

УДК 532.5

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МАШУЩЕГО ПОЛЕТА

© 2024 г. В. Д. Котелкин^{1,*}¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: kotelkin@mech.math.msu.su

Поступила в редакцию 14.03.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята к публикации 15.05.2024 г.

2D-моделирование машущего полета осуществляется на основе конечно-разностных уравнений Навье–Стокса, а крыло имитируется ансамблем лагранжевых частиц. Моделирование проводится в двух плоскостях – параллельной и ортогональной направлению полета. Воспроизводится вихревая дорожка Голубева, создающая тягу; выясняется смысл восьмеркообразной кинематики; показывается, что вихри, индуцируемые отмахкой крыла, ликвидируют отрыв потока. Установлено, что создание подъемной силы с помощью складных крыльев втрое уменьшает энергозатраты птиц. Исследована аэродинамика модели циклокоптера с гибридной кинематикой.

Ключевые слова: машущий полет, вязкая жидкость, безотрывное обтекание, уравнения Навье–Стокса, вихри, численное моделирование, сила тяги, подъемная сила, восьмеркообразная кинематика, циклокоптер.

DOI: 10.31857/S0032823524060022 EDN: IHBNZS

1. Введение. Машущий полет издавна привлекает внимание инженеров, механиков и биологов. Не удивительно, что им заинтересовался первый заведующий нашей кафедрой аэромеханики МГУ им. М.В. Ломоносова, профессор Владимир Васильевич Голубев. “Мы научились замечательно летать, но насколько экономно мы летаем? Мы имеем в природе замечательные примеры полета – полет птиц. Взмахами крыльев они создают себе и подъемную силу и тягу; бесшумно, с большой скоростью и на очень большие расстояния летят они, взмахивая крыльями. И рядом наши самолеты с их дико ревущими моторами, с пропеллерами, делающими тысячи оборотов в минуту. пожирающие в своих моторах колоссальные запасы бензина.”

Основная проблема в теории машущего крыла – это изучение механизма образования тяги путем взмахов крыльев, который до работ В.В. Голубева был совершенно не ясен. [1]: “В некоторых исследованиях по теории крыла сила тяги объясняется подсосыванием, возникающим у передней кромки крыла.” “Восполнить пробел в теории крыла в этом направлении и составляло цель исследований, проведенных мною и моими сотрудниками в институте механики МГУ”. Владимир Васильевич дал изящное аналитическое объяснение силы тяги в рамках представлений идеальной жидкости, заменив вязкий пограничный слой набором катящихся вихрей. При взмахах крыла в верхней и нижней точках от него отходят вихри, и за крылом образуется вихревая дорожка Голубева, в которой направление вращения вихрей противоположно по отношению к известной дорожке Кармана за неподвижным телом. Вследствие чего поток за телом ускоряется, и сила сопротивления заменяется силой тяги.

Ученик Н.Е. Жуковского, профессор В.В. Голубев, получивший фундаментальные результаты по колеблющемуся с большой амплитудой крылу, заложил теоретическую основу исследований машущего полета, изложенную в его трудах 1942–1957 гг. [1].

Необходимо отметить, что это было сделано намного раньше, чем за рубежом, где основоположником изучения машущего полета считается английский ученый Дж. Лайтхилл [2].

Академик Георгий Иванович Петров, заменивший В.В. Голубева на посту заведующего кафедрой, всегда с большим интересом и симпатией относился к работам по машущему полету. Под его руководством исследования машущего полета получили дальнейшее развитие в работах доцента А.А. Зайцева [3]. С появлением у нас компьютеров, на легендарной БЭСМ-6, ученики А.А. Зайцева [4–6] проводили первые численные исследования машущего полета. Ими были собраны и обработаны данные по кинематике движения крыльев птиц, насекомых и рыб. В группе А.А. Зайцева расчеты проводились, также как и В.В. Голубевым, по уравнениям Эйлера для идеальной жидкости. Влияние вязкости учитывалось приближенно посредством моделирования вихревой пелены за крылом, что позволяло исследовать трехмерные задачи. Под руководством А.А. Зайцева были защищены кандидатские диссертации Тюревым В.В. [4], Шариной Л.А. [5] и Федотовым А.А. [6], уникальные результаты которых не потеряли своей актуальности и сегодня. На семинаре А.А. Зайцева мы слушали доклад о двумерном численном моделировании машущего полета известного шведского специалиста К. Густафсона [7].

Другим первопроходцем численных исследований нестационарных движений крыла был заведующий лабораторией НИИ механики МГУ А.И. Швец [8]. В группе А.И. Швеца численное моделирование развивалось на базе уравнений Навье–Стокса для вязкой жидкости в двумерной постановке. Конечно, уровень вычислительной техники того времени допускал проведение лишь достаточно простых численных исследований. Анализируя расчеты по разгону крыла Г.И. Петров обратил внимание на то обстоятельство, что сначала обтекание, сход потока и аэродинамические силы соответствуют идеальной жидкости, и только через некоторое время действие вязкости сносит отрыв на заднюю кромку. Георгий Иванович высказал гипотезу: “Птицы ухитряются махать крыльями таким образом, чтобы летать как в идеальной жидкости”. Первая проверка этой идеи Г.И. Петрова представлена в [9].

В настоящее время, благодаря прогрессу вычислительной техники и компьютерных технологий, численные исследования машущего полета очень активно развиваются во многих странах [10–15].

Следует отметить инженерные успехи, в Интернете можно найти много примеров успешно летающих машущих моделей.

2. Кинематика крыльев. Простейшая схема Голубева, в которой плоская пластина совершает колебания в условиях плоскопараллельного течения, позволяет получить силу тяги, но она далека от маховых движениях крыльев в реальных условиях. В природе наблюдаются разнообразные способы полета и плавания птиц, бабочек, саранчи, китообразных, когда их крылья и плавники совершают поступательно-крутильные движения. Необходимые для расчетов кинематические данные о движениях, совершаемых крыльями птиц, насекомых и плавниками рыб были собраны в группе А.А. Зайцева, рис. 1.

Характерной траекторией поступательного движения (центральной точки) крыла является удлиненная восьмерка А–В–С–D. Во время опускания из верхней части траектории В–С крылья пронируют (вращение, при котором передний край крыла идет вниз) и совершают резкую отмашку назад С–D, при которой их скорость должна быть значительно больше поступательной скорости полета. Обратное вращение крыльев происходит в нижней части траектории С–А с супинацией (вращение, при котором передний край крыла идет вверх), после чего наблюдается фаза плавной проводки крыльев на критических углах атаки вперед и вверх А–В, включающая в движение все крыло, как это делают ласточки и соколы, или же часть крыла, как это делают чайки.

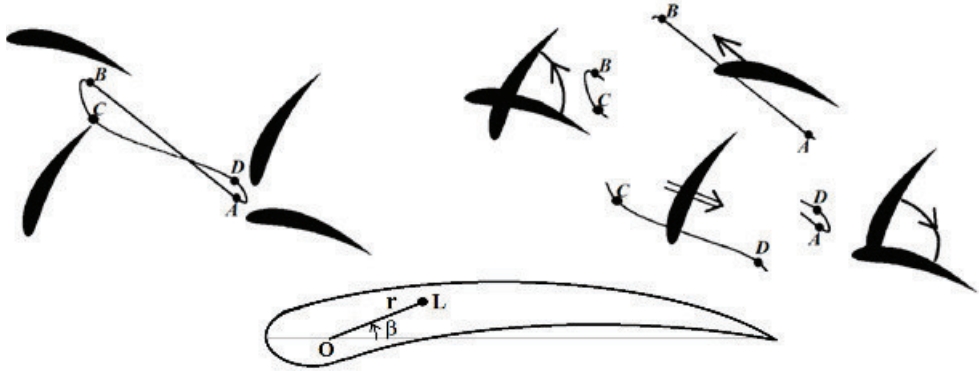


Рис. 1

Двумерная поступательно-вращательная кинематика задается с помощью трех периодических функций

$$\{x_0(t), y_0(t), \alpha_0(t)\}, \quad (2.1)$$

(x_0, y_0) – задают поступательное перемещение какой-либо точки объекта, например центра тяжести; α_0 – задает угол, определяющий вращательное движение $\omega_0(t) = \dot{\alpha}_0(t)$ объекта вокруг точки (x_0, y_0) .

Естественно, что форма объекта также должна быть задана, это происходит при выборе ансамбля лагранжевых частиц $\{L\}$, имитирующих тело. Для этого дополнительно вводится система полярных координат, жестко связанная с телом, рис. 1 снизу. В качестве лагранжевых координат принимаются полярные координаты $r(L), \beta(L)$ частиц при нулевом угле атаки. Тогда эйлеровы координаты частиц будут равны

$$x^e(L, t) = x_0(t) + r(L) \cos(\beta(L) - \alpha_0(t)), \quad y^e(L, t) = y_0(t) + r(L) \sin(\beta(L) - \alpha_0(t)), \quad (2.2)$$

а их скорости –

$$u(L, t) = \dot{x}_0(t) + [y(L, t) - y_0(t)] \omega_0(t), \quad v(L, t) = \dot{y}_0(t) - [x(L, t) - x_0(t)] \omega_0(t) \quad (2.3)$$

При проведении расчетов кинематика в виде восьмерки строилась следующим образом, сначала аналитически задавались ее кусочно-непрерывные части, а потом разрывы сглаживались с помощью численного осреднения.

3. Уравнения и граничные условия. Для сравнительно небольших скоростей полета воздух можно считать несжимаемой средой, движение которой с учетом вязкости описывается уравнениями Навье–Стокса. Будем считать, что рассматриваемый объект – крыло или пластинка – совершает периодические машущие движения и осуществляет прямолинейный полет без маневрирования. В этом случае осредненная скорость перемещения объекта постоянна. Используем для моделирования декартову систему координат, связанную с объектом и движущуюся со скоростью V_∞ , которую примем за масштаб скорости. За масштаб длины возьмем длину хорды крыла L , за масштаб времени – $t_0 = L/V_\infty$, а за масштаб давления – $p_0 = \rho V_\infty^2$. Тогда в безразмерной форме 2D-уравнения Навье–Стокса запишутся в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \Delta u \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \Delta v \quad (3.3)$$

В эти уравнения входит критерий подобия – число Рейнольдса $\text{Re} = V_\infty L/\nu$, где ν – кинематическая вязкость воздуха. Вторым критерием подобия в случае машущего полета является число Струхала $\text{Sh} = t_0/t_c = L/t_c V_\infty$, характеризующее частоту колебаний, где t_c – безразмерный период циклических колебаний крыла.

Решения уравнений (3.1)–(3.3) должны удовлетворять двум граничным условиям – отсутствию возмущений однородного потока вдали от тела

$$u|_\infty = 1, v|_\infty = 0 \quad (3.4)$$

и нестационарному условию прилипания на поверхности тела, скорость и местоположение которого в каждый момент времени известны по заданной кинематике (2.1)–(2.3). Уравнения (3.1)–(3.3) и граничные условия (3.4), (2.1)–(2.3) выражают математическую формулировку задачи. При ее численном решении задавалось также начальное поле скоростей, которое оказывало заметное влияние на 2–3 начальных цикла, а затем течение выходило на исследуемый режим, не зависящий от начальных условий. Для полетов птиц число Re имеет порядок $10^2 \div 10^3$ (число Струхала для дорожки Кармана ~ 0.17).

Главными результирующими аэродинамическими характеристиками машущего полета являются подъемная сила Y и сила сопротивления X . При больших числах Рейнольдса, рассматриваемых в работе, силами трения пренебрежем, и будем учитывать только силы давления. В относительных переменных их заменяют коэффициенты – давления C_p , подъемной силы C_y и силы сопротивления C_x .

По определению

$$C_p = (p_{\text{dim}} - p_\infty)/(\frac{1}{2} \rho V_\infty^2) = 2p_{\text{dimless}}, C_x, C_y = X, Y/(\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 L)$$

В связанной с профилем лагранжевой системе координат C_y находится интегрированием давления вдоль нижней и верхней сторон профиля, а C_x – вдоль его левой и правой “сторон”, т.е. при нулевом угле атаки.

$$C_y = 2 \int (p_{\text{down}}(x^L) - p^{\text{up}}(x^L)) dx^L, C_x = 2 \int (p_{\text{left}}(y^L) - p_{\text{right}}(y^L)) dy^L$$

Размерные силы могут быть вычислены по формуле $X, Y = (\frac{1}{2} \rho V_\infty^2 L) C_x, C_y$.

4. Численная реализация и тестирование. Для численного решения уравнений Навье–Стокса в работе используется метод конечных разностей, частные производные аппроксимируются центральными разностями со вторым порядком точности на равномерной декартовой сетке. При интегрировании уравнений Навье–Стокса по времени вклады от процессов различной физической природы – конвективного переноса, вязкой диссипации и сил давления – вычисляются отдельно:

$$\delta u = \delta u^{\text{conv}} + \delta u^{\text{vis}} + \delta u^{\text{press}}, \delta u^{\text{vis}} = \delta t \frac{\Delta u}{\text{Re}}, \delta u^{\text{press}} = -\delta t \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\delta v = \delta v^{\text{conv}} + \delta v^{\text{vis}} + \delta v^{\text{press}}, \delta v^{\text{vis}} = \delta t \frac{\Delta v}{\text{Re}}, \delta v^{\text{press}} = -\delta t \frac{\partial p}{\partial y}$$

Гиперболический процесс конвективного переноса, вычисляется вдоль характеристик, которыми являются линии тока. При этом необходимо соблюдать ограничение Куранта на временной шаг δt , заключающееся в том, что максимальное переме-

шение не должно превосходить шаг расчетной сетки $V_{\max} \delta t < h$. Параболический процесс вязкой диссипации интегрируется с помощью попеременно-треугольного метода расщепления [16]. Вычисляется промежуточное поле скоростей (\tilde{u}, \tilde{v}) , учитывающее конвективный и вязкий вклады.

Затем находится правая часть уравнения Пуассона для определения распределения давления, обеспечивающего [17,18] выполнение условия несжимаемости (3.1)

$$\Delta p = \frac{1}{\delta t} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right)$$

Давление находится в результате решения эллиптической краевой задачи по мультигридной методике [19–21], после чего вычисляется окончательное поле скорости (u, v) на новом временном слое $t^{n+1} = t^n + \delta t$

$$u = \tilde{u} - \delta t \frac{\partial p}{\partial x}, \quad v = \tilde{v} - \delta t \frac{\partial p}{\partial y}$$

Расчетная область имеет форму прямоугольника, рис. 2, а внешние граничные условия (3.4) редуцируются. Слева на входе потока ставятся условия $u = 1, v = 0, p = 0$, соответствующие однородному потоку. Сверху и снизу сохраняется условие $v = 0$, и используются условия отсутствия касательных напряжений $du/dy = 0$ и $dp/dy = 0$, соответствующие скользким стенкам. Справа на выходе потока задаются “мягкие” условия: $dv/dx = 0, du/dx = 0$ и $dp/dx = 0$.

Подвижный объект моделируется набором лагранжевых частиц $\{L\}$, идентифицируемых полярными координатами $\{r(L), \beta(L)\}$. В приводимых далее расчетах в одной эйлеровой ячейке размещались 4 лагранжевых частицы, на хорду крыла отводилось 320 расчетных узлов. Для поступательно-вращательных движений (2.1) текущие эйлеровы координаты лагранжевых частиц вычисляются по формулам (2.2).

Отметим, что такой численный подход не только удобен из-за его простоты и универсальности, но и обладает высокой эффективностью.

5. Тестирование. Первоначальное тестирование численного алгоритма проводилось путем расчета дорожки Кармана за неподвижным цилиндром и сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными [22], рис. 2, а, и показало хорошее совпадение, сужение следа в расчете отражает ограничение расчетной области непроницаемыми стенками.

Тестирование полного алгоритма, включающего осцилляции обтекаемого объекта, проводилось путем сравнения с имеющимися в литературе численными результатами других авторов. На рис. 2, б приведены результаты тестирования (сверху – вихри,

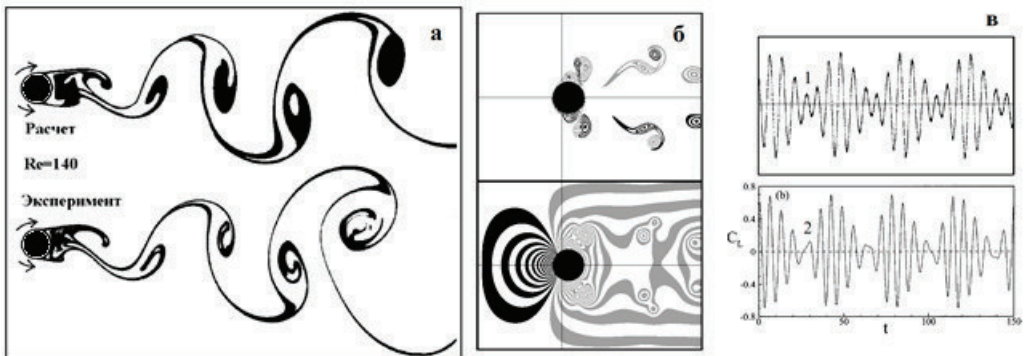


Рис. 2.

снизу – изобары давления) для цилиндра, совершающего колебания вдоль потока, воспроизведен режим (Locked-on modes [23]) симметричной вихревой дорожки. На рис. 2, в приведены результаты тестирования для случая, когда цилиндр совершает 15-градусные вращательные колебания, воспроизведен наиболее сложный характер изменения подъемной силы [24]. Верификация показала, что численный алгоритм хорошо воспроизводит сложные течения, возникающие при поступательных и вращательных осцилляциях. В приводимых далее численных экспериментах число Рейнольдса, если оно не указывается, равно 1000.

Важным инструментом компьютерного моделирования являются программы, визуализирующие результаты расчетов. Удобно представлять и анализировать характер течения через динамические визуализации завихренности $\omega(t) = \partial u/\partial y - \partial v/\partial x$. Визуализации в работе представлены в натуральной тепловой палитре, т.е. положительные значения изображаются оттенками красного цвета, а отрицательные значения – оттенками синего цвета; индекс цвета пропорционален значению изображаемой величины (в случае больших значений цвета зацикливаются). Крыловой профиль окрашивается черным цветом.

Завершая тестовые расчеты, проведем моделирование вихревой дорожки Голубева, порождающей силу тяги. На рис. 3, б приведены результаты обтекания симметричного крылового профиля, совершающего вертикальные гармонические колебания: $y_0(t) = A \sin(2\pi ft)$, $x_0(t) = 0$, $\alpha_0(t) = 0$. Для сравнения на рис. 3, в, г показаны те же данные для дорожки Кармана за неподвижным профилем.

Слева показана завихренность, красные вихри вращаются по часовой стрелке, синие – против. Справа показаны отклонения горизонтальной скорости от скорости набегающего потока. На рис. 3 наглядно видно, что при осцилляциях происходит обращение вихревой дорожки, и замедленный синий след превращается в ускоренный – красный, а, значит, вместо сопротивления возникает сила тяги.

Вихревая дорожка В.В. Голубева была воспроизведена экспериментально в институте механики МГУ и ленинградской школой биологов (Бродский А.К., 1988) в эксперименте с насекомым. Примечательно, что до исследований В.В. Голубева интенсивное вихреобразование за плывущей рыбой расценивалось как бесполезная трата энергии, а на самом деле оказалось наоборот: вихри вызывают образование тяги.

6. Особенности машущего полета. Всевозможные формы крыльев и кинематики их движений, а соответственно и варианты для моделирования, неисчислимы. Поэтому после отладки алгоритмов перед исследователем неизбежно возникает принципи-

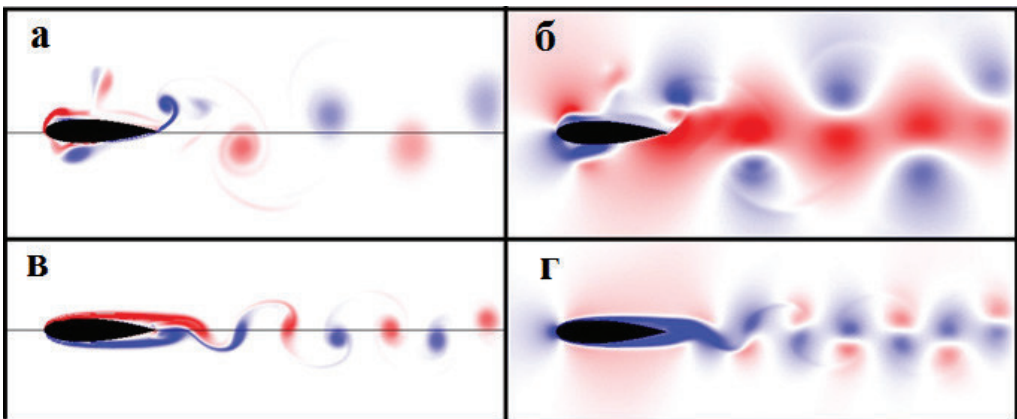


Рис. 3.

альный вопрос – что моделировать и зачем? Выступая на защите Л.В. Шароиной [5], Г.И. Петров пошутил, “что в работе сделана попытка научить муху правильно летать, хотя в Божьем КБ было достаточно времени для отработки моделей”. Первым направлением численных экспериментов выберем изучение и освоение особенностей машущего полета, наблюдаемых в природе.

1. Восьмеркообразная кинематика. Для выяснения и понимания особенностей машущего полета начнем численные эксперименты с самой простой кинематики (вырожденной восьмерки): крыло под углом атаки движется вперед по прямой, затем поворачивается (против часовой стрелки) на 90° , затем быстро откатывается назад по той же прямой и затем поворачивается обратно в исходное положение, все движения осуществляются с постоянными скоростями. Форма профиля задается аналитически, как средняя линия $y_m(x)$ и толщина $Y_p(x) = \varepsilon x^{1/2}(1-x)$, так, что $Y^+ = y_m + Y_p$, $Y^- = y_m - Y_p$.

Расчет, как и ожидалось, показывает, кривые 1 на рис. 4, что при отмашке создаются сила тяги и подъемная сила, а при поступательном перемещении крыла вперед с углом атаки подъемная сила тоже создается, но действует сопротивление. Еще хуже дело обстоит при поворотах крыла, так как теперь негативной становится подъемная сила. Была проведена серия численных экспериментов с модификациями кинематики поворотов. Выяснилось, что исправить ситуацию можно, если одновременно с поворотом опускать крыло вниз и отводить назад примерно со скоростью потока. Т.е. чтобы поворот происходил как бы в неподвижной среде, понятно, что при этом негативные воздействия потока становятся минимальными. Таким образом, мы приходим к кинематике в форме удлинненной восьмерки и понимаем ее динамический смысл. Отвод крыла назад и вниз при его развороте в верхней точке с подходящим темпом и амплитудой позволяет не только избежать негативных силовых воздействий, а наоборот дополнительно увеличить и подъемную силу и тягу крыла, кривые 2 на рис. 4.

Видно, что в итоге подъемная сила всегда положительна и значительно возрастает при отмашке; отрицательное сопротивление, соответствующее силе тяги, причем тоже значительной, также наблюдается при отмашке и компенсирует сопротивление, неизбежно возникающее при движении крыла вперед.

2. Ликвидация отрыва с помощью вихрей. Обратимся к гипотезе Г.И. Петрова “птицы ухитряются ... летать как в идеальной жидкости”. Если исходить из парадокса Д’Аламбера – Эйлера, то для снижения сопротивления надо стремиться к безотрывному обтеканию. В случае неподвижного крылового профиля отрыв потока с передней кромки наступает при превышении критического угла атаки ($10 \div 15^\circ$). Тогда

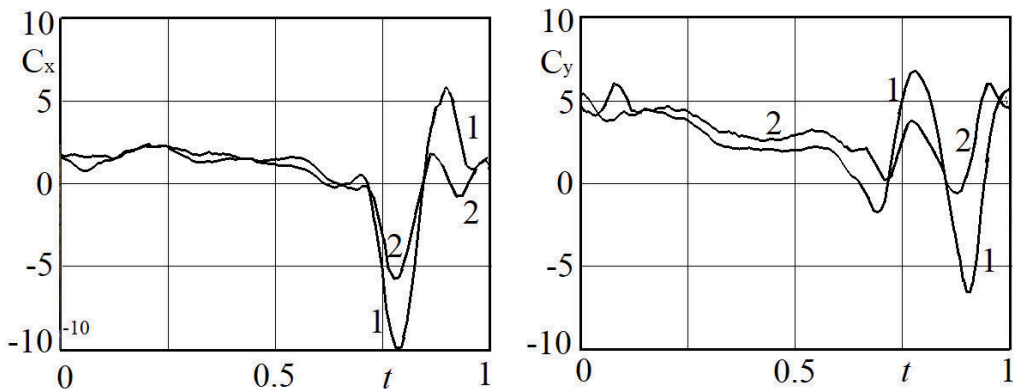


Рис. 4.

слова Г.И. Петрова про искусство полета в идеальной среде следует понимать, как умение махать крыльями так, чтобы за короткое время безотрывного обтекания использовать аэродинамические преимущества больших углов атаки. Из скоростной киносъемки известно, что при машущем полете угол атаки может достигать значений $20 \div 30^\circ$, гораздо выше критических. Но киносъемка не видит движение и сопутствующие завихрения воздуха, а двумерное численное моделирование позволяет это сделать очень наглядно. Визуализация вихрей, полученных в расчете, результаты которого приведены на рис. 5, подтверждает гипотезу Г.И. Петрова.

Кадр 1 кинограммы показывает положение профиля в его верхней точке; кадр 2 показывает, что при повороте крыла против часовой стрелки сходящая с его передней кромки вихревая пелена сворачивается в крупный вихрь красного цвета, вращающийся по часовой стрелке. Затем при отмашке, кадр 3, и обратном повороте крыла, кадр 4, вихревая пелена, сходящая с острой задней кромки, сворачиваясь, формирует второй крупный вихрь синего цвета, вращающийся против часовой стрелки. Последующее продвижение крыла вперед происходит между этими интенсивными вихрями, направления вращения которых, кадры 5–7, сначала способствуют быстрой ликвидации отрыва, возникающего при отмашке и повороте крыла, а затем задерживают образование нового отрыва на закритическом угле атаки. В этой игре участвует и набегающий поток, с нижней стороны крыла он способствует ликвидации отрыва, а с верхней стороны, наоборот, ведет к отрыву, но ему противостоит созданный крылом крупный синий вихрь. Важную роль этих вихрей (*leading-edge vortex*, *trailing-edge vortex*) отмечают многие авторы [12,15].

3. *Подъемная сила и частота взмахов крыльями.* Сила тяги имеет первостепенное значение для плавания в воде, где весу противостоит сила Архимеда. При полете в воздухе главную роль играет подъемная сила, и на первый план выходит вопрос ее создания. В.В. Голубев, исследуя режим “зависания” птиц и насекомых на месте,

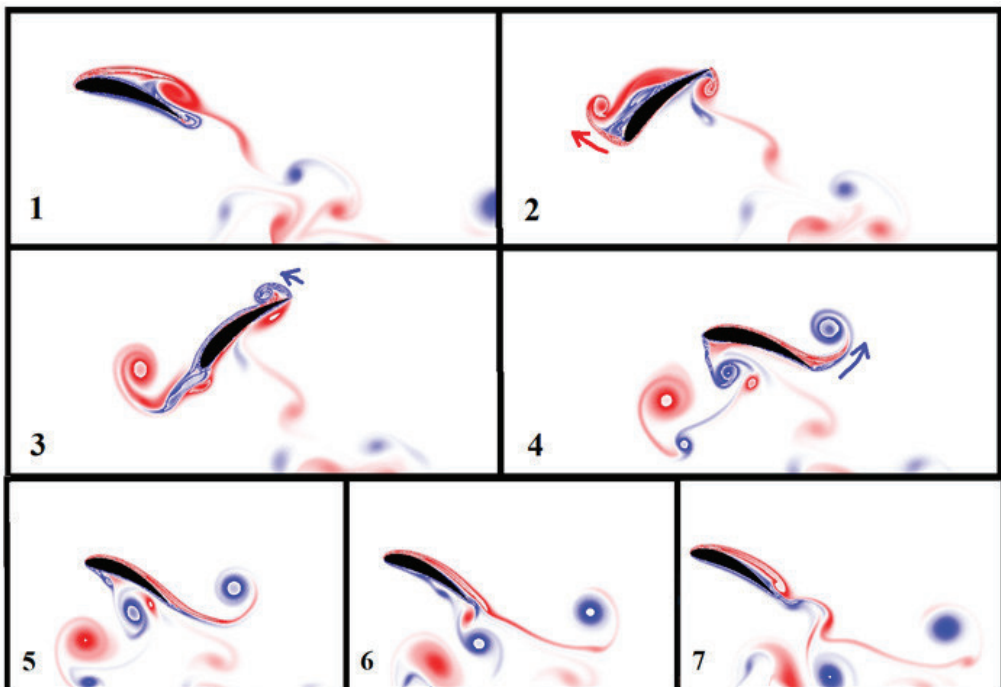


Рис. 5.

объяснял его поворотом направления поступательных осцилляций крыла на 90° , т.е. заменой вертикальных перемещений на горизонтальные перемещения. Тогда создаваемая крылом вихревая дорожка будет направлена вниз и обеспечит подъемную силу.

Наблюдения за полетом птиц и насекомых показывают, что в природе встречаются разные виды маховых движений, совершаемых крыльями. Так как форма крыльев и тел реальных птиц трехмерна, то и кинематика крыльев в общем случае может быть весьма сложной. Но очень распространена и простая – чисто вращательная кинематика, при которой крылья совершают только угловые осцилляции, поднимаясь и опускаясь, как показано в центральной части рис. 6. Тогда, оставаясь по-прежнему в рамках двумерного расчета, можно проводить альтернативное моделирование в плоскости, ортогональной направлению полета. Причем теперь при вычислении подъемной силы появляется возможность учесть влияние, которое оказывает туловище птицы, рис. 6. Отметим, что похожая схема махания крыльями также рассматривалась В.В. Голубевым при описании структуры потока вокруг бабочки-толстоголовки.

Хорошо известно [11], что подъемная сила нелинейно быстро растет при увеличении частоты осцилляций. Все насекомые летают, махая крыльями с высокой частотой, даже не обладая аэродинамической формой, как например майские жуки. На рис. 6,а показано быстрое уменьшение коэффициента подъемной силы $C_y(t)$ при снижении частоты взмахов: кривые 1, 2 и 3 соответствуют числам Струхала 1.0, 0.5 и 0.25. Характерной чертой кинематики птиц и насекомых является равномерность движений, крылья безостановочно поднимаются и опускаются с одинаковой скоростью.

4. *Неравномерная кинематика.* Была предпринята попытка увеличить подъемную силу за счет более резкой отмашки, время которой (при сохранении общего периода цикла t_c) в три раза меньше времени взмаха. Результат этого эксперимента – кривая 2 на рис. 6,б, вместе с которой для сравнения показан равномерный случай – кривая 1. Видно, что, хотя максимум $C_y(t)$ и увеличился в два раза, интегральное значение подъемной силы практически не изменилось, так как время отмашки сократилось. Этот результат говорит в пользу простой равномерной кинематики и нецелесообразности разработки технических моделей с неравномерной вращательной кинематикой.

5. *Крылья.* На рис. 6 так же видно, что при подъеме крыльев действует значительная негативная подъемная сила. Скоростная видеосъемка полета птиц показывает, что они машут крыльями равномерно, но при этом многие птицы частично складывают крылья при подъеме, а потом полностью раскрывают их при отмашке. Очевидно, что

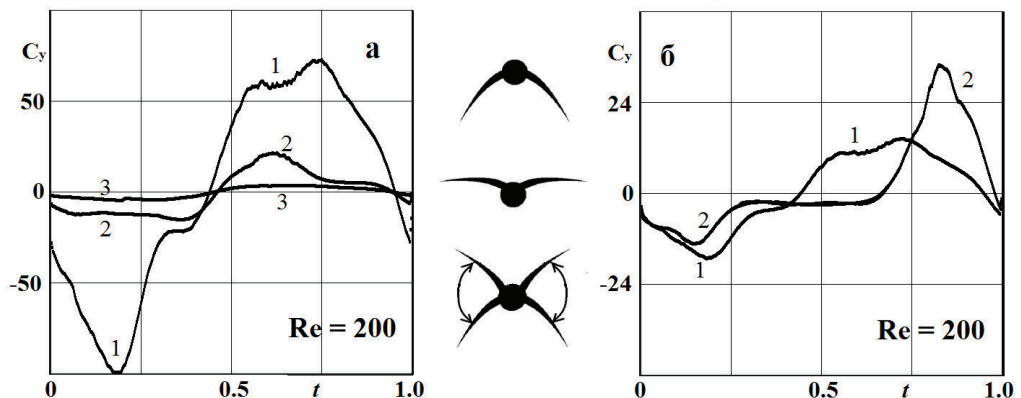


Рис. 6.

сгибание крыла при подъеме должно нивелировать негативный эффект и увеличить интегральную подъемную силу.

Лагранжев подход, используемый в работе для описания движений крыла, позволяет моделировать не только рассмотренные выше твердотельные – поступательно-вращательные перемещения, но и добавлять к ним деформации крыла [12, 15]. Была разработана подпрограмм, реализующая более сложную кинематику, включающую отворот назад половины крыла во время подъема,

В левой части рис. 7 показано поведение коэффициента подъемной силы $C_y(t)$, кривая 1 представляет простые крылья, а кривая 2 – складные. Видно, что негативная подъемная сила значительно уменьшилась, но вместе с ней неожиданно уменьшилась и позитивная часть подъемной силы. Из сравнения кривых на графике видно, что экстремальные значения $C_y(t)$ на складных крыльях уменьшились примерно в три раза по сравнению с простыми крыльями. А так как амплитуды движений крыльев, т.е. их перемещения, в эксперименте были сохранены, то соответственно работа, совершаемая складными крыльями, вдвое меньше, чем энергозатраты в случае простых крыльев. Так в эксперименте со складными крыльями вместо ожидаемого роста подъемной силы неожиданно раскрылся способ трехкратной экономии энергии!

Визуализация завихренности, рис. 7, показывает, что с острой кромки крыла один вихрь сходит при подъеме крыла, а другой при опускании, эти вихри вращаются в разные стороны и поэтому образуют быструю пару. Так как на втором крыле образуется такая же пара вихрей, то вихревая дорожка является симметричной, а создаваемый ею спутный поток прямолинейным, в отличие от извилистых спутных потоков в дорожках Голубева и Кармана.

7. Техническое направление моделирования, циклокоптер. Вторым направлением численных исследований машущего полета являются расчеты перспективных технических моделей летательных аппаратов. Идею создания гибридного летательного аппарата – циклокоптера (еще называемого цикложиром, циклотроном, циклолетом) безуспешно пытались реализовать на протяжении 100 лет. Не удивительно, что в давнем споре: “что лучше крыло, созданное природой, или винт, изобретенный человеком?”, сейчас побеждают получившие широкое распространение винтовые квадрокоптеры. Но интерес изобретателей к аппаратам с вращающимися колесами, в качестве лопастей которых используются крыловые профили, оптимальным образом изменяющие угол атаки в процессе оборота, по-прежнему сохранился. Тем

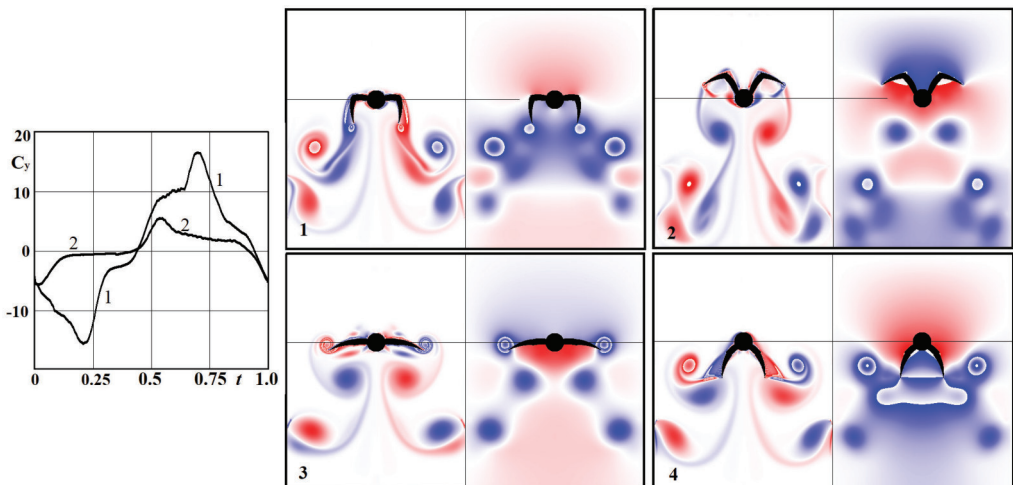


Рис. 7.

более, что совсем недавно циклокоптеры наконец-то смогли оторваться от земли и начали летать.

Представленные выше эксперименты с изогнутыми крыльями, были дублированы такими же расчетами, но с плоскими пластинками (с закругленными концами), и результаты оказались близкими. Это говорит о том, что в машущем полете на первом месте стоит кинематика, а геометрическая форма крыльев играет второстепенную роль [13]. Высокие летные качества сохраняются при замене выпуклого крыла простой пластинкой, если использовать правильную кинематику [10]. Вероятно, изогнутая форма крыльев, прежде всего, связана с биолого-анатомическим строением птиц, с сохранением тепла. Тогда, заменяя крыловые профили в циклокоптере на пластинки, рис. 8, можно смоделировать гибридный вариант кинематики, в котором лопатки вращаются не только вместе с колесом, но и вокруг своей оси.

Так что каждый край пластинки оказывается в роли то передней, то задней кромки, рис. 8. Очевидно, что такая кинематика более проста для технической реализации, чем повороты крыловых профилей в противоположных направлениях.

Результаты моделирования такого 4-х лопастного устройства, вращающегося с постоянной угловой скоростью и с изменяемым (с помощью кулачковых механизмов), как показано на рис. 8, углом атаки, показывают всюду положительные подъемную силу и силу тяги.

Заключение. Предлагаемый численный подход, заменяющий крыло ансамблем лагранжевых частиц, позволяет проводить моделирование машущего полета с произвольной вращательно-поступательной кинематикой, а также с деформацией крыла.

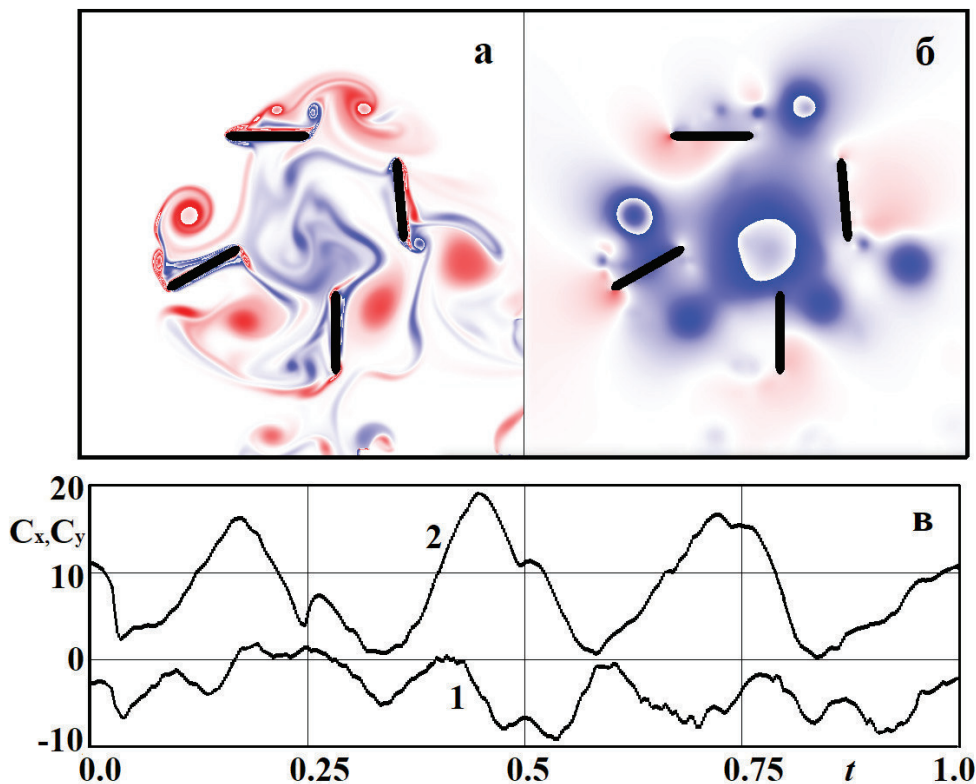


Рис. 8.

Проведение простого и наглядного двумерного моделирования помогает выявить и понять принципиальные особенности машущего полета.

Моделирование обтекания вертикально осциллирующего крыла позволяет визуализировать вихревую дорожку Голубева и спутный поток, чтобы наглядно показать его основной результат – создание силы тяги.

Моделирование обтекания крыла, использующего восьмеркообразную, поступательно-вращательную кинематику, позволило понять ее смысл и достоинства. Повороты крыла, сопровождаемые одновременным отводом его назад и вниз, не только ликвидируют появление негативных силовых воздействий, но и, при умелом выполнении этого маневра, усиливают подъемную силу и силу тяги. Визуализация процесса показывает, что проводка крыла при взмахе между интенсивными вихрями, создаваемыми крылом при резкой отмашке, способствуют безотрывному обтеканию. Таким образом, наше моделирование подтверждает гипотезу Г.И. Петрова об искусстве полета птиц, “как в идеальной жидкости”, представляющую основополагающий принцип аэродинамики машущего полета.

Альтернативное 2D-моделирование машущего полета в плоскости, ортогональной направлению полета, позволяет исследовать вторую часто используемую птицами и насекомыми, чисто вращательную, кинематику крыльев. Визуализация динамики создаваемых при этой кинематике вихрей выявляет их парные структуры с близким расположением двух противоположно вращающихся вихрей, что ускоряет их совместное перемещение. Теперь вихревая дорожка имеет симметричный (не шахматный) вид. Такие парные вихри создают более энергичный спутный поток, который увеличивает подъемную силу.

Лагранжево описание кинематики крыльев позволяет учитывать их деформацию. Исследование аэродинамики складных крыльев показало, что этот прием позволяет втрое уменьшить усилия, которые требуются птицам для совершения маховых движений. Поэтому основным преимуществом складных крыльев является 2–3 кратная экономия энергии, затрачиваемой на работу крыльев.

Идентичность результатов для изогнутых и плоских крыльев свидетельствует о главенстве кинематики и наводит на предположение, что выпуклость крыльев, в первую очередь связана не с аэродинамикой, а с биологическими особенностями строения тела, с лучшим теплосбережением.

Замена изогнутых крыльев плоскими пластинами упрощает и расширяет возможности конструирования новых летательных аппаратов. В частности, появляется возможность создания гибридного летательного аппарата, циклокоптера, сочетающего преимущества машущего и винтового двигателей. Вычислены высокие показатели такого гибридного 4-х лопастного воздушного колеса.

Конечно, машущий полет происходит в трехмерном пространстве, и его кинематика является более сложной, чем рассмотренные в работе случаи. Поэтому заметим, что предлагаемый подход и алгоритм легко обобщаются на 3D случай, но при этом не только сильно возрастут затраты машинного времени, но существенно усложнятся анализ и визуализация результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голубев В.В. Труды по аэродинамике. М.: ГИТТЛ, 1957. 979 с.
2. Лайтхилл Дж. Аэродинамические аспекты полета животных. Сер. Механика. Вып. 23. Биогидродинамика плавания и полета. М.: Мир, 1980. С. 9–78.
3. Зайцев А.А. Теория несущей поверхности: математическая модель, численный метод, расчет машущего полета. М.: Наука, 1995. 160 с.
4. Зайцев А.А., Тюрев В.В. Расчет обтекания несущей поверхности при больших деформациях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 4. С. 72–79.
5. Зайцев А.А., Шарина Л.В. Аэродинамический расчет нормального трепещущего полета // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 71–78.

6. *Зайцев А.А., Федотов А.А.* Обтекание идеальной несжимаемой жидкостью тонкого крыла конечного размаха, колеблющегося с большой амплитудой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 5. С. 75–82.
7. *Gustafson K., Leben R.* Computation of dragonfly aerodynamics // Comput. Phys. Commun. 1991. V. 65. P. 121–132.
8. *Захаренков М.Н., Никулин М.А., Швец А.И.* Аэродинамика машущего полета насекомых // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 121–126.
9. *Котелкин В.Д.* Заметки об аэродинамике машущего полета // В сб.: Гидроаэромеханика и космические исследования / под ред. *Баранова В.Б.* М.: изд-во МГУ, 2012. С. 176–187.
10. *Bos F.M., Lentink D., van Oudheusden B.W., Bijl H.* Influence of wing kinematics on aerodynamic performance in hovering insect flight // J. Fluid Mech. 2008. V. 594. P. 341–368.
11. *Lun Li, Yongping Hao, Jiulong Xu, Fengli Liu, Shuangjie Liu* Numerical simulation of unsteady aerodynamic characteristics of the three-dimensional composite motion of a flapping wing based on overlapping nested grids // AIP Advances. 2020. V. 10. 035109 (China).
12. *Toshiyuki Nakata, Hao Liu* A fluid-structure interaction model of insect flight with flexible wings // J. of Comput. Phys. 2012. V. 231. P. 1822–1847.
13. *Kim D., Choi H.* Two-dimensional mechanism of hovering flight by single flapping wing // J. Mech. Sci. Technol. 2007. V. 21(1). P. 207–221.
14. *Vanella M., Fitzgerald T., Preidikman S., Balaras E., Balachandran D.* Influence of flexibility on the aerodynamic performance of a hovering wing // J. of Experim. Biol. 2009. V. 212. P. 95–105.
15. *Ellington C.P., van den Berg C., Willmott A.P., Thomas A.* Leading-edge vortices in insect flight // Nature. 1996. V. 384. P. 626–630.
16. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука. 1989, 608 с.
17. *Chorin A.J.* Numerical Solution of the Navier–Stokes Equations // Math. Comp. 1968. V. 22. P. 745–762.
18. *Белоцерковский С.М.* Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 518 с.
19. *Федоренко Р.П.* Релаксационный метод решения разностных эллиптических уравнений // ЖВММФ. 1961. Т. 1. № 5. С. 922–927.
20. *Бахвалов Н.С.* О сходимости одного релаксационного метода при естественных ограничениях на эллиптический оператор // ЖВММФ. 1966. Т. 6. № 5. С. 861–883.
21. *Wesseling P.* An Introduction to Multigrid Methods. New York: Wiley, 1992. 284 p.
22. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 184 с.
23. *Al-Mdallal Q., Lawrence M., Kocabiyyik S.* Forced streamwise oscillations of a circular cylinder: Locked-on modes and resulting fluid forces // J. of Fluids&Struct. 2007. V. 23. P. 681–701.
24. *Baek S.J., Sung H.J.* Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder // Phys. of Fluids. 1998. V. 10. P. 869–876.

About the Features of Flapping Flight

V. D. Kotelkin^{a, #}

^a*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

[#]*e-mail: kotelkin@mech.math.msu.su*

2D modeling of flapping flight is performed using DNS equations, the wing is simulated by an ensemble of Lagrangian particles. The simulation is carried out in two planes – parallel and orthogonal to the flight direction. The Golubev vortex street, which creates thrust, is reproduced; the meaning of figure-of-eight kinematics is clarified; it is shown that the vortices induced by the wing stroke eliminate the flow separation. It has been established that the use of folding wings reduces the energy consumption of birds by three times. The aerodynamics of a cyclocopter model with hybrid kinematics has been studied.

Keywords: flapping flight, viscous fluid, continuous flow, Navier–Stokes equations, vortices, numerical modeling, thrust force, lift force, figure-of-eight kinematics, cyclocopter

REFERENCES

1. *Golubev V.V.* Works on Aerodynamics. Moscow: GITTL, 1957. 979 p. (in Russian)
2. *Lighthill J.* Aerodynamic aspects of animal flight. Series: Mechanics // Biohydrodynamics of Swimming and Flight. Iss. 23. Moscow: Mir, 1980, pp. 9–78. (in Russian)
3. *Zaitsev A.A.* Theory of the Bearing Surface: Mathematical Model, Numerical Method, Calculation of Flapping Flight. Moscow: Nauka, 1995. 160 p. (in Russian)
4. *Zaitsev A.A., Tyurev V.V.* Calculation of flow around a lifting surface in the case of large deformations // Fluid Dyn., 1980, vol. 15, pp. 532–538.
<https://doi.org/10.1007/BF01089611>
5. *Zaitsev A.A., Sharina L.V.* Aerodynamic calculation of normal hovering flight // Fluid Dyn., 1983, vol. 18, pp. 554–560.
<https://doi.org/10.1007/BF01090620>
6. *Zaitsev A.A., Fedotov A.A.* Ideal incompressible flow over a thin wing of finite span with large-amplitude oscillations // Fluid Dyn., 1986, vol. 21, pp. 740–746.
<https://doi.org/10.1007/BF01050895>
7. *Gustafson K., Leben R.* Computation of dragonfly aerodynamics // Comput. Phys. Commun., 1991, vol. 65, pp. 121–132.
8. *Shakharenkov M.N., Nikulin M.A., Shvets A.I.* Aerodynamics of the flapping flight of insects // Fluid Dyn., 1984, vol. 19, pp. 963–968.
<https://doi.org/10.1007/BF01411587>
9. *Kotelkin V.D.* Notes on the aerodynamics of flapping flight // Hydroaeromechanics and Space Research / ed. by *Baranov V.B.* Moscow: MSU Pub., 2012. pp. 176–187. (in Russian)
10. *Bos F.M., Lentink D., van Oudheusden B.W., Bijl H.* Influence of wing kinematics on aerodynamic performance in hovering insect flight // J. Fluid Mech., 2008, vol. 594, pp. 341–368.
11. *Lun Li, Yongping Hao, Jiulong Xu, Fengli Liu, Shuangjie Liu* Numerical simulation of unsteady aerodynamic characteristics of the three-dimensional composite motion of a flapping wing based on overlapping nested grids // AIP Advances, 2020, vol. 10, 035109 (China).
12. *Toshiyuki Nakata, Hao Liu* A fluid-structure interaction model of insect flight with flexible wings // J. of Comput. Phys., 2012, vol. 231, pp. 1822–1847.
13. *Kim D., Choi H.* Two-dimensional mechanism of hovering flight by single flapping wing // J. Mech. Sci. Technol., 2007, vol. 21(1), pp. 207–221.
14. *Vanella M., Fitzgerald T., Preidikman S., Balaras E., Balachandran D.* Influence of flexibility on the aerodynamic performance of a hovering wing // J. of Experim. Biol., 2009, vol. 212, pp. 95–105.
15. *Ellington C.P., van den Berg C., Willmott A.P., Thomas A.* Leading-edge vortices in insect flight // Nature, 1996, vol. 384, pp. 626–630.
16. *Marchuk G.I.* Methods of Computational Mathematics. Moscow: Nauka. 1989, 608 p. (in Russian)
17. *Chorin A.J.* Numerical solution of the Navier–Stokes equations // Math. Comp., 1968, vol. 22, pp. 745–762.
18. *Belotserkovsky S.M.* Numerical Modeling in Continuous Media Mechanics. Moscow: Nauka, 1984. 518 p. (in Russian)
19. *Fedorenko R.P.* A relaxation method for solving elliptic difference equations // Vychisl. Mat. & Mat. Fiz., 1961, vol. 1, no. 5, pp. 922–927.
20. *Bakhvalov N.S.* On the convergence of a relaxation method with natural constraints on the elliptic operator // Vychisl. Mat. & Mat. Fiz., 1966, vol. 6, no. 5, pp. 861–883.
21. *Wesseling P.* An Introduction to Multigrid Methods. N.Y.: Wiley, 1992. 284 p.
22. *Van Dyke M.* Album of Liquid and Gas Flows. Moscow: Mir, 1986. 184 p. (in Russian)
23. *Al-Mdallal Q., Lawrence M., Kocabiyik S.* Forced streamwise oscillations of a circular cylinder: Locked-on modes and resulting fluid forces // J. of Fluids & Struct., 2007, vol. 23, pp. 681–701.
24. *Baek S.J., Sung H.J.* Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder // Phys. of Fluids, 1998, vol. 10, pp. 869–876.