УДК 533.695

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ СИЛЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ АТАКИ

© 2009 А. В. Гумеров[1], Л. В. Гумерова[1], Е. М. Бальзанникова[2]

[1]ГНПРКЦ «ЦСКБ-Прогресс»
[2]Самарский государственный архитектурно-строительный университет

Исследуется поперечное отрывное обтекание внезапно приведенного в движение кругового цилиндра в невязкой несжимаемой среде методом сосредоточенных вихрей. Влияние вязкости на сопротивление выражается через циркуляции вихрей, развивающихся за цилиндром. По аналогии расчет плоского обтекания распространяется к расчету поперечной силы при движении тела вращения под углом атаки

Цилиндр, обтекание, вихри, поперечная сила, неустойчивость, осесимметричное тело, комплексный потенциал, точки отрыва.

Введение

Осесимметричные характеристики сил сопротивления при обтекании тел вращения под малыми углами атаки подробно исследованы как экспериментально, так и теоретически. В последние годы исследованию обтекания осесимметричных тел под большими углами атаки уделяется большое внимание. При больших углах атаки на тело кроме ожидаемых осесиммегричных характеристик сопротивления действует поперечная сила, перпендикулярная плоскости угла атаки. Возникновение этой несимметричной характеристики объясняется несимметричностью течения около осесимметричного тела. Исследования показывают, что симметричное развитие вихрей, образующихся при поперечном обтекании кругового цилиндра, следовательно и при обтекании тел вращения под большими углами атаки, является неустойчивым к малым возмущениям [1].

Для установления механизма появления поперечной силы проводились эксперименты обтекания тел вращения с оживальной, конической и полусферической носовыми частями в аэродинамической трубе Самарского государственного аэрокосмического университета. Анализ результатов опытов показывает, что причина появления поперечной силы при больших углах атаки связана с несимметричным развитием первой пары вихрей у носовой части модели. В результате взаимодействия двух несимметрично развивающихся вихрей ближний вихрь (пусть это будет правый) перемещается в теневой зоне в сторону плоскости симметрии, приближаясь к телу, а другой вытесняется в противоположную сторону, удаляясь от него. В процессе такого движения точка отрыва вихревой пелены правого вихря оказывается ниже, чем у левого. Скорость потока на левой стороне уменьшается, а на правой - увеличивается. После отрыва дальнего вихря на той же стороне плоскости симметрии образуется новый левый вихрь. При этом точка отрыва вихревой пелены слева продолжает оставаться выше, чем справа. Эксперименты Ламонта [2] показывают, что давление распределяется с меньшими значениями на той стороне, где точка отрыва находится ниже. С момента появления несимметричных вихрей до отрыва правого вихря смены нижней и верхней точек отрывов вихревых пелен не происходит. Поэтому суммарная поперечная сила должна быть направлена в правую сторону, что и подтверждается проведенными экспериментами [3].

Часто расчеты пространственного движения тела сводят к поперечному обтеканию внезапно разгоняемого из состояния покоя кругового цилиндра. При этом стационарный вихревой след в поперечных сечениях тела вращения полагают аналогичным изменяющемуся следу за круговым цилиндром в соответствующие моменты времени [4, 5]. Однако и в этом случае при решении дифференциальных уравнений движения вихрей необходимо задать зависимости точек отрыва по-

тока от поверхности, моменты отрыва развившихся вихрей, начальные точки и интенсивности вновь появляющихся, которые неизвестны [6].

В результате отрыва потока и образования несимметричного вихревого следа возникают значительные поперечные силы, сопоставимые с нормальными силами. Проектировщики летательных аппаратов заранее, на этапе предварительного проектирования, должны знать возможные значения поперечной силы и момента рыскания, чтобы обеспечить устойчивость и управляемость аппарата в неблагоприятных режимах полета.

Здесь необходимо особо подчеркнуть неустойчивость направления действия поперечной силы. Допустим, системой управления полностью компенсировали возникшие значительные поперечные силы. Неожиданно в этот момент поперечная сила может изменить направление, что приведет к удвоенной противоположно направленной силе, обусловленной системой управления и несимметричной вихревой структурой [7].

Схема развития течения около осесимметричных тел исследована многочисленными экспериментами. Обычно выделяют четыре режима образования следа, наблюдающихся при изменении угла атаки от 0 до 90° [8]:

– при малых углах атаки (до 10°) течение присоединенное;

– в диапазоне угла атаки от 10° до 30° структура оторвавшегося течения на подветренной стороне тел представляет собой симметричные вихри;

– устойчивая асимметричная вихревая картина появляется при средних значениях угла атаки ($30° < \alpha < 60°$). Это сопровождается появляющимися поперечными силами, действующими на тело;

– при углах атаки более 65° вихревой след становится нестационарным и отмечается классическая вихревая картина Кармана.

Следует отметить, что основная постоянно действующая поперечная сила создается у носовой части тела вращения [2]. При малых углах атаки ($\alpha < 30°$) след является стационарным и практически симметричным. Поэтому суммарная поперечная сила незначительна. При углах атаки в пределах от 30° до 65° след остается стационарным, но становится несимметричным. После отрыва первого вихря у носовой части тела второй вихрь первой пары, имеющий большую интенсивность, продолжает развиваться. Продолжительное развитие первой пары несимметричных вихрей у носовой части тела, включая носовую часть с переменным радиусом, приводит к большим постоянно действующим поперечным силам. В силу постоянства радиуса цилиндрической части тела и непродолжительности времени развития суммарная поперечная сила от остальных развивающихся и поочередно отрывающихся слева и справа вихрей незначительна. При углах α свыше 65° стационарность в поперечных сечениях нарушается и в них образуется цепочка вихревых линий, растянутых вдоль всего тела и удаляющихся от тела подобно движению вихрей при поперечном обтекании цилиндра. Суммарная поперечная сила, создаваемая такими вихрями, по мере увеличения угла атаки падает до нуля [9]. Поэтому при определении зависимостей поперечной силы трехмерного обтекания можно ограничиться проведением расчетов движения только первой пары вихрей.

Неблагоприятными режимами с точки зрения появления существенных поперечных сил являются полеты при углах атаки от 30° до 60°. Такие углы атаки имеют место в случае изменения угла тангажа или порывах ветра при малых продольных скоростях летательного аппарата. Например, в случае изменения угла тангажа до набора осесимметричным телом достаточно большой скорости после старта или старта аппарата при больших скоростях ветра могут возникать значительные поперечные силы.

Вихревая картина помимо угла атаки зависит от формы носовой части, числа Рейнольдса, числа Маха, угла крена, шероховатости поверхности, турбулентности набегающего потока и т. д.

Постановка задачи

Рассматривается расчет обтекания тел вращения под углом атаки методом сосредо-

точенных вихрей по аналогии с поперечным обтеканием кругового цилиндра. Полагается, что вихри в следе движутся с местной скоростью среды, выражаемой комплексным потенциалом скорости. Точки отрыва потока определяются по модификации полуэмпирических зависимостей. Скорость изменения циркуляции развивающихся вихрей пропорциональна квадрату скорости течения вблизи точки отрыва. Проведением расчетов с варьированными значениями свободных параметров требуется определить их базовые значения, при которых расчетные и экспериментальные характеристики сопротивления оказываются близкими.

Поперечное обтекание кругового цилиндра

Поперечное обтекание внезапно приведенного в движение цилиндра со скоростью V в начальные моменты времени является безотрывным. Вскоре в результате возрастания толщины пограничного слоя происходит отрыв потока от поверхности вблизи нижней критической точки и образование левого и правого вихрей. В дальнейшем точки отрыва перемещаются вверх, а интенсивности вихрей, связанных с точками отрыва питающими пеленами, продолжают расти пропорционально квадрату скорости потока в точке отрыва пелены. Левая и правая точки отрыва перемещаются вверх до некоторого конечного положения и колеблются относительно их среднего положения с амплитудой, пропорциональной углу отклонения передней критической точки от плоскости симметрии.

Комплексный потенциал F скорости течения с n сосредоточенными вихрями представляет сумму потенциалов поступательного движения потока со скоростью V, диполя для цилиндра радиуса a и точечных вихрей с интенсивностями Γ_j и их центрами в точках ξ_j (рис. 1). Кроме того, в состав комплексного потенциала вводятся потенциалы соответствующих инверсионных вихрей, находящихся внутри цилиндра в точках отражения $a^2/\bar{x}_j$:

$$F = -iV\left(x - \frac{a^2}{x}\right) + \frac{i}{2p}\sum_{j=1}^{n}(-1)^j \tilde{A}_j \times \times\left[\ln\left(x - x_j\right) - \ln\left(x - \frac{a^2}{\bar{x}_j}\right)\right]. \quad (1)$$

Скорость течения W в точке $x = y + iz$ плоскости выражается производной от комплексно- сопряженного потенциала $\bar{F}$ по ξ, т.е. $W(x) = d\bar{F}/dx$:

$$W(x) = iV\left(1 + \frac{a^2}{\bar{x}^2}\right) - \frac{i}{2p}\sum_{j=1}^{n}(-1)^j \tilde{A}_j \times \times\left[\frac{1}{\bar{x} - \bar{x}_j} - \frac{1}{\bar{x} - a^2/x_j}\right], \quad (2)$$

где $\bar{x} = y - iz$ - комплексно-сопряженная координата. Скорость движения k-го вихря $W(x_k)$ определяют заменой точки $\bar{x}$ координатой $\bar{x}_k$ и исключением из (1) слагаемого $1/(\bar{x}_k - \bar{x}_k)$. Тогда система уравнений движения вихрей принимает вид

$$\dot{x}_k = W(x_k),\ (k = 1,2,...,n). \quad (3)$$

Здесь граничные условия на поверхности цилиндра, выражающие условие непроницаемости контура цилиндра, обеспечиваются введением в состав потенциала F диполя и инверсионных вихрей. Другое граничное условие о векторе скорости на бесконечности, равном iV, также выполняется согласно (2). Начальные положения вихрей и их интенсивности, являющиеся начальными условиями системы (3), задаются как значения свободных параметров.

Изменение интенсивностей двух развивающихся вихрей по времени определяются зависимостью [8]:

$$\dot{\Gamma}_j = k_\Gamma u_j^{\ 2}/2,\ (j = 1,2), \quad (4)$$

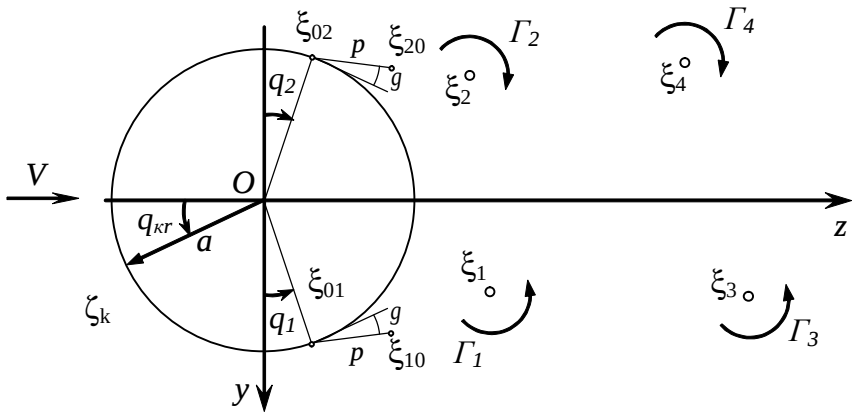

Рис. 1. Расчётная схема

где $k_{\dot{q}}$ - коэффициент, значение которого задается в пределах от 0,5 до 1; u_j - потенциальная скорость $W(x_{j0})$ в точке x_{j0} вблизи точки отрыва x_{0j} $(j=1;2)$, определяемой формулами

$$x_{10} = ae^{iq_1} + ipe^{i(q_1-g)} = x_{01} + ipe^{i(q_1-g)},$$

$$x_{20} = -ae^{-iq_2} + ipe^{-i(q_2-g)} = x_{02} + ipe^{-i(q_2-g)},$$

где p – малая величина; g – угол отклонения луча, исходящего из точки отрыва, от касательной к поверхности. Начальные значения интенсивностей $\tilde{A}_j$ задаются.

Оторвавшиеся вихри перемещаются с местной скоростью среды, и их интенсивности рассеиваются по линейному закону:

$$\tilde{A}_j = \tilde{A}_{j0}(1-k_p t),\ (j=3,4,...,n), \qquad (6)$$

где $\tilde{A}_{j0}$ – интенсивность j-го вихря в момент его отрыва; t – время, отсчитываемое с момента отрыва этого вихря; k_p - коэффициент рассеивания.

Изменение угла отрыва по времени определяется по двум полуэмпирическим зависимостям. При перемещении точки отрыва от нижней критической точки до верхнего конечного положения среднее значение угла отрыва $q_c(t)$ левой и правой сторон цилиндра определяется по дифференциальному уравнению. Колебание угла отрыва $q(t)$ на этих сторонах относительно среднего значения или конечного положения определяется по второй зависимости

$$\dot{q}_c = 2k_{\dot{q}}V\sin(q_c + Dq)/(\sqrt{3}a),$$

$$q = q_c + q_{kr}(k_1 + k_2 arctg(Vt/a + k_3), \qquad (7)$$

где $k_{\dot{q}}$, Dq, k_1, k_2, k_3 – коэффициенты, являющиеся свободными параметрами; q_0, q_k, q_{kr} – начальное и конечное значения угла отрыва и угол отклонения верхней критической точки от плоскости симметрии. Угол отклонения верхней критической точки выражается формулой

$$q_{kr} = (\sum_{j=1}^{n} B_j)/(4p\,aV - 2a\sum_{j=1}^{n} B_j y_j / A_j), \qquad (8)$$

где $A_j = a^2 + |x_j|^2 + 2az_j$;

$B_j = (-1)^{j+1}\tilde{A}_j(|x_j|^2 - a^2)/A_j$.

Подробные выводы зависимостей (5) и (6) приведены в [6].

Коэффициенты силы сопротивления c_z и поперечной силы c_y вычисляются по формулам

$$c_y + ic_z = iD\sum_{j=1}^{n}(-1)^{j+1}\frac{\tilde{A}_j}{aV^2 Dt}\left(x_j - \frac{a^2}{\overline{x}_j}\right), \qquad (9)$$

где символ D показывает приращение выражения на шаге интегрирования.

Заметим, что настоящая расчетная модель является модификацией моделей [4, 5] и [6]. В работах [4, 5] углы отрыва считаются постоянными и задаются, т. к. изменение угла отрыва от начального значения q_0 до конечного q_k происходит за довольно короткий промежуток безразмерного времени ($Vt/a \approx 1$) [10, 11, 12]. Например, если V = =25 м/с и a = 0,05 м, то этим значениям соответствует размерное время $t \approx 0,002c$. Однако, как показывают расчеты, образование вихревого следа, следовательно и силы сопротивления, в значительной мере зависит от характера изменения начального угла отрыва. В отличие от [6], в этой модели принята другая зависимость колебания угла отрыва (7) относительно среднего и конечного значения. Кроме того, полагается, что вихри сбрасываются не в точках отрыва потока x_{0j} на поверхности цилиндра, а в точках, определяемых формулами (5).

Основная трудность выбора значений свободных параметров при расчете обтекания импульсивно приведенного в движение цилиндра вызвана недостаточно полным экспериментальным исследованием зависимостей сопротивления и их связи с образованием и развитием вихревого следа. Сложность проведения таких экспериментов связана с измерениями зависимостей сопротивления за довольно короткое время, в течение которого появляется и развивается первая пара вихрей, а затем один за другим они отрываются. Такой эксперимент, являющийся почти единственным, был проведен Сарпкайя [13] в водной среде при скоростях от 0,6 м/с до 2,1 м/с с цилиндрами диаметром 0,025 м, 0,058 м и 0,07 м. Максимальная продолжительность эксперимента в зависимости от указанных скоростей и диаметра принимает значения от 0,12 с до 1,0 с. Мгновенно привести цилиндр в начале промежутка в движение с постоянной скоростью, а затем провести точные измерения изменения силы сопротивления в течение этого времени довольно затруднительно.

Следует отметить, что в данном случае при выборе значений некоторых свободных параметров приходится пользоваться экспериментальными зависимостями сил сопротивления только одной работы [13], не подтвержденной другими экспериментальными исследованиями.

Перечислим выбранные базовые значения свободных параметров для случаев двухвихревого и трехвихревого обтеканий цилиндра с числом Рейнольдса $\mathrm{Re} = 10^4 \div 10^5$, при которых расчетная зависимость коэффициента сопротивления c_z близка к экспериментальной кривой Сарпкайя [13] (рис. 2). Расчет двухвихревого обтекания проводился с такими значениями свободных параметров:

- безразмерные начальные условия системы (3): $y_j/a = \pm 0,20$; $z_j/a = 1,0$; $l_j = \tilde{A}_j/(2p\,aV) = 0,005$ (j = 1; 2);

- параметры, влияющие на интенсивности вихрей в формулах (4), (5) и (6): $k_{\tilde{A}} = 0,55$; $p = 0,03a$;

- параметры зависимостей (7) углов отрыва: $k_{q} = 2,0$; $q_0 = 70^{\circ}$; $q_k = -5^{\circ}$; $Dq = -8^{\circ}$; $k_1 = 1$; $k_2 = 0$; $k_3 = -4$.

В процессе расчета на экране компьютера кроме цилиндра с изменяющимися точками отрыва и передней критической точкой также изображались положения вихрей, поле скоростей, зависимости коэффициентов сопротивления c_y, c_z и углов отрыва q_i, $q_{\ddot{e}}$. Анализируя эту информацию, можно задать момент отрыва развившегося вихря. В момент отрыва первого вихря, находящегося ниже второго, безразмерное время было равно S/a =7,8 и пара вихрей имела следующие положения и интенсивности: y_1/a =0,763; z_1/a =1,839; l_1 =1,081 и y_2/a =-0,653; z_2/a = =1,556; l_2 =1,136. В результате отрыва развившегося вихря образуется свободный вихрь с номером 3 и появляется новый развивающийся вихрь 1.

В начале трехвихревого движения были приняты такие начальные положения и ин-

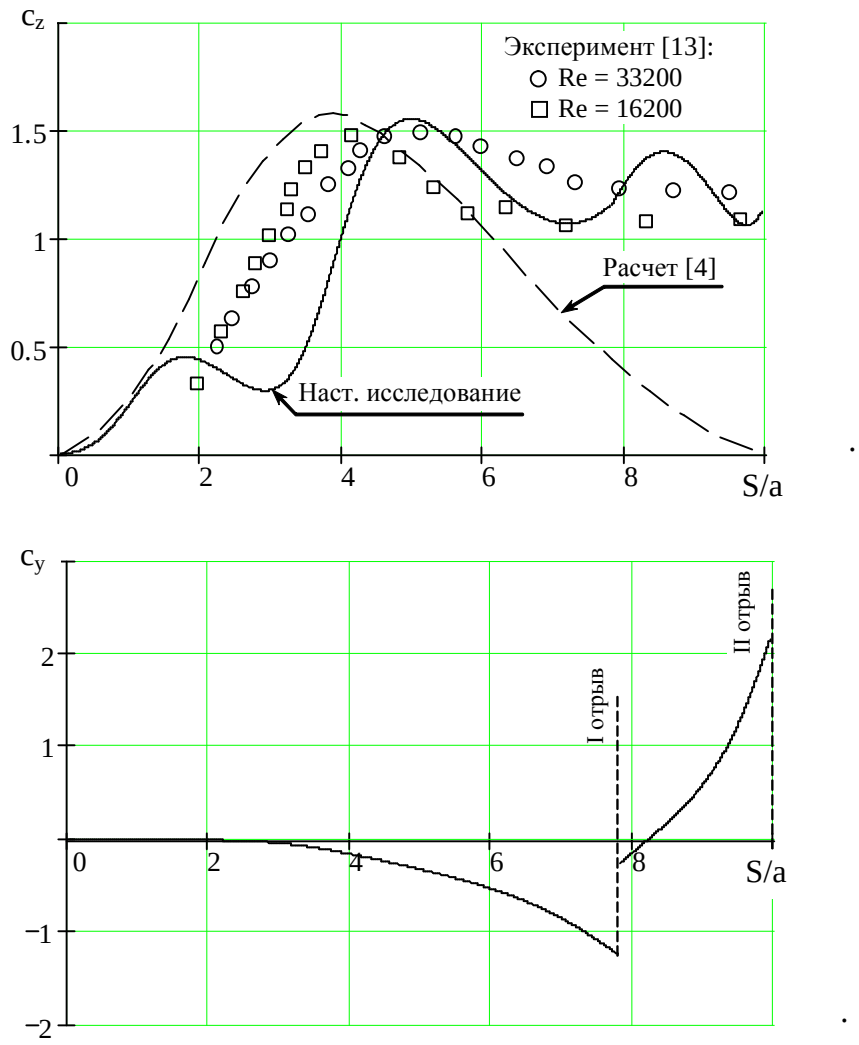

Рис. 2. Изменение коэффициента нормальной и поперечной силы в начальные моменты движения цилиндра

тенсивности вихрей: y_1/a =0,89; z_1/a =0,66; l_1 =0,09; y_2/a =-0,62; z_2/a =1,65; l_2 =1,136 и y_3/a =0,763; z_3/a =2,45; l_3 =0,991. В момент окончания этого движения, продолжавшегося в течение S/a =2,15, положения и интенсивности вихрей принимают значения: y_1/a =0,41; z_1/a =1,194; l_1 =0,331; y_2/a = =-0,396; z_2/a =2,207; l_2 =1,411 и y_3/a = =1,194; z_3/a =3,272; l_3 =0,99. На рис. 2 приведены расчетные коэффициенты нормальной силы c_z и поперечной силы c_y по безразмерному времени S/a или Vt/a.

Обтекание тел вращения под углом атаки

Рассмотрим расчет обтекания осесимметричного тела в диапазоне углов атаки, при которых появляются наибольшие поперечные силы. Схема образующегося при этом несимметричного вихревого следа приведена на рис. 3. Полагается, что вихревой след в поперечном сечении, находящемся на расстоянии $x = V\cos a\ t$ от носка тела, является стационарным и совпадает со следом, образованным при поперечном обтекании импульсивно приведенного в движение кругового цилиндра со скоростью $V\sin a$ к моменту времени t после начала движения. В этом случае изменение следа вдоль продольной

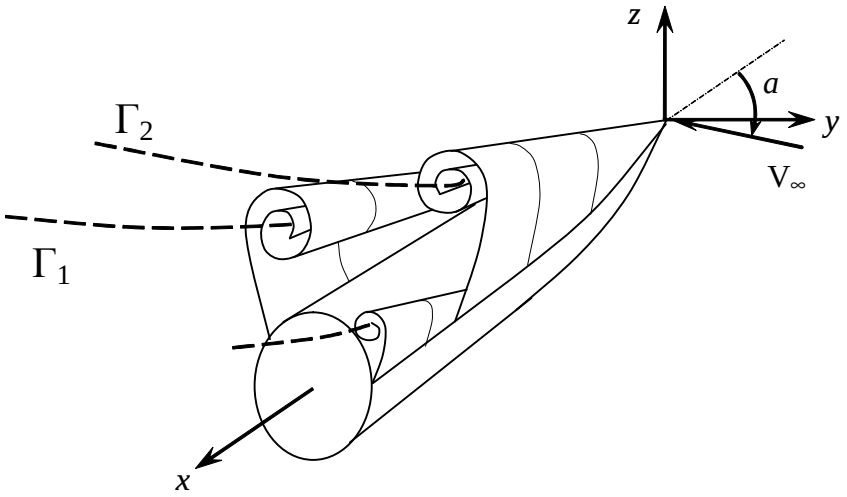

Рис. 3. Схема вихревого следа ха телом вращения

оси тела является аналогичным изменению следа за круговым цилиндром по времени.

Комплексный потенциал скорости течения получается заменой скорости V на $V\sin a$ в формуле (1) и добавлением потенциала источника для учета переменности радиуса r носовой части тела:

$$F(z) = -iV_\infty \sin a \left\{ \left(z - \frac{r^2}{z} \right) + \frac{ir}{tga} \cdot r_x' \ln z + \right.$$

$$\left. + \sum_{j=1}^{k} (-1)^{j+1} l_j \left[\ln(z - z_j) - \ln(z - \frac{r^2}{z_j}) \right] \right\},$$

где r_x' - производная радиуса по длине .

Если носовая часть имеет оживальную форму с удлинением $k = l_o/(2a)$, то радиус и его производная определяются выражениями

$$r = \sqrt{(4ak^2 - a)^2/4 + 4akx - x^2} - (4ak^2 - a)/2,$$

$$r_x' = (2ak - x)/\sqrt{(4ak^2 - a)^2/4 + 4akx - x^2}.$$

В качестве примера приведем проведение расчета обтекания экспериментальной модели Ламонта [2] под углом атаки 55^0. Модель состоит из кругового цилиндра радиусом a = 76,2 мм и длиной 4 калибра и оживальной носовой части длиной 2 калибра (рис. 4). Как уже было отмечено, основная часть поперечной силы создается несимметрично развивающейся первой парой вихрей у носовой части модели. Поэтому расчеты будем проводить только для двухвихревого движения.

Зависимости коэффициентов нормальной и поперечной сил c_z, $\tilde{n}_y$ по безразмерному времени определяются как у Ламонта отношением сил сопротивления к $rV^2 a\sin^2 a$:

$$c_y + ic_z = iD((-1)^{j+1}\tilde{A}_j(x_j - r^2/\overline{x_j})/(V^2 a\sin^2 aDt),$$

где r – радиус тела вращения. Радиус в сечениях носовой части определяется по формуле (10), а в цилиндрической части $r = a$.

При расчете трехмерного обтекания базовые значения свободных параметров двумерного обтекания сохранились за исключением следующих изменений: $k_{\tilde{A}}$ = 0,5; $q_k = 0,0°$; $Dq = 0,1°$. Расчеты проводились начиная с расстояния $x_0/D = 0,01$ от носика тела. Все вводимые возмущения Dx/a задавались в виде малого скачкообразного смещения вихря 1 от симметричного с вихрем 2 положения по направлению течения. Возмущения вводились спустя время $x/D = 0,015$ после начала движения.

На рис. 4 пунктирными линиями показаны диапазоны изменения коэффициентов экспериментальных сил сопротивления Ла-

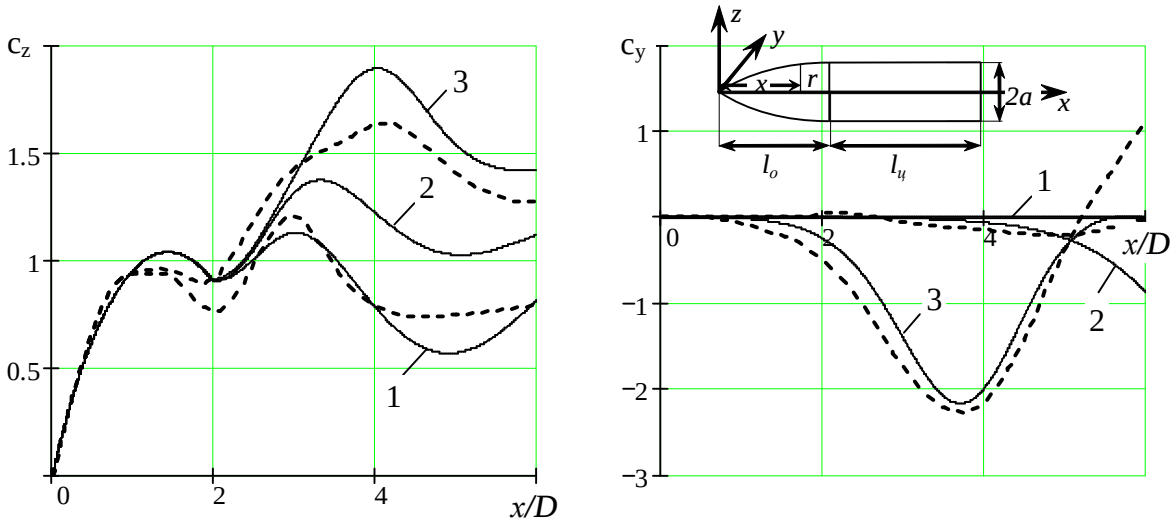

Рис. 4. Распределение коэффициентов нормальной и поперечной силы вдоль тела. Эксперимент [2]. Расчеты: 1 – $Dx_1/a = 0$; 2 – $Dx_1/a = 10^{-6}$; 3 – $Dx_1/a = 10^{-4}$

монта [2], вычисленные по измеренному давлению. При продувке коэффициенты силы сопротивления с варьированными значениями угла установки модели по крену изменялись в этом диапазоне. Расчетные зависимости коэффициентов сопротивления по безразмерному времени x/D или $Vt\cos a\,/(2a)$ иллюстрируются сплошными кривыми. При малом возмущении $Dx_1/a = 10^{-6}$ расчетная кривая 2 находится в середине диапазона экспериментальных зависимостей.

Заметим, что с изменением только возмущения не удалось получить расчетных зависимостей с минимальными или максимальными значениями и нормальной силы c_z, и поперечной силы c_y, близких к экспериментальным. К примеру, увеличив возмущение, можно получить расчетную зависимость c_y, близкую к максимальной экспериментальной. Но при этом c_z неправдоподобно быстро возрастает: начиная со значения $x/D = 3$ [6] резко выходит за экспериментальный диапазон. С другой стороны, при уменьшении возмущения до нуля, кривая c_z остается практически на уровне кривой 2 и не подтверждается нижняя граница диапазона экспериментальной зависимости. Причиной такого несоответствия расчетных и экспериментальных результатов является постепенное отклонение вихревых линий первой пары от продольной оси в сторону вектора скорости V. Расчетные кривые 1 и 3 получены с учетом отклонений вихревых линий.

Библиографический список

1. Гумеров А. В. Расчет аэродинамических характеристик методом сосредоточенных вихрей при обтекании тела вращения под большими углами атаки. Пятые научные чтения памяти М. К. Тихонравова по военной космонавтике. В 3-х томах. Т.3. Юбилейный. - 4 ЦНИИ МО РФ, 2006. – С. 39 – 42.

2. Ламонт П. Результаты измерений давления на поверхности цилиндрической модели с оживальной носовой частью, обтекаемой в условиях различных режимов под углом атаки // Ракетная техника и космонавтика. - 1983. №6. - С. 15 – 25.

3. Гумеров А. В., Клементьев В. А., Галиев А. Г. Экспериментальное исследование поперечной силы при обтекании тел вращения под большими углами атаки // Известия вузов: Авиационная техника. – 2003. № 4. - С. 24-27.

4. Bryson A. E. Symmetric vortex separation on circular cylinders and cones // J. of Applied Mechanics. 1959. Vol. 26. No. 4. p. 643 – 648.

5. Водлоу А. Расчет поперечной силы при больших углах атаки // Ракетная техника и космонавтика. - 1974. № 8. - С. 173 – 175.

6. Гумеров В. Г., Гумеров А. В. Расчет обтекания тел вращения методом сосредоточенных вихрей // Известия вузов: Авиационная техника. – 2005. № 4. – С. 28-32.

7. Thomson K. D. and D. F. Morrison. The Spacing, Position and Strength of Vortices in the Wake of Slender Cylindrical Bodies at Large Incidence // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 50. part 4. pp. 751 – 783.

8. Хемш М., Нилсен Дж. Аэродинамика ракет, кн. 1. - М.: Мир, 1989. - 426 с.

9. Degani D., Tobak M. and Zilliac G.G. Surface Flow Patterns on an Ogive-Cylinder at Incidence // J. AIAA. 1992. Vol. 30. № 1. P. 272 – 274.

10. Smith P. A. and Stansby P. K. Impulsively started flow around a circular cylinder by the vortex method // J. Flued Mech. 1988. Vol. 194. P. 45 – 77.

11. Collins W. M. and Dennis S. C. R. The initial flow past an impulsively started circular cylinder. Q. J. Mech. Appl. Maths 26, 1973a, 53.

12. Bouard R., Coutanceau M. The early stage of development of the wake behind an impulsively started cylinder for $40<Re<10^4$ // J. Flued Mech. 1980. Vol. 101. part 3. P. 583 – 607.

13. Sarpkaya T., Kline H.K. Impulsively-Started Flow About Four Types of Bluff Body // J. of Fluids Engineering. 1982. Vol. 104, P. 207 – 213.

References

1. Gumerov A. V. Computation of aerodynamic characteristics by the vortex method in the case of flow about a body of revolution at high angle of attack. Fifth scientific conference in commemoration of M. K. Tikhonravov on mility cosmonautics. In 3 volumes. Vol. 3. Central Research Institute, Russian Federation Defense Ministry, 2006. pp. 39 – 42.

2. Lamont P. Results of measuring pressure on the surface of a cylindrical model with an ogive nose flowed about under various regimes at angle of attack // Rocket engineering and cosmonautics. – 1983. No. 6 pp. 15 – 25.

3. Gumerov A. V., Klementyev V. A., Galiyev A. G. Experimental analysis of the transverse force in case of flow about bodies of revolution at high angles of attack // Izvestiya vuzov: Aviation engineering, No. 4, 2003, – pp. 24 – 27.

4. Bryson A. E. Symmetric vortex separation on circular cylinders and cones // J. of Applied Mechanics. 1959. Vol. 26. No. 4. p. 643 – 648.

5. Bodlow A. Computation of transverse force at high angles of attack // Rocket engineering and cosmonautics. 1974. No. 8. pp. 173 – 175.

6. Gumerov V. G., Gumerov A. V. Computation of flow about bodies of revolution by the vortex method // Izvestiya vuzov: Aviation engineering. 2005. No. 4. pp. 28 – 32.

7. Thomson K. D. and D. F. Morrison. The Spacing, Position and Strength of Vortices in the Wake of Slender Cylindrical Bodies at Large Incidence // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 50. part 4. pp. 751 – 783.

8. Hemsh M., Nilsen J. Aerodynamics of rockets, book 1 – Moscow: Mir, 1986. – 426 pp.

9. Degani D., Tobak M. and Zilliac G.G. Surface Flow Patterns on an Ogive-Cylinder at Incidence // J. AIAA. 1992. Vol. 30. № 1. P. 272 – 274.

10. Smith P. A. and Stansby P. K. Impulsively started flow around a circular cylinder by the vortex method // J. Flued Mech. 1988. Vol. 194. P. 45 – 77.

11. Collins W. M. and Dennis S.C.R. The initial flow past an impulsively started circular cylinder. Q. J. Mech. Appl. Maths 26, 1973a, 53.

12. Bouard R., Coutanceau M. The early stage of development of the wake behind an impulsively started cylinder for 40<Re<104 // J. Flued Mech. 1980. Vol. 101. part 3. P. 583 – 607.

13. Sarpkaya T., Kline H. K. Impulsively-Started Flow About Four Types of Bluff Body // J. of Fluids Engineering. 1982. Vol. 104, P. 207 – 213.

ANALYSIS OF TRANSVERSE FORCE IN THE CASE OF FLOW ABOUT BODIES OF REVOLUTION AT HIGH ANGLE OF ATTACK

© 2009 A. V. Gumerov[1], L. V. Gumerova[1], Ye. M. Balzannikova[2]

[1]Samara Space Rocket Centre "TsSKB-Progress"
[2]Samara State University of Civil Architecture and Engineering

The paper analyses cross separation flow about an impulsively started circular cylinder in a non-viscous non-compressible medium by the vortex method. The impact of viscosity on resistance is expressed through the circulation of vortices formed behind the cylinder. By analogy the computation of plane flow is reduced to the computation of transverse force when a body of revolution moves at an angle of attack.

Cylinder, flow, vortices, transverse force, instability, axially symmetrical body, complex potential, separation point.

Информация об авторах

Гумеров Анвар Василович, инженер-конструктор, ГНП РКЦ «ЦСКБ-Прогресс», e-mail: hoomer@list.ru. Область научных интересов: цилиндр, обтекание, вихри, поперечная сила, неустойчивость, осесимметричное тело, комплексный потенциал, точки отрыва.

Гумерова Лэйла Васильевна, инженер-конструктор, ГНП РКЦ «ЦСКБ-Прогресс». Область научных интересов: цилиндр, обтекание, вихри, поперечная сила, неустойчивость, осесимметричное тело, комплексный потенциал, точки отрыва.

Бальзанникова Екатерина Михайловна, студентка 5-го курса гидротехнического факультета Самарского государственного архитектурно – строительного университета. Область научных интересов: цилиндр, обтекание, вихри, поперечная сила, неустойчивость, осесимметричное тело, комплексный потенциал, точки отрыва.

Gumerov Anvar Vasilovitch, design engineer Samara Space Rocket Centre "TsSKB-Progress", e-mail: hoomer@list.ru. Area of research: cylinder, flow, vortices, transverse force, instability, axially symmetrical body, complex potential, separation points.

Gumerova Leila Vasilyevna, design engineer Samara Space Rocket Centre "TsSKB-Progress". Area of research: cylinder, flow, vortices, transverse force, instability, axially symmetrical body, complex potential, separation points.

Balzannikova Yekaterina Mikhailovna, 5th year student of the hydraulic engineering faculty, Samara State University of Civil Architecture and Engineering. Area of research: cylinder, flow, vortices, transverse force, instability, axially symmetrical body, complex potential, separation points.