J. W. F. Prediction of turbulent boundary layers and wakes in compressible flows by a lag-entrainment method.—RAF TR—72231 (ARC RM—3791), 1977.
4. Пономарев В. И., Глущенко Г. Н. Интегральный метод расчета плоского и осесимметричного сжимаемого пограничного слоя, основанный на комбинированном законе сопротивления трения и расчете эквивалентной пластины.—Труды ЦАГИ, 1985, вып. 2265.
5. Nash J. F., Macdonald A. G. J. The calculation of momentum thickness in a turbulent boundary layer at Mach numbers up to unity.—Aero. Res. Council C. P., 1967, N 963.
6. Stratford T. W. Calculation of skin friction in two-dimensional transonic turbulent flow.—AEDC—TR—79—12, 1979.
7. Lees L. The stability of the laminar boundary layer in a compressible flow.—NASA Rep., 1947, N 876.
8. Mellor G. L. The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall.—J. Fluid Mech., 1966, v. 24. *p. 2*
9. Вышинский В. В. Метод расчета околозвукового безотрывного обтекания тел вращения с учетом влияния вязкости.—Труды ЦАГИ, 1981, вып. 2109.
10. Kline S. J. a. o. Computation of turbulent boundary layers.—AFOSR—IFP—Stanford Conf. Proc., 1968.
11. Head M. R. Entrainment in the turbulent boundary layers.—ARC RM—3152, 1958.
12. Head M. R., Patel V. C. An improved entrainment method for calculating turbulent boundary layer development.—ARC RM—3643, 1969.
13. Monaghan R. J. Effects of heat transfer on laminar boundary layer development under pressure gradients in compressible flow.—ARC RM—3218, 1961.
14. Cohen C. B., Reshotko E. Similar solution for the compressible laminar boundary layer with heat transfer and pressure gradient.—NASA Rep., 1293, 1956.
15. Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырский П. И. Вычислительные методы.—М.: Наука, 1977.
16. Сасмен, Кресчи. Сжимаемый турбулентный пограничный слой с градиентом давления и теплообменом.—Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 1.
17. Nally W. D., Mc. Fortran program for calculating compressible laminar and turbulent boundary layers in arbitrary pressure gradients.—NASA TN, 1970, D—5681.
18. Delerg J. Recherches sur l'interaction oude de choc-couche limite turbulente.—La recherche aérospatiale, 1977, N 6.