

УДК 532.527

Экспериментальное исследование концевых вихрей за крылом конечного размаха

Степанов Р.П.^{1*}, Кусюмов А.Н.^{1}, Михайлов С.А.^{1***}, Тарасов Н.Н.^{2****}**

¹*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.*

Туполева, КНИТУ - КАИ, ул. Карла Маркса, 10, Казань, 420111, Россия

²*Центральный аэрогидродинамический институт*

им. профессора Н.Е. Жуковского, ЦАГИ, ул. Жуковского, 1, Жуковский,

Московская область, 140180, Россия

**e-mail: rpstepanov@kai.ru*

***e-mail: ANKusyumov@kai.ru*

****e-mail: Sergey.Mikhaylov@kai.ru*

*****e-mail: spintest@tsagi.ru*

Статья поступила 24.07.2019

Аннотация

Представлены результаты экспериментального исследования концевых вихрей за прямоугольным крылом конечного размаха в ближнем поле (на расстоянии от 0,5 до 4,2 хорд крыла от задней кромки). В экспериментах использовалось прямоугольное крыло с относительным удлинением 7,8 и модифицированным профилем Göttingen 387. Число Рейнольдса соответствовало $Re=350000$ для скорости набегающего потока 28 м/с. Концевые вихри исследовались в диапазоне углов атаки от -6° до 18° . Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-1К КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева. Исследование концевых вихрей велось по полям скоростей, полученным при помощи PIV-системы. Идентификации параметров ядра вихря проводилась с применением методов поперечных линий и Q -

критерия, которые показали хорошее согласие. Представлены зависимости изменения размеров ядра вихря и циркуляции от угла атаки и расстояния до сечения вихря. Показано, что размеры ядра вихря растут с удалением от крыла и при увеличении углов атаки крыла. Построены зависимости изменения площади ядра вихря от значения Q . Установлено, что при больших углах атаки сворачивание жгута концевых вихря происходит на меньших дистанциях, чем при малых углах атаки. Показано, что максимальное значение относительной циркуляции является величиной практически постоянной и не зависит от значения угла атаки.

Ключевые слова: концевые вихри, ближнее поле, крыло конечного размаха.

1. Введение

Концевые вихри являются источником индуктивного сопротивления, что оказывает значительное влияние на летно-технические характеристики летательных аппаратов. Кроме того, способность дать точную оценку концевым вихрям, сходящим с крыла транспортных или грузовых самолетов [1], является важным условием при разработке прогнозирующих систем, отвечающих за безопасность и эффективность полетов в сильно загруженных аэропортах. Концевые вихри обычно являются интенсивными и сохраняют свои свойства достаточно долго, а их наличие может приводить к негативным последствиям [2, 3].

Концевые вихри за большими самолетами представляют опасность для следующих самолетов [4,5], особенно на этапах взлета и посадки [6-8], снижая пропускную способность аэропортов [9,10]. На сегодняшний день в гражданской авиации используются довольно консервативные правила выдерживания дистанции

между самолетами. Поэтому изучению концевых вихрей всегда уделялось большое внимание, особенно после сворачивания вихрей и вплоть до их распада [11,12].

Sun и Daichin [13] рассмотрели влияние близости земли на концевые вихри за крылом с профилем NACA0012. Ahmadi-Baloutaki и соавт. [14] провели эксперименты по выявлению влияния внешней свободной турбулентности на концевые вихри в ближнем поле при помощи нитевой термоанемометрии. Результаты показали, что увеличение внешней свободной турбулентности ведет к увеличению диффузии вихря.

Ранее Spalart [15] и Rossow [16] представили обширные литературные обзоры по исследованию концевых вихрей. Сложность исследования концевых вихрей обусловлена крайне нестационарной картиной обтекания. Green and Acosta [17] исследовали нестационарные концевые вихри в ближнем и дальнем поле и осевые возмущения, возникновение которых носит случайный характер. Детальные измерения турбулентности в ближнем поле были проведены в ряде работ [18-21]. Lee и Pereira [22] исследовали концевые вихри для крыла с закругленной и прямоугольной законцовками. Guini и Green [23] пришли к выводу, что форма законцовки оказывает влияние на нестационарность положения вихря.

Большое количество численных и экспериментальных работ посвящено исследованию концевых вихрей, сходящих с крыла натурального самолета [24]. Сложность проведения натуральных экспериментов заключается в необходимости учета влияния различных атмосферных факторов, таких как турбулентность, стратификация и наличие высотного градиента скорости, что очень сильно влияет

на эволюцию и характер динамики концевых вихрей [25-32]. В [33] проводились натурные исследования характеристик вихря пролетающего самолета при помощи системы LIDAR. Результаты измерений показали, что значение циркуляции падает с увеличением возраста вихря. Несмотря на большой разброс экспериментальных данных, в [33] было показано, что существует дефицит циркуляции по отношению к теоретическим предпосылкам, что было так же зафиксировано численными расчетами.

В настоящей работе исследования концевых вихрей проводятся непосредственно в ближнем поле крыла, где происходит сворачивание вихревых жгутов, и их интенсивность практически не меняется. Измерения характеристик течения в области концевых вихрей проводятся для нескольких углов атаки крыла с использованием данных по коэффициенту подъемной силы крыла.

2. Описание экспериментальной установки

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-1К (КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева) малых скоростей замкнутого типа, с открытой рабочей частью. Диаметр выходного сечения сопла аэродинамической трубы (АДТ) составляет 2,25 м, скорость потока может достигать 50 м/с, а степень начальной турбулентности потока не превышает 0,5% [34].

В эксперименте использовалось прямоугольное крыло с относительным удлинением $\lambda = 7,8$ и длиной хорды $b = 187$ мм. Крыло имело постоянный по размаху модифицированный профиль Göttingen 387. Модификация заключалась в том, что нижняя поверхность профиля была плоской по сравнению с исходной

геометрией (данный профиль использовался также при исследовании новой концепции ветровых установок [35]). Скорость набегающего потока составляла $V_{\infty} = 28 \text{ м/с}$, что соответствует числу Рейнольдса $Re = 350000$.

Поля скоростей за крылом измерялись PIV-системой Dantec, которая оснащена лазером *Nd-YaG laser Litron 425-10*, с максимальной выходной мощностью 425 мДж, временной задержкой 6 нс между вспышками и длиной волны 532 нм. Камеры фиксировали передвижение частиц аэрозоли с частотой 8 Гц. Поток засеивался частицами оливкового масла при помощи дымового генератора *10F03*. Оливковое масло было выбрано из-за хороших инерционных характеристик [36].

Экспериментальная установка показана на рисунке 1. PIV-камера *FlowSense EO 4M* с разрешающей способностью 2048x2048 пикселей была расположена за крылом таким образом, чтобы охватить область с концевым вихрем, как показано на рисунке 1. При размере ячеек 4мм, масштабный коэффициент соответствовал 0,126 мм/пиксель. Расстояние между плоскостью сечения лазерного ножа и камерой не менялось во время экспериментов. Направление осей X , Y и Z показано на рисунке 1. Измерения проводились на разных расстояниях X от задней кромки крыла до плоскости сечения лазера ($10 \leq X \leq 790 \text{ мм}$), при значениях угла атаки: $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ$ и критическом значении угла атаки $\alpha_{кр} = 18^\circ$. Удаление от задней кромки определяется в безразмерном виде по отношению к хорде крыла $\bar{X} = X / b$.

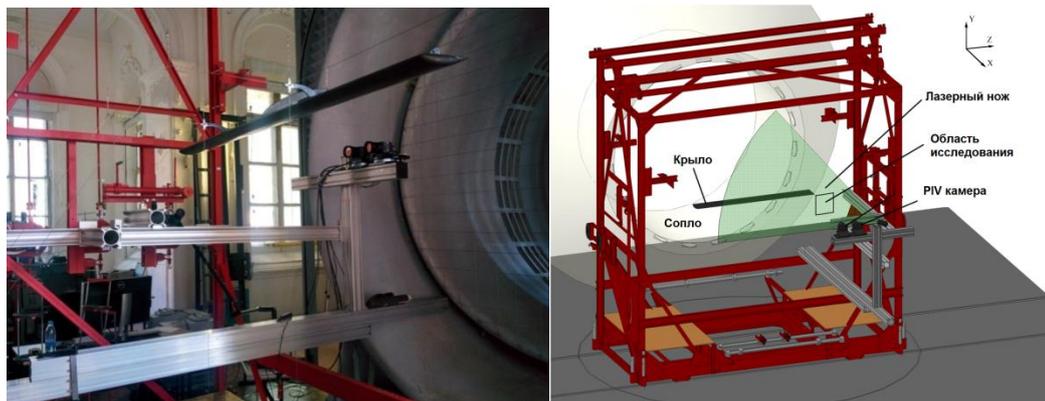


Рис.1. Экспериментальная установка в АДТ Т-1К: (слева) Фотография экспериментальной установки; (справа) Трехмерная модель экспериментальной установки с областью засветки лазера.

Интегральные характеристики крыла, представленные на рисунке 2, получены в АДТ Т-1К на шестикомпонентных весах типа Прандтля, с внешней системой разложения сил.

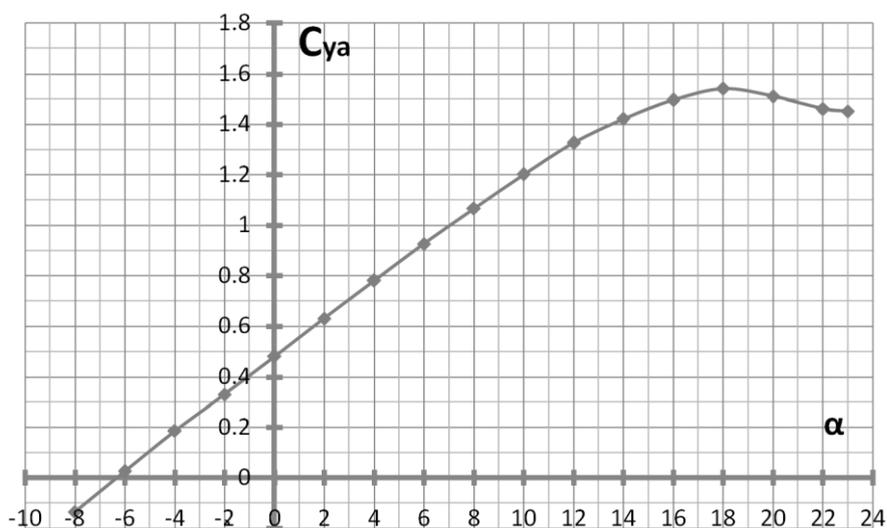


Рис.2. Зависимость $C_{ya}(\alpha)$ для крыла конечного размаха, полученная в аэродинамической трубе Т-1К ($V_\infty = 28$ м/с, $Re = 350000$, $\lambda = 7,8$).

Для нахождения скоростей по изображениям PIV-камер использовался алгоритм *Adaptive PIV*. Так как в самом вихре присутствуют значительные центробежные силы, частицы дыма выбрасываются из ядра вихря, что приводит к появлению областей с малой плотностью частиц. Малая концентрация частиц в ядре вихря в свою очередь влияет на разрешающую способность измерительной системы. В данной работе минимальная область интеррогации (расстояние между векторами скорости) составляла 4 мм.

3. Инициализация вихрей

3.1. Q -критерий

Согласно Q -критерию, вихри определяются как замкнутые связанные области, в которых евклидова норма тензора завихренности Ω принимает большие значения, чем норма тензора деформации S [37]:

$$Q = 0.5 \left[|\Omega|^2 - |S|^2 \right] > 0. \quad (1)$$

В связи с тем, что обработка данных велась по двумерным полям скоростей, выражения для Ω и S сводились к следующему виду:

$$|\Omega|^2 = (\partial w / \partial y - \partial v / \partial z)^2, \quad (2)$$

$$|S|^2 = 2(\partial w / \partial z)^2 + 2(\partial v / \partial y)^2 + (\partial w / \partial y + \partial v / \partial z)^2. \quad (3)$$

Значения Q приводились к безразмерному виду \bar{Q} :

$$\bar{Q} = Q \frac{b^2}{V_\infty^2}. \quad (4)$$

В связи с большим количеством экспериментальных данных, обработка велась при помощи собственного программного обеспечения, написанного языковой среде C++. Анализ данных велся как по осредненным полям скоростей.

Для нахождения эквивалентного радиуса R_c ядра вихря, сначала определялась его площадь F (с помощью одного из методов, представленных ниже), и далее радиус ядра вихря определялся по формуле $R_c = (F / \pi)^{0.5}$. Часть результатов представлена в виде зависимостей от безразмерной радиальной координаты $\bar{R} = R / b$, где R - радиус вихря, b - хорда крыла.

3.2. CSL метод (Метод поперечных линий)

Алгоритм Cross-sectional lines (CSL) [38] использовался для определения положения и геометрических характеристик вихрей в пространстве. В данном методе центр вихря определяется как точка, в которой разница между наибольшей и наименьшей тангенциальными компонентами скорости вдоль горизонтальной и вертикальной осей принимает максимальные значения. При этом границы вихря определяются в точках, где касательные скорости принимают наибольшие значения.

3.3. Определение циркуляции

Значение циркуляции присоединенного вихря определялось по теореме Жуковского [39]:

$$\Gamma_0 = \frac{Y_a}{\rho V_\infty l_0} = \frac{C_{ya} V_\infty S}{2l_0}, \quad (5)$$

где S - площадь крыла; l_0 - расстояние между концевыми вихрями; значения $\alpha = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ, 18^\circ$ соответствуют углам атаки крыла. Анализ полученных экспериментальных данных показал, что наименьшая дистанция между концевыми вихрями (на максимальном удалении 4,2 хорды от задней кромки крыла) составляет $0,97l$ (где l - размах крыла). В данной работе расстояние между вихрями принималось равным размаху крыла $l_0 = l$.

Циркуляция Γ вихря определялась по внешней границе вихря:

$$\Gamma = -\oint V \cdot dl, \quad (6)$$

где V - вектор скорости течения, dl - ориентированный элемент дуги контура.

Значение Γ зависит от площади контура, охватываемого интегралом. В связи с этим, для каждого поля скоростей циркуляция определялась для ряда контуров, имеющих различный радиус R . Радиус контура R варьировался от минимально возможного до максимально допустимого, обусловленного областью обхвата PIV-камеры. Для каждого контура проводилась интерполяция данных по исходным полям скоростей, после чего циркуляция определялась по формуле (6).

3.4. Определение угловой скорости вращения частиц в ядре плоского вихря

Для плоского вихря, при выборе контура радиуса R , угловая скорость ω_x может быть определена из соотношения:

$$\Gamma = \oint \omega_x R dl = 2\omega_x \pi R^2 \quad (7)$$

или

$$\omega_x = \frac{\Gamma}{2\pi R^2} = \frac{\Gamma}{2F}, \quad (8)$$

где F - площадь вихря; dl - элемент дуги границы контура (при условии $Q > 0$).

4. Результаты

4.1. Сравнение Q -критерия и CSL-метода

Q -критерий является более распространенным методом идентификации вихрей, но точность его применения в эксперименте в значительной степени определяется расстоянием между соседними векторами. В частности, малая плотность трассирующих частиц в ядре вихря вынуждает увеличивать шаг между определяемыми векторами.

В подобных случаях может быть задействован метод CSL, который использует разницу наибольших касательных скоростей по вертикальной и горизонтальной осям.

На рисунке 3 представлены экспериментальные данные для угла атаки $\alpha = 18^\circ$ и расстояния $\bar{X} = 3,21$. Контур крыла обозначен серым цветом. На рисунке 3(а) на заднем фоне показано изображение с PIV-камеры, где можно отметить малую плотность частиц в окрестности ядра вихря. На данном рисунке так же показано распределение в окрестности ядра вихря тангенциальных компонентов (V_y и V_z) вектора скорости по осям Y и Z , которые проходят через центр вихря.

Профили скоростей определялись по методу поперечных линий (CSL-метод) и обозначены белыми кривыми на рисунке 3(а) и черными кривыми на рисунке 3(б).

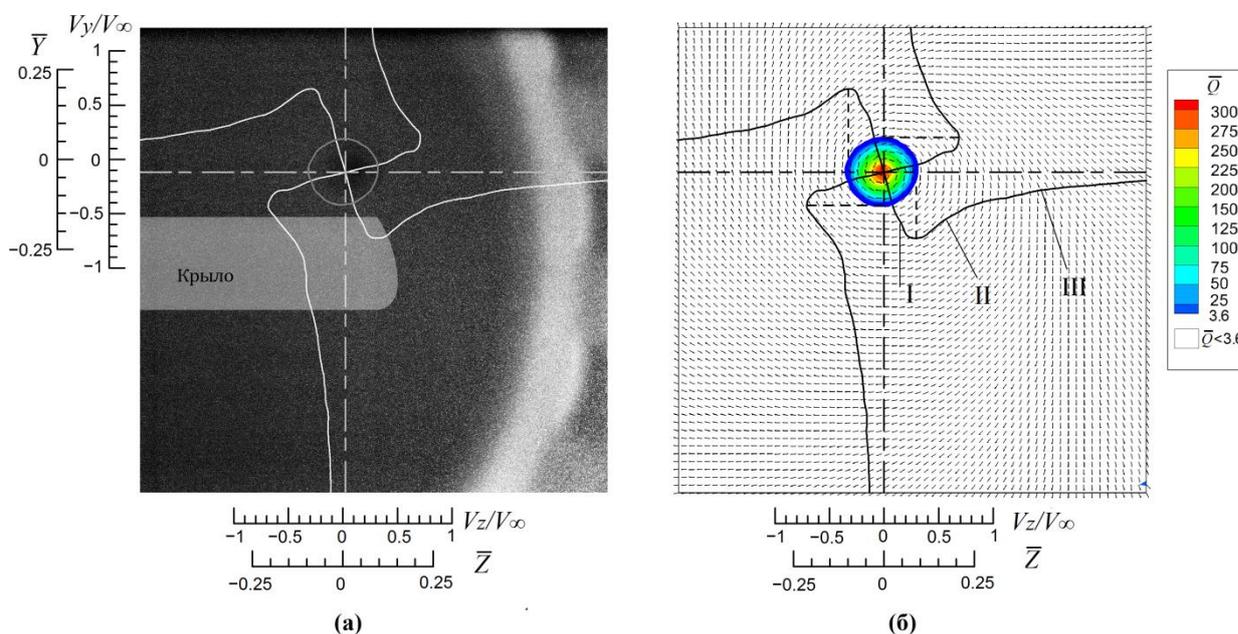


Рис. 3. Определение положения вихря при помощи CSL-метода и Q-критерия:

(а) на изображение с камеры PIV наложено распределение скоростей по CSL-методу; (б) поле скоростей и положение вихря, полученное с использованием Q-

критерия. Расстояние от задней кромки $\bar{X} = 3,21$, угол атаки $\alpha = 18^\circ$.

Как известно, при увеличении угла атаки, то есть несущей способности крыла, концевые вихри индуцируют скос потока. Это приводит к тому, что при увеличении угла атаки вертикальная компонента вектора скорости V_y на участке между концевыми вихрями увеличивается за счет скоса потока, что можно отметить на рисунке 3. Это может вызвать появление асимметрии ядра вихря.

Значения скоростей V_y и V_z нормированы по отношению к скорости невозмущенного потока V_∞ . Границы ядра вихря определяются пиковыми

значениями тангенциальных скоростей V_y и V_z , проекции которых на оси Y и Z обозначены пунктирными линиями на рисунке 3(б). Вертикальные и горизонтальные расстояния (Y и Z) были обезразмерены по отношению к хорде крыла ($\bar{Y} = Y / b$ и $\bar{Z} = Z / b$).

На рисунке 3 также условно можно выделить три области характерного поведения тангенциальных скоростей V_y и V_z . Первая область I характеризуется линейным ростом тангенциальных скоростей и находится в ядре вихря. Вторая область II имеет размер, приблизительно равный удвоенному радиусу вихря и характеризуется значительным отрицательным градиентом тангенциальной скорости. Для третьей области III характерно плавное уменьшение тангенциальных скоростей V_y и V_z до минимальных значений. Подобная картина поведения тангенциальных скоростей при изменении пространственных координат характерна для всех полей скорости, полученных в эксперименте.

Условная граница между областями I и II в большинстве рассматриваемых случаев находилась на радиусе контура в диапазоне $0,3 < R < 0,4$. Такой характер распределения скоростей в областях I, II и III согласуется с характером изменения циркуляции по радиусу контура интегрирования, отмеченном в разделе 4.5.

На рисунке 3(б) цветом обозначена область ядра вихря, определенная по Q -критерию из условия $\bar{Q} \geq 3,6$. Остальная не раскрашенная область течения

соответствует условию $\bar{Q} < 3,6$. Внешний контур ядра вихря, определенный по Q -критерию, нанесен так же на рисунок 3(а).

Из рисунка 3(б) можно увидеть, что положение ядра вихря, полученное по CSL-методу, совпадает с положением вихря, определенным по максимальному значению Q .

Сравнительный анализ применения Q -критерия и CSL-метода для определения положения ядра вихря для всех экспериментальных случаев показал хорошее согласие этих двух подходов. Расхождение между координатами ядра вихря, определенными по этим двум методам, соответствует шагу сетки между векторами скоростей. Это может быть обусловлено тем, что значение Q считается по четырем близлежащим точкам, а в CSL методе максимальные скорости определяются вдоль горизонтальных и вертикальных линий.

Следует также отметить, что наблюдается хорошее согласие в определении границ ядра вихря по этим двум методам.

4.2. Изменение радиуса и циркуляции вихря вдоль оси вихря

Изменение радиуса ядра вихря R_c , отнесенного к хорде крыла b , вдоль оси вихря (расстояния до задней кромки крыла \bar{X}) показано на рисунке 4(а). Область ядра вихря определялась с использованием Q критерия. Изменение циркуляции, рассчитанной по внешнему контуру ядра вихря, как функции от расстояния до задней кромки крыла \bar{X} показано на рисунке 4(б). Как видно из рисунка 4(а), радиус ядра вихря зависит от угла атаки и растет по мере удаления от задней кромки крыла.

На рисунке 4(б) показано распределение циркуляции Γ , в зависимости от расстояния \bar{X} для разных углов атаки. Следует отметить линейный характер распределения циркуляции. На малых углах атаки ($\alpha = -6^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 6^\circ$) циркуляция остается постоянной. Однако, на более высоких углах атаки ($\alpha = 12^\circ$ и $\alpha = 18^\circ$), наблюдается постепенное убывание циркуляции при удалении от задней кромки крыла. При угле атаки $\alpha = -6^\circ$, значение циркуляции близко к нулю, так как на данном угле атаки подъемная сила крыла мала (см. рисунок 2).

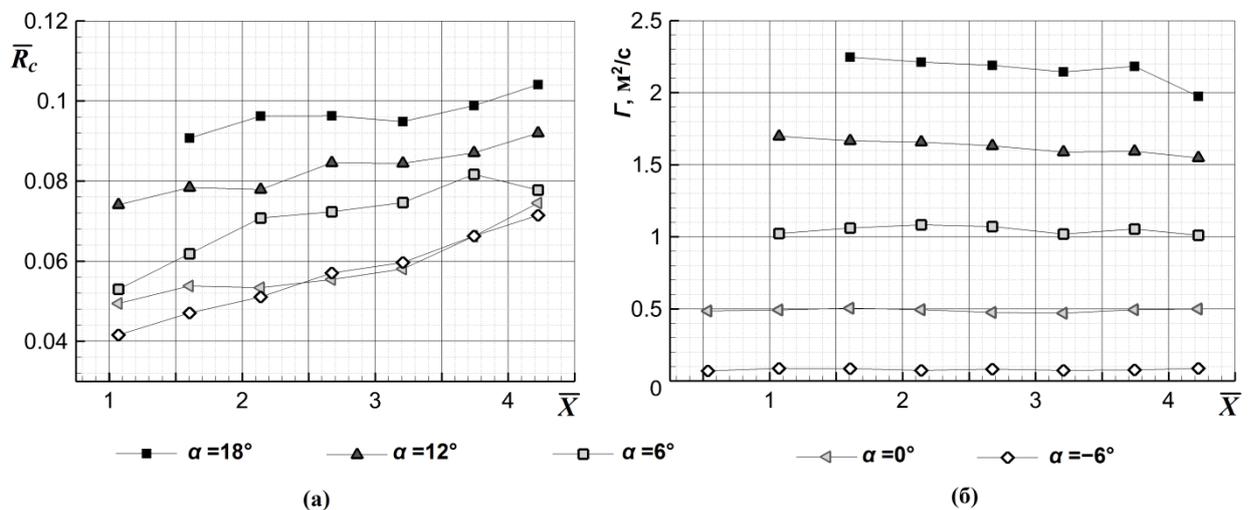


Рис.4. Характеристики ядра концевых вихрей: (а) изменение относительного радиуса ядра вихря $\bar{R}_c = R_c / b$ от расстояния до задней кромки крыла \bar{X} ; (б) изменение циркуляции ядра вихря Γ от расстояния до задней кромки крыла \bar{X} .

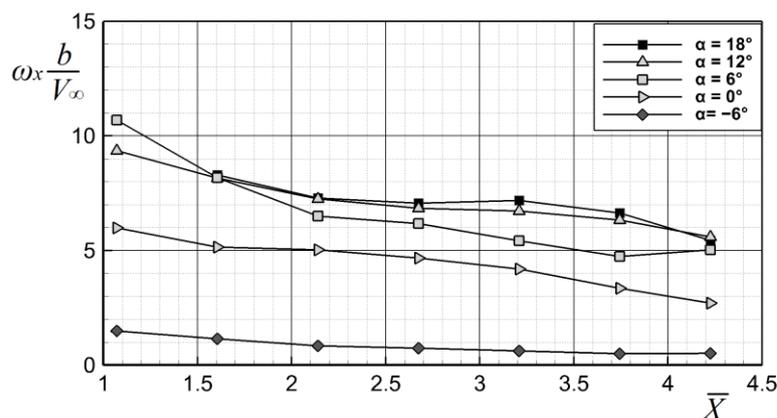


Рис. 5. Изменение безразмерной угловой скорости вращения частиц в ядре вихря $\omega_x(b/V_\infty)$ в зависимости от расстояния \bar{X} до задней кромки крыла для разных углов атаки.

На рисунке 5 представлено изменение угловой скорости вращения в ядре вихря при удалении от задней кромки крыла, для различных значений угла атаки. Угловая скорость представлена в безразмерном виде $\omega_x \frac{b}{V_\infty}$. Как видно из этого рисунка, значение угловой скорости возрастает с увеличением угла атаки (коэффициента подъемной силы крыла) и постепенно падает по мере удаления от задней кромки крыла. Это вызвано тем, что по мере удаления от задней кромки, циркуляция практически не меняется (рисунок 4б), в то время как площадь вихря растет (рисунок 4а).

4.3. Обработка данных по предварительно осредненным и по мгновенным полям скоростей

При обработке данных следует учитывать влияние "раскачивания вихря" (vortex wandering [40]) на осреднение полей скоростей по полученным данным PIV-

системы. Положение ядра вихря меняется в пространстве с течением времени. Это приводит к тому, что максимальные скорости «смазываются». В результате при предварительном осреднении полей скоростей, на границах вихря получаются заниженные значения пиковых скоростей по сравнению с мгновенными полями скоростей (см. рисунок 6). За пределами ядра вихря эффект раскачивания практически отсутствует и вектора скоростей почти не меняют своего значения и направления.

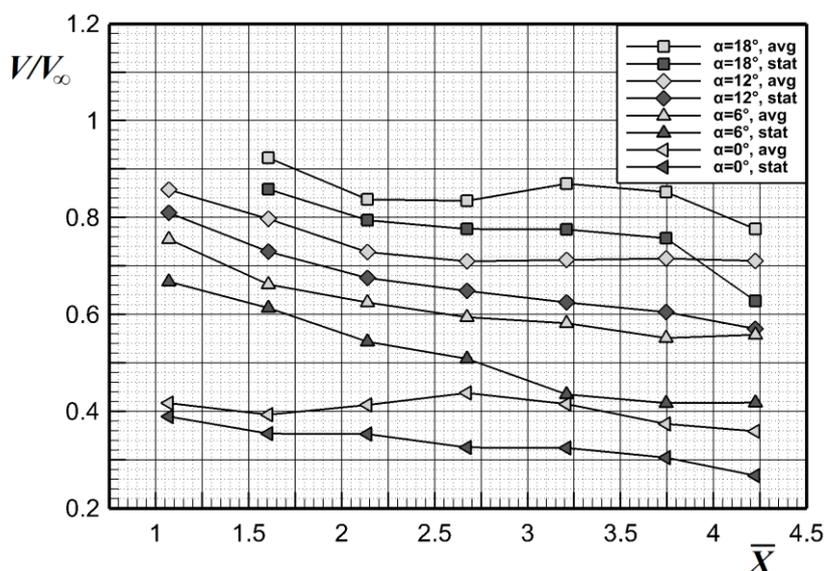


Рис. 6. Изменение максимальных значений касательной скорости в окрестности ядра вихря при удалении от задней кромки и для разных углов атаки (avg - анализ по мгновенным полям скоростей, stat - анализ по предварительно осредненным полям скоростей).

Все результаты в данной работе представлены для осредненных полей скоростей. Осреднение полей скоростей проводилось по 29 кадрам для каждого экспериментального случая.

4.4. Зависимость изменения размеров вихря от значения параметра Q

При анализе вихревых структур возникает вопрос о выборе минимального значения $Q > 0$, которое позволило бы оставить в рассмотрении только области с ядром вихря и исключить области, не относящиеся к ядру вихря, но которые также имеют значения $Q > 0$.

Ситуация становится особенно актуальной когда необходимо провести анализ сложных трехмерных вихревых структур (например, при анализе топологии спутного следа за винтом вертолета). К тому же, знание распределения значений Q по площади ядра вихря может значительно упростить обработку экспериментальных данных при анализе вихревых структур с использованием программного обеспечения.

Неоднозначность выбора значения Q заключается в том, что увеличение значения Q в целом ведет к уменьшению площади вихря при его идентификации. При $Q = 0$, ядро вихря имеет наибольшую площадь S_{\max} . По мере увеличения Q от 0 до максимального найденного по результатам эксперимента значения Q_{\max} , площадь ядра вихря убывает. При $Q = Q_{\max}$, область ядра вихря соответствует одной точке, а следовательно, площадь ядра вихря равна нулю.

Для представления данных в безразмерном виде, площадь ядра вихря $S(Q)$, найденная при заданном значении Q , приводилась к максимальному значению S_{\max} , а значение Q нормировалось к максимальному значению Q_{\max} . При этом, значения

S_{\max} (см. рисунок 4) и Q_{\max} (рисунок 7) зависели от значений угла атаки α и относительной координаты сечения \bar{X} .

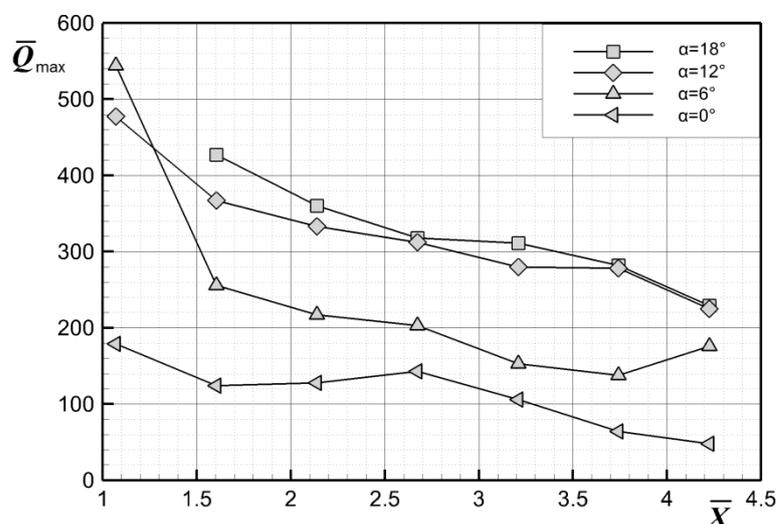


Рис. 7. Распределение максимального значения \bar{Q}_{\max} по всей площади ядра вихря.

На рисунке 8 показано изменение относительной площади вихря в зависимости от заданного значения Q ($0 < Q < Q_{\max}$) для разных углов атаки и различного удаления от задней кромки крыла. Как видно из этого рисунка, в целом зависимости $S / S_{\max} = f(Q / Q_{\max})$ имеют нелинейный характер. Наибольший прогиб кривых (отклонение от линейной зависимости) имеет место для углов атаки $\alpha = 12^\circ$ и $\alpha = 18^\circ$, когда достигается значительная интенсивность вихря. Для критического угла атаки $\alpha = \alpha_{\text{кр}} = 18^\circ$, прогиб кривых на удалении $2.67 \leq \bar{X} \leq 3.74$ несколько меньше чем для $\alpha = 12^\circ$, несмотря на большую интенсивность вихря. Причиной снижения прогиба может быть появление на крыле достаточно развитой области отрывного течения.

Как было показано на рисунке 4(б), циркуляция ядра вихря принимает наибольшие значения на углах атаки $\alpha = 18^\circ$ и $\alpha = 12^\circ$. Для этих двух углов атаки были получены осреднения зависимостей $S / S_{\max} = f(Q / Q_{\max})$ по удалению от задней кромки в диапазоне $2,14 \leq \bar{X} \leq 4,23$, которые представлены на рисунке 9. Полученные зависимости схожи по характеру и могут быть аппроксимированы формулой:

$$S / S_{\max} = \frac{1 - Q / Q_{\max}}{(1 + Q / Q_{\max})^2}, \quad (9)$$

где $0 \leq S / S_{\max} \leq 1$.

Ранее на рисунке 3 было показано ядро вихря, определенное по Q -критерию для $\alpha = 18^\circ$. Рассмотрим в данном случае как выбор значения $\bar{Q} = 3,6$ повлиял на определение величины площади ядра вихря. Как правило, при визуализации вихревого следа, построенного по результатам численного моделирования используются значения $\bar{Q} \ll 1$. Например в [41] использовалось значение $\bar{Q} = 0,002$. Из рисунка 3б следует $\bar{Q}_{\max} = 311$, что при $\bar{Q} = 3,6$ соответствует $Q / Q_{\max} = 0,01158$. Подставив это значение в формулу 9, получим, что площадь ядра вихря $S(\bar{Q} = 3,6)$ меньше $S(\bar{Q} = 0,002)$ на 3,41%, а радиус вихря уменьшился на 1,72% по сравнению с радиусом ядра вихря.

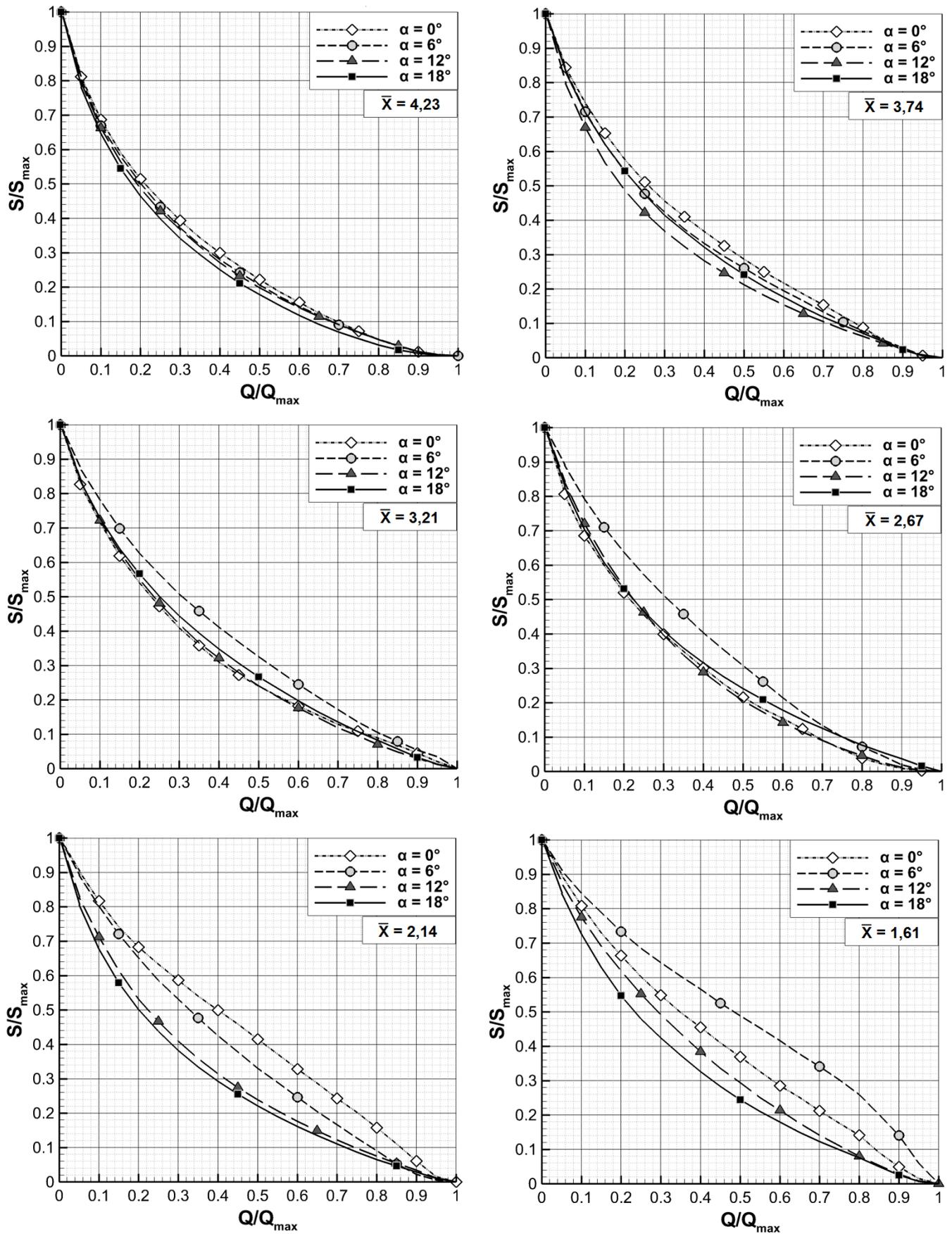


Рис. 8. Изменение относительной площади ядра вихря в зависимости от

нормированного значения параметра Q .

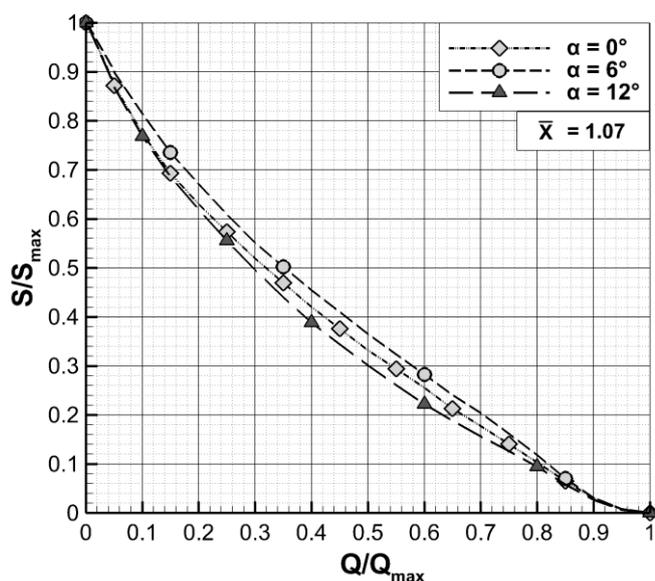


Рис. 8. (продолжение).

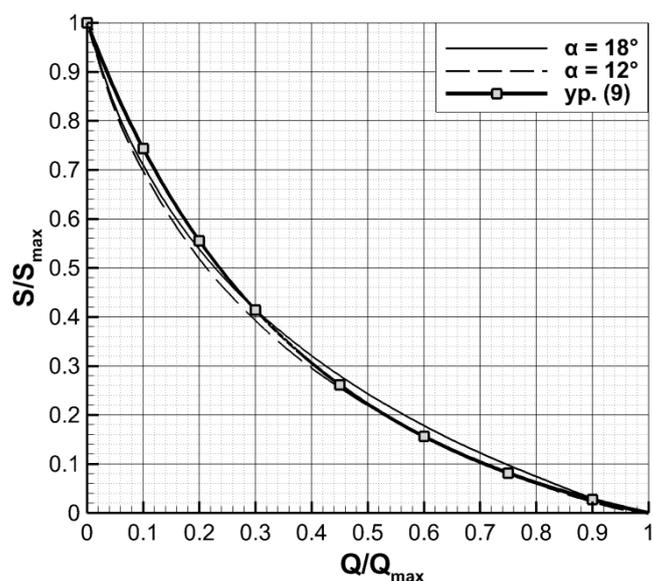


Рис. 9. Изменение площади ядра вихря

от значения Q при осреднении по

расстоянию \bar{X}

Таким образом, приведенные выше зависимости позволяют оценить как изменяется площадь вихря при выборе значения Q в процессе визуализации данных численного или физического эксперимента.

4.5. Изменение циркуляции от радиуса вихря

На рисунке 10 показана зависимость изменения циркуляции Γ / Γ_0 от радиуса контура интегрирования R , нормированного к радиусу ядра вихря R_c при различных значениях \bar{X} удаления сечения от задней кромки крыла. Значения Γ_0 и R_c находились для каждого α и \bar{X} (в соответствии с данными, представленными на рисунке 4).

Для каждой пары значений α , \bar{X} можно ввести понятие радиуса R_{\max} , при котором достигается максимальное значение Γ/Γ_0 . Из рисунка 10 видно, что расхождение значений R_{\max} для разных удалений от задней кромки крыла является минимальным при $\alpha = 18^\circ$. По мере уменьшения угла атаки, появляется значительное различие между кривыми при удалении от задней кромки крыла. При этом, чем меньше расстояние от задней кромки, тем больше значение R_{\max} .

Данное обстоятельство указывает на то, что, несмотря на наличие сформированного ядра вихря, четко фиксируемого Q -критерием, область вихревого течения не ограничивается радиусом R_c . При увеличении радиуса контура $R > R_c$ значение циркуляции Γ/Γ_0 возрастает вплоть до достижения радиуса контура R_{\max} . Величину R_{\max} можно считать условным радиусом границы области вихревого течения.

На рисунке 11 представлена зависимость изменения циркуляции Γ/Γ_0 от радиуса контура $\bar{R} = R/b$, нормированного по отношению к длине хорды крыла. Из рисунка 12 можно видеть, что для каждого угла атаки, изменение циркуляции Γ/Γ_0 от радиуса контура \bar{R} практически не зависит от расстояния между рассматриваемым сечением и задней кромкой крыла.

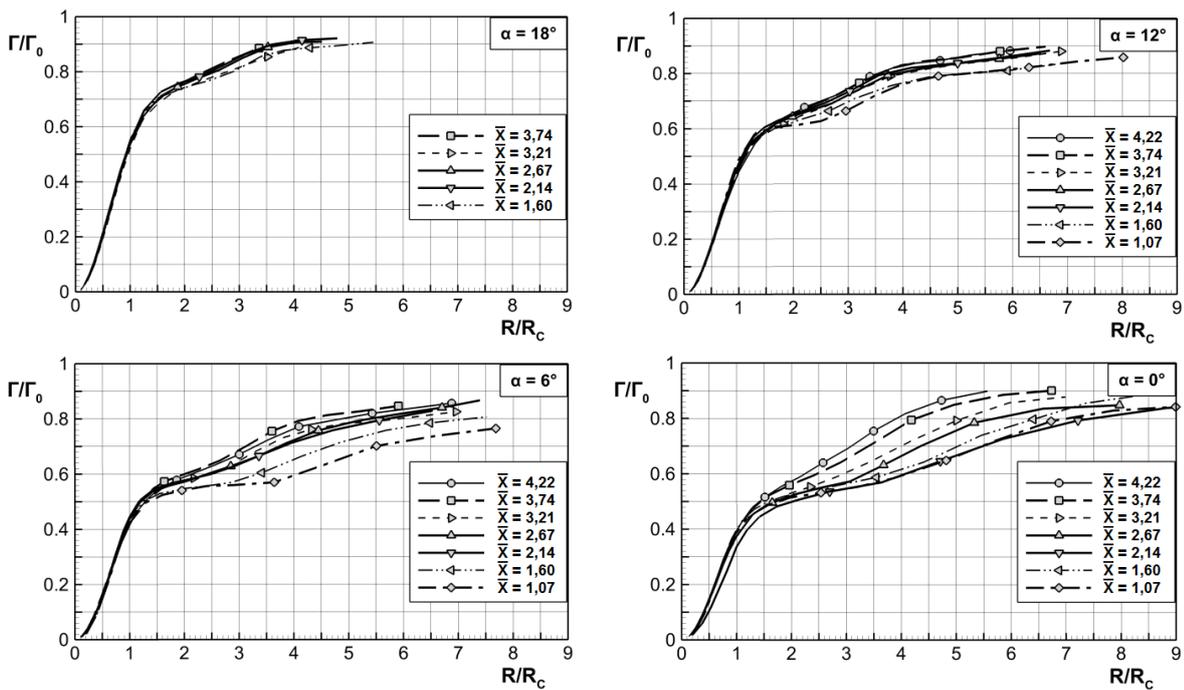


Рис.10. Распределение безразмерной циркуляции Γ / Γ_0 от радиуса контура, приведенного к радиусу ядра вихря R / R_c .

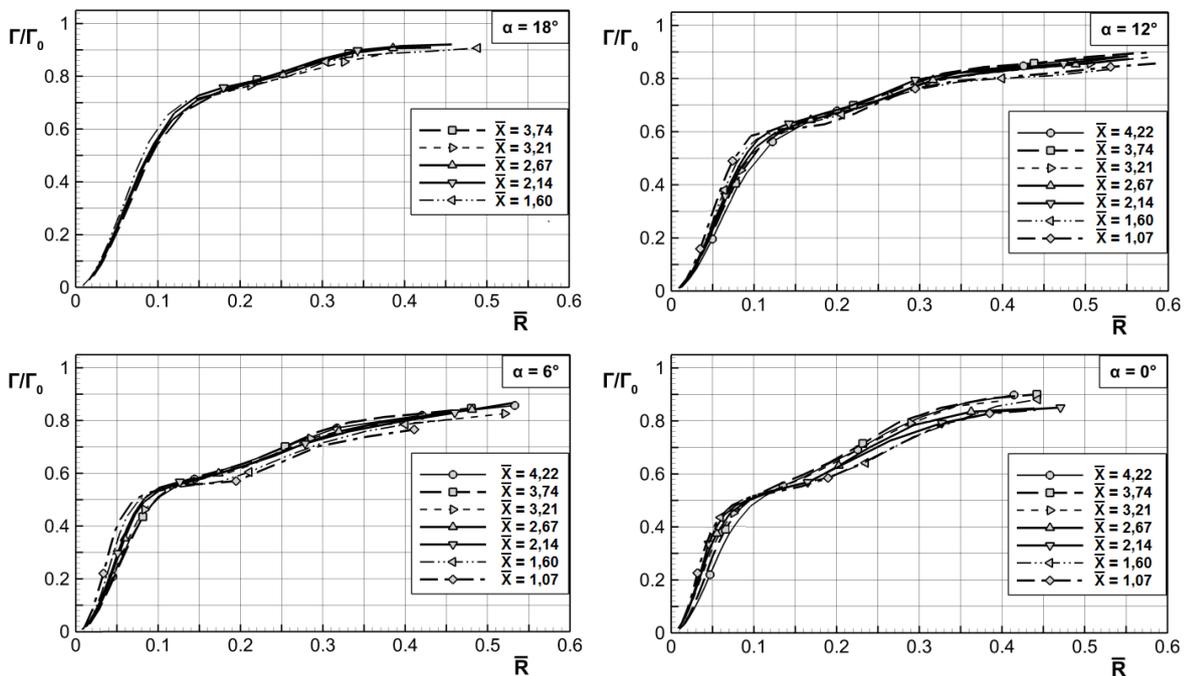


Рис.11. Распределение безразмерной циркуляции Γ / Γ_0 от радиуса контура $\bar{R} = R / b$.

При наибольшем угле атаки $\alpha = 18^\circ$ значение R_{\max} принимает наименьшее значение в сравнении с другими углами атаки α . Это указывает на то, что дистанция, на которой происходит формирование вихревого шнура, зависит от интенсивности вихря, следовательно, от угла атаки.

Следует отметить также три участка, которые свойственны зависимостям на рисунках 10 и 11, и существование которых согласуется с характером поведения тангенциальных скоростей, отмеченным в разделе 4.1. Первый участок характеризуется квадратичной зависимостью циркуляции от радиуса контура и соответствует линейному распределению скоростей в ядре вихря (область I на рисунке 3б). Второй участок характеризуется близкой к линейной зависимостью циркуляции от радиуса контура и соответствует градиентной области спада касательных скоростей сразу за пределами ядра вихря (область II на рисунке 3б). Третья область близкой к линейной зависимости изменения циркуляции соответствует области малоградиентного падения тангенциальных скоростей (область III на рисунке 3б).

5. Выводы

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований концевых вихрей за крылом конечного размаха. Для определения полей скоростей использовалась PIV-система Dantec. Измерения проводились в сечениях потока для разного удаления от задней кромки крыла (от 0,5 до 4,2 хорды крыла) и разных углов атаки.

Представлены данные по зависимости радиуса ядра вихря в сечениях от расстояния от задней кромки крыла и от угла атаки крыла.

Сравнительный анализ по определению положения и размеров ядра вихря в пространстве с использованием CSL-метода и Q -критерия показал хорошее согласие данных, полученных по этим двум методам. Максимальное расхождение результатов обработки полей скоростей, полученное с использованием этих двух методов, соответствовало шагу между векторами скорости, использованному при обработке данных.

Представлены зависимости изменения площади ядра вихря от минимального значения $Q > 0$. Показано, что данные зависимости в основном имеют нелинейный характер и на определенных расстояниях могут быть аппроксимированы простым алгебраическим выражением.

Получено, что максимальное значение циркуляции Γ концевой вихря в сечении стремится к значению 0,9 от значения циркуляции Γ_0 присоединенного вихря и не зависит от значения угла атаки и удаления сечения вихря от задней кромки (в рассмотренной области измерений).

Показано, что несмотря на наличие сформированного ядра вихря, что четко фиксируется Q -критерием, область вихревого течения не ограничивается радиусом ядра вихря $R > R_C$. При увеличении радиуса контура $R > R_C$ значение отношения Γ / Γ_0 возрастает вплоть до достижения некоторого радиуса контура R_{\max} . Величину R_{\max} можно считать условным радиусом границы области вихревого течения при заданных.

Данная работа осуществлялась в рамках гранта "Численное и физическое моделирование аэродинамических и аэроакустических характеристик винтокрылых несущих систем перспективных летательных аппаратов" (№9.1577.2017/4.6) при поддержке министерства образования и науки Российской Федерации.

Библиографический список

1. Гиневский А.С., Желанников А.И. Вихревые следы самолетов. - М.: Физматлит, 2008. - 172 с.
2. Heyes A.L., Smith D.A.R. Modification of a wing tip vortex by vortex generators // Aerospace Science and Technology, 2005, vol. 9, no. 6, pp. 469 - 475. DOI: 10.1016/j.ast.2005.04.003
3. Головкин М.А., Головкина Е.В. Визуализация структур течения в окрестности моделей летательных аппаратов в гидродинамической трубе малых скоростей (самолетные аэродинамические компоновки) // Труды МАИ. 2016. № 90. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=74692>
4. Вышинский В.В., Судаков Г.Г. Вихревой след самолета и вопросы безопасности полетов // Труды МФТИ. 2009. Т. 1. № 3. С. 73 - 93.
5. Гайфуллин А.М., Свириденко Ю.Н. Вихревой след за пассажирским самолетом // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Механика жидкости и газа. 2011. № 4(3). С. 697 - 699.

6. Holzäpfel F., Kladetzke J. Assessment of Wake-Vortex Encounter Probabilities for Crosswind Departure Scenarios // Journal of Aircraft, 2011, vol. 48, pp. 812 – 822. DOI: 10.2514/1.C000236.
7. Зудов К.А., Кудров М.А., Малюткина К.И., Харчилава Ю.Э. Оценка влияния ветровых вихревых структур, возникающих при обтекании горного рельефа, на самолет, заходящий на посадку // Труды МАИ. 2016. № 88. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=70423>
8. Шаров В.Д. Сравнительная оценка безопасности посадки самолета Ан-124-100 в двух посадочных конфигурациях // Труды МАИ. 2012. № 58. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=33287>
9. Hallock J.N., Greene G.C., Burnham D.C. Wake Vortex Research-A Retrospective Look // Air Traffic Control Quarterly, 1998, vol. 6, pp. 161 - 178. DOI: 10.2514/atcq.6.3.161.
10. Gerz T., Holzäpfel F., Darracq D. Commercial aircraft wake vortices // Progress in Aerospace Sciences, 2002, vol. 38, no. 3, pp. 181 - 208. DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00004-0.
11. Hallock J.N., Holzäpfel F. A review of recent wake vortex research for increasing airport capacity // Progress in Aerospace Sciences, 2018, vol. 98, pp. 27 - 36. DOI: 10.1016/j.paerosci.2018.03.003.
12. Rossow V.J. Lift-generated vortex wakes of subsonic transport aircraft // Progress in Aerospace Sciences, 1999, vol. 35, no. 6, pp. 507 - 660. DOI: 10.1016/S0376-0421(99)00006-8.

13. Sun R., Daichin. Experimental investigation on tip vortices and aerodynamics // Theoretical and Applied Mechanics Letters, 2011, vol. 1, no. 3, pp. 032001-1–032001-6. DOI: 10.1063/2.1103201
14. Ahmadi-Baloutaki M., Carriveau R., Ting D.S.-K. An experimental study on the interaction between free-stream turbulence and a wing-tip vortex in the near-field // Aerospace Science and Technology, 2015, vol. 43, pp. 395 - 405. DOI: 10.1016/j.ast.2015.03.021.
15. Spalart P.R. Airplane trailing vortices // Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, vol. 30, pp. 107 - 138. DOI: 10.1146/annurev.fluid.30.1.107.
16. Rossow V. Lift-Generated Vortex Wake of Subsonic Transport Aircraft // Progress in Aerospace Sciences, 1999, vol. 35, no. 6, pp. 507 - 660. DOI:10.1016/S0376-0421(99)00006-8.
17. Green S., and Acosta A. Unsteady Flow in Trailing Vortices // Journal of Fluid Mechanics, 1991, vol. 227, pp. 107 - 134. DOI:10.1017/S0022112091000058.
18. Phillips W., Graham J. Reynolds-Stress Measurements in a Turbulent Trailing Vortex // Journal of Fluid Mechanics, 1984, vol. 147, pp. 353 - 371. DOI:10.1017/S0022112084002123.
19. Zilliac G.G., Chow J.S., Dacles-Mariani J., and Bradshaw P. Turbulent Structure of a Wingtip Vortex in the Near Field // AIAA 23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics and Lasers Conference, 6-9 July 1993, AIAA Paper 1993-3011, 1993. DOI: 10.2514/6.1993-3011.

20. Dacles-Mariani J., Zilliac G., Chow J., Bradshaw P. Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field // *AIAA Journal*, 1995, vol. 33, no. 9, pp. 1561 - 1568. DOI: 10.2514/3.12826.
21. Chow J.S., Zilliac G.G., and Bradshaw P. Mean and Turbulence Measurements in the Near Field of a Wingtip Vortex // *AIAA Journal*, 1997, vol. 35, no. 10, pp. 1561 - 1567. DOI: 10.2514/2.1.
22. Lee T., Pereira J. Nature of Wakelike and Jetlike Axial Tip Vortex Flows // *Journal of Aircraft*, 2010, vol. 47, no. 6, pp. 1946–1954. DOI:10.2514/1.C000225.
23. Giuni M., Green R.B. Vortex Formation on Squared and Rounded Tip // *Aerospace Sciences and Technology*, 2013, vol. 29, no. 1, pp. 191 - 199. DOI: 10.1016/j.ast.2013.03.004.
24. Chernyshev S.L., Gaifullin A.M., Sviridenko Yu.N. Civil aircraft vortex wake. TsAGI's research activities // *Progress in Aerospace Sciences*, 2014, vol.71, pp. 150 - 166. DOI: 10.1016/j.paerosci.2014.06.004.
25. ВЫШИНСКИЙ В.В., ЗАМЯТИН А.Н., СУДАКОВ Г.Г. Теоретическое и экспериментальное исследование эволюции вихревого следа за самолётом, летящим в пограничном слое атмосферы // *Техника воздушного флота*. 2006. № 3-4. С. 25 - 38.
26. Tombach I. Observations of Atmospheric Effects on Vortex Wake Behavior // *Journal of Aircraft*, 1973, vol. 10, pp. 641 - 647. DOI: 10.2514/3.60276.
27. Hecht A.M., Bilanin A.J., Hirsh J.E. Turbulent Trailing Vortices in Stratified Fluids // *AIAA Journal*, 1981, vol. 19, pp. 691 - 698. DOI: 10.2514/3.50992.

28. Sarpkaya T. Trailing Vortices in Homogeneous and Density-Stratified Media // Journal of Fluid Mechanics, 1983, vol. 136, pp. 85 - 109. DOI: 10.1017/S0022112083002074.
29. Sarpkaya T., Daly J.J. Effect of Ambient Turbulence on Trailing Vortices // Journal of Aircraft, 1987, vol. 24, pp. 399 - 404. DOI: 10.2514/3.45459.
30. Liu H. -T. Effects of Ambient Turbulence on the Decay of a Trailing Vortex Wake // Journal of Aircraft, 1992, vol. 29, pp. 255 - 263. DOI: 10.2514/3.46153.
31. Robins R.E., Delisi D.P. Numerical Study of Vertical Shear and Stratification Effects on the Evolution of a Vortex Pair // AIAA Journal, 1990, vol. 28, no. 4, pp. 661. DOI: 10.2514/3.10444.
32. Proctor F.H. Numerical Simulation of Wake Vortices Measured During the Idaho Fall and Memphis Field Programs // 14th Applied Aerodynamics Conference, 17 - 20 June 1996, pp. 943. DOI: 10.2514/6.1996-2496.
33. Shaohua Shen, Feng Ding, Jongil Han, Yuh-Lang Lin, S. Pal Arya, F. H. Proctor, Numerical Modeling Studies of Wake Vortices: Real Case Sim ulations // 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 11-14, 1999, Reno, NV (AIAA 99-0755). DOI: 10.2514/6.1999-755.
34. Жерехов В.В., Пахов В.В. Автоматизированный измерительный комплекс аэродинамической трубы Т-1к для определения интегральных аэродинамических коэффициентов // Материалы XI Международной Четаевской конференции, Казань, 2012. Т. 1. С. 161 - 168.
35. Valiev M., Stepanov R., Salakhov V., Zherekhov V., Barakos G.N. Analytical and experimental study of the integral aerodynamic characteristics of low-speed wind turbines

// Aeronautical Journal, 2014, vol. 118, pp. 1229 - 1224. DOI: 10.1017/S0001924000009957.

36. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide, 2nd edition, 2017. ISBN-10: 3642431666.

37. Haller G. An objective definition of a vortex // Journal of Fluid Mechanics, 2005, vol. 525, pp. 1199 - 1207. DOI: 10.1017/S0022112004002526.

38. Vollmers H. Detection of vortices and quantitative evaluation of their main parameters from experimental velocity data // Measurement Science and Technology, 2001, vol. 12, no. 8, pp. 1119 - 1207. DOI: 10.1088/0957-0233/12/8/329.

39. Anderson J.D. Fundamentals of Aerodynamics, Boston, McGraw-Hill, 6th ed., 2001, 1106 p.

40. Edstrand A., Davis T., Schmid P., Taira K., Cattafesta L. On the mechanism of trailing vortex wandering // Journal of Fluid Mechanics, 2016, vol. 801, R1. DOI:10.1017/jfm.2016.440.

41. Jimenez-Garcia A., Barakos G.N. Numerical Simulations on the PSP Rotor Using HMB3 // AIAA Science and Technology Forum and Exposition (SciTech2018), Kissimmee, FL, USA, 8 - 12 Jan 2018. DOI:10.2514/6.2018-0306.