

УДК 533.69.011

АЭРОДИНАМИКА МАШУЩЕГО ПОЛЕТА НАСЕКОМЫХ

ЗАХАРЕНКОВ М. Н., НИКУЛИН М. А., ШВЕЦ А. И.

Машущий полет птиц и насекомых активно изучается на кафедре аэромеханики и газовой динамики МГУ. Отличительной особенностью принятого на кафедре подхода к аэродинамике машущего полета является рассмотрение этого феномена как существенно нестационарного [1]. В то же время в многочисленных зарубежных исследованиях основным является предположение о квазистационарном обтекании машущего крыла. Длительное время эти концепции не были экспериментально обоснованы. Однако экспериментальные данные по полету саранчи и других насекомых [2] явно подтверждают справедливость подхода к машущему полету как к существенно нестационарному явлению.

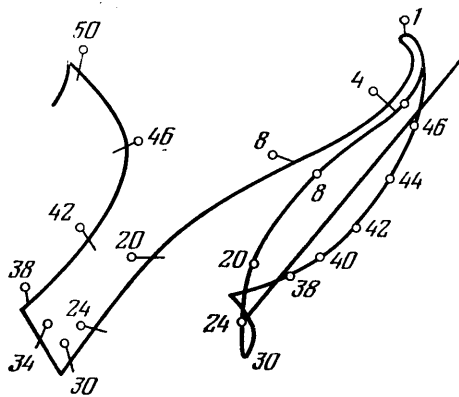
Машущий полет насекомых происходит при числах Рейнольдса от 10 до 10 000. Поэтому численное моделирование, которое следует использовать для изучения аэродинамики машущего полета, необходимо вести в рамках модели вязкой жидкости. Однако расчеты обтекания тел вязкой жидкостью очень трудоемки и в настоящее время расчеты даже плоских течений немногочисленны. С другой стороны, имеются высокоэффективные методы расчета нестационарного обтекания тел и профилей идеальной жидкостью. Поэтому в одном из первых исследований, проведенных на кафедре аэродинамики МГУ, была поставлена задача изучить возможность описания машущего полета насекомых в рамках модели идеальной жидкости и оценить точность такого моделирования путем сравнения с расчетами в вязкой несжимаемой жидкости. Результаты этого исследования изложены в настоящей статье.

Для примера рассмотрим машущий полет мухи *Formia regina* (фиг. 1). Разомкнутая кривая слева — траектория движения крыла относительно земного наблюдателя; замкнутая кривая справа — относительно тела насекомого; штрихи — положение хорды в средней части крыла, точки — ведущая кромка крыла. Период взмаха разделен на 50 единиц, на кривых цифрами указаны доли периода [3].

В начале маха вниз происходит постепенное наращивание вертикальной составляющей скорости движения крыла V , а горизонтальная составляющая U остается постоянной и равной крейсерской скорости полета U_0 . Этот этап занимает $0,04-0,08 T^*$, где T^* — время полного взмаха. Затем происходит движение крыла навстречу потоку, т. е. горизонтальная составляющая скорости обтекания увеличивается, продолжительность этого периода тоже примерно $0,04 T^*$. В конце маха вниз наблюдается уменьшение U до U_0 и торможение крыла (уменьшение V до нуля). Одновременно происходит быстрое увеличение угла атаки, которое занимает около $0,2 T^*$, при этом поворот совершается почти на 90° .

Взмах вверх начинается опять с наращивания V -компоненты, когда U примерно равно U_0 , последующее движение крыла по потоку приводит к уменьшению U -компоненты.

Изучение траектории движения вершины крыла показывает, что значение U , V -компонент скорости и угла атаки α близки к постоянным только в середине маха вниз. Поэтому на всех остальных этапах следует ожидать увеличения вклада нестационарных эффектов в интегральные характеристики.



Фиг. 1

На первом этапе исследования полезно рассмотреть аэродинамику отдельных фаз взмаха и оценить получаемые интегральные характеристики. Изложенное выше описание кинематики позволяет выделить следующие задачи: 1) $U=U_0$, $V=V(t)$, $\alpha=\alpha_0$ — начало взмаха; 2) $U=U(t)$, $V=V_0$, $\alpha=\alpha_0$ — начало движения крыла навстречу потоку; 3) $U=U_0$, $V=V_0$, $\alpha=\alpha(t)$ — исследование изменения угла атаки при постоянной скорости движения в средних фазах маха вниз и взмаха, а также вращение крыла в конечных точках маха; 4) $U=U_0$, $V=V(t)$, $\alpha=\alpha(t)$ — торможение крыла с одновременным увеличением угла атаки, что соответствует крайним точкам маха.

На основе фиг. 1 оценим амплитуды изменения компонент скорости и угла атаки, а также периоды, на которых эти изменения происходят, по сравнению с $T_0=a/U_0$, где a — полухорда крыла, U_0 — крейсерская скорость полета. За один мах вниз крыло проходит расстояние по вертикали, примерно равное четырем хордам. Естественно, такое же расстояние проходит на взмахе вверх. Продвижение крыла относительно тела тоже достигает порядка четырех хорд.

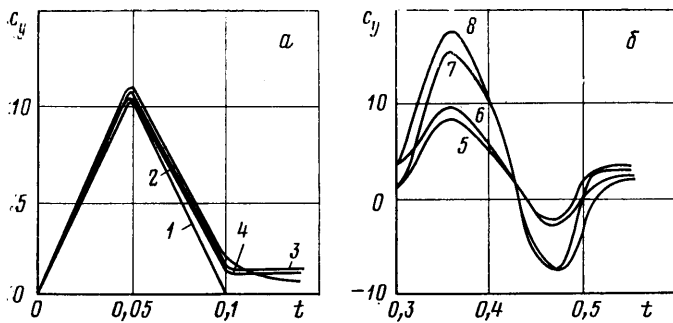
Скорость полета мухи $U_0=2,75$ м/с, частота взмахов $f=130$ Гц. Принимаемая $a=0,00125$ м, получим $T^*=16 T_0$. Взмах вверх имеет продолжительность $6 T_0$, мах вниз $10 T_0$, поэтому среднее значение V -компоненты на махе вниз равно $0,8 U_0$, а на взмахе вверх $1,4 U_0$. С учетом этапов торможения в крайних точках взмаха V -компонента скорости на махе вниз может достигать порядка U_0 , а на взмахе вверх $2 U_0$. Вариация U -компоненты аналогична. Если теперь привести все переменные к безразмерному виду с помощью скорости крейсерского полета U_0 и времени T_0 , то получим $T^*=16$. Для задачи 1) характерное время $T_1=0,64$, для задачи 2) — $T_2=0,64$, но эти оценки могут быть завышены. Для задачи 3) — $T_3=3,5-4$; для задачи 4) в нижней крайней точке $T_4=2$, а средняя угловая скорость $W=\pi/2$. Для взмаха вверх все периоды еще меньше, а скорости больше.

В вязкой несжимаемой жидкости профили будем моделировать тонким эллиптическим цилиндром с относительной толщиной $\xi_0=0,1$. Уравнения Навье — Стокса решаются с помощью конечных разностей [4]. В идеальной несжимаемой жидкости решим задачу в нелинейной постановке о движении тонкой пластины с отходящей от нее пеленой вихрей, форма и интенсивность которой заранее не задаются, а определяются в каждый момент времени, исходя из уравнений движения и граничных условий [5]. Рассмотрим один из важных с точки зрения теории и практики режимов движения профиля разгон за время $t=T$ из состояния покоя под углом атаки α до скорости U_0 . После окончания разгона профиль продолжает движение со скоростью U_0 под углом атаки α . Пусть скорость движения профиля вдоль оси X задана в виде

$$\frac{dU}{dt} = 0, \quad t \leq 0, \quad t > T; \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{4t}{T^2}, \quad 0 < t < \frac{T}{2} \quad (1)$$

$$\frac{dU}{dt} = 4 \frac{t-T}{T^2}, \quad \frac{T}{2} < t < T$$

На фиг. 2, а представлена зависимость коэффициента подъемной силы c_y от времени при разгоне профиля при $T=0,1$ ($\alpha=\pi/18$: 1 — по теории присоединенных масс, 2 — вязкая жидкость, 3, 4 — метод дискретных вихрей (сход вихревой пелены с обеих кромок пластинки и сход вихревой пелены только с задней кромки соответственно). Из приведенных зависимостей видно, что на начальном этапе разгона интегральные характеристики хорошо описываются по теории присоединенных масс [6] — для плоской пластины. После достижения максимума c_y отклонение от значений, рассчитанных по теории присоединенных масс, увеличивается за счет образования вокруг профиля циркуляции скорости жидкости.



Фиг. 2

Расчеты в вязкой жидкости показали, что составляющие интегральных характеристик за счет сил поверхностного трения малы и результирующая сила в течение всего времени разгона остается перпендикулярной большой оси эллипса. При расчете обтекания пластинки в идеальной жидкости по методу дискретных вихрей такой результат соответствует случаю, когда пелена свободных вихрей сходит с обеих кромок пластинки. Результаты расчета c_y , полученные по этой схеме и по схеме схода свободной вихревой пелены только с задней кромки, приведены на фиг. 2, а.

Коэффициент c_y вычислялся как проекция нормальной к поверхности пластинки аэродинамической нагрузки на ось y , т. е. без учета подсасывающей силы, которая по модели идеальной жидкости должна возникать на передней кромке пластинки при обтекании ее без отрыва. Такое определение аэродинамических нагрузок в методе дискретных вихрей принято, исходя из того, что при расчетах в вязкой жидкости вектор силы, действующий на эллиптический цилиндр, направлен практически по нормали к большой полуоси эллипса, немного отклоняясь в сторону задней кромки за счет сил поверхностного трения, которые малы по сравнению с нормальной составляющей. Если бы на передней кромке возникала подсасывающая сила, то она должна была бы на больших углах атаки значительно отклонять вектор результирующей силы от нормали в сторону передней кромки.

Зависимости для коэффициента c_x аналогичны, поскольку, как отмечалось выше, результирующая сила направлена практически по нормали к большей оси эллипса в вязкой жидкости и по нормали к пластинке — в идеальной жидкости. Из представленных на фиг. 2, а зависимостей видно, что после окончания разгона коэффициент c_y изменяется незначительно. Отсюда следует, что за время разгона вокруг профиля образуется значительная циркуляция скорости жидкости, соответствующее условию Чаплыгина — Жуковского на задней кромке.

С позиций аэродинамики машущего полета рассмотренный режим соответствует начальной стадии взмаха при взлете и в трепещущем полете. Интенсивный разгон приводит к образованию аэродинамических сил, во много раз превышающих те значения, которые можно получить при движении с постоянной скоростью только за счет образования циркуляции. Кроме того, интенсивный разгон от состояния покоя приводит к устранению отрицательного влияния эффекта запаздывания образования циркуляции скорости жидкости вокруг профиля, так как после окончания разгона вокруг профиля образуется значение циркуляции, необходимое для выполнения условия Чаплыгина — Жуковского на задней кромке.

Рассмотрим течение, возникающее вокруг профиля, когда профиль предварительно разгоняется, затем движется с постоянной по величине и направлению скоростью и за время $t=T_1$ изменяет величину скорости по гармоническому закону. Для задачи о машущем полете этот режим движения соответствует началу маха крыла вниз и началу маха крыла вверх

при крейсерском полете насекомых, т. е. в начале маха крыло неподвижно относительно тела насекомого, но имеет скорость U_0 относительно неподвижного наблюдения — скорость полета насекомого.

Пусть движение профиля задано следующим образом:

$$U = -1, \quad t < \tau_2, \quad \tau_2 + T_1 < t$$

$$U = -(1 + K_1 [1 - \cos(K_2(t - \tau_2))]), \quad \tau_2 \leq t \leq \tau_2 + T_1 \quad (2)$$

$$V = 0$$

где U и V — составляющие вектора скорости профиля вдоль осей X и Y , τ_2 — момент времени, когда начинается вариация U -компоненты скорости движения профиля, $K_2 = 2\pi/T_1$, где T_1 — период, на котором происходит изменение скорости, K_1 задает амплитуду изменения скорости. Здесь приведение к безразмерному виду всех величин также проводится по скорости движения профиля после разгона U_0 и хорде профиля L (длине пластинки или большей полуоси эллипса). При движении профиля из покоя разгон производится по закону (1) при $T=0,1$.

На фиг. 2, б представлена зависимость $c_y(t)$ при изменении скорости по уравнению (2) для расчетов обтекания тонкого эллиптического цилиндра в вязкой жидкости и плоской пластинки по методу дискретных вихрей в идеальной жидкости (средний угол атаки $\alpha_c = \pi/4$, $K_1 = 0,25$; 5 — вязкая жидкость, 6 — метод дискретных вихрей; $K_1 = 0,5$; 7 — вязкая жидкость, 8 — метод дискретных вихрей). Из приведенных данных следует, что коэффициент c_y возрастает по мере увеличения K_1 . При этом значение в начале и в конце разгона — торможения представляет собой аддитивную величину, относительно которой происходит вариация c_y . Полученные результаты показывают, что при расчете режима вариации скорости, как и при рассмотренном выше режиме разгона из покоя, интегральные характеристики, вычисленные по методу дискретных вихрей, хорошо согласуются с расчетами обтекания тонкого эллиптического цилиндра в вязкой жидкости. Максимальное отличие составляет 5–7%, причем наблюдается полное качественное совпадение в поведении кривых. Таким образом, при изучении машущего полета аэродинамические нагрузки, возникающие на крыльях насекомых в начальной и конечной стадии взмаха, можно моделировать с помощью метода дискретных вихрей.

Рассмотрим следующую задачу. Пусть профиль совершает колебания по углу атаки в набегающем потоке вокруг центра, расположенного на расстоянии $r_c = 0,5$ от передней кромки. Скорость набегающего потока жидкости U_0 направлена вдоль оси X и постоянна во времени. Изменение угла атаки имеет вид

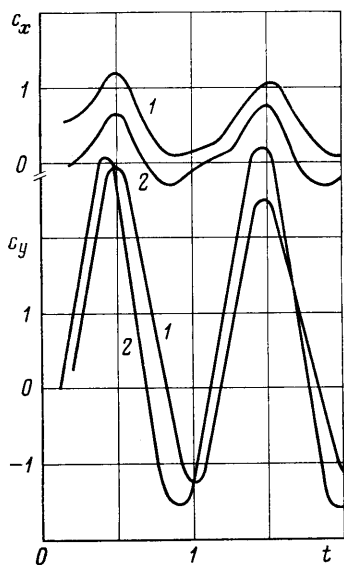
$$\alpha = \alpha_0 + A [1 - \cos(K_1(t - \tau_3))], \quad K_1 = 2\pi/T_0 \quad (3)$$

где α — угол между направлением набегающего потока и плоскостью пластинки (большой полуосью эллипса), отсчитываемый по часовой стрелке. Введем понятие приведенной частоты $K = L/U_0 T_0$. Тогда параметрами, от которых зависит решение, будут: ξ_0 — отношение малой полуоси эллипса к большой, число $Re = U_0 L/\nu$, приведенная частота K , амплитуда колебаний A , начальный угол α_0 . Так как задача нестационарна, то на решение оказывает влияние начальное состояние — течение в момент времени τ_3 , а также закон изменения угла атаки [6]. Решение также зависит от положения центра вращения, т. е. от r_c . Во всех обсуждаемых ниже расчетах течение в начале изменения угла атаки α получается предварительным разгоном потока от 0 до U_0 при значении $\alpha = \alpha_0$ на интервале времени $T = 0,1$ по квадратичному закону (1).

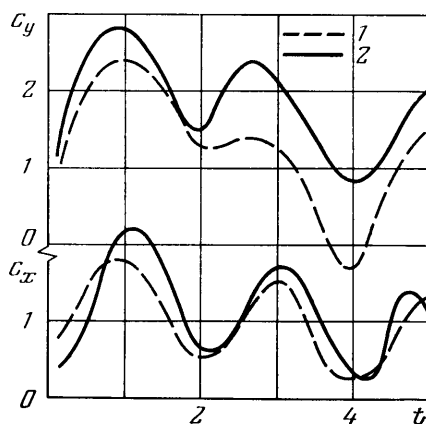
Расчет в вязкой жидкости проводился для тонкого эллиптического цилиндра с относительной толщиной $\xi_0 = 0,1$ при числе Рейнольдса $Re = 200$. В идеальной несжимаемой жидкости расчеты проводились для тонкой плоской пластинки по схемам метода дискретных вихрей при сходе вихрей

только с задней кромки и обеих кромок: число вихрей вдоль пластинки полагалось равным 40, расчетный шаг по времени составлял 0,025. Как показали методические расчеты, такое число вихрей и шаг по времени оптимальны с точки зрения эффективности расчетов и точности получаемых результатов.

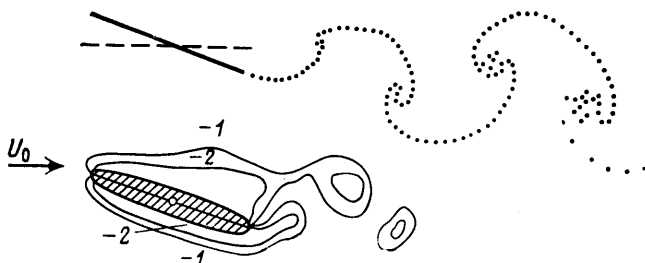
На фиг. 3 (1 — тонкий эллиптический цилиндр, 2 — плоская пластинка, метод дискретных вихрей со сходом вихрей с задней кромки) показаны



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

результаты расчетов колебания тонкого профиля вокруг среднего угла атаки $\alpha_c = \pi/18$ по зависимости (3) при $T_0=2$, $A=\pi/18$, $\tau_3=0,15$, $\alpha_0=0$. Из приведенных данных видно удовлетворительное количественное и качественное соответствие результатов расчетов в идеальной и вязкой жидкостях. На фиг. 4 представлены вихревые образования при расчете обтекания тонкой плоской пластинки при сходе вихрей с задней кромки и картины линий равной завихренности при расчете обтекания тонкого эллиптического цилиндра в вязкой жидкости колеблющегося по зависимости (3) с параметрами, указанными выше при $\xi_0=0,1$; $Re=200$, $t=2,65$.

Представленные результаты показывают, что для малых углов атаки метод дискретных вихрей со сходом вихрей с задней кромки дает удовлетворительное совпадение соответствующих интегральных аэродинамических характеристик. Наблюдается хорошее соответствие между расположением вихревых структур за колеблющимся тонким эллиптическим цилиндром в вязкой жидкости и плоской пластинкой в идеальной жидкости.

Следовательно, расчеты колебаний тонкого профиля вокруг малых α_c (порядка $\pi/18$) с амплитудами колебаний порядка $\pi/18$ можно проводить в идеальной жидкости по методу дискретных вихрей со сходом вихрей с задней кромки.

Результаты расчетов колебаний тонкого эллиптического цилиндра в вязкой жидкости и плоской пластинки по методу дискретных вихрей в идеальной жидкости со сходом вихрей с обеих кромок, колеблющейся по зависимости (3) при $\alpha_0 = \pi/9$, $A = \pi/18$, $T_0 = 2$, $\tau_3 = 0,15$, приведены на фиг. 5 (1 — вязкая жидкость, $\xi_0 = 0,1$; 2 — дискретные вихри, $\alpha_c = \pi/4$).

Из сравнения этих зависимостей видно, что, хотя в качественном поведении интегральных величин имеется вполне удовлетворительное соответствие, в количественном отношении имеются различия, наиболее заметные в точках минимума коэффициентов c_v . При этом лучше согласуются значения коэффициентов c_x . Следует также отметить, что в отличие от рассмотренных ранее колебаний профиля вокруг малых $\alpha_c = \pi/18$ здесь изменение коэффициента c_v происходит не пропорционально скорости изменения угла атаки. На величину коэффициента c_v существенно влияют вихревые образования, сходящие с передней кромки. Прохождение вихревых образований над верхней поверхностью профиля вызывает существенное уменьшение значения коэффициента c_v . В рассматриваемых случаях вихревые структуры, сходящие с кромок профиля, также выстраиваются в дальнейшем в вихревые дорожки, частота, однако, не совпадает с частотой колебаний профиля, как это наблюдалось при колебании вокруг малых углов атаки, и обусловлена частотой схода вихрей за плохо обтекаемым телом при больших углах атаки.

На основе проведенных расчетов можно сделать вывод, что при исследовании колебаний тонкого профиля результаты, получающиеся по методу дискретных вихрей для тонкой плоской пластинки в идеальной жидкости, удовлетворительно соответствуют расчетам обтекания тонкого эллиптического цилиндра в вязкой жидкости. При этом установлено, что при колебании пластинки вокруг малых углов атаки (порядка $\alpha_c = \pi/18$) расчеты в идеальной жидкости надо вести по методу дискретных вихрей со сходом вихрей с задней кромки. А при колебании вокруг углов атаки порядка $\alpha_c = \pi/6$ и больших в идеальной жидкости надо использовать схему со сходом вихрей с обеих кромок. Вместе с тем для колебаний вокруг малых углов атаки наблюдается лучшее совпадение интегральных аэродинамических характеристик в вязкой и идеальной жидкостях.

Удовлетворительное соответствие результатов расчетов машущего полета в вязкой и идеальной жидкостях позволяет находить оптимальные режимы колебаний с помощью метода дискретных вихрей по модели идеальной жидкости. При этом необходимо учитывать отмеченные выше различия, наблюдавшиеся при расчетах в вязкой и идеальной жидкостях, и для выбранных режимов проводить дополнительные контрольные расчеты в вязкой жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев А. А., Тюрев В. В. Расчет обтекания несущей поверхности при больших деформациях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4, с. 72—79.
2. Cloupeau M., Devillers J.-F. Unsteady effects in flight of an insect. — Arch. Mech., 1980, v. 32, № 5, p. 645—653.
3. Nachtigall W. Die Kinematik der Schlagflugelbewegungen von dipteren. Methodische und Analytische Grundlagen zur Biophysik des Insektenflugs. — Z. Vergl. Physiol., 1966, B. 52, № 2, S. 156—211.
4. Захаренков М. Н. Об аппроксимации граничного условия для завихренности. — В кн.: Численные методы механики сплошной среды, 1982, т. 13, № 2, 64—81.
5. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 351 с.
6. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М.: Наука, 1980. 448 с.

Москва

Поступила в редакцию
29.VIII.1983