

УДК 532.529.5

ОБТЕКАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОЕЗДА В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

Файзибаев Ш.С., Исанов Р.Ш., Егамбердиев Б.Б.

Ташкентский институт инженеров железнодорожного транспорта, Ташкент,
e-mail: sherzod_fayzibaev@mail.ru, r.isanov@tashiit.uz, egamberdiyevb@gmail.com.

Рассмотрена стационарная задача при движении скоростного и высокоскоростного поезда на прямолинейных рельсах в горизонтальной плоскости. Получены результаты поля скоростей в горизонтальной плоскости для случая $0,25 < M < 1$, т.е. дозвуковой скорости. Определено скорость частиц воздуха на свободной поверхности, а также поле скоростей частиц воздуха в области течения G_z .

Ключевые слова: стационарность, прямолинейные рельсы, горизонтальная плоскость, свободная поверхность, частицы воздуха, область течения, сжимаемость воздуха, поля скоростей

AIR BYPASS FOR THE HIGH-SPEED TRAIN TRAVELLING ON A HORIZONTAL PLANE

Fayzibaev S.S., Isanov R.S., Egamberdiyev B.B.

Tashkent Institute of Railway Engineering, Tashkent,
e-mail: sherzod_fayzibaev@mail.ru, r.isanov@tashiit.uz, egamberdiyevb@gmail.com.

The article analyses the stationary task of the movement of a speed- and high-speed train in a direct line on horizontal plane. Results were attained for the field of speed on horizontal plane in the case of $0,25 < M < 1$, that is, subsonic speed. The article determined the speed of air particles on free surface, as well as the field of speed of air particles in the G_z zone of air flow.

Keywords: stationary, direct line, horizontal plane available surface, partied of air, the area of the current, compressibility of air, the speed area

Допустим что, поток воздуха образует скоростной поезд со скоростью $V_n = \text{const}$

Целью рассматриваемой задачи является определение распределения скоростей потока воздуха и давление частиц воздуха в окружающем регионе (вокруг движущихся вагонов поезда), а также коэффициент сопротивления движению поезда образованной за счет возмущения при движении поезда в безграничной воздушной среде.

Предполагается, что возникшее возмущенное движение воздуха потенциальное, стационарное. Рассматривается движение скоростного поезда дозвуковое и поэтому полагается учесть сжимаемость воздуха. Также предполагается, что на расстоянии H от боковой стенки поезда скорость частиц воздуха будет намного меньше, чем скорость поезда.

Ранее была решена аналогичная задача для воздушного потока в вертикальной плоскости [3]. Далее эту задачу решим для горизонтальной плоскости с целью определения поля скоростей в горизонтальной плоскости. Предполагается, что процесс в воздухе политропический, т.е. давление и плотность воздуха удовлетворяет закон политропии.

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n, \quad (1)$$

где P, ρ – давление и плотность частиц воздуха, P_0, ρ_0 – давление и плотность частиц воздуха неподвижности и состояния (параметры торможения), n – показатель политропии.

В работе [1] предложен метод решения задачи о течении сжимаемой жидкости с образованием свободной поверхности или поверхности при дозвуковом течении жидкостей. Получены выражения для давления, плотности давления и температуры. При существовании интеграла Бернулли [1] в виде

$$p = p_0 \left[1 - \frac{n-1}{n+1} M^2(x, y) \right]^{\beta+1} \quad (2)$$

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \frac{n-1}{n+1} M^2(x, y) \right]^{\beta}, \quad (3)$$

$$T = T_0 \left[1 - \frac{n-1}{n+1} M^2(x, y) \right], \quad (4)$$

полагается, что

$$M < \sqrt{\frac{n-1}{n+1}},$$

где $\beta = \frac{1}{n-1}$, P_0, ρ_0, T_0 – параметры воздуха в положении равновесия, n – показатель

политропии, $M = \frac{V}{a}$ – число Маха, a – скорость распространения малых возмущений в воздухе, $V^2 = u^2 + v^2$ где u, v – компоненты вектора \vec{V} скорости частиц воздуха.

Для решения этой задачи, ниже рассмотрим струйную модель Кирхгофа, где отсутствуют кавитации.

Поскольку в определенном расстоянии от линии ($y = h$) скорость частиц воздуха возникшее за счет движения поезда становятся малым, а при $y > h$ скорости частиц воздуха становятся равным нулю, поэтому за модель струйного течения воздуха, применим модель Кирхгофа-Гельмгольца. С увеличением скорости поезда как впереди, так и сзади поезда возникают зоны отрыва, более сложные струйные модели Тулина, Лаврентьева, Эфроса, Жуковского, Чаплыгина и другие (см. [1]).

Ниже рассматриваемая задача предварительно решается. Для случая когда воздух несжимаем, т.е. когда число Маха удовлетворяет условию $M < 0,25$. Далее пользуясь этим решением, определяется поле скоростей для случая, $0,25 < M < 1$ т.е. дозвуковой скорости.

Областью движения воздуха будет G_z ограниченные твердыми границам AB, BC, CD и E – и свободная поверхность DE . Поскольку свободная поверхность DE форма которой определяются в процессе решения.

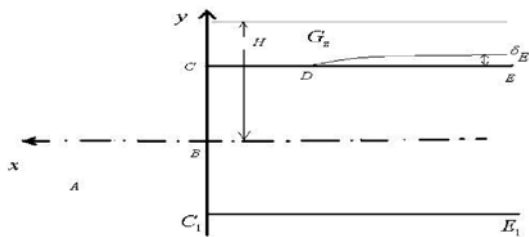


Рис. 1

В зависимости от скорости поезда точка отрыва потока воздуха с поверхности поезда сдвигается к точке C рис. 1.

Введем область G_0 действительная ось области G_0 (при $\eta = 0, -\infty < \xi < \infty$) соответствуют границе области течения G_z . Для этого предварительно задача решается в канонической области G_0 , а далее определяется функция $z(\zeta)$, которая дает конформное отображение области G_0 в область течения G_z , определяемое процессе решения задачи.

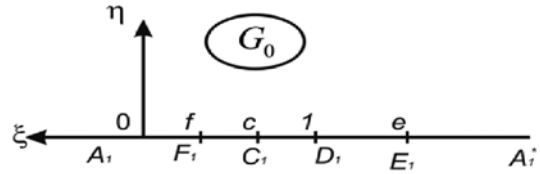


Рис. 2

Постановка задачи вдоль области A_1, F_1, C_1, D_1, E_1 , где заданы мнимая часть функции $\omega(\zeta)$. Полагаются отрезки границы $A_1F_1, F_1C_1, C_1D_1, D_1E_1$ и E_1A_1 области G_0 , соответствуют границам AB, BC, CD, DE и EA соответственно; а также точки находящие в этих отрезках G_0 соответственно к точкам граници в области G_z .

Для решения рассматриваемой задачи введем функции потенциала скорости $\varphi(x, y)$, функцию тока $\psi(x, y)$ и комплексный потенциал

$$\left(u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)$$

в виде:

$$w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y). \quad (5)$$

При $M < 1$, введенная функция будет аналитической функцией в области течения G_z (рис. 3) и области G_0 (рис. 2).

Для решения задачи введем функцию Жуковского $\omega(\zeta)$ определяемой равенством

$$\omega(\zeta) = \left(\frac{V_0}{V} \right), \quad (6)$$

где $\zeta = \xi + i\eta, V_0$ – скорость частиц воздуха, где $\vec{V} = u - iv$ сопряженная комплексная скорость. Вдоль свободной поверхности DE ; а также вдоль EA реальная часть функции Жуковского в связи с этим введем $\omega_1(\zeta)$ в виде:

$$\omega_1(\zeta) = \frac{\omega(\zeta)}{\sqrt{\zeta - e}\sqrt{\zeta - 1}}. \quad (7)$$

Тогда во всех участках действительной оси G_0 заданы лишь мнимая часть искомой функции $\omega_1(\zeta)$, где $\zeta = \xi + i\eta$ (при $-\infty < \xi < \infty, \eta > 0$).

Для решения задачи в области G_0 (рис. 2) из равенства (7) установим следующие граничные условия вдоль действительной оси в области $\eta = 0, -\infty < \zeta < \infty$.

Для этих функций имеем следующие граничные условия:

Вдоль отрезка

$$A_1B_1 : \eta = 0, -\infty < \xi < 0 \quad \text{Im } \omega = \theta(\xi) = 0$$

$$B_1C_1 : \eta = 0, 0 < \xi < c \quad \text{Im } \omega = \theta(\xi) = \frac{\pi}{2}$$

$$C_1D_1 : \eta = 0, c < \xi < 1 \quad \text{Im } \omega = 0$$

$$D_1E_1 : \eta = 0, 1 < \xi < e \quad \text{Re } \omega = 0$$

$$E_1A_1^* : \eta = 0, e < \xi < \infty \quad \text{Im } \omega = 0$$

Введенная функция

$$\omega_1(\zeta) = \frac{\omega(\zeta)}{\sqrt{\zeta - e} \sqrt{\zeta - 1}},$$

граничные условия для функции $\omega_1(\zeta)$ будут:

Вдоль отрезка

$$\left. \begin{aligned} B_1C_1 : \eta = 0, 0 < \xi < c, \text{Im } \omega_1 &= \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{e - \xi} \sqrt{1 - \xi}} \\ C_1D_1 : \eta = 0, c < \xi < 1 \quad \text{Im } \omega_1 &= 0 \\ D_1E_1 : \eta = 0, 1 < \xi < e \quad \text{Re } \omega_1 &= 0 \\ E_1A_1^* : \eta = 0, e < \xi < \infty \quad \text{Im } \omega_1 &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (8)$$

Пользуясь интегральной формулой Шварца, получим выражение для аналитической функции $\omega_1(\zeta)$ в области G_0 в виде

$$\omega_1(\zeta) = \frac{1}{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im } \omega_1(t) dt}{(t - \zeta)} \right\}. \quad (9)$$

Учитывая условия (2.8), на действительной оси области G_0 имеем

$$\omega_1(\zeta) = \frac{1}{2} \int_0^c \frac{dt}{\sqrt{e - t} \sqrt{1 - t} (t - \zeta)}.$$

Интегрируя по x , будем иметь следующие выражения для искомой функции

$$\omega_1(\zeta) = -\frac{1}{\sqrt{\zeta - e} \sqrt{\zeta - 1}} \ln \left[\frac{F(0, \zeta)}{F(c, \zeta)} \right]. \quad (10)$$

Учитывая равенство (1.37) находим

$$\omega(\zeta) = -\ln \frac{F(0, \zeta)}{F(c, \zeta)}; \quad (11)$$

$$\text{где } F(0, \zeta) = \frac{\sqrt{\zeta} \sqrt{e - 1}}{\sqrt{\zeta - e} + \sqrt{\zeta - 1} \sqrt{e}}; \quad (12)$$

$$F(c, \zeta) = \frac{\sqrt{\zeta - c} \sqrt{e - 1}}{\sqrt{\zeta - e} \sqrt{1 - c} + \sqrt{\zeta - 1} \sqrt{e - c}}. \quad (13)$$

Обозначим

$$\mathfrak{F}(\zeta) = \frac{F(0, \zeta)}{F(c, \zeta)}. \quad (14)$$

Из равенств (6) и (14) имеем распределения сопряженной комплексной скорости в области G_0 в виде

$$\bar{V}(\xi) = u - iv = V_0 \mathfrak{F}(\zeta), \quad (15)$$

$$\text{где } \mathfrak{F}(\zeta) = \frac{F(0, \zeta)}{F(c, \zeta)}.$$

Для получения поля скоростей в области течения G_z определим функцию отображения $Z(\zeta)$ областей G_0, G_z . Поскольку функции комплексного потенциала

$w(\zeta)$, $Z(\zeta)$ аналитические функции в области G_0 , имеем:

$$dz = \frac{dz}{dw} \frac{dw}{d\zeta} d\zeta$$

интегрируя по ζ , получим искомую функцию отображения:

$$Z(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{dw}{d\zeta} \cdot \frac{1}{\mathfrak{I}(\zeta)} d\zeta. \quad (16)$$

Поскольку в области G_0 источник с расходами q расположен в точке $A \eta = 0, \xi = \infty$, а стока в точке E , то для комплексного потенциала в области G_0 , имеем

$$\frac{dw}{dz} = \frac{q}{\pi} \frac{1}{e - \xi}; \quad (17)$$

где q – секундный расход в источнике и стоке ($q_A = q_E$) потеря жидкости в области G_0 и G_z определяемое равенством $q = V_n H$ отсутствуют. Полагая, $\eta = 0, \xi \rightarrow \infty$ определим зависимость между скоростью на струе DE и скоростью поезда V_n :

$$V_n = \lim_{n=0, \xi \rightarrow \infty} [V_0 \mathfrak{I}(\xi)] = V_0 \Phi_0,$$

так что скорость частиц воздуха на свободной поверхности DE определяется равенством

$$V_0 = \frac{V_n}{\Phi_0}, \quad (18)$$

где
$$\Phi_0 = \frac{\sqrt{1-c} + \sqrt{e-c}}{1 + \sqrt{e}}; \quad (19)$$

Равенство (14) дает поле скоростей в области G_0 , а равенство (16) дает функцию, определяющую точки областей G_0 и G_z , учитывая равенства (16) и (17) получим аналитическое выражения для искомой функции отображения

$$Z(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{q}{\pi} \cdot \frac{1}{\mathfrak{I}(t)(e-t)} dt$$

или

$$\hat{Z}(\xi) = \frac{H}{\pi \Phi_0} \int_0^{\xi} \frac{dt}{(e-t) \mathfrak{I}(t)}, \quad (20)$$

$$\hat{Z}(\xi) = \frac{Z(\xi)}{L_m},$$

где L_m – ширина вагона, а равенства (14) и (20) дают поле скоростей частиц воздуха в области течения G_z .

В случае сжимаемой жидкости, действуем приближенным методом, изложенным в работе [1].

В функциях $\mathfrak{I}(\xi); F(0, \xi), F(c, \xi)$ входят неизвестные параметры, определяемые равенствами c и e из двух условий. Равенство длины отрезка $BC - L_{BC}$ – заданной

$$\left(L_{BC} = \frac{L_m}{2} \right),$$

где L_m – ширина вагона поезда и условия равенства расходов в источнике (A) и стоке (E) $q_A = q_E$, известно

$$q_A = V_A \cdot H, \quad q_E = V_0 (H - \delta_E); \quad (21)$$

где δ_E – отклонение свободной поверхности от боковых стенок вагонов.

Распределения скоростей вдоль свободной поверхности CD определяется равенствами (20),

$$\hat{Z}(\xi) = \frac{H}{\pi \Phi_0} \int_0^{\xi} \frac{dt}{\left(1 - \tau_0 \frac{V^2}{V_0^2}\right)^\gamma (e-t) \mathfrak{I}(t)}$$

и

$$\hat{Z}(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{dt}{\rho(t)(e-t) \mathfrak{I}(t)},$$

где $\rho(t)$ определяется из (3).

Из равенства (16) и (14) с учетом равенства (2) получим выражение

$$\hat{l}_{BC} = \frac{\Phi_0}{\pi} \int_0^c \left[1 - \frac{V^2(\xi)}{V_n^2}\right]^{-\beta} \frac{d\xi}{(e-\xi) \mathfrak{I}(\xi)}. \quad (22)$$

Далее определим ширину в стоке, следующим равенством: $H - \delta_\varepsilon$, где

$$\hat{Z}_E = \hat{h}_n + \frac{\Phi_0}{\pi} \int_1^e \frac{\sin \theta(\xi) d\xi}{\left(1 - M_0^2 \frac{n-1}{n+1}\right)^\beta (e-\xi) \mathfrak{I}(\xi)} \quad (23)$$

где $\hat{\delta}_\varepsilon = \frac{\delta_\varepsilon}{H}$; $\hat{h}_n = \frac{h_n}{H}$; толщина струи в точке E определяется равенством

$$\hat{\delta}_\varepsilon = \frac{\Phi_0}{\pi} \int_1^e \sin \theta(\xi) \frac{d\xi}{e-\xi}; \quad (24)$$

где $\theta(\xi) = \theta_1(\xi) - \theta_2(\xi)$,

$$\begin{aligned}
 \text{а } \theta_1(\xi) &= \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{e-\xi}}{\sqrt{\xi}\sqrt{e-1}}; \\
 \theta_2(\xi) &= \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{e-\xi}\sqrt{1-c}}{\sqrt{e-1}\sqrt{\xi-c}}, \quad (25)
 \end{aligned}$$

так что, из равенства расходов в источнике и стоке $q_A = q_E$ будем, иметь:

$$\Phi_0 = \frac{\sqrt{1-c} + \sqrt{e-c}}{1 + \sqrt{e}} = \frac{1}{1 + I_0}, \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned}
 I_0 &= \int \frac{e \sin \theta(\xi) d\xi}{1 - \sqrt{1 - M_0^2 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^\beta (e-\xi)}}; \\
 M_0 &= \frac{V_0}{a} = \frac{V_n}{a\Phi_0}; \\
 \beta &= \frac{1}{n-1}; \quad a \in (20; 30)
 \end{aligned}$$

для воздуха $n = 1.4$.

Равенства (22), (24) и

$$\hat{Z}(\xi) = \frac{(1 + \hat{h}_n)\Phi_0}{\pi} \int_0^1 \frac{dt}{\mathfrak{Z}(t)(e-t)}; \quad (27)$$

$$1 + \hat{h}_n = \Phi_0 \left[(1 + \hat{h}_n) - \hat{\delta}_\varepsilon \right]$$

будут системой уравнений для определения e , $\hat{\delta}_\varepsilon$, \hat{h}_n и c . Так же должно удовлетворяться условию

$$M_0 < \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} < 1.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Том 1-2. – М.: Наука, 1970.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. изд. 7-е. – М.: ДРОФА, 2003.
3. Хамидов А.А., Исанов Р.Ш., Егамбердиев Б.Б. Струйное обтекание высокоскоростного поезда // Вестник ТашИИТа. – 2011. – №3 – С. 14–16.
4. Хамидов А.А., Исанов Р.Ш., Егамбердиев Б.Б. Определение сил сопротивления воздуха на движение состава высокоскоростного поезда // Проблемы механики. – 2011. – №3-4. – С. 30–33.
5. Кравец В.В., Кравец Е.В. Аэродинамика высокоскоростных поездов (Обзор). Часть 1 // Заліз. трансп. України. – 2005. – № 2. – С. 52–57.
6. Кравец В.В., Кравец Е.В. Аэродинамика высокоскоростных поездов (обзор). Часть 2 // Заліз. трансп. України. – 2005. – № 3. – С. 16–20.
7. Кравец В.В., Кравец Е.В. Высокоскоростной подвижной состав и аэродинамика // Проблемы и перспективы развития железнодорожного транспорта: Тез. 65-й Международ. науч.-практ. конф. (19.05-20.05.2005) / ДНУЖТ. – Днепропетровск, 2005. – С. 31–32.
8. Исанов Р.Ш. Двухслойный поток воздуха при обтекании высокоскоростного поезда // Наука и прогресс транспорта ВДНУЗТ. – Днепропетровск, 2013. – С. 127–132.
9. Готиш Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения // Наука, 1979. – С. 368.
10. Лотвинович Г.В., Буйвол В.Н., Дубно А.С., Пучили С.Н., Шивам Ю.Р. Течение со Свободными поверхностями. – Киев, 1985.