

УДК 532.526.5

© 1993 г. А. Г. ЗАХАРОВ, В. Е. КОВАЛЕВ, С. Ф. КОНОВАЛОВ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБТЕКАНИЯ СКОРОСТНОГО ЭЛЕКТРОПОЕЗДА ПРИ НАЛИЧИИ ОТРЫВОВ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Рассматривается подход к задаче численного исследования пространственного обтекания скоростного электропоезда, в том числе при наличии отрывов турбулентного пограничного слоя.

Получившие широкое распространение в авиации методы расчета трехмерных потенциальных течений [1—3] позволяют оценивать характер распределения давления на элементах аэродинамической компоновки с безотрывным обтеканием. Характерным отличием компоновки электропоезда от авиационной с точки зрения аэродинамики является наличие значительных отрывных зон, минимизация которых и определяет в конечном счете степень ее совершенства. При анализе обтекания компоновок перспективных скоростных электропоездов необходимы расчеты как безотрывных течений, так и сложных трехмерных отрывных течений. На реальных конфигурациях могут иметь место отрывные течения в области кормовой части электропоезда, замкнутые срывные зоны — в областях значительного локального повышения давления (например, зоны резкого изменения кривизны обводов головной части). Решение этих вопросов в общем случае требует анализа полных нестационарных уравнений Навье — Стокса. Методы решения этих уравнений на основе гипотезы о каскадном процессе передачи турбулентной энергии, обуславливающие чрезвычайно высокие требования к ресурсам памяти и быстродействию ЭВМ, находятся на начальной стадии разработки и пока далеки от практических приложений.

В данной работе для расчета аэродинамических характеристик скоростного электропоезда с учетом вязкости используется метод вязко-невязкого взаимодействия [4, 5], который является следствием решения уравнений Навье — Стокса путем разложения для больших чисел Рейнольдса (метод сращиваемых асимптотических разложений [6]). Алгоритм расчета этим методом сводится к определению потенциального течения, решению уравнений пограничного слоя по заданному распределению давления, расчету нормальных скоростей на поверхности тела и следа, моделирующих влияние пограничного слоя на внешнее течение, и последующему расчету потенциального обтекания.

Поскольку поток можно считать несжимаемым, для расчета потенциального обтекания электропоезда используется панельный метод.

Расчет вязкого обтекания строится на основе усовершенствованного панельного метода расчета невязкого течения и обратного конечно-разностного метода расчета трехмерного пограничного слоя.

Приводятся результаты расчетов пространственного обтекания двух компоновок перспективного скоростного электропоезда с учетом влияния близости поверхности земли для скорости $V_\infty = 300$ км/ч и единичного числа Рейнольдса $Re = 5,6 \cdot 10^6 m^{-1}$. Показано преимущество одной из двух близких конфигураций скоростного электропоезда с точки зрения безотрывного характера обтекания головного локомотива и меньшей интенсивности диффузорных отрывов в кормовой области хвостового локомотива. На одном из исследованных вариантов обнаружена локальная срывная зона на боковых ребрах лобового участка головного локомотива.

1. Постановка задачи потенциального обтекания тела и метод расчета. Расчет невязкого обтекания скоростного электропоезда строится на основе усовершенствованного панельного метода.

Рассматривается задача о безотрывном стационарном обтекании компоновки дозвуковым однородным потоком невязкого совершенного газа. Используется

прямоугольная система координат X, Y, Z , связанная с электропоездом: ось X направлена вдоль состава, а плоскость $z = 0$ совпадает с плоскостью симметрии компоновки.

Для потенциального обтекания тела потоком несжимаемой жидкости справедливо уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.1)$$

которое является точным уравнением для потенциала возмущенной скорости. При этом потенциал возмущенной скорости должен удовлетворять определенным граничным условиям на поверхности тела, к числу которых относится условие непротекания

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{U} = -n_x \cos \alpha - n_y \sin \alpha = 0 \quad (1.2)$$

где n_x, n_y — составляющие единичного вектора внешней нормали к поверхности тела \mathbf{n} ; $\mathbf{U} = \text{grad } \varphi$ — вектор возмущенной скорости, отнесенный к скорости набегающего потока.

Решение уравнения Лапласа определяется формулой Грина

$$\varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_b} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_Q \frac{dS(Q)}{R} + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_b + S_v} \varphi(Q) \left(\frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{R} \right)_Q dS(Q) \quad (1.3)$$

$$R(P, Q) = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2]^{1/2}$$

Здесь $P(x, y, z)$ — некоторая точка, находящаяся в потоке; $Q(\xi, \eta, \zeta)$ — текущая точка, принадлежащая поверхности тела S_b или вихревой пленке S_v , создаваемой несущими поверхностями; R — расстояние между точками Q и P .

В настоящей работе рассматривается безциркуляционное обтекание тела. В этом случае соотношение (1.3) принимает вид

$$\varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_b} \sigma(Q) \frac{dS(Q)}{R}, \quad \sigma(Q) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_Q \quad (1.4)$$

Предельным переходом в (1.2) после подстановки (1.4) при стремлении точки P к поверхности тела трехмерная задача обтекания сводится к решению двумерного интегрального уравнения Фредгольма второго рода, которое в свою очередь сводится к системе линейных алгебраических уравнений.

В усовершенствованном панельном методе распределение плотности источников по поверхности тела аппроксимируется некоторым приближенным распределением по панелям [3]. Сами панели представляют собой плоские четырехугольные элементы, аппроксимирующие поверхность тела.

Интенсивность распределения источников на каждой панели пропорциональна некоторой неизвестной постоянной, поэтому и возмущенная скорость, создаваемая источниками на каждой панели, пропорциональна этой же постоянной, т. е.

$$\Delta U_i = \Delta U'_i \sigma_i$$

Здесь ΔU_i — вектор возмущенной скорости в произвольной точке, создаваемой источниками на i -й панели; $\Delta U'_i$ — вектор возмущенной скорости в произвольной точке, создаваемой источниками единичной интенсивности на i -й панели; σ_i — неизвестная постоянная, характеризующая интенсивность источников на i -й панели.

Таким образом, число неизвестных постоянных на каждом элементе тела совпадает с числом панелей. Полный вектор возмущенной скорости U_j , создаваемой в контрольной точке j -й панели источниками неизвестной интенсивности на всех панелях, можно представить в виде

$$U_j = \sum_{i=1}^N \Delta U'_i \sigma_i \quad (1.5)$$

где N — число всех панелей; ΔU_j — вектор возмущенной скорости в контрольной точке j -й панели, создаваемой источниками на i -й панели при $\epsilon_i = 1$.

Подстановка соотношения (1.5) в левую часть уравнения (1.2) позволяет получить замкнутую систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных постоянных ϵ_i

$$A\epsilon = U_n$$

Здесь A — квадратная матрица, образованная элементами A_{ij} ; ϵ , U_n — столбцы матрицы, образованные соответственно элементами ϵ_m , U_m .

Если порядок этой системы невысок, то для решения используется метод Гаусса. В системе высокого порядка применяется итерационный метод Якоби.

Поле давлений, полученное на основании уравнения Бернулли в соответствии с точным решением для изэнтропийного течения несжимаемой жидкости

$$c_p = 1 - V^2$$

используется при решении уравнений пограничного слоя.

2. Постановка задачи трехмерного турбулентного пограничного слоя и метод решения. Исходная система дифференциальных уравнений, описывающая течение газа в трехмерном пограничном слое, имеет вид [9]

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u h_2 \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w h_1 \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial y} (\langle \rho v \rangle h_1 h_2 \sin \theta) = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{u}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{w}{h_2} \frac{\partial u}{\partial z} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial u}{\partial y} - \rho k_1 u^2 \operatorname{ctg} \theta + \rho k_2 w^2 \operatorname{csc} \theta + \rho k_{12} u w = \\ = - \frac{\operatorname{csc}^2 \theta}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\operatorname{ctg} \theta \operatorname{csc} \theta}{h_2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} - \langle \rho u' v' \rangle \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{u}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x} + \rho \frac{w}{h_2} \frac{\partial w}{\partial z} + \langle \rho v \rangle \frac{\partial w}{\partial y} - \rho k_2 w^2 \operatorname{ctg} \theta + \rho k_1 u^2 \operatorname{csc} \theta + \rho k_{21} u w = \\ = \frac{\operatorname{ctg} \theta \operatorname{csc} \theta}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\operatorname{csc}^2 \theta}{h_2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} - \langle \rho w' v' \rangle \right) \end{aligned}$$

$$\langle \rho v \rangle = \rho v + \langle \rho' v' \rangle$$

Координата y направлена по нормали к поверхности электропоезда, переменные x , z определяют систему неортогональных координатных линий с углом $\theta(x, z)$ между ними на поверхности, u , v , w — составляющие вектора скорости по координатам x , y , z , ρ — плотность, p — давление, μ — коэффициент динамической вязкости, $h_1 = dS_1/dx$, $h_2 = dS_2/dz$ — метрические коэффициенты. Параметры k_1 , k_2 , k_{12} , k_{21} характеризуют кривизны координатных линий $z = \operatorname{const}$, $x = \operatorname{const}$.

Распределение температуры в пограничном слое рассчитывается с помощью интеграла Крокко для теплоизолированной стенки [10]

$$\frac{T}{T_s} = 1 + 0,2rM \left[1 - \left(\frac{u_t}{u_{te}} \right)^2 \right], \quad u_t = (u^2 + w^2 + 2uw \cos \theta)^{1/2}$$

где $r = 0,84$ — для ламинарных течений; $r = 0,89$ — для турбулентных течений; M — число Маха на внешней границе пограничного слоя.

Для замыкания системы (2.1) используется концепция турбулентной вязкости, согласно которой связь между касательными напряжениями Рейнольдса и профилем скорости осредненного течения выражается следующим образом:

$$-\langle \rho u' v' \rangle = \rho \epsilon_m \frac{\partial u}{\partial y}, \quad -\langle \rho w' v' \rangle = \rho \epsilon_m \frac{\partial w}{\partial y}$$

Используется двухслойная модель турбулентной вязкости Себеси — Смита, модифицированная для расчета отрывных течений [9, 14].

Кроме условия прилипания на поверхности $y = 0$, $u = v = w = 0$ в случае решения прямой задачи задаются компоненты скорости на внешней границе пограничного слоя $y = \delta$, $u = u_e(x, z)$, $w = w_e(x, z)$, в случае решения обратной задачи задаются либо компоненты толщины вытеснения, либо компоненты трения на поверхности c_{fx} , c_{fz} . Для обратной задачи возможна постановка комбинированных граничных условий, например когда заданы компоненты c_{fx} и w_e .

В качестве начальных условий для расчета параметров течения в передней критической точке используется система уравнений, описывающая течение около пространственной критической точки. Для расчета начальных условий в плоскости симметрии — система уравнений для плоскости симметрии.

В областях с возвратными течениями для уравнений импульса используется аппроксимация Райхнера и Флюгге — Лотц [11]. Смысл этого приближения — в исключении конвективного члена. При этом появляется возможность проводить расчет пограничного слоя в отрывных областях маршевым методом при интегрировании против потока.

В данной работе предложена конечно-разностная схема расчета трехмерного ламинарного и турбулентного пограничного слоя, в которой по поперечной координате используется схема Келлера [9, 12], а в плоскости, параллельной поверхности, используется схема «предиктор-корректор» [8].

Сначала в результате введения двухкомпонентного вектора функции тока система (2.1) приводится к двум уравнениям третьего порядка. Далее полученная система, согласно подходу Келлера, преобразуется к системе из шести нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, которая численно интегрируется на основе метода «предиктор-корректор» и схемы Келлера.

На шаге «предиктор» производные по x аппроксимируются односторонними разностями. Шаг «предиктор» осуществляется вдоль всей линии $x = \text{const}$, при этом определяются параметры в промежуточных узлах $n-1/2$, m (индекс n соответствует x -координате, индекс m — z -координате). Далее на шаге «корректор» с использованием центральных разностей определяются параметры на слое n , m . На обоих шагах конечно-разностная аппроксимация системы нелинейных дифференциальных уравнений приводит к системе линейных алгебраических уравнений, имеющей трехдиагональную блочную структуру (с блоками 6×6), которая эффективно решается блочным методом исключения Гаусса.

Рассмотренный метод расчета параметров пограничного слоя обладает рядом преимуществ по сравнению с конечно-разностными методами, построенными на основе шаблонов Келлера — Себечи и «зигзаг» [5, 9, 13]. Во-первых, он приводит к системе линейных алгебраических уравнений и, как следствие, к безытерационному алгоритму; во-вторых, расчет коэффициентов этой системы менее трудоемок. Наконец, поскольку область зависимости, соответствующая шаблону «предиктор-корректор», достаточно велика, отпадает необходимость в смене шаблона при изменении направления местной скорости.

При решении обратной задачи компоненты скорости, а следовательно, и градиенты давления dp/dx и dp/dz на внешней границе пограничного слоя неизвестны, они добавляются в качестве неизвестных. Для замыкания системы уравнений рассматриваются еще два уравнения, связывающие скорость на внешней границе с градиентами давления (здесь используются уравнения Бернулли в предположении изэнтропичности течения).

Система линейных алгебраических уравнений, полученная в результате конечно-разностной аппроксимации и последующей линеаризации исходной системы (2.1), в соответствии с методом Келлера, может быть записана в компактной матрично-векторной форме

$$D \cdot \Delta = R + \frac{\partial p}{\partial x} R_x + \frac{\partial p}{\partial z} R_z \quad (2.2)$$

Матрица D имеет блочную трехдиагональную структуру.

Вектор Δ (решение системы уравнений (2.2)) представляется в виде суммы трех векторов [14]

$$\Delta = Y + \frac{\partial p}{\partial x} X + \frac{\partial p}{\partial z} Z$$

Здесь Y, X, Z — решения систем уравнений, различающихся только правыми частями

$$D \cdot Y = R_y, \quad D \cdot X = R_x, \quad D \cdot Z = R_z$$

При решении обратной задачи с заданным коэффициентом трения система уравнений (2.2) дополняется двумя граничными условиями, связывающими заданные компоненты коэффициента трения с соответствующими искомыми сеточными функциями на стенке.

Этот алгоритм может быть применен для расчета как безотрывных пограничных слоев, так и пограничных слоев с отрывом и присоединением. Для расчета отрывных течений применяется аппроксимация Райхнера и Флюте — Лотц [11].

Аналогично при решении обратной задачи с заданной толщиной вытеснения система уравнений (2.2) дополняется двумя граничными условиями для обратной задачи, связывающими заданные компоненты толщины вытеснения с соответствующими искомыми сеточными функциями на внешней границе пограничного слоя.

Отметим, что в данном методе в качестве граничных условий задаются одна из компонент c_{fx} или δ_x^* и значение поперечной скорости $w_e(x, z)$. Эта постановка используется при решении задачи вязкого обтекания скоростного электропоезда.

В рассмотренной постановке экранирующее воздействие плоскости поверхности земли на обтекание электропоезда учитывается только в потенциальной части задачи. Вязкое течение в пространстве между корпусом электропоезда и движущимся (в системе координат, связанной с электропоездом) экраном поверхности земли не рассчитывается.

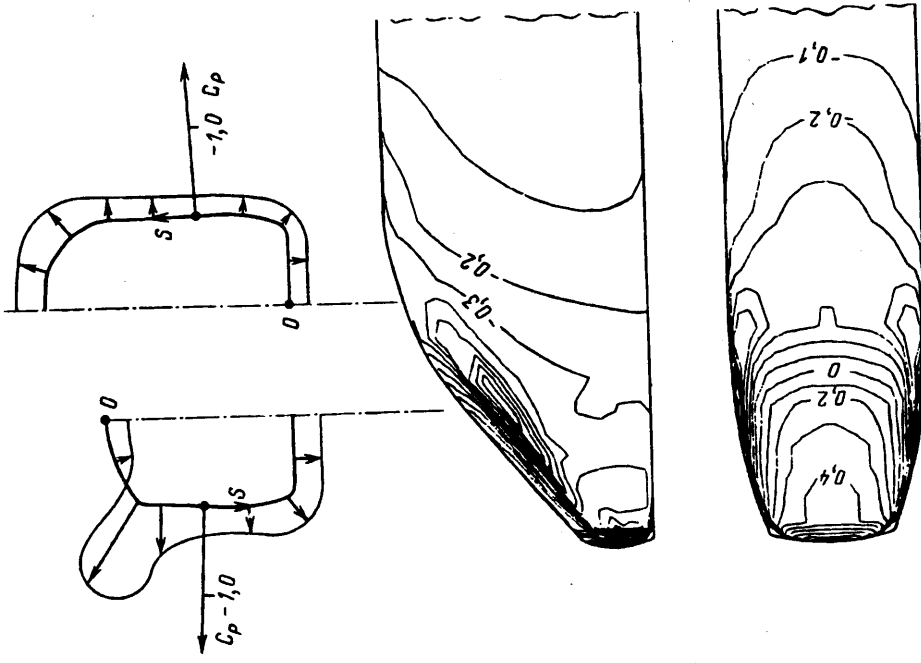
3. Результаты расчетов. Расчетные исследования проведены для двух вариантов головных (кормовых) частей локомотива скоростного электропоезда, различающихся формой и величиной относительного удлинения (фиг. 1, 2). Характерной особенностью рассмотренных компоновок является достаточно резкое изменение кривизны поперечных сечений в районе двух продольных ребер, расположенных по бокам головных (кормовых) участков локомотива.

Расчеты, проведенные для скорости $V_\infty = 300$ км/ч с учетом близости поверхности земли (отношение расстояния до экрана h к высоте электропоезда H составляло $h/H = 0,001$), позволили выявить влияние формы головной части на характер обтекания локомотива. Сопоставление изобар на поверхности и эпюр распределения давления в поперечных сечениях по длине двух вариантов головных частей электропоезда (фиг. 1, 2) указывает на более благоприятный режим обтекания локомотива II (фиг. 2). Для него характерна более разреженная картина линий равного давления с меньшими значениями пиков разрежения и меньшими градиентами давления в зоне торможения, а следовательно, и меньшей вероятностью возникновения отрывов. Наиболее ярко указанное преимущество проявляется в районе боковых ребер локомотива.

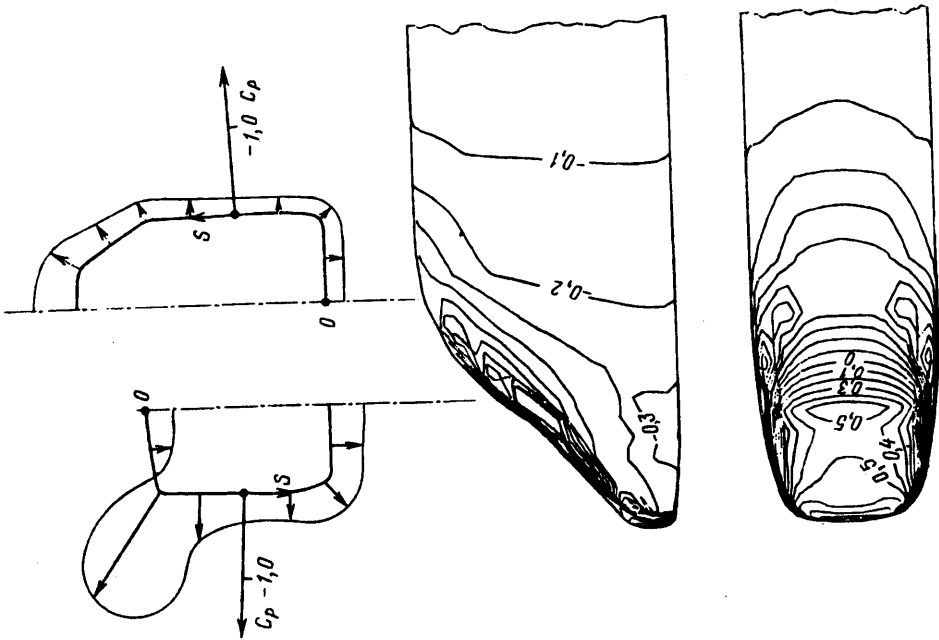
Фигура 3 иллюстрирует влияние поверхности земли на распределенные аэродинамические характеристики в плоскости симметрии локомотива I. Распределение коэффициента c_p по верхнему обводу приведено на фиг. 3а, по нижнему — на фиг. 3, б. Отношение L/H вычислено по длине L сцепленных носового и хвостового локомотивов. Кривым 1—3 соответствует отношение $h/H = 0,001, 0,031, 0,063$. Кривая 4 соответствует расчету обтекания без учета экрана.

Анализ приведенных зависимостей показывает, что если для верхней поверхности локомотива влияние поверхности земли практически не проявляется, то для нижней оно значительно. Следствием неблагоприятного увеличения пика разрежения при уменьшении расстояния до поверхности земли может быть усиление отрывных явлений на элементах шасси и, как следствие, увеличение сопротивления локомотива, а также существенное динамическое воздействие на покрытие железнодорожного полотна.

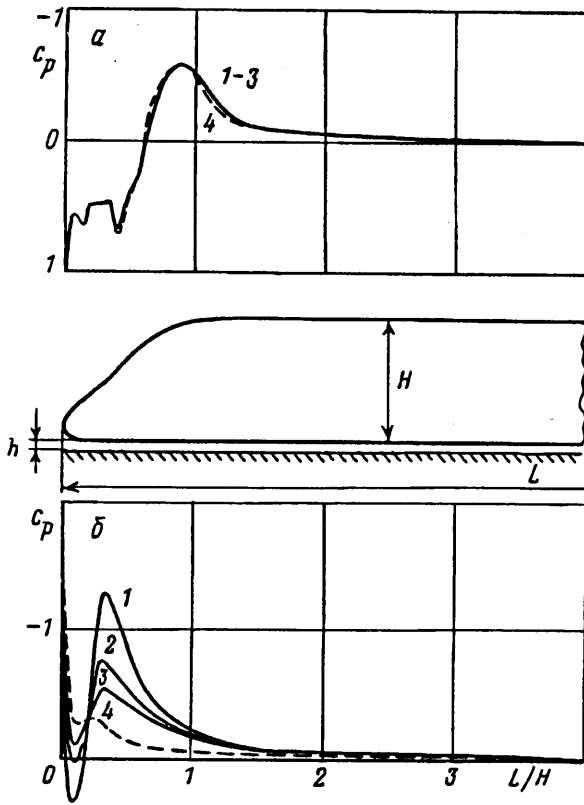
Расчет параметров пограничного слоя проводился для единичного числа Рейнольдса $Re = 5,6 \cdot 10^6$ м⁻¹. Зависимость коэффициента сопротивления трения по длине спаренных локомотивов (носового и хвостового) $c_f \sqrt{Re} = f(L/H)$ приведена на фиг. 4. Здесь сплошная кривая соответствует локомотиву I, пунктирная —



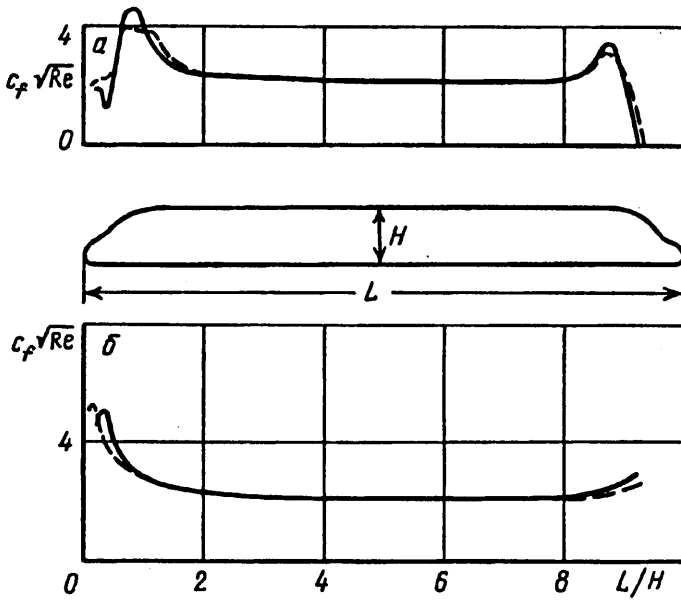
Фиг. 2



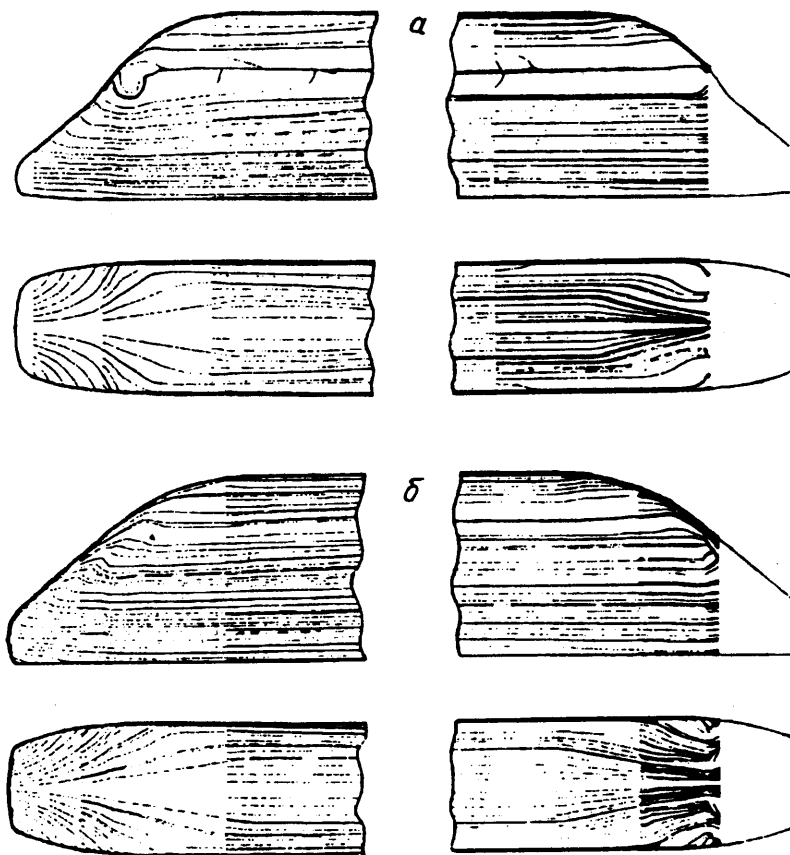
Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

локомотиву II. Большое удлинение лобового (кормового) участка локомотива II и отсутствие двойной кривизны в продольном направлении обеспечивают ему менее напряженные условия формирования пограничного слоя. При этом минимум коэффициента трения в районе лобового стекла локомотива I указывает на возможность возникновения локального отрыва в этой области, а нулевое значение коэффициента трения в кормовой части — на более ранний по сравнению с локомотивом II диффузорный отрыв.

Анализ поведения предельных линий тока (фиг. 5, а) показывает, что на боковых ребрах лобового участка локомотива I имеет место явно выраженный локальный отрыв потока, приводящий к образованию замкнутой срывной зоны, тогда как у локомотива II таковая отсутствует (фиг. 5, б). Кормовые участки исследованных вариантов локомотивов находятся в зоне интенсивных диффузорных отрывов. Картина предельных линий тока указывает на достаточно сложный характер отрыва пограничного слоя в этой области с формированием вихревых жгутов вдоль боковых ребер кормовых частей. При этом расчетная линия отрыва пограничного слоя у локомотива II располагается несколько ниже по потоку, чем у локомотива I, что в конечном итоге приводит к меньшей величине аэродинамического сопротивления.

Необходимо отметить, что топология трехмерного вязкого течения в хвостовой части электропоезда имеет сложный характер и в данной работе подробно не анализируется, так как не удалось получить устойчивого численного решения на всей поверхности корпуса. Сравнительный анализ с точки зрения отрыва

потока проводится только для течения в плоскости симметрии, где отрыв идентифицируется с точкой, в которой коэффициент трения обращается в нуль.

Таким образом, рассмотренная процедура расчета аэродинамических характеристик скоростного электропоезда позволяет получить достаточно подробную информацию о характере пространственного обтекания различных аэродинамических компоновок. При этом практический интерес представляет сравнительный анализ близких конфигураций, который, как в случае приведенного примера, позволяет сделать выбор наиболее совершенной аэродинамической компоновки — локомотива 2-го варианта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hess J. L. Calculation of potential flow about arbitrary three-dimensional lifting bodies//Douglas Aircraft. Comp. Rep. MDC J. 1972. № 5679—01. 160 p.
2. Woodward F. A. Improved method for the aerodynamics analysis of wing-body-tail configurations in subsonic and supersonic flow. Pt 1. Theory and application//NASA. CR. 1973. № 2228. 126 p.
3. Жилин Ю. Л., Захаров А. Г., Рожков Р. А. Расчет аэродинамических характеристик комбинации «крыло+фюзеляж+оперение+подвески или гондолы двигателей с протоком на пилонах» при до- и сверхзвуковых скоростях усовершенствованным панельным методом//Тр. ЦАГИ. 1988. Вып. 2347. 37 с.
4. Olson L. E., Dvorak F. A. Viscous/potential flow about multi-element two-dimensional and infinite-span swept wings: Theory and experiment//AIAA Pap. 1976. № 18. P. 9.
5. Lynch F. T. Recent application of advanced computational methods in aerodynamics design of transport aircraft configuration//Aeronaut. Journal. 1978. V. 82. № 816. P. 503—516.
6. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 310 с.
7. Le Baleur J. C. Strong matching method for computing transonic viscous flow including wakes and separations. Lifting airfoils//Rech. Aerospatiale. 1981. № 3. P. 161—185.
8. Kovalev V. E., Karas O. V. Calcul de l'écoulement transsonique autour d'une aile compte tenu des effets visqueux et de l'existence de zones décollees minces//Rech. Aerospatiale. 1991. № 1. P. 1—15.
9. Cebeci T., Kaup K. A., Ramsey J. A. A general method for calculating three-dimensional compressible laminare and turbulent boundary layers on arbitrary wings//NASA. CR. 1977. № 2777. 79 p.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
11. Reyhner T. A., Flügge-Lotz I. The investigation of a shock wave with a laminar boundary layer//Int. J. Non-Linear Mech. 1968. V. 3. № 2. P. 173—199.
12. Keller H. B. Numerical methods in boundary-layer theory//Ann. Rev. Fluid Mech. 1976. V. 10. P. 417—433.
13. Смит П. Д. Численный расчет трехмерных пограничных слоев//Трехмерные турбулентные пограничные слои//Под ред. Х. Фернхольца и Е. Краузе. М.: Мир, 1985. С. 259—275.
14. Cebeci T., Keller H. B., Williams P. G. Separating boundary layer flow calculations//J. Comput. Phys. 1979. V. 31. № 3. P. 363—378.

Москва

Поступила в редакцию
26.III.1992