

В. Н. Колёскин

Динамика сил, действующих на крыловой профиль в несжимаемой жидкости

В статье рассмотрены некоторые теоретические вопросы гидродинамики крылового профиля, а также получение при применении теории крыла конечного размаха Прандтля сил, действующих на тонкий крыловой профиль малой вогнутости, движущийся равномерно в ламинарном потоке идеальной жидкости.

Ключевые слова: крыловой профиль, эллиптический профиль, несжимаемая жидкость, свободные вихри, вихревая пелена, индуктивная скорость, угол скоса, подъемная сила, индуктивное сопротивление, циркуляция.

V. N. Kolioskin

Dynamics of Forces Operating on the Wing Profile in Incompressible Liquid

Some theoretical questions of hydrodynamics of the wing profile are considered and, using the theory of a wing of final scope Prandtl's forces operating on a thin wing profile of small concavity, moving evenly in a laminar stream of ideal liquid are received.

Keywords: a wing profile, an elliptic profile, incompressible liquid, free whirlwinds, vortical veil, inductive speed, the angle of chamfer, carrying power, inductive resistance, circulation.

Опыт показывает [5], что по длине крылового профиля конечного размаха циркуляция не сохраняется, а достигает своего максимального значения в широкой части крылового профиля и обращается в нуль на другом конце.

Схема крыла конечного размаха представлена на рис. 1.

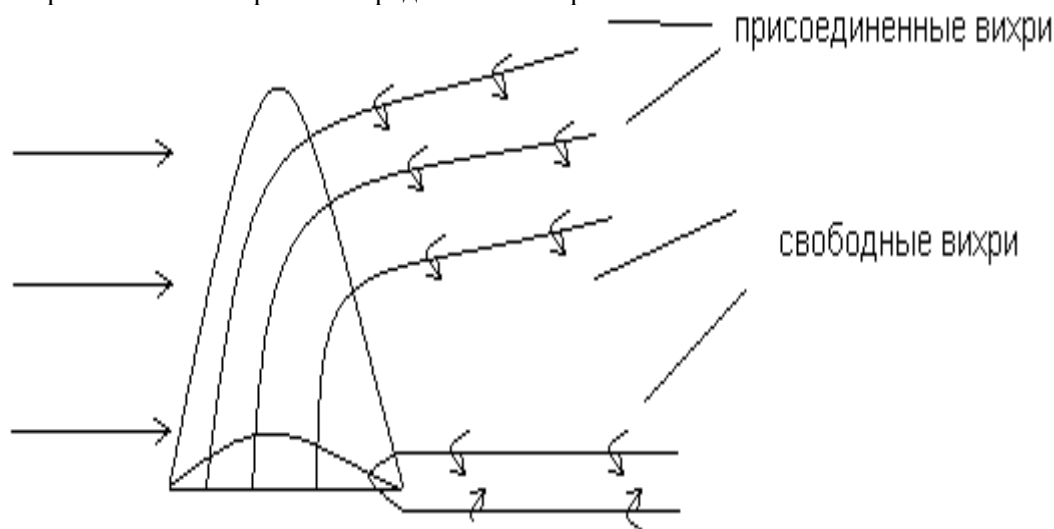


Рис. 1. Схема крыла конечного размаха

От основного присоединенного вихревого шнура крылового профиля отделяются и уносятся потоком свободные вихри, оси которых в некотором отдалении от крыла совпадают с линиями тока уносящей их жидкости. При поступательном равномерном движении крылового профиля конечного размаха в перпендикулярном к оси крыла направлении или, что одно и то же, при набегании однородного потока на крыловой профиль, можно его заменить некоторой стационарной системой неподвижных вихрей и сошедших с крылового профиля свободных вихрей.

Прандтль [5, 8] идеализировал эту схему, заменив присоединенный вихрь крыла несущей вихревой линией, представленной отрезком $-l \leq z \leq l$ оси OZ, а свободные вихри, таким образом, распо-

лагаются в плоскости XOZ в виде уходящих в бесконечность лучей, параллельных оси OX, вдоль которой набегает поток (рис. 2).

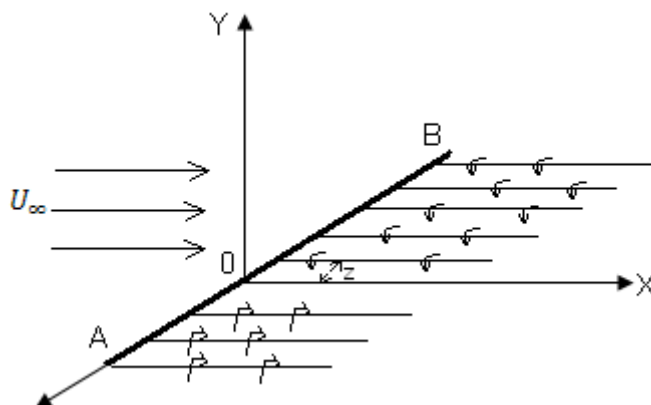


Рис. 2. Схема Прандтля

Свободные вихри образуют вниз по потоку вихревую пелену, представляющую собой так же, как и вихревой слой, поверхность разрыва составляющих скоростей, параллельных оси OZ.

Вихревая система крылового профиля индуцирует поле скоростей, которые складываются с однородным набегающим потоком. В результате такого наложения создается неоднородное поле скоростей, допускающее приближенное рассмотрение.

В случае с крыловым профилем конечного размаха поле плоского сечения потока будет содержать как однородную часть U_∞ от набегающего потока, так и добавочную неоднородную часть \vec{V}_p индуцируемую свободными вихрями пелены, расположенными в плоскости OXZ.

Неоднородность поля этих индуктивных скоростей \vec{V}_i является следствием различия расстояний отдельных точек плоскости от элементов свободных вихрей пелены.

Анализируя количественное различие между индуктивными скоростями можно доказать, что во всех плоских сечениях потока, удаленных от концов A и B несущей линии, различия между полями индукционных скоростей вблизи точки пересечения несущей линии с близкими друг к другу плоскостями сечения тем меньше, чем больше удлинение крыла, то есть отношение его размаха к средней хорде.

Для каждого плоского сечения потока введем понятие местной скорости на бесконечности V_m (см. рис. 3), равной сумме векторов скорости на бесконечности перед крыльями U_∞ и индуктивной скорости \vec{V}_i от свободных вихрей пелены.

$$\vec{V}_m = \vec{U}_\infty + \vec{V}_i. \quad (1)$$

Из рисунка видно, что вектор индуктивной скорости \vec{V}_i в точке O несущей линии должен быть направлен по оси OY. Расположение его в отрицательную сторону по оси OY соответствует показанным на рисунке направлениям вращения частиц жидкости вокруг свободных вихревых линий.

Используя гипотезу плоских сечений [4], предположим, что индуцированные скорости \vec{V}_i малы по сравнению со скоростью набегающего потока U_∞ . Из рис. 3 следует, что

$$\alpha_i \approx \text{tg} \alpha_i = -\frac{V_i}{U_\infty}. \quad (2)$$

Перейдем к рассмотрению сил, действующих на крылового профиль конечного размаха.

Для отрезка несущей линии dZ , по теореме Жуковского, будем иметь элементарную силу, перпендикулярную местной скорости на бесконечности \vec{V}_m (рис. 3) и равную по величине

$$dR_y = \rho V_m \Gamma dZ, \quad (3)$$

$$\text{где } \Gamma(\theta) = 4U_\infty l \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin m\theta, \quad (4)$$

здесь θ – угол, связанный с переменной по размаху Z равенством $Z = -l \cos \theta$.

$$(5)$$

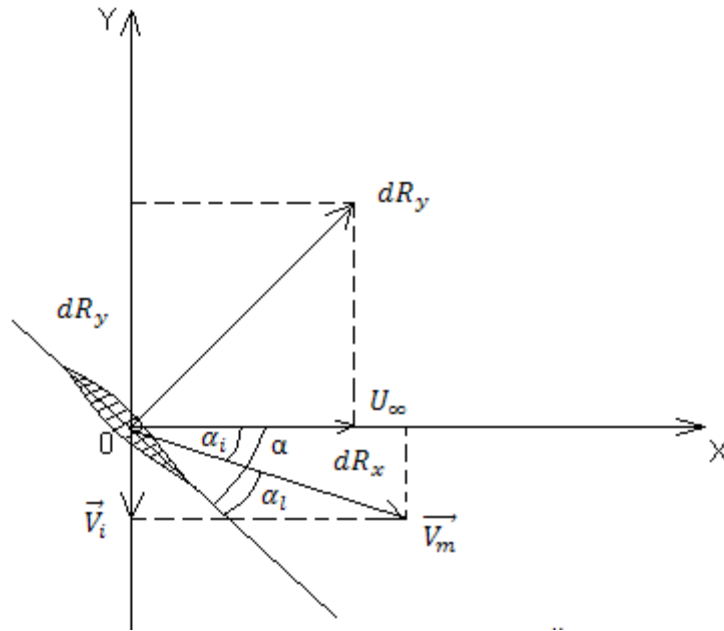


Рис. 3. Возникновение подъемной силы

Индукционную скорость и угол сноса α_i можно выразить как

$$\left. \begin{aligned} V_i(\theta) &= -U_\infty \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \frac{\sin n\theta}{\sin\theta} \\ \alpha_i(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \frac{\sin n\theta}{\sin\theta} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

С точностью до малых величин второго порядка можно положить

$$V_m = \sqrt{U_\infty^2 + V_i^2} \approx U_\infty \sqrt{1 + \alpha_i^2} \approx U_\infty.$$

Таким образом, получим:

$$dR_y = \rho U_\infty \Gamma dz. \quad (7)$$

Вычисляя составляющие по осям координат, получим

$$dR_x = dR \sin \alpha_i \approx dR \alpha_i \approx \rho U_\infty \Gamma \alpha_i dz,$$

$$dR_y = dR \cos \alpha_i \approx dR \approx \rho U_\infty \Gamma dz;$$

интегрируя по размаху, будем иметь

$$R_x = \rho U_\infty \int_{-l}^l \Gamma(z) \alpha_i(z) dz, \quad R_y = \rho U_\infty \int_{-l}^l \Gamma(z) dz.$$

После вычисления интегралов, получим

$$R_x = \pi \frac{\rho U_\infty^2}{2} (2l)^2 \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2, \quad (8)$$

$$R_y = \pi \frac{\rho U_\infty^2}{2} (2l)^2 A_i. \quad (9)$$

Рассматривая обтекание крылового профиля конечного размаха как равномерное, поступательное и прямолинейное движение со скоростью U_∞ в покоящейся на бесконечности жидкости, назовем составляющую R_x , направленную в сторону, противоположную движению тела, **сопротивлением** кры-

лового профиля, а составляющую R_y , перпендикулярную направлению движения и несущей линии, **подъемной силой**.

Принимая во внимание вихревую природу силы сопротивления, представляющую часть подъемной силы в потоке благодаря индуктивному сопротивлению вихревой пелены, это сопротивление называют **индуктивным сопротивлением**.

Обозначим через S площадь крылового профиля, то есть его проекцию на плоскость XOZ , содержащую скорость набегающего потока и ось крыла (несущую линию). Введем коэффициенты индуктивного сопротивления C_x и подъемной силы C_y :

$$C_x = \frac{R_x}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 S}, \quad C_y = \frac{R_y}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 S}$$

Тогда, пользуясь (5) и (6), найдем

$$C_x = \pi \frac{(2l)^2}{S} \sum_{n=2}^{\infty} n A_n^2, \quad C_y = \pi \frac{(2l)^2}{S} A_1. \quad (10)$$

Величина $\lambda = \frac{(2l)^2}{S}$, в случае прямоугольного крылового профиля, равная отношению его размаха $2l$ к хорде b , называется удлинением крыла. Введя эту величину в (7), получим формулы коэффициентов индуктивного сопротивления и подъемной силы:

$$C_x = \pi \lambda \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2, \quad C_y = \pi \lambda A_1. \quad (11)$$

Отсюда следует, что индуктивное сопротивление крылового профиля конечного размаха будет минимальным, если все коэффициенты в разложении циркуляции, кроме первого, равны нулю.

Это, согласно (4), соответствует распределению циркуляции

$$\Gamma = 4U_\infty l A_1 \sin \frac{z}{l}, \quad (12)$$

Или, возвращаясь к переменной z по (5),

$$\Gamma = 4U_\infty l A_1 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{l}\right)^2}. \quad (13)$$

Переписывая последнее равенство в виде

$$\frac{l^2}{(4U_\infty l A_1)^2} + \frac{z^2}{l^2} = 1,$$

убедимся, что распределение циркуляции по размаху крылового профиля (несущей линии) будет представлять собой эллипс с полуосями: по оси Z – равный полуразмаху крыла l , по оси Γ – максимальной по размаху циркуляции Γ_m , так:

$$4U_\infty l A_1 = \Gamma_m, \quad A_1 = \frac{\Gamma_m}{4U_\infty l}. \quad (14)$$

Уравнение эллипса будет

$$\frac{\Gamma^2}{\Gamma_m^2} + \frac{z^2}{l^2} = 1. \quad (15)$$

Полученное распределение циркуляции называется эллиптическим. При эллиптическом распределении циркуляции индуктивное сопротивление минимально. Крыло с эллиптическим распределением циркуляции имеет в теории крыла принципиальное значение. Рассмотрим его основные свойства.

Из формул (6) следует, что при эллиптическом распределении циркуляции индуктивная скорость и индуктивный угол (скос) одинаковы вдоль всего размаха крылового профиля. Действительно, подставляя в формулы (6) значения коэффициентов A_n :

$$A_1 = \frac{\Gamma_m}{4U_\infty l}, \quad A_2 = A_3 = \dots = 0,$$

получим

$$V_i = -\frac{\Gamma_m}{4l}, \quad a_i = \frac{\Gamma_m}{4U_\infty l}. \quad (16)$$

Крыло с постоянным по размаху геометрическим углом атаки называют **геометрически незакрученным**; крыло с постоянным по размаху действительным углом атаки называют **аэродинамически незакрученным**.

Из формул (14) следует, что с возрастанием при заданной максимальной циркуляции индуктивная скорость и угол сноса стремятся к нулю, как и у крыла бесконечного размаха.

Свяжем коэффициент подъемной силы C_y сечения крылового профиля с соответствующими ему значениями циркуляции $\Gamma(z)$. По теореме Жуковского, будем иметь для единицы длины крыла (b – хорда)

$$\rho U_{\infty} \Gamma = C_y \frac{\rho U_{\infty}^2}{2} b,$$

и, учитывая для малых углов атаки

$$C_y = \left(\frac{dC_y}{d\alpha} \right)_{\alpha=0} \alpha_1 = a_0 \alpha_1,$$

где a_0 – наклон кривой зависимости C_y от α , а α_1 – действительный угол атаки, найдем общую формулу искомой связи в виде

$$\Gamma = \frac{1}{2} a_0 b U_{\infty} \alpha_1. \quad (17)$$

Отсюда следует, что у крыла с эллиптическим распределением циркуляции при постоянной вдоль размаха аэродинамической характеристике сечений крыла a_0 и отсутствии геометрической закрученности ($\alpha = \text{const}$, $\alpha_1 = \text{const}$, $a_0 = \text{const}$) закон изменения хорды b вдоль размаха совпадает с законом изменения циркуляции Γ , то есть также будет эллиптическим.

Форма крылового профиля, согласно (14), (16) и соотношению $\Gamma_m = \frac{1}{2} a_0 b_m U_{\infty} \alpha_1$, будет иметь вид уравнения

$$\frac{b^2}{b_m^2} + \frac{z^2}{l^2} = 1. \quad (18)$$

здесь b_m – максимальная хорда сечения, соответствующего $z = 0$.

Итак, при принятых условиях геометрической незакрученности и равнозначности аэродинамических характеристик вдоль размаха, крыло с эллиптическим распределением циркуляции будет иметь и эллиптическую форму. Такое крыло называется эллиптическим.

Определим связь между коэффициентами индуктивного сопротивления и подъемной силы эллиптического крыла.

По (11) при $A_2 = A_3 = \dots = 0$,

$$C_{xi} = \pi \lambda A_1^2, \quad C_y = \pi \lambda A_1. \quad (19)$$

Исключая отсюда A_1 , получим

$$C_{xi} = \frac{1}{\pi \lambda} C_y^2. \quad (20)$$

Аналогичную формулу можно вывести и для крыла любой формы. Положим

$$\frac{1}{A_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 = 1 + \frac{1}{A_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n = 1 + \delta, \quad (21)$$

где δ тем меньше, чем ближе рассматриваемый профиль к эллиптическому.

Тогда из (11) получим

$$C_{xi} = \frac{1 + \delta}{\pi \lambda} C_y^2. \quad (22)$$

Проанализируем равномерное движение тела в несжимаемой жидкости. На бесконечном расстоянии впереди тела ее скорость равна скорости тела, взятой с обратным знаком. Вблизи тела скорость не образует конечного поля, и по ее распределению должна вычисляться сила, с которой жидкость действует на тело.

Рассмотрим координатную систему, две плоскости которой параллельны основному невозмущенному потоку. Если тело симметрично одной из этих плоскостей, то составляющих силы только две. Одна из них направлена в сторону, противоположную скорости тела, и называется **силой сопротив-**

ления. Другая перпендикулярна ей и называется **подъемной силой**. На несимметричное тело будет действовать и **отклоняющая сила** в третьем, перпендикулярном направлении.

Разберемся в происхождении этих сил. В слое у поверхности тела $\text{rot } \vec{V}$ отличен от нуля, так как имеется поперечный градиент скорости ($\text{grad } \vec{V}$). Вдали от пристеночного слоя в объеме, где роль вязкости не велика, $\text{rot } \vec{V}$ затухает медленно, согласно теореме о сохранении циркуляции.

В результате позади тела образуется длинный вихревой след, который обуславливает силу сопротивления при обтекании тонкого крылового профиля [4].

Для получения подъемной силы необходимо, чтобы возникла циркуляция вокруг крылового профиля. Направление циркуляции должно быть таким, чтобы под крылом ее скорость вычиталась из скорости основного потока, а над крылом прибавлялась к ней. Тогда, по теореме Бернулли, давление под крылом получается больше чем над ним. Это и создает подъемную силу. Но при движении тонкого профиля в жидкости возникает еще Архимедова сила.

Задача о вычислении циркуляции не имеет однозначного решения, если рассматривать произвольное течение. Но можно потребовать, чтобы поток плавно смыкался позади задней кромки, не унося дополнительных вихрей. Условие отсутствия вихрей позади задней кромки крыла поставлено С. А. Чаплыгиным и Н. Е. Жуковским для крыла бесконечного размера [1].

Тогда эта задача решается методом функции комплексного переменного.

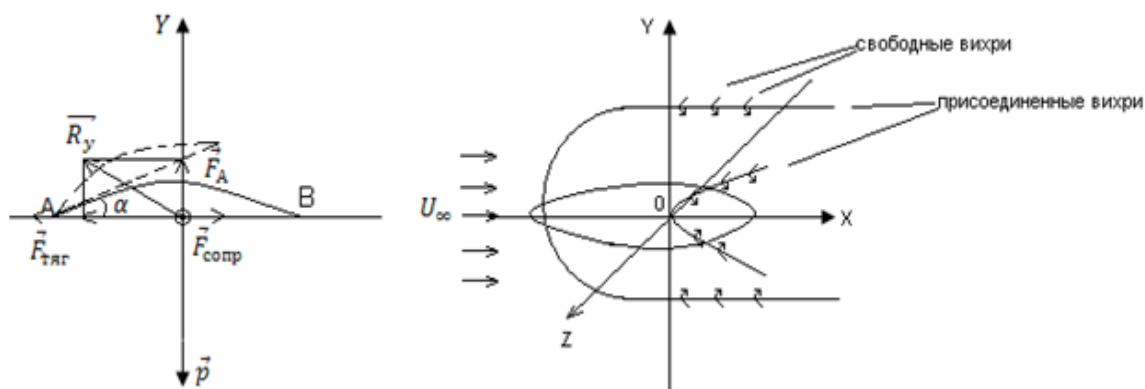


Рис. 4

Пусть такой крыловой профиль (в виде эллиптического лепестка) закреплен в точке А (рис. 4). Тогда равнодействующая сил, влияющих на такой профиль

$$\vec{R} = \vec{P} + \vec{F}_A + \vec{F}_{\text{сопр}} = 0.$$

По оси OY будет создавать подъемную силу R_y , по оси OX – силу сопротивления R_x . На несимметричный крыловой профиль (лепесток) будет действовать и отклоняющая сила, закручивающая лепесток в третьем, перпендикулярном плоскости рисунка направлении относительно точки закрепления А (рис. 4).

В соответствии со сказанным выше вихревая система, образуемая лепестком, индуцирует поле скоростей, которое складывается со скоростью набегающего потока. Неоднородность этого поля скоростей, возникающая вследствие асимметричности крылового профиля, приводит к созданию вращающего момента относительно оси OZ, что вызовет вращение лепестка в точке закрепления А относительно оси OX с угловой скоростью $\omega = 2\pi\Gamma$.

Определение кинематических характеристик эллиптических лепестков производилось оптическим методом, изложенным в работе [8]. С помощью методики, описанной О. Титъенсом, определялось число оборотов лепестков различных размеров (30 и 20 мм), формы (ширина лепестка $z = 10$ и 13 мм) и материала (медь, железо, алюминий).

В настоящем исследовании определялись силы, действующие на лепесток при его движении с постоянной скоростью 0,5 м/с относительно покоящейся жидкости.

Сила веса каждого лепестка определялась на аналитических весах.

Сила Архимеда определялась с помощью катетометра, определяя повышение уровня воды Δh при погружении в нее каждого исследуемого крылового лепестка.

Сила тяги измерялась специально изготовленным пружинным динамометром, проградуированным в ньютонах, при его движении в жидкости с постоянной скоростью. Измерения производились для групп исследуемых эллиптических крыловых лепестков одинакового размера, формы и плотности материала. Результаты измерений и вычислений приведены в таблицах 1 и 2.

Результаты и их обсуждение

Производились измерения частоты вращения лепестков трех различных размеров и разного удельного веса. Усредненные данные по 4–5 образцам каждой серии представлены в табл. 1. Скорость вращения лепестков составляет 10–20 об/сек. Исключением являются лепестки из алюминия, которые вообще не вращались. Только при нанесении на них тонкого слоя олова, который увеличивал их вес, они приходили во вращение, делая от 10 до 15 оборотов в секунду.

Это можно объяснить недостаточной величиной результирующей силы \vec{R} , не позволяющей создать необходимую подъемную силу, вследствие незначительной разницы между силой веса \vec{P} и Архимедовой силой \vec{F}_A (см. рис. 4)

Вычисления показывают, что возникновение подъемной силы R_y возможно при отношении $\frac{F_A}{P} = 0.5$ (см. табл. 1).

Из этого соотношения следует, что если $F_A = 0.5 P$, то есть плотность лепестка ρ_l – около двух плотностей воды ($\rho_l = 2\rho_e$), то вращение лепестка, вследствие малой величины составляющей R_y , не происходит.

Если же плотность лепестка $\rho_l \geq 5\rho_e$, то возникающая подъемная сила отклоняет лепесток на угол α и неоднородное индукционное поле скоростей вызывает вращение лепестка относительно точки закрепления лепестка на оси X.

При измерении силы тяги пружинным динамометром были получены два результата: первый, максимальный – в момент начала движения лепестка, второй – при движении лепестка во второй фазе, то есть с постоянной скоростью 0,5 м/с относительно жидкости (воды).

Довольно значительное отличие между этими значениями $\vec{F}_{тяг}$ наблюдалось для лепестков длиной 30 мм. Это отличие можно объяснить, подсчитав число Рейнольдса.

Расчеты показывают (см. табл. 2), что для лепестков такого размера значения числа Re в **момент начала движения** превышают в 2–3 раза значения **во второй фазе**, то есть при движении с постоянной скоростью. Таким образом в первой фазе движения происходит большая турбулизация потока, которая уменьшается во второй фазе. Следовательно, движение крылового профиля такого размера в первой фазе (начало движения) является неустойчивым. Более стабильные результаты получены при движении в жидкости лепестков меньшего размера (20 мм) и меньшей вогнутости (δ) (см. результаты в табл. 2)

На основе полученных данных оценим подъемную силу R_y тонкого профиля крыловидной формы, силу сопротивления R_x , ее вихревую природу, то есть индуктивное сопротивление C_{xi} , циркуляцию Γ , коэффициент подъемной силы C_u и вектор индуктивной скорости V_i .

Расчеты этих величин, произведенные по формулам (9), (10), (13), (16) представлены в табл. 1. (здесь даны усредненные значения величин).

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. На скорость вращения лепестков крыловидного профиля влияет материал, из которого они изготовлены. Стабильное вращение лепестков при их движении в несжимаемой жидкости возможно при условии $\rho_l \geq 5\rho_e$, где ρ_l – плотность материала лепестка, ρ_e – плотность воды. Это объясняется влиянием силы Архимеда при незначительной силе тяжести для лепестков из алюминия.

2. Для лепестков большего размера наблюдается значительное различие в двух фазах движения, отличающихся числом оборотов, величиной силы тяги и числом Рейнольдса.

3. Расчет по теории Прандтля (теории присоединенных вихрей) хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными, то есть может быть применено для расчета движения тел крыло-видной формы малой вогнутости конечного размера в жидкости с малой вязкостью.

4. Рассчитаны гидродинамические характеристики движения лепестков крыло-видной формы в несжимаемой жидкости: коэффициенты подъемной силы и силы сопротивления, циркуляцию скорости, индуктивную скорость и т. д.

Таблица 1
Результаты измерения частоты вращения лепестков трех различных размеров и разного удельного веса

№ п. п.	$\rho \cdot 10^3$, кг/м ³	$l \cdot 10^{-2}$, м	\bar{n} , об/с	$\bar{P} \cdot 10^{-3}$, Н	$\bar{F}_A \cdot 10^{-3}$, Н	$\frac{\bar{F}_A}{\bar{P}}$	$F_{Тягр}$, Н
1	8,4	3,0	11,4	9,5	1,2	0,17	0,093
							0,045
2	8,4	2,0	15,7	6,8	1,2	0,18	0,053
							0,033
3	8,4	2,0	11,6	5,3	1,0	0,18	0,034
							0,030
4	7,8	3,0	15	6,5	1,5	0,22	0,048
							0,036
5	7,8	2,0	10,8	4,4	0,7	0,16	0,035
							0,032
6	7,8	2,0	17,3	3,7	0,6	0,18	0,033
							0,030
7	2,7	3,0	00,0	2,1	1,1	0,51	0,000
							0,000
8	2,7	3,0	10,0	9,2	2,5	0,25	0,060
							0,042
9	2,7	2,0	00,0	1,6	0,8	0,50	0,000
							0,000
10	2,7	2,0	15,4	6,2	1,2	0,21	0,039
							0,035
11	2,7	2,0	00,0	1,2	0,6	0,50	0,000
							0,000
12	2,7	2,0	9,0	4,7	1,2	0,23	0,038
							0,030

Здесь:

ρ – плотность материала лепестков;

l – длина лепестка;

\bar{P} – средний вес лепестка;

\bar{F}_A – средняя архимедова сила.

Таблица 2
Исследование результатов, полученных в ходе изучения движения в жидкости лепестков сравнительно небольшого размера и меньшей вогнутости

№, п. п.	$R_y \cdot 10^3$	$C_y \cdot 10^{-2}$	$C_x \cdot 10^{-4}$	$\bar{A} \cdot 10^{-2}$	$\Gamma \cdot 10^{-4}$, м ² /с	$\bar{V} \cdot 10^{-2}$ м/с	$\alpha_i \cdot 10^{-2}$
1	16,8	2,6	0,17	0,21	1,10	0,09	1,8
		1,3	0,04	0,10	0,50	0,04	0,9
2	8,3	2,4	0,21	0,27	0,82	0,10	2,1
		1,5	0,08	0,17	0,52	0,07	1,3
3	5,0	1,9	0,11	0,17	0,50	0,06	1,3
		1,7	0,08	0,15	0,46	0,06	1,2
4	22,2	1,3	0,04	0,10	0,50	0,04	0,8
		1,0	0,03	0,08	0,40	0,03	0,7
5	5,7	1,6	0,09	0,18	0,55	0,07	1,4
		1,4	0,07	0,16	0,49	0,06	1,3
6	7,4	0,9	0,02	0,08	0,24	0,03	0,6

		0,8	0,02	0,07	0,20	0,025	0,5
7	14,5	1,7	0,08	0,14	0,71	0,06	1,2
		1,2	0,04	0,10	0,50	0,04	0,8
8	8,1	1,7	0,10	0,19	0,58	0,07	1,5
		1,6	0,09	0,18	0,55	0,07	1,4
9	4,3	2,2	0,14	0,19	0,58	0,07	1,5
		1,7	0,08	0,15	0,46	0,06	1,2

Здесь:

R_y – подъемная сила;

C_y – коэффициент подъемной силы;

C_x – коэффициент индуктивного сопротивления;

A – коэффициент циркуляции;

Γ – циркуляция скорости;

V_i – индуктивная скорость;

α_i – индуктивный угол (скос).

Заключение

Экспериментальное заключение обтекания тонких крыловых профилей несжимаемой жидкостью показало зависимость частоты вращения от геометрических размеров и формы. Это хорошо согласуется с расчетом числа Рейнольдса.

Из результатов гидродинамических испытаний следует, что для крыловидных лепестков большей длины возникают гидродинамические шумы.

Разработанная методика исследования акустических шумов показала, что причиной их возникновения является взаимодействие крылового профиля с возмущением набегающего потока и турбулентностью; отрывом вихрей в ламинарном пограничном слое и с размером и формой крылового профиля.

При исследовании динамических характеристик было учтено влияние силы Архимеда, получены результаты, которые ранее не были опубликованы: отсутствие вращения у закрепленного с одного конца крылового профиля, изготовленного из алюминия.

Таким образом, исследование показало, что материал, из которого изготовлен крыловидный профиль, влияет на его гидродинамические характеристики: коэффициенты подъемной силы и индуктивного сопротивления, циркуляцию скорости, индуктивную скорость.

Результаты работы могут быть использованы при проектировании различных винтовых движителей: винтов маломерных судов, лопастей вентиляторов, турбин и т. д.

Разработаны рекомендации для уменьшения вибрации в потоке жидкости лепестков крыловидной формы, что может быть использовано для уменьшения шумов при расчете и проектировании устройств в аэро-гидромеханике.

Библиографический список

1. Андреева, И. В. Физические основы распространения звука в океане [Текст] / И. В. Андреева. – Л. : Гидрометеиздат, 1975. – 190 с.
2. Бронковский, Г. А. Технология гидротурбостроения [Текст] / Г. А. Бронковский, А. И. Гольдфарб, Р. К. Фасулати. – Л. : Машиностроение, 1978. – 304 с.
3. Колескин, В. Н. Определение вращения тонкого профиля произвольной формы оптическим методом [Текст] / В. Н. Колескин // Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света. – Ярославль, 2007. – С. 63–66.
4. Компанец, А. С. Курс теоретической физики [Текст] / А. С. Компанец. – М. : Просвещение, 1975. – Т. 2. – 480 с.
5. Лойцянский, Л. Г. Механика жидкости и газа [Текст] / Л. Г. Лойцянский. – М. : Наука, 1978. – 736 с.
6. Седов, Л. И. Механика сплошной среды [Текст] / Л. И. Седов. – М. : Наука, 1984. – 560 с.
7. Солоухин, Р. И. Методы физических измерений [Текст] / Р. И. Солоухин. – Новосибирск : Наука, 1975. – 290 с.
8. Титъенс, О. Гидро- и аэромеханика [Текст] / О. Титъенс. – М. : Объединенное научно-техническое издательство НКТП СССР, 1935. – 312 с.
9. Хиклинг, Р. Аэрогидромеханический шум в технике [Текст] / Р. Хиклинг. – М. : Мир, 1980. – 336 с.