УДК.621.548.4

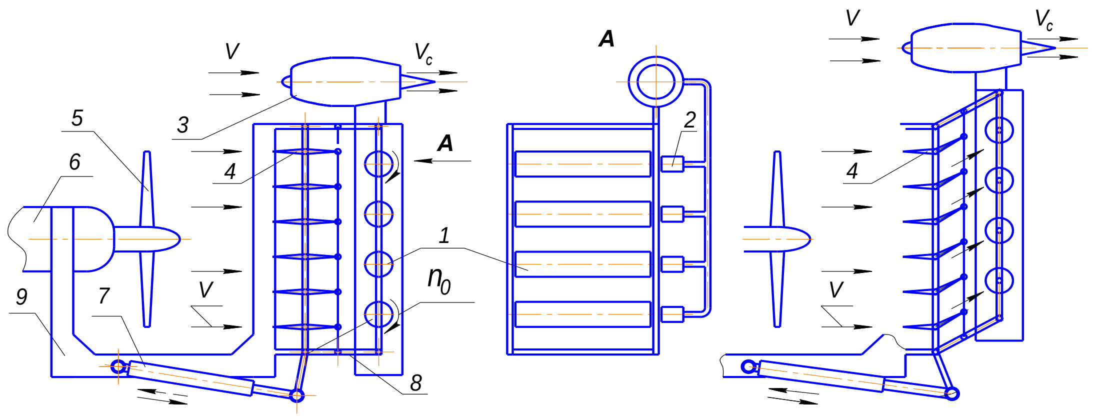
ВИХРЕВАЯ ПОДЪЕМНО-ТРАНСПОРТНАЯ СИСТЕМА

Л.В. МИХНЕНКОВ

Представлены результаты расчетного исследования подъемно-транспортной системы (ПТС) самолета вертикального взлета и посадки, базирующейся на использовании эффекта Магнуса. Получены формулы для определения ее подъемной силы и тяги. Разработан метод инженерного расчета основных элементов системы с учетом данных экспериментальных аэродинамических продувок.

Ключевые слова: самолет. вертикальный взлет, посадка. подъемно-транспортная система. расчет.

Схема подъемно-транспортной системы (ПТС) [1] самолета вертикального взлета и посадки представлена на рис. 1 (на схеме направление движения летательного аппарата – справа налево).



а б в

Рис. 1

Подъемная сила создается в данном устройстве вихревой аэродинамической решеткой (ВР) {1}, которая представляет собой группу расположенных в одном ряду друг над другом вращающихся гладких цилиндров, приводимых во вращение самостоятельными двигателями {или турбинами} относительно небольшой мощности {2}. Приводные двигатели питаются энергией от вспомогательного турбовального двигателя {3}. Поток воздуха, обтекающего решетку, создает толкающий винт {5}, приводимый во вращение авиационным газотурбинным двигателем {6}. Между винтом и ВР располагается поворотный направляющий аппарат (НА) {4}, отклоняющий на необходимый угол поток воздуха вверх или вниз от горизонтального направления. На схеме изображены два положения НА: на рис. 1,а – горизонтальное, а на рис. 1,в – отклоненное вверх. Благодаря эффекту Магнуса ВР создает большую подъемную силу, которая перпендикулярна направлению потока (направлена вверх). При изменении угла атаки эта сила будет отклоняться от вертикали на соответствующий угол вперед или назад в зависимости от управляющих действий пилота. Таким образом, к самолету (назовем его по аналогии с вертолетом "вихрелет"), на который установлена эта система, будет приложена кроме подъемной силы еще сила, направленная либо вперед, либо против его движения.

Предварительно рассмотрим основные положения теории обтекания одиночного цилиндра (рис. 2).

Подъемную силу воздействия потока идеальной жидкости на изолированный цилиндр по Прантлю [2] можно представить формулой:

$$P_y = -\rho w_1 \Gamma \text{ [Н]}, \tag{1}$$

где ρ [кг/м^3] – плотность воздуха, w_1 – скорость набегающего потока, а Γ – циркуляция скорости, индуцируемая вращающимся цилиндром,

$$\Gamma = \pi d_0 u_\Gamma l = w_1 \pi q \bar{u}_\Gamma t l \text{ [м}^3\text{/с]}. \tag{2}$$

В последней формуле $\bar{u}_\Gamma = \dfrac{u_\Gamma}{w_1}$ – средняя относительная циркуляционная составляющая скорости обтекания цилиндра; t, l, d_0 – соответственно, высота, ширина набегающей струи, а также диаметр цилиндра; q = d0/t .

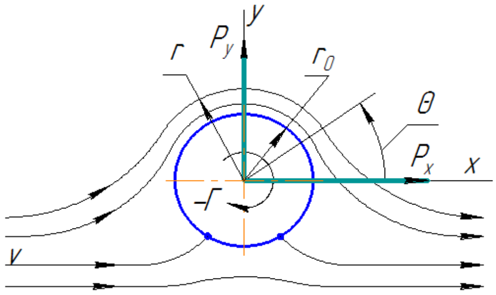


Рис. 2

Решая совместно (1) и (2), получим:

$$P_y = -\rho w_1^2 q \pi \bar{u}_\Gamma t l \text{ [Н]}. \tag{3}$$

В потоке идеальной жидкости циркуляция скорости не связана со скоростью вращения цилиндра u_0 или подразумевается, что $u_\Gamma = u_0$. Однако, как показали результаты экспериментальных исследований, проведенных в Геттингенской лаборатории А. Буземаном [3], при его обтекании реальной вязкой жидкостью такая связь существует. Установим ее, используя полученные экспериментальные данные (рис. 3 и 4).

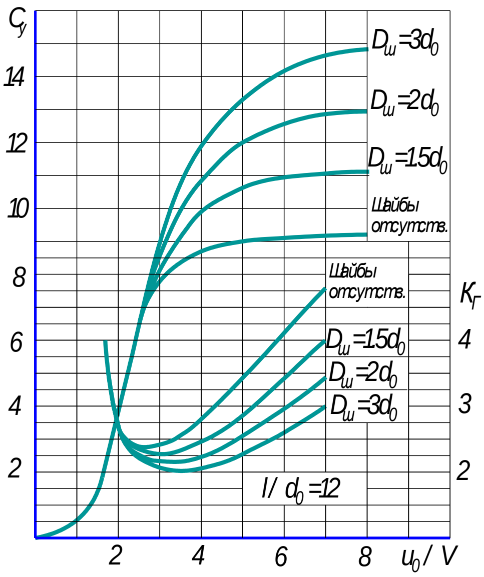


Рис. 3

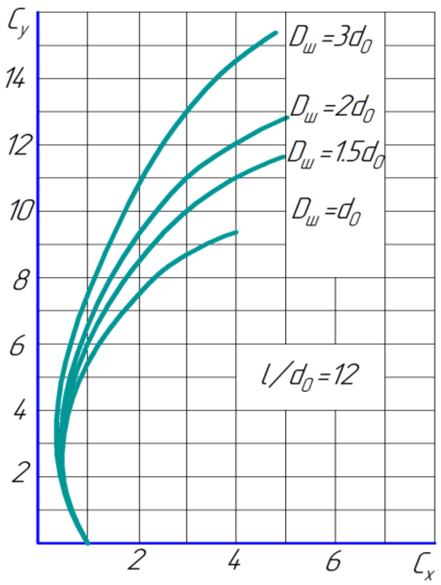


Рис. 4

На торцах цилиндров для уменьшения вторичных потерь устанавливались концевые шайбы с диаметром $D_ш$. На графиках c_y и c_x – аэродинамические коэффициенты подъемной силы и сопротивления, k_Γ – коэффициент скольжения, характеризующий различие вследствие различного рода потерь между окружной скоростью вращения цилиндра и циркуляционной составляющей скорости его обтекания:

$$k_\Gamma = \frac{\bar{u}_0}{\bar{u}_\Gamma}. \tag{4}$$

В соответствии с [3]

$$P_y = c_y \frac{\rho w_1^2}{2} d_0 l = c_y \frac{\rho w_1^2}{2} q t l. \tag{5}$$

Сопоставляя (3) и (5), будем иметь

$$c_y = -2\pi\bar{u}_\Gamma\,. \tag{6}$$

Откуда

$$\bar{u}_\Gamma = -\frac{c_y}{2\pi}\,, \tag{7}$$

$$k_\Gamma = -2\pi\frac{\bar{u}_0}{c_y}\,. \tag{8}$$

Таким образом, задаваясь значением $\bar{u}_\Gamma$, по формуле (6) можно определить c_y, а затем по графику, приведенному на рис. 3, соответствующую этому коэффициенту относительную частоту вращения силового цилиндра $\bar{u}_0$ (или наоборот). На том же рисунке показаны зависимости $k_\Gamma = f(\bar{u}_0)$. Коэффициент k_Γ резко меняется при изменении относительной скорости вращения цилиндра. Так при $\bar{u}_0 = 1{,}5$ $k_\Gamma = 7{,}9$, при $\bar{u}_0 = 2{,}0$ $k_\Gamma = 3{,}3$, а при $\bar{u}_0 = 3{,}0$ $k_\Gamma = 2{,}1$. Для уменьшения проскальзывания, которое повышает затраты мощности на его привод, желательно выбирать значение относительной скорости вращения в диапазоне $2{,}0 \le \bar{u}_0 \le 3{,}0$, где $0{,}6 \le \bar{u}_\Gamma \le 1{,}4$.

Будем считать, что соотношения (3) – (8) будут действительны и для цилиндра, работающего в составе ВР. Так как рабочие цилиндры ВР по торцам ограничены общими стенками, то концевые потери при их обтекании существенно уменьшаются и на графиках можно пользоваться кривыми, соответствующими $D_ш = 3d_0$.

Определим величину и направление силы P, действующей на ВР. С этой целью запишем уравнение Бернулли для объема воздуха между сечениями 1 – 1 и 3 – 3 (рис. 5).

$$\frac{w_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{w_3^2}{2} + \frac{p_3}{\rho}\,.$$

Поскольку атмосферное давление в этих сечениях одинаково ($p_1 = p_3$), то, пренебрегая потерями, можно записать:

$$w_1 = w_3 = w = w_2. \tag{9}$$

В последнем равенстве w – скорость струи за винтом.

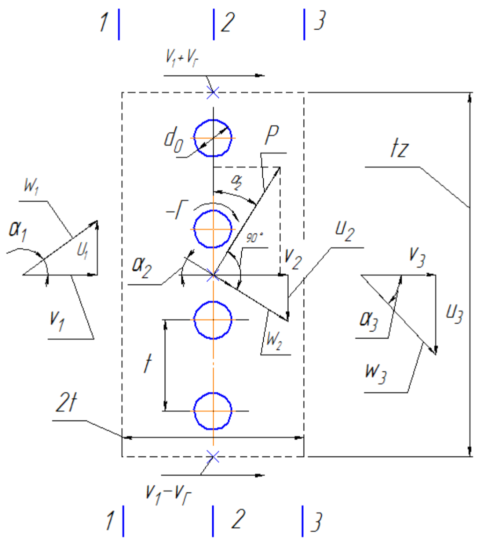


Рис. 5

Суммарная циркуляция скорости для вихревой решетки, в отличие от одиночного цилиндра (2), определится формулой:

$$\Gamma_{2\Sigma} = \pi d_0 u\Gamma lz = w_1\pi q\,\bar{u}_\Gamma\,tlz = w_1 Qtlz. \tag{10}$$

Здесь введено обозначение безразмерной удельной циркуляции Q, т.е. циркуляции скорости, отнесенной к абсолютному ее значению в набегающем потоке w_1 и величине входной площади ВР $Q = \pi q\,\bar{u}_\Gamma$. Для ВР параметр $q = d_0/t$ имеет смысл ее густоты.

Отличие обтекания рабочего цилиндра в составе ВР заключается в том, что по причине интерференции в сечении 2 – 2 вектор силы воздействия на вращающийся цилиндр будет отклонен от оси y на угол α_2 (рис. 5) и нормален вектору скорости w_2 в среднем сечении ВР.

Согласно теореме Стокса, в безвихревом потоке циркуляция скорости не зависит от вида контрольного контура, охватывающего аэродинамическую решетку, и равна сумме циркуляций внутри него [4]. Следовательно, при обходе представленного на рисунке контура против часовой стрелки, можно записать:

$$\Gamma_{2\Sigma} = -tlz(u_3 + u_1) - 2tl(v_1 + v_\Gamma) + 2tl(v_1 - v_\Gamma). \qquad (11)$$

Здесь v_Γ – циркуляционная составляющая скорости на верхней и нижней границах контура, охватывающего решетку.

Так как одиночный цилиндр (z = 1) не способен отклонить набегающий поток [2], то $u_3 = u_1 = 0$, и уравнение (10) с учетом (2) примет вид: $w_1Qtl = -2tl(v_1 + v_\Gamma) + 2tl(v_1 - v_\Gamma) = -4tlv_\Gamma$.

Откуда

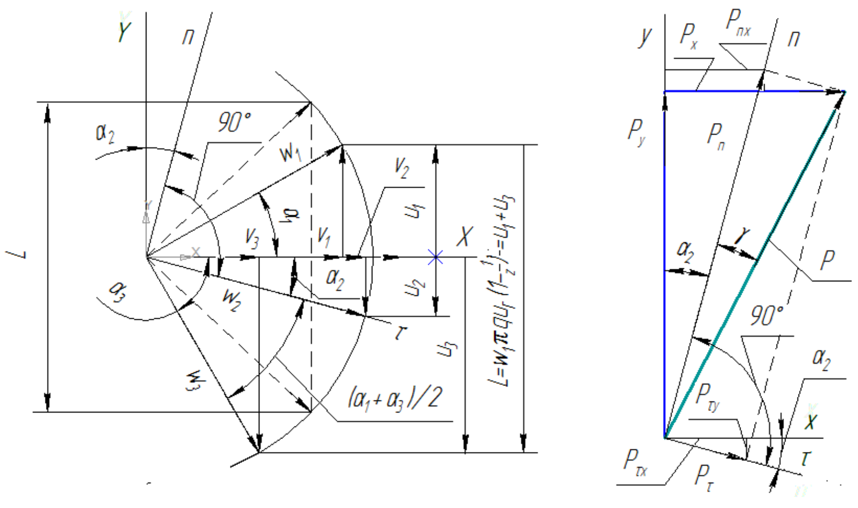
$$v_\Gamma = -\,w_1Q/4. \qquad (12)$$

Полагаем условие (12) действительным и для ВР. Тогда, подставляя его в (11), с учетом (10) получим

$$u_3 = -\frac{\Gamma_{2\Sigma}}{tlz} - u_1 - \frac{4v_\Gamma}{z} = -u_1 - w_1Q\left(1 - \frac{1}{z}\right). \qquad (13)$$

Формула (13) показывает, что составляющая u_3 скорости выхода потока из ВР зависит от количества цилиндров, т.е. характеризует степень их взаимовлияния (интерференцию). При увеличении z интерференция растет (выражение в скобках стремится к единице).

На рис. 6,а представлены векторные планы скоростей. Векторные планы сил, действующих на ВР, представлены на рис. 6,б. Полагаем, как это принято при аэродинамическом расчете лопаточных аппаратов турбомашин [4], что вертикальная составляющая вектора скорости потока в среднем сечении решетки u_2, как показано на рис. 6,а, равна полусумме составляющих векторов u_1 и u_3 на входе и выходе из нее. На рисунке система осей координат nτ в сечении 2 – 2 связана с потоком. С учетом этого, запишем:



а б

Рис. 6

$$u_2 = \frac{u_1 + (-u_3)}{2} = \frac{2u_1 + w_1Q(1 - \frac{1}{z})}{2} = u_1 + w_1\frac{Q(1 - \frac{1}{z})}{2}. \qquad (14)$$

Поделив в уравнении (14) обе части на w и принимая во внимание (9), получим формулу для определения угла выхода потока из ВР $\sin\alpha_3 = \dfrac{u_3}{w_3} = -\left[\sin\alpha_1 + Q\left(1-\dfrac{1}{z}\right)\right]$. Откуда $\cos\alpha_3 = \left\{1-\left[\sin\alpha_1 + Q\left(1-\dfrac{1}{z}\right)\right]^2\right\}^{0,5}$, $\sin\alpha_2 = \sin\alpha_1 + \dfrac{Q'}{2}$. Здесь для сокращения записи введено обозначение $Q' = Q\left(1-\dfrac{1}{z}\right)$.

Для проекции подъемной силы ВР на ось n (рис. 6б), формула (1) примет вид:

$$P_n = -\rho w \Gamma_{2\Sigma}\ [\text{Н}], \tag{15}$$

где $\Gamma_{2\Sigma}$ определяется формулой (10).

В проекциях на оси x и y получим $P_{nx} = \rho u_2\Gamma_{2\Sigma}$, $P_{ny} = -\rho v_2\Gamma_{2\Sigma}$, $u_2 = w\sin\alpha_2$, $v_2 = w\cos\alpha_2$.

Установим связь между проходными площадями в различных сечениях проточной части ПТС с помощью уравнения неразрывности, которое запишется так:

$$G = \rho wF = \rho v_1F_1 = \rho v_2F_2. \tag{16}$$

Здесь $G = \rho wF$ [кг/с] – массовый секундный расход воздуха, w, F[м^2] – скорость и площадь живого сечения струи за винтом, F_1 и F_2 проходные площади в соответствующих сечениях.

Известно, что площадь F на взлетном режиме, равна половине площади, ометаемой винтом: $F = \pi D_в^2/8 \approx 0{,}4D_в^2$. Из (16) следует

$$F = F1\cos\alpha1 = F2\cos\alpha2\ . \tag{17}$$

Далее можно записать:

$$F2 = F2\Sigma - Fd\Sigma = F2\Sigma(1 - q). \tag{18}$$

Здесь $F_{2\Sigma}$ – суммарная площадь ВР в сечении 2 – 2, а $F_{d\Sigma}$ – суммарная лобовая площадь цилиндров:

$$F2\Sigma = tzl2 = F2/(1 - q),\ Fd\Sigma = d0zl2 = qtzl2 = q\,h_{2\Sigma}^2 = qF2\Sigma\ . \tag{19}$$

В последних формулах принято, что $h_{2\Sigma} = l_2$ (l_2 – длина цилиндра).

Из (17) и (18), следует также

$$F_{2\Sigma} = \frac{F_2}{1-q} = \frac{F}{(1-q)\cos\alpha_2} = \frac{F_1\cos\alpha_1}{(1-q)\cos\alpha_2}\ . \tag{20}$$

С учетом (20) формулы (10) и (15) преобразуются к виду:

$$\Gamma2\Sigma = wQF2\Sigma = wQF/[(1 - q)\cos\alpha2],\ \ Pn = -\rho w2QF/[(1 - q)\cos\alpha2]. \tag{21}$$

Запишем формулу (21) в относительном виде, выбрав в качестве параметра отнесения тягу, создаваемую винтом винтомоторной группы на взлетном режиме

$$R = wG = \rho w2F\ [Н]. \tag{22}$$

Скорость потока воздуха за винтом w на этом режиме можно определить по известной формуле для мощности винта $N_в = \dfrac{\rho K_F D_в^2 w^3}{2\eta_в K_в}$ [Вт]. В последней формуле $K_F = \pi D_в^2/8 \approx 0{,}4$ – коэффициент живого сечения потока за винтом; $D_в$ – диаметр винта, w – скорость воздуха за винтом; $\eta_в$ – КПД винта; $K_в$ – коэффициент вторичных потерь, $K_F D_в^2 = F$ – площадь живого сечения струи за винтом.

В результате вместо (21) получим $\overline{P}_n \equiv \dfrac{P_n}{R} = -\dfrac{\rho w^2 Q F_{2\Sigma}}{\rho w^2 F} = -\dfrac{Q}{(1-q)\cos\alpha_2}$. Так как $\overline{P}_n = \overline{P}\cos\gamma$ (рис. 6б), а $\mathrm{tg}\gamma = \dfrac{c_x}{c_y} = \dfrac{1}{K}$, где K – качество ВР, известное из результатов испытаний (рис. 3), то ввиду малости угла γ ($10° \div 15°$) можно приблизительно принять $\cos\gamma \approx 1$. Тогда $\overline{P}_n \approx \overline{P}$. В итоге проекции $\overline{P}_n$ на оси x и y запишутся так: $\overline{P}_{nx} = -\overline{P}_n \sin\alpha_2 = \dfrac{Q}{1-q}\mathrm{tg}\alpha_2$, $\overline{P}_{ny} = \overline{P}_n \cos\alpha_2 = -\dfrac{Q}{1-q}$.

При расчете функций угла α_2 следует использовать очевидные формулы

$$\cos\alpha_2 = \left[1-\left(\sin\alpha_1 + Q'/2\right)^2\right]^{0,5},\ \mathrm{tg}\alpha_2 = \frac{\sin\alpha_2}{\cos\alpha_2} = \frac{\sin\alpha_1 + Q'/2}{\left[1-\left(\sin\alpha_1 + Q'/2\right)^2\right]^{0,5}}. \tag{23}$$

На ВР кроме P_n действует сила лобового сопротивления P_τ (рис. 6,б)

$$P_\tau = c_x \frac{\rho w_1^2}{2} F_{d\Sigma} = \frac{P_n}{K}. \tag{24}$$

Здесь c_x – коэффициент лобового сопротивления цилиндра (рис. 4), а $F_{d\Sigma}$ – их суммарная лобовая площадь (19), выражение для которой с учетом (20) примет вид

$$F_{d\Sigma} = d_0 z l_2 = q t z l_2 = qF/[(1-q)\cos\alpha_2)].$$

В относительной форме сила сопротивления (24) и ее проекции перепишутся так:

$$\overline{P}_\tau = \frac{P_n}{K} = -\frac{Q}{K(1-q)\cos\alpha_2},\ \overline{P}_{\tau x} = \overline{P}_\tau \cos\alpha_2 = -\frac{Q}{K(1-q)},\ \overline{P}_{\tau y} = -\overline{P}_\tau \sin\alpha_2 = \frac{Q}{K(1-q)}\mathrm{tg}\alpha_2.$$

В результате можно получить выражения для проекций на оси x и y общей силы P, действующей на ВР

$$\overline{P}_x = \overline{P}_{\tau x} + \overline{P}_{nx} = \frac{Q}{1-q}\left(-\frac{1}{K} + \mathrm{tg}\alpha_2\right), \tag{25}$$

$$\overline{P}_y = \overline{P}_{\text{пу}} - \overline{P}_{\tau y} = -\frac{Q}{1-q}\left(1+\frac{tg\alpha_2}{K}\right). \qquad (26)$$

Формулы (23), (25) и (26) позволяют рассчитать силу и направление воздействия потока на ВР при ее работе на взлетном режиме. Следует напомнить, что за положительное направление здесь принято направление осей x и y (рис. 6,б).

На ПТС действуют также силы, приложенные к направляющему аппарату (НА). На рис. 7 представлена его схема.

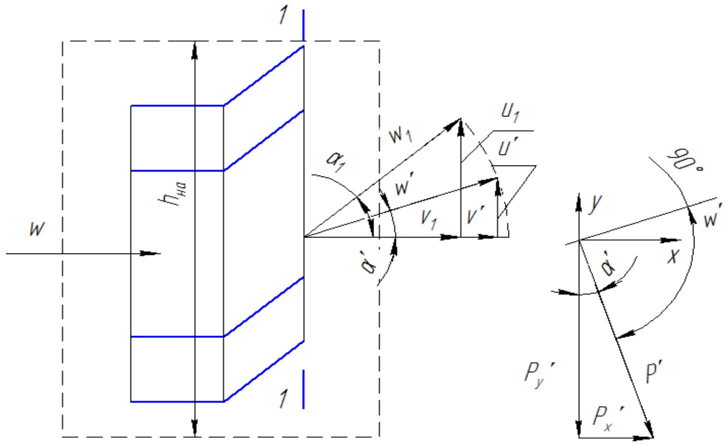


Рис. 7

На входе в НА поток имеет горизонтальное направление ($u_{\text{вх}} = 0$), поэтому циркуляция (27) с учетом (17) запишется так: $\Gamma'_\Sigma = u_1 h_{\text{на}} l = w_1 F tg\alpha_1$.

Уравнение Бернулли, записанное для НА, имеет вид:

$$\frac{w_1^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \frac{w^2}{2} + \frac{p}{\rho}.$$

Откуда следует, что $w = w' = w_1$. Штрихом обозначены параметры, относящиеся к среднему сечению в решетке НА. Поскольку для составляющей скорости u можно приближенно принять, что $u' = \frac{u_{\text{вх}} + u_{\text{вых}}}{2}$, где $u_{\text{вх}} = 0$, то $u' = \frac{u_1}{2} = \frac{w_1}{2}\sin\alpha_1$, $\sin\alpha' = \frac{u'}{w} = \frac{\sin\alpha_1}{2}$.

Проекции силы P' на оси x и y примут вид:

$$P'_x = \rho u' \Gamma'_\Sigma = \frac{\rho w_1^2}{2} F \frac{\sin^2\alpha_1}{\cos\alpha_1} \ [\text{Н}], \quad P'_y = -\rho v' \Gamma'_\Sigma = -\rho w^2 F tg\alpha_1 \cos\alpha' = -\rho w^2 F tg\alpha_1 \sqrt{1-\left(\frac{\sin\alpha_1}{2}\right)^2}.$$

Или в безразмерной форме:

$$\overline{P}'_x = \frac{p'_x}{R} = \frac{\sin^2\alpha_1}{2\cos\alpha_1}, \qquad (28)$$

$$\overline{P}'_y = \frac{p'_y}{R} = -tg\alpha_1\sqrt{1-\left(\frac{\sin\alpha_1}{2}\right)^2}. \qquad (29)$$

На подъемно-транспортную систему (ПТС) действует также сила тяги, создаваемая потоком воздуха, отбрасываемым винтом. Тяга винта на режимах вертикального взлета, посадки и висения выражается формулой (22). В приведенном виде $\overline{R}_x = -1$. Следует отметить, что потери тяги за счет сопротивления ВР учтены в (25). В результате для ПТС в целом на режимах вертикального взлета, посадки и висения для проекций всех сил можно записать $\overline{P}_{x\Sigma} = \overline{P}_x + \overline{P}'_x - 1$, $\overline{P}_{y\Sigma} = \overline{P}_y + \overline{P}'_y$.

Полученные результаты позволяют выполнить инженерный расчет ПТС на взлетном режиме.

Перейдем к расчету крейсерского режима ее работы. Будем считать, что в горизонтальном полете винтомоторная группа отключена. Встречный поток воздуха, обтекая вращающиеся рабочие цилиндры ВР, создает подъемную силу, вектор которой может быть отклонен от вертикали на некоторый угол в сторону движения самолета путем разворота встречного потока направляющим аппаратом движителя, что позволит получить тягу необходимую для полета. В полете вихрелет опирается на несущие крылья.

Характерно то, что на этом режиме ПТС обтекается неограниченным потоком атмосферного воздуха, отклонить который от горизонтального направления ВР не в состоянии. В результате исходными условиями для расчета на крейсерском режиме являются отсутствие тяги винтомоторной группы и отклонения потока на выходе из ВР.

$$R = 0;\ \alpha_3 = 0;\ u_3 = 0. \tag{30}$$

При расчете характеристик крейсерского режима надо принимать во внимание, что проходные площади движителя уже выбраны и соответствуют взлетному режиму его работы. Поскольку в отличие от взлетного режима движитель обтекается встречным неограниченным потоком воздуха, то его расход через сечение 1 – 1 превосходит пропускные возможности проходного сечения ВР F_2 и уравнение неразрывности течения в виде (16) в данном случае соблюдено быть не может. Однако при этом дросселирования потока не происходит так как НА и ВР отстоят друг от друга на некотором расстоянии и между ними имеется боковой зазор, через который происходит перепуск в атмосферу излишнего воздуха в обход ВР. Имея в виду, что $u_2 = \dfrac{u_1 + u_3}{2}$, условия (30) позволяют записать $\dfrac{u_2}{w} = \dfrac{u_1}{2w} = \sin\alpha_2 = \dfrac{\sin\alpha_1}{2}$, $\cos\alpha_2 = \sqrt{1 - 0{,}25\sin\alpha_1^2}$.

В итоге формулы (25) и (26) перепишутся так:

$$\overline{P}_x = \frac{Q}{1-q}\left(-\frac{1}{K} + \operatorname{tg}\alpha_2\right) = \frac{Q}{1-q}\left(-\frac{1}{K} + \frac{\sin\alpha_1}{2\sqrt{1-0{,}25\sin\alpha_1^2}}\right), \tag{31}$$

$$\overline{P}_y = -\frac{Q}{1-q}\left(1 + \frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{K}\right) = -\frac{Q}{1-q}\left(1 + \frac{\sin\alpha_1}{2K\sqrt{1-0{,}25\sin\alpha_1^2}}\right), \tag{32}$$

а формулы (28) и (29) сохранят свой прежний вид. Здесь в качестве параметра отнесения, как и прежде, но теперь уже условно, принимается тяга винта в виде (22).

Как показывает (31) на крейсерском режиме ПТС, о чем говорилось выше, может развить необходимую для полета тягу, что при отключенной винтомоторной группе обеспечивает ее высокую экономичность и значительно увеличивает дальность полета летательного аппарата рассматриваемой схемы по сравнению с вертолетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михненков Л.В. Авиационная подъемно-транспортная система и ветроэнергетические устройства вихревого типа: монография. – М.: МГТУ ГА. 2014. – 96 с.

2. Фабрикант Н.Я. Аэродинамика. Общий курс. – М.: Наука. 1964. – 815 с.

3. Buseman A. Messungen an rotierenden Zylindern, Ergebn der Aerodyn. Versuchsanst. Zu Gőtt., IV, 101, 1932.

4. Самойлович Г.С. Гидроаэромеханика: учебник для вузов по специальности "Турбиностроение" – М.: Машиностроение. 1980. – 280 с.

VORTEX LIFTING AND TRANSPORTATION SYSTEM

Mihnenkov L.V.

The results of numerical research of lifting and transport system of aircraft vertical takeoff and landing, based on the use of the Magnus effect are presented. The formulas for determining its lift and thrust are obtained. The method of engineering calculation of the basic elements of the system based on the data of experimental aerodynamic tests is developed.

Key words: plane, vertical takeoff, vertical landing, lifting and transport system, calculation.

REFERENCES

1. Mihnenkov L.V. Aviacionnaja podjomno-transportnaya sistema i wetrojenergeticheskie ustrojstva vihrevogo tipa. Monografiya. [Aviation lifting and transportation system and wind-energy devices of the vortex type. A monograph] Moscow. MGTUGA. 2014. 96 p.

2. Fabrikant N.Ya. Ajerodinamika obshhij kurs [Aerodynamics. General Course] Moscow. Nauka. 1964. 815 p.

3. A. Buseman. Messungen an rotierenden Zylindern, Ergebn der Aerodyn. Versuchsanst. Zu Gőtt., IV, 101, 1932.

4. Samojlovich G.S. Gidroajeromehanika. [Hydroaeromechanics: Textbook for universities in the specialty "turbine construction"] Moscow. Mashinostroenie. 1980. 280 p.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

Михненков Лев Владимирович, 1933 г.р., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана, доктор технических наук, академик Российской академии космонавтики им. К.Э. Циолковского, профессор кафедры технической механики и инженерной графики МГТУ ГА, автор более 100 научных работ, область научных интересов – диагностирование технического состояния авиационных газотурбинных двигателей в процессе эксплуатации с использованием их математических моделей, ветроэнергетические установки и подъемно-транспортные системы летательных аппаратов нетрадиционных схем, электронный адрес: Michnenkov@mstuca.ru.