

УДК 629.735.35+533.6.04

Оптимизация аэродинамического облика крыла гидросамолета с поплавком на конце

Р. Сакорнсин, С.А. Попов

Аннотация

Изучена возможность применения современного программного комплекса по вычислительной гидродинамике (CFD - Computational Fluid Dynamics) для решения задач проектирования крыльев гидросамолетов. Приведено описание физико-математической модели и алгоритма решения задачи на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Выполнен сравнительный анализ применения нескольких моделей турбулентности: Спалларта-Аллмареса, трех различных модификаций модели $k-\varepsilon$ и стандартной модели $k-\omega$, на основании которого выбрана наиболее подходящая модель, дающая лучшее совпадение результатов вычислений с имеющимся экспериментом. Проведено тестирование используемой методики и программных средств, подтвердившее достоверность полученных результатов. Приведены результаты нескольких десятков серий численных исследований характерных компоновок крыла с поплавком на конце. Исследовано влияние нескольких вариантов отклонения концевой части крыла и расположения концевых поплавков на значения суммарных аэродинамических коэффициентов сил и моментов, действующих на крыло летающей лодки.

Ключевые слова:

гидросамолет; осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса; модели турбулентности; аэродинамические коэффициенты.

Постановка задачи

Гидросамолёт имеет взлётно-посадочные приспособления в виде поплавков или корпуса лодки. Опыт показал, что гидросамолет, выполненный по схеме “летающая лодка”, имеет лучшую остойчивость, чем двух поплавокые гидросамолеты, а несущие подкрыльные полавки имеют лучшую остойчивость, чем несущие подкрыльные полавки.

Поэтому мы будем рассматривать только схему лодки и несущие подкрыльные поплавки (в нашем случае поплавков является продолжением крыла) в области крыла. Наша задача будет состоять в изучении и возможных последующих улучшениях аэродинамических характеристик (АДХ) крыла на основе сравнения расчетных значений суммарных коэффициентов сопротивления, подъемной силы, трех моментов и аэродинамического качества с имеющимися экспериментальными данными [1, 4, 8, 11].

В работе решена задача об обтекании дозвуковым потоком воздуха со скоростью 47 м/сек модели прямоугольного крыла с профилем NACA 00175. Крыло имело следующие геометрические параметры: удлинение $\lambda=2.5 - 5$, полуразмах $l=1.2 - 2.4$ м, хорду $b=0.24$ м, площадь $S=0.288$ м². Для крыла, представленного на рис.1, имеющего полуразмах $l=1.2$ и удлинение $\lambda=5$, результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными, полученными в аэродинамической трубе Т-1 МАИ [12]. Степень начальной турбулентности потока задавалась такой же, как и в трубе Т-1, т.е. равной 0.5%. В расчетах использовалась модель несжимаемой среды, поскольку число Маха набегающего потока $M<0.3$, угол атаки задавался в диапазоне $\alpha=-4 - 19^\circ$. Число Рейнольдса, подсчитанное по хорде крыла, имеет порядок $Re\sim 10^5$, в связи с чем можно предположить, что большая часть поверхности обтекается развитым турбулентным потоком. В расчетах использовались следующие математические модели турбулентности: модель с одним дифференциальным уравнением Спаларта-Аллмараса, три различные модификации модели с двумя дифференциальными уравнениями $k - \varepsilon$ (стандартная, RNG и Realizable) и стандартная модель $k - \omega$.

Различные исследуемые варианты геометрии крыльев приведены на рис. 1 – 8. Варианты отличались углами отклонения концевых частей крыла и расположением подкрыльных поплавков. На основании анализа расчета и эксперимента выбиралась наиболее адекватная физико-математическая модель явления, которая использовалась в дальнейших исследованиях. Затем исследовались различные варианты отклонения концевой части крыла без поплавка и с поплавком и выполнялся отбор вариантов с наибольшим аэродинамическим качеством.

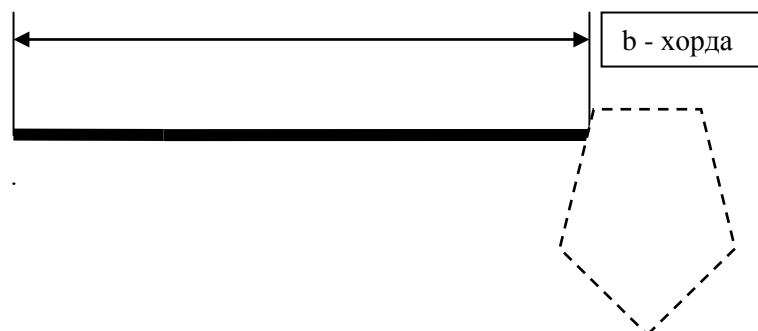


Рис.1. Вариант геометрии A0sp1.2.

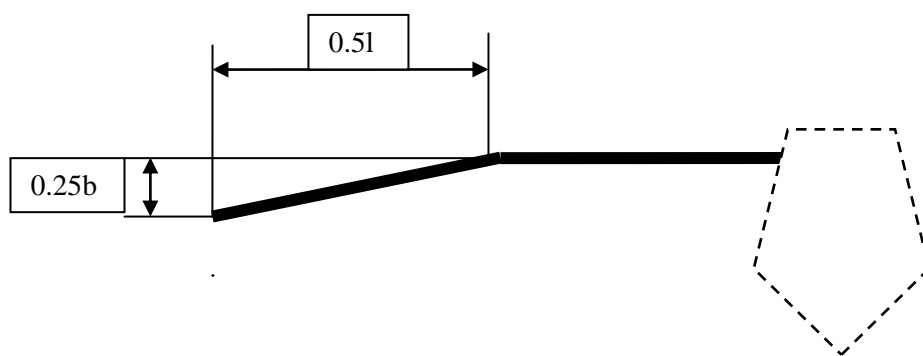


Рис.2. Вариант геометрии A0.25.

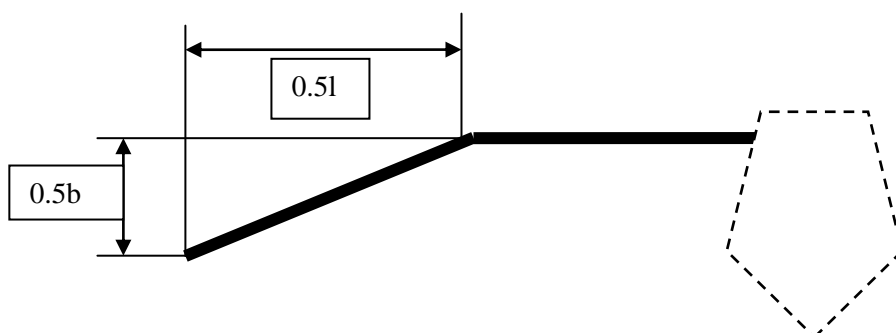


Рис.3. Вариант геометрии A0.5.

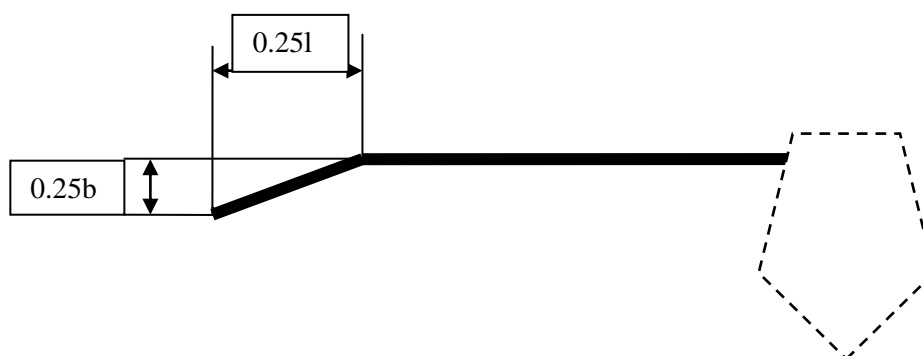


Рис.4. Вариант геометрии B0.25.

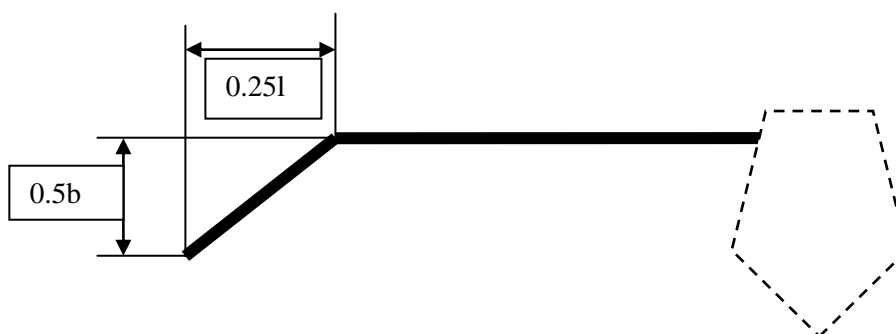


Рис.5. Вариант геометрии B0.5.

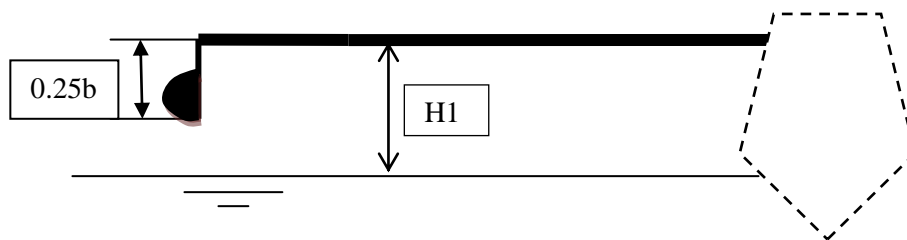


Рис.6. Вариант геометрии L0.25.

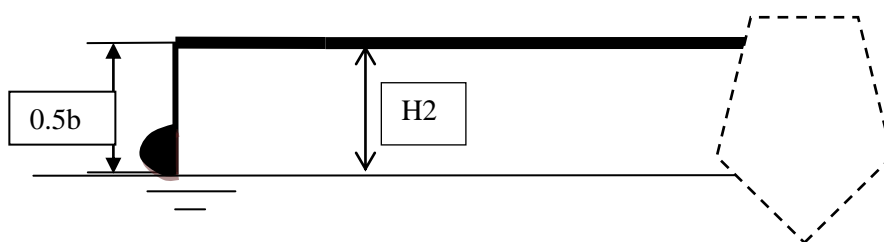


Рис.7. Вариант геометрии L0.5.

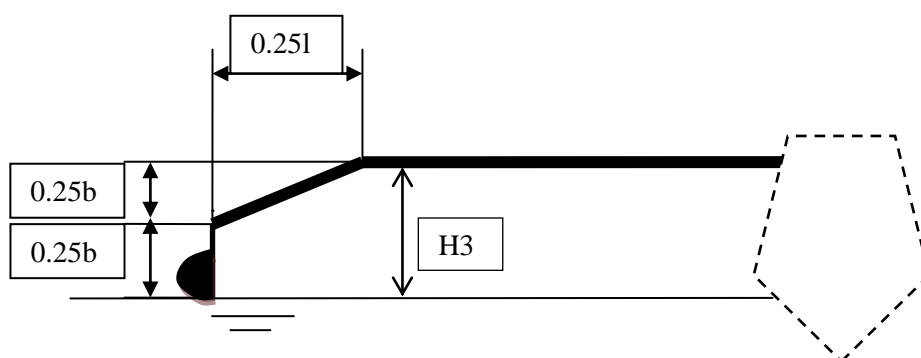


Рис.8. Вариант геометрии Mix0.5.

При этом высоты $H1=H2=H3$ равны между собой. На Рис. 1 (A0sp1.2) представлена тестовая конфигурация, для которой имелись данные физического эксперимента (Т-1 МАИ), крыло без отклонения с размахом крыла 0.6 и 1.2 м, на Рис. 2 (A0.25) представлено крыло с отклонением концевой части длиной 0.51 вниз на $1/4$ часть от хорды, на Рис. 3 (A0.5) крыло с отклонением концевой части длиной 0.51 вниз на $1/2$ от хорды и т.д. Из всех этих вариантов на настоящий момент на практике были реализованы варианты, представленные на Рис. 6 и 7.

Расчетная сетка около представленных на рис. 1 - 8 моделей крыльев генерировалась в специализированной программе Icem CFD. Для чего вначале в эту программу импортировались данные о профиле NACA 00175 в виде упорядоченного набора точек, после чего в геометрическом модуле программы осуществлялось построение поверхностей

крыльев с заданным отклонением концевых частей и поплавками. Затем вводились так называемые блоки, внутри которых создавалась либо структурированная либо неструктурированная расчетные сетки. На следующем шаге осуществлялось задание всех граничных условий: на внешней границе области и поверхности тела. После чего сеточные данные экспортировались в расчетный модуль Fluent, предназначенный для моделирования внешнего обтекания.

Основные положения использованного метода решения

Общие законы сохранения

В данной работе при численном исследовании параметров обтекания и аэродинамических характеристик крыльев с отклоненными концевыми частями и поплавками на конце использовались следующие уравнения:

1. Уравнение неразрывности или уравнение переноса массы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Для несжимаемой среды плотность $\rho = const$ и из уравнения (1) получаем

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

здесь u, v, w - компоненты вектора массовой скорости \vec{v} .

2. Уравнения переноса количества движения или уравнения Навье – Стокса для исследования ламинарного течения в окрестности крыла:

$$\begin{aligned} \frac{\rho du}{dt} &= \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} div \vec{v} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right]; \\ \frac{\rho dv}{dt} &= \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} div \vec{v} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]; \\ \frac{\rho dw}{dt} &= \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} div \vec{v} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Для идеальной среды коэффициент динамической вязкости $\mu=0$, и из уравнений (3) получаются уравнения Эйлера:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (4)$$

где p - статическое давление, а X, Y, Z - компоненты внешней массовой силы.

3. Уравнение переноса полной энергии e , записанное в напряжениях $\bar{p}_x, \bar{p}_y, \bar{p}_z$:

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla e \right) = \bar{p}_x \frac{\partial v}{\partial x} + \bar{p}_y \frac{\partial v}{\partial y} + \bar{p}_z \frac{\partial v}{\partial z} - \text{div} \bar{q}, \quad (5)$$

где \bar{q} - вектор теплового потока.

Осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса

В случае развитого турбулентного течения в пограничном слое в окрестности крыла уравнения переноса количества движения записываются в виде осредненных по Рейнольдсу уравнений движения турбулентного потока, называемых часто уравнениями Рейнольдса:

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \Delta u - \rho \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \right]; \\ \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \Delta v - \rho \left[\frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{w'v'})}{\partial z} \right]; \\ \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta w - \rho \left[\frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right]; \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где черта сверху означает среднее значение параметра среды, а u', v', w' - компоненты пульсационной скорости. Уравнения Рейнольдса замыкаются соотношениями, являющимися следствиями применения соответствующих моделей турбулентности [13, 19].

Если турбулентное течение является квазистационарным, то можно пользоваться осреднением по времени:

$$F_T(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(\mathbf{x}, t) dt. \quad (7)$$

В случае потока с пространственно-однородной турбулентностью можно ввести рассмотрение осреднение по пространству:

$$F_V(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \iiint f(\mathbf{x}, t) dV. \quad (8)$$

Вообще говоря, процесс осреднения может быть произведен только в тех случаях, когда выполняются определенные условия. Чтобы ясно представить, о каких условиях идет речь, рассмотрим в качестве примера среднюю по времени величину скорости в некоторой точке течения. Эта средняя величина определяется следующим образом:

$$U_i(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad (9)$$

где индекс $i = x, y, z$. Однако, из практических соображений мы не можем выбрать период осреднения T бесконечно большим. В потоке могут иметься и очень медленные изменения, которые мы не причисляем к турбулентному движению этого потока, см. рис. 9. Ясно, что в выборе пульсаций, подлежащих анализу, имеется определенный произвол.

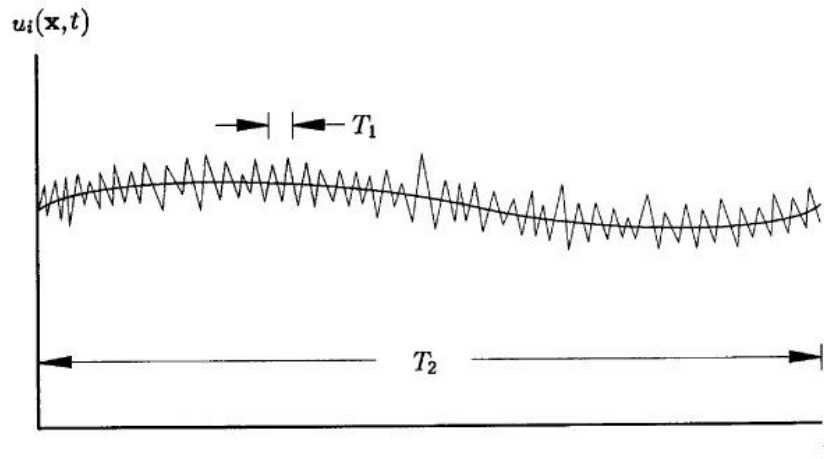


Рис.9. Изменение скорости с течением времени.

Считая период времени конечной величиной, определим его среднее значение по формуле:

$$U_i(x_i, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(x_i, t) dt, \quad (10)$$

при условии $T_1 \ll T \ll T_2$, см. [13, 17, 18, 19, 20].

Используемые модели турбулентности

В настоящей работе использовались модели турбулентности, основанные на так называемой гипотезе Буссинеска. Эта гипотеза предполагает зависимость, связывающую Рейнольдсовы напряжения с осредненными градиентами скоростей:

$$-\rho \cdot \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \cdot \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}. \quad (11)$$

Преимущество используемого подхода заключается в небольших вычислительных ресурсах, что объясняется способом вычисления турбулентной вязкости μ_t . Гипотеза Буссинеска используется во многих современных моделях турбулентности, например, в модели Спаларта-Альмараса, в модели $k - \varepsilon$ и ее разновидностях, в модели $k - \omega$ и мн. др. При этом, в модели Спаларта-Альмараса решается только одно дополнительное дифференциальное

уравнение переноса, для турбулентной вязкости, в моделях $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ - два дополнительных уравнения.

Модель Спаларта-Альмараса

Эта модель турбулентности является относительно простой, с одним дополнительным уравнением переноса турбулентной вязкости, что воплощает относительно новый класс однопараметрических моделей, в которых нет необходимости вычислять длину пути смешения, связанную с локальной толщиной слоя, характеризующегося большими значениями касательных напряжений. Модель Спаларта-Альмараса была специально разработана для аэрокосмической промышленности и показала хорошие результаты для течений внутри пограничных слоев, подверженных неблагоприятным градиентам давления, а в последнее время все более широкое применение находит в области турбомашиностроения.

Оригинальная форма модели Спаларта-Альмараса рассматривалась, как модель турбулентности для потоков с низким числом Рейнольдса, которая требовала хорошего сеточного разрешения в области пограничного слоя. В используемом в настоящей работе газодинамическом пакете Fluent эта модель реализована таким образом, что в случае плохого разрешения пристеночной области используется метод пристеночных функций. Таким образом, эта модель является хорошим выбором и для задач с грубой сеткой. Кроме того, градиенты турбулентной вязкости в пристеночных областях в этом случае значительно меньше, чем градиенты характеристик переноса турбулентности в моделях $k-\varepsilon$ и $k-\omega$. Это делает модель менее чувствительной к численным ошибкам, когда в пристеночной области величина градиента размеров ячеек меняется не плавно [13].

Стандартная $k-\varepsilon$ модель

Является родоначальником многих современных двухпараметрических моделей турбулентности с уравнениями переноса для турбулентной кинетической энергии k и скорости турбулентной диссипации ε . Используется только для развитых турбулентных потоков. Постоянные коэффициенты для этой модели турбулентности получены опытным путем и поэтому она является полуэмпирической. Несмотря на известные ограничения, модель получила широкое распространение в промышленных задачах, что объясняется довольно устойчивым итерационным процессом, ошибкоустойчивостью и разумной точностью для широкого класса турбулентных потоков. На базе стандартной $k-\varepsilon$ модели, с учетом ее недостатков, были созданы RNG $k-\varepsilon$ и Realizable $k-\varepsilon$ модели [13].

RNG k - ε модель

В этой модели были выполнены следующие улучшения:

1. Реализовано дополнительное условие в уравнении для скорости турбулентной диссипации ε , которое улучшает точность решения уравнений для потоков с большими напряжениями;
2. Учитывается эффект циркуляции турбулентности, что улучшает точность решения высокоскоростных вращающихся и циркуляционных потоков;
3. Введена аналитическая зависимость для вычисления числа Прандтля Pr в ходе решения, тогда как в стандартной k - ε модели турбулентности данный параметр является константой;
4. Введена аналитическая формула для определения динамической вязкости, что позволяет более качественно рассчитывать турбулентные течения с низким числом Рейнольдса, но работает при качественном сеточном разрешении в области пограничного слоя.

Эти особенности делают RNG k - ε модель применимой для более широкого класса задач, чем это имело место в случае стандартной k - ε модели [13].

Realizable k - ε модель

Данная модель турбулентности имеет следующие существенные особенности по сравнению со стандартной k - ε моделью:

1. Реализован улучшенный способ расчета турбулентной вязкости;
2. Уравнение скорости турбулентной диссипации ε получено из точного уравнения переноса среднеквадратичного значения пульсационного вихря.

Термин «Realizable» означает, что модель удовлетворяет некоторым математическим ограничениям Рейнольдсовых напряжений, которые имеют место в турбулентных течениях.

Непосредственное преимущество Realizable k - ε модели состоит в том, что она более точно предсказывает распределение диссипации в плоских и круглых струях. Это также, вероятно, обеспечивает более точное описание течений во вращающихся потоках, пограничных слоях, подверженных сильным градиентам давления, в отрывных течениях и рециркуляционных потоках.

Известно, что обе модели: Realizable и RNG k - ε показывают существенное преимущество перед стандартной k - ε моделью турбулентности для искривленных, вихревых и вращающихся потоков. Realizable k - ε модель является еще достаточно новой, поэтому не была проведена ее полная апробация для широкого диапазона турбулентных течений, но по

своей постановке является более предпочтительной. Начальные исследования показали ее явное превосходство для потоков, в которых имеют место развитые вторичные течения.

Стандартная $k-\omega$ модель

Является двухпараметрической моделью турбулентности с уравнениями для турбулентной кинетической энергии k и удельной скорости турбулентной диссипации ω . Модель показывает отличные результаты при расчете течений внутри пристеночных слоев и для потоков с относительно низким числом Рейнольдса Re [20].

Метод пристеночных функций

Используемый в настоящей работе метод пристеночных функций обладает двумя очевидными достоинствами: позволяет экономить вычислительные ресурсы и учитывать влияние различных факторов, в частности, шероховатости за счет введения эмпирической информации. В развитие метода большой вклад внесен работами коллектива Лондонского имперского колледжа, руководимого Д. Сполдингом [19]. Он основан на современных представлениях о структуре турбулентного пограничного слоя (ТПС), внутри которого выделяется, по меньшей мере, пять подобластей: вязкий подслой, переходная или буферная область, область логарифмического профиля скорости, область закона следа и область перемежаемости. Первые три принято объединять в одну внутреннюю область или область закона стенки. Внутренняя область пограничного слоя на плоской пластине занимает примерно 15-20% от толщины всего слоя. На рис. 10 показан типичный профиль безразмерной скорости $U^+ = \frac{U_x}{u_\tau}$ внутри ТПС на плоской пластине без градиента давления.

Величина y^+ выражает обезразмеренное расстояние от стенки. Вблизи стенки скорость изменяется приблизительно линейно с y^+ и постепенно переходит к закону стенки при больших y^+ :

$$U^+ \approx \frac{u_\tau}{\kappa} \ln y^+ + B. \quad (12)$$

В этом уравнении коэффициент κ известен как постоянная Кармана, B - некоторая безразмерная константа. На основе анализа экспериментальных данных для ТПС с градиентом давления и без него для этих констант предложены следующие значения (Coles и Hirst (1969)): $\kappa \approx 0.41$; $B \approx 5$, см. [13, 18, 20].

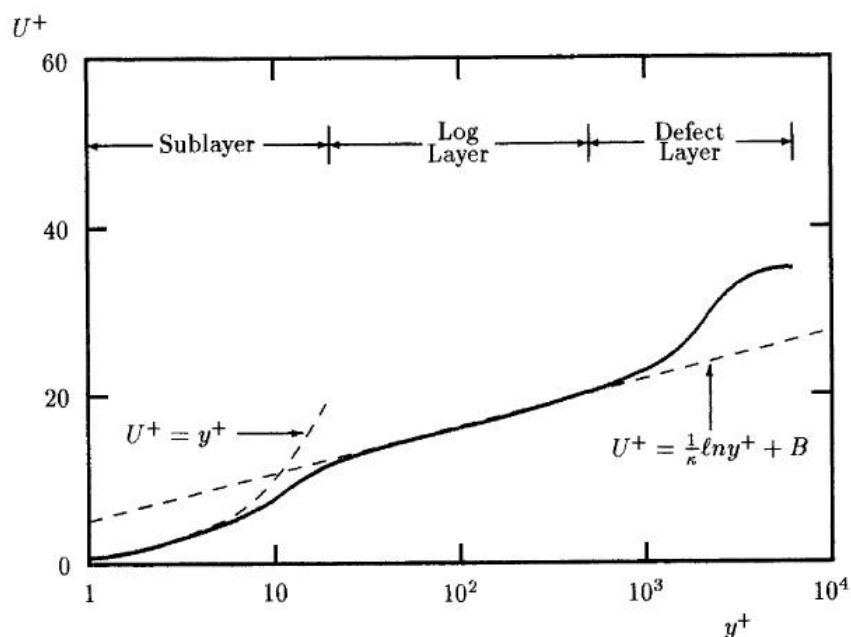


Рис.10. Типичный профиль скорости внутри ТПС.

Важным моментом в приложении метода пристеночных функций являются существующие ограничения на величину y^+ , которые необходимо соблюдать при построении расчетных сеток и сгущении сеточных ячеек в пристенных областях течения. Для большинства из перечисленных выше моделей турбулентности безразмерное расстояние y^+ вдоль поверхности тела должна быть или очень малым, или находиться в пределах так называемой логарифмического слоя, см. рис. 10. И только для стандартной $k-\varepsilon$ модели величина y^+ должна быть обеспечена в более жестких пределах $30 < y^+ < 500$.

Выбор сетки внутри расчетной области

В работе использовались как структурированные расчетные сетки со сгущением сеточных узлов вблизи поверхности тела, так и неструктурированные. Сгущение узлов подбиралось таким образом, чтобы с одной стороны обеспечить приемлемое разрешение вязкого пограничного слоя, а с другой удовлетворить ограничению по параметру y^+ . Количество узлов разностной сетки во всех вариантах расчетов варьировалось в диапазоне от 1500000 до 3000000 ячеек. Вычисления производились как на специализированном вычислительном кластере “Т-Платформы”, так и на персональных компьютерах с процессорами Core 2 Duo – i5 и объемом ОЗУ 4 – 16Гб.

Для обеспечения достаточного разрешения пограничного слоя разностной сеткой на начальном этапе ее построения по приближенной зависимости $\delta_T \approx 0.37 \frac{x}{\text{Re}_x^{1/5}}$ оценивалась толщина пограничного слоя на расстоянии половины длины хорды крыла. После этого при построении расчетной сетки обеспечивалось разрешение как не менее 10-ти ячеек на толщину пограничного слоя, генерировалась сетка и осуществлялся контроль значений параметра y^+ . Для вариантов крыла, представленных на рис. 1 – 5 использовалась структурированная расчетная сетка, для других вариантов, представленных на рис. 6 – 8, – неструктурированная.

Структурированная сетка

На начальном этапе построения структурированной сетки вокруг крыла сеточный блок вдоль разреза, показанного на рис. 11, разделяется на 2 части - верхнюю и нижнюю от оси симметрии профиля.

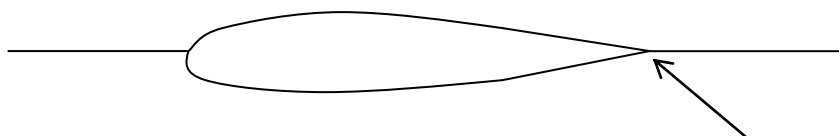


Рис.11. Разрез вдоль задней кромки крыла.

Характерный фрагмент расчетной сетки вблизи поверхности крыла представлен на рис. 12.

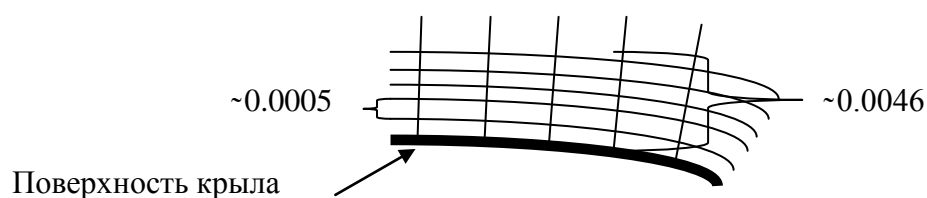


Рис.12. Разрешение пограничного слоя расчетной сеткой.

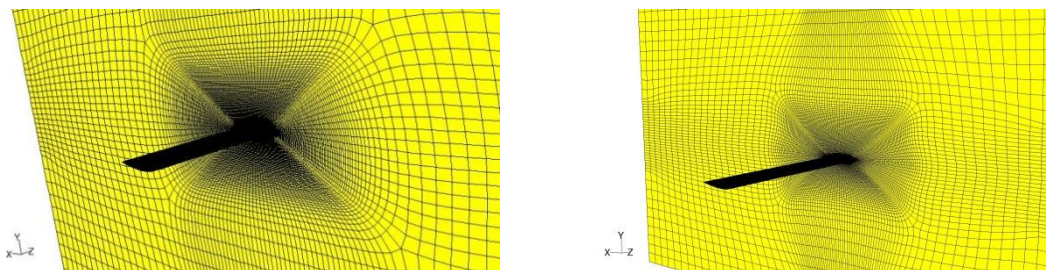


Рис.13. Фрагменты расчетной сетки.

На рис. 13 и 14 представлены фрагменты структурированной расчетной сетки вблизи плоскости симметрии и концевой части крыла для варианта, изображенного на рис. 1. На рис. 15 приведены общие виды расчетной области течения.

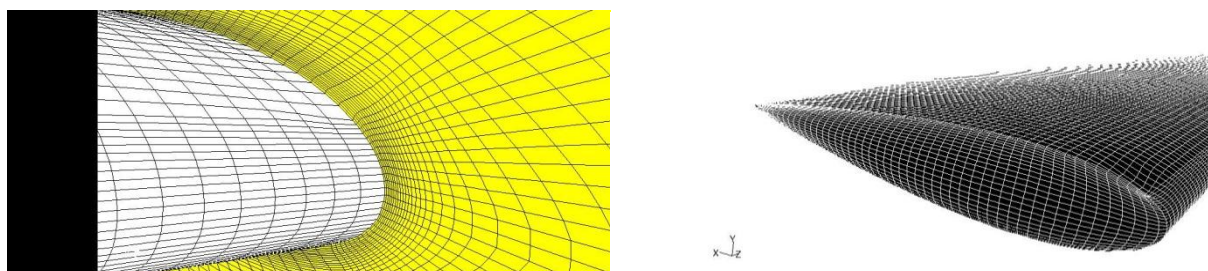


Рис.14. Фрагменты расчетной сетки.



Рис.15. Расчетная область течения.

Как видно из приведенных рисунков, структура расчетной сетки выбиралась из условия минимизации общего количества ячеек, размеры которых увеличивались постепенно от поверхности тела до внешней границы области течения.

Неструктурированная сетка

При построении неструктурированной расчетной сетки вокруг крыла также необходимо обеспечить достаточное разрешение пограничного слоя, что осуществляется заданием коэффициента разгона ячеек сетки в пределах 1.2 – 1.5. Характерные фрагменты неструктурированной сетки в плоскости симметрии крыла приведены на рис. 16.

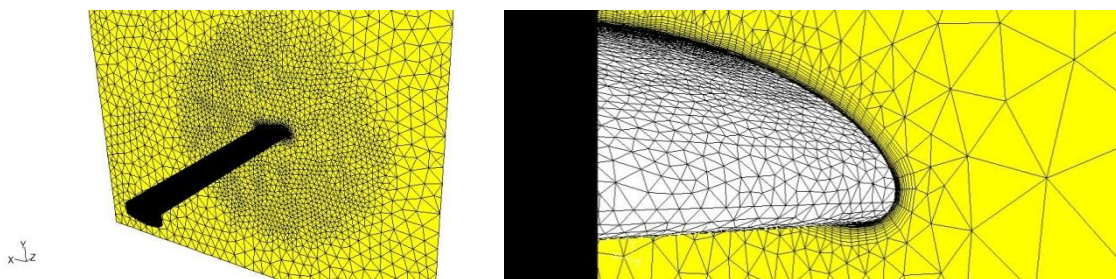


Рис.16. Фрагменты неструктурированной расчетной сетки.

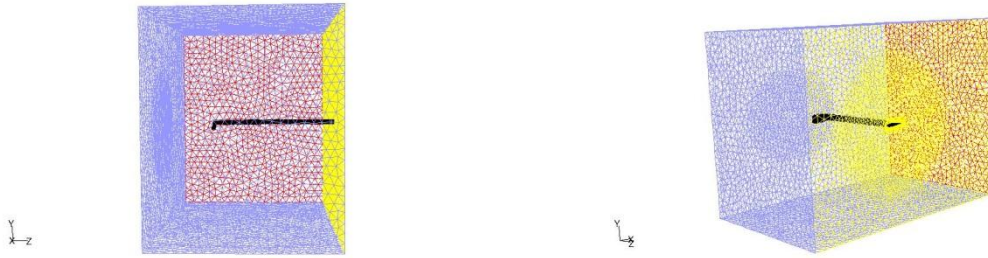


Рис.17. Расчетная область течения.

На рис. 17 также приведены общие виды расчетной области течения.

Результаты расчетов

Анализ применимости различных моделей турбулентности

На первом этапе для модели крыла, представленной на рис. 1, был выполнен ряд тестовых исследований. На основе анализа применения нескольких моделей турбулентности была выбрана модель, дающая наиболее согласующиеся с экспериментом результаты.

При использовании стандартной $k-\varepsilon$ модели получено достаточно большое расхождение с данными трубного эксперимента, см. рис. 18 - 21. Эти расхождения могут объясняться таким недостатком данной модели, как отсутствием уравнения скорости турбулентной диссипации ε , полученного из точного уравнения переноса среднеквадратичного пульсационного вихря. Из графиков видно, что коэффициент сопротивления один из наибольших, а коэффициент подъемной силы один из наименьших для всех рассматриваемых моделей.

Результаты расчетов, полученные на основе RNG $k-\varepsilon$ модели турбулентности более хорошо согласуются с экспериментальными данными по сравнению со стандартной $k-\varepsilon$ моделью, но все же и эта модель дает завышенные значения для коэффициента силы сопротивления (рис. 20) и для коэффициента подъемной силы в области больших углов атаки. Возможно, это объясняется также отсутствием уравнения скорости турбулентной диссипации, как и в предыдущей модели.

Realizable $k-\varepsilon$ модель и модель Спаларта-Альмараса показали почти одинаковые результаты расчетов, близкие к экспериментальным данным, полученным при испытании в аэродинамической трубе [12]. Из графиков (см. рис. 20, 21) видно, что с ростом угла атаки зависимость коэффициента силы сопротивления для Realizable $k-\varepsilon$ модели турбулентности точно соответствует данным эксперимента, тогда как модель Спаларта-Альмараса дает небольшое расхождение с ним.

При использовании модели $k-\omega$ не удалось получить достоверных результатов, что хорошо видно из графиков, представленных на рис. 18, 19.

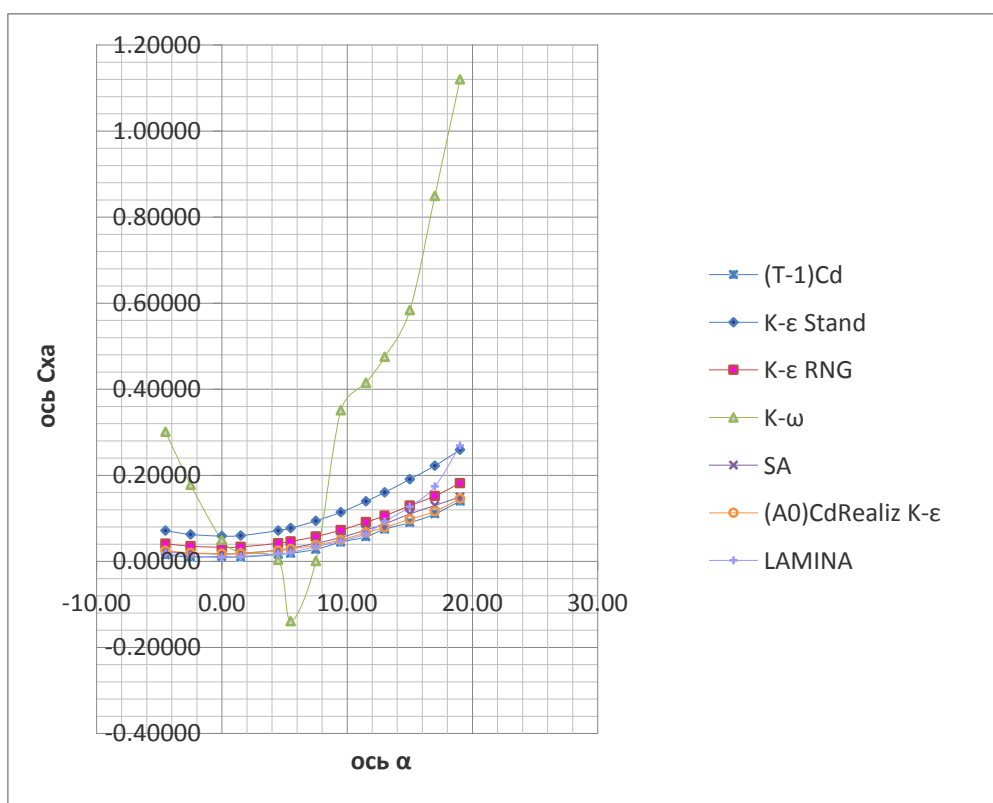


Рис.18. Зависимость коэффициента силы сопротивления от угла атаки.

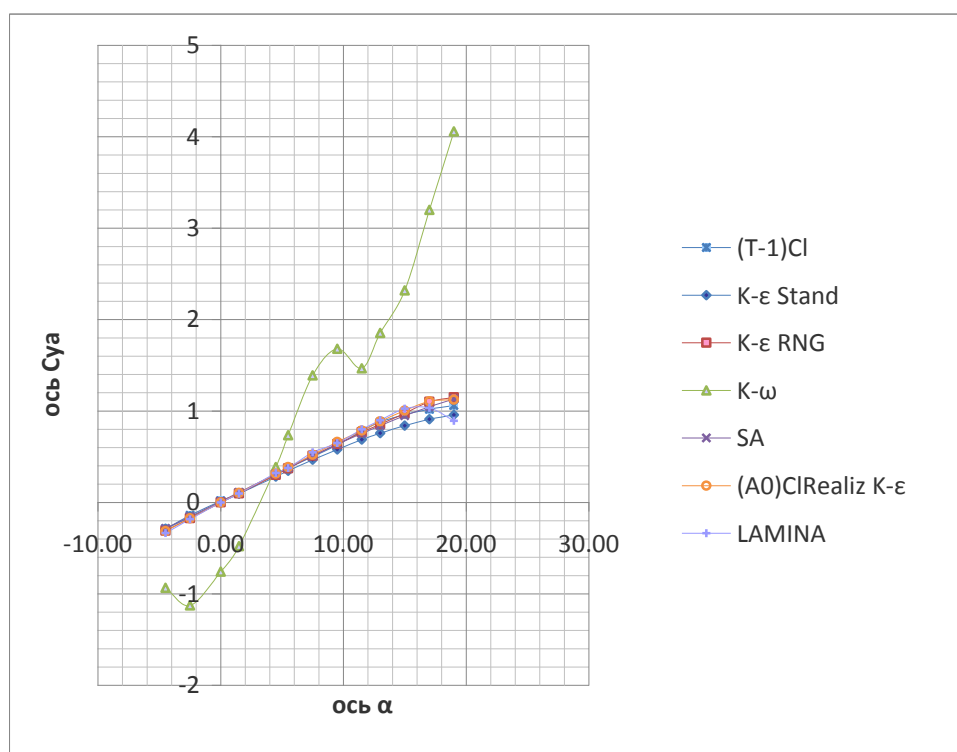


Рис.19. Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки.

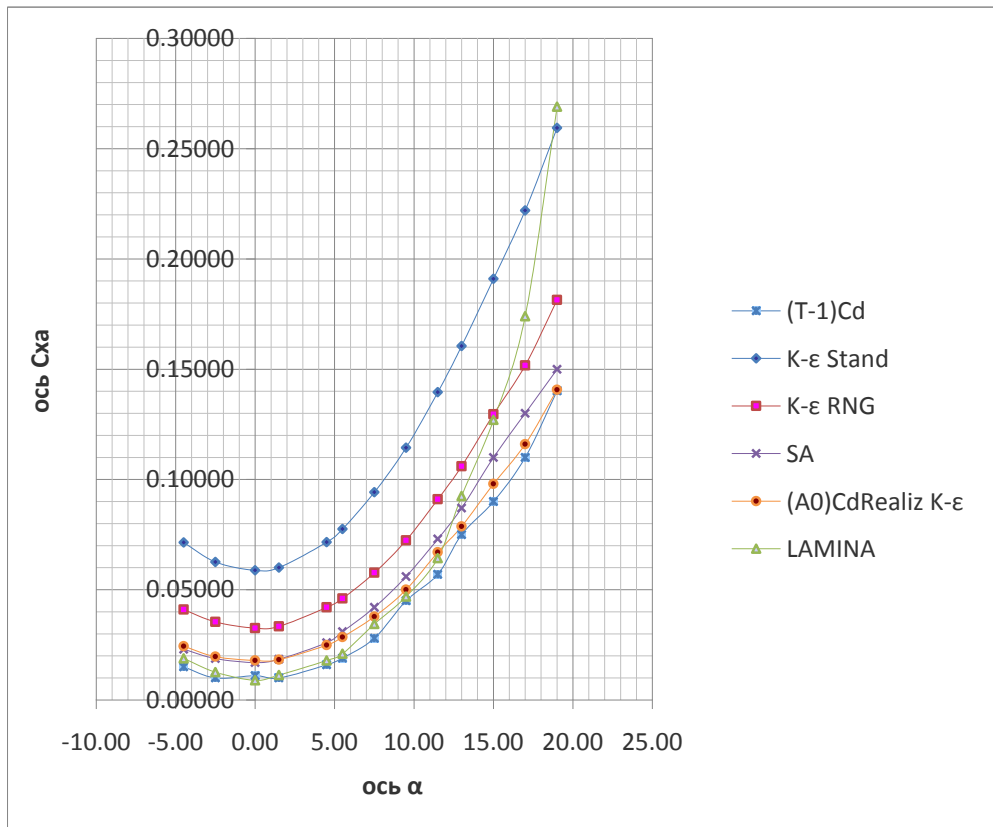


Рис.20. Зависимость коэффициента силы сопротивления от угла атаки.

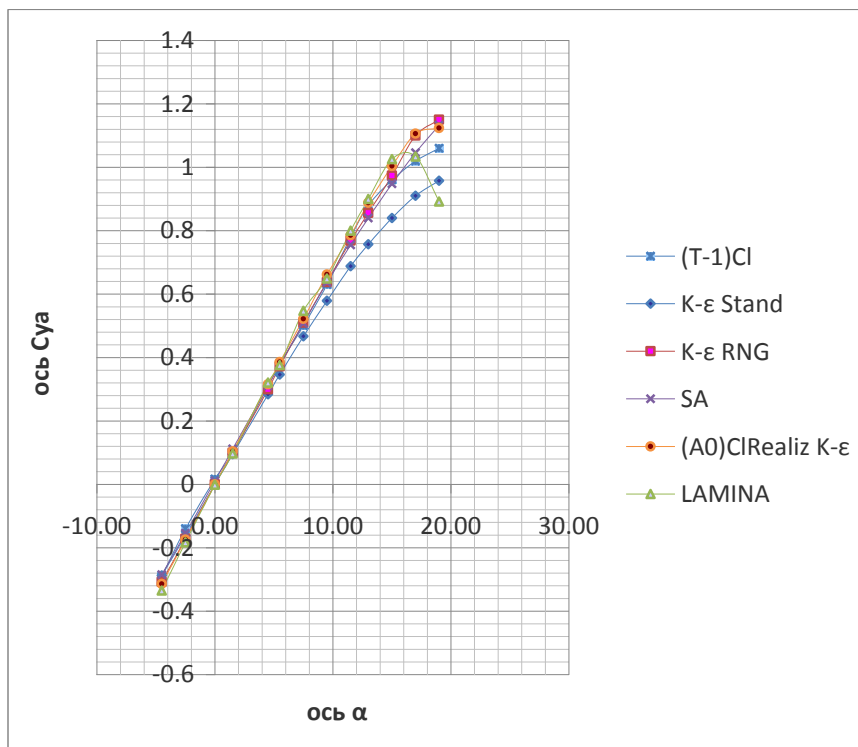


Рис.21. Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки.

Оценив результаты всех моделей, по совокупности результатов, для дальнейших расчетов была выбрана Realizable k - ε модель турбулентности.

Влияние отклонения концевых частей крыла на суммарные АДХ

Результаты тестовых расчетов показали хорошее согласование расчетных данных с имеющимся экспериментом для прямого крыла с удлинением $\lambda=2.5$. До углов атаки $\alpha \approx 15^\circ$ расхождения результатов для Realizable k - ε модель турбулентности с экспериментом не превышали 4 – 9%. Дальнейшие исследования по влиянию отклонения концевых частей крыла на суммарные аэродинамические характеристики выполнялись для более типичных крыльев с удлинением $\lambda=5$. Это влияние характеризуется значительным ростом его подъемной силы и сопротивления при изменении аэродинамического качества.

На рис. 22 – 39 представлено распределение давления по поверхности крыла и в плоскости симметрии, а также траектории частиц жидкости в окрестности консоли крыла. Траектории представлены в градации цветов по абсолютному значению вектора скорости потока жидкости.

Графики эффективной подъемной силы крыла с отклонением концевых частей более крутые, чем для прямого крыла и значения коэффициента подъемной силы выше при любых углах атаки. При $\alpha=7.5^\circ$ коэффициент аэродинамического качества для всех крыльев достигает максимального значения. Значение аэродинамического качества K уменьшается в следующем порядке: A0sh1.2>B0.25>A0.25>A0.5>Mix0.5>L0.25>L0.5>>B0.5. Обращает на себя внимание тот факт, что для крыла B0.5 коэффициент K значительно меньше, чем для других крыльев, а интенсивность вихрей, сходящих с концевой части крыла значительно больше, см. рис. 42, 31, 32.

Коэффициент аэродинамического качества для крыла Mix0.5, которое фактически объединяет в себе формы L0.25 и B0.25 становится лучше, чем у варианта L0.25. Это означает, что добавление формы B0.25 влияет на аэродинамическое качество крыла. То есть крыло с поплавком в виде пластины на краю лучше выполнять с отклонением.

При большом угле атаки появляются вихри. Чем больше углы атаки, тем ближе к носовой части крыла появляются вихри. Влияние консолей оперения дает сложную картину течения, сложную схему вихрей в области оперения.

Если необходимо приблизить коэффициент аэродинамического качества к коэффициенту качества прямого крыла, то нужно понизить коэффициент лобового сопротивления. Затем нужно уменьшить толщину крыла и выбрать такую форму крыла, при котором отклоненная часть имеет стреловидность.

Известно, что отклонение крыла дает повышенную подъемную силу при приближении к поверхности земли. На следующих этапах планируются исследования по влиянию расстояния от поверхности земли на суммарные АДХ крыльев и летающей лодки [6, 7].

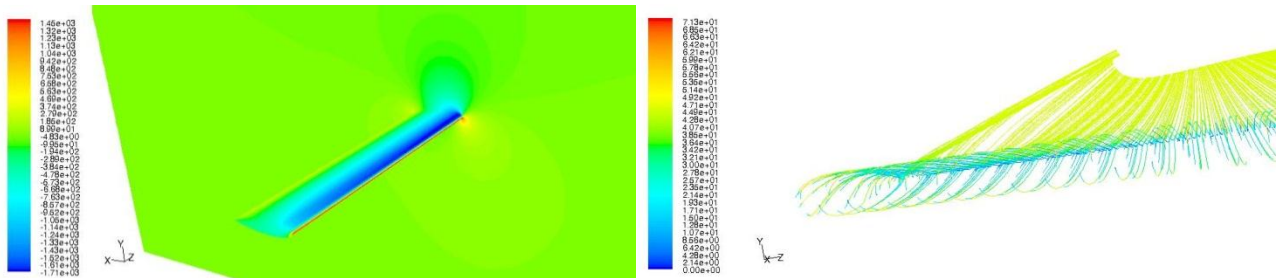


Рис.22. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант A0sp1.2, угол атаки $\alpha=5.5^\circ$.

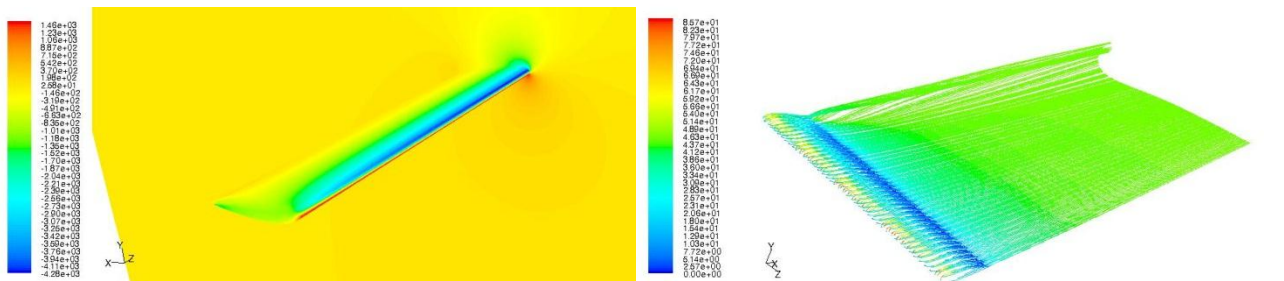


Рис.23. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант A0sp1.2, угол атаки $\alpha=13^\circ$.

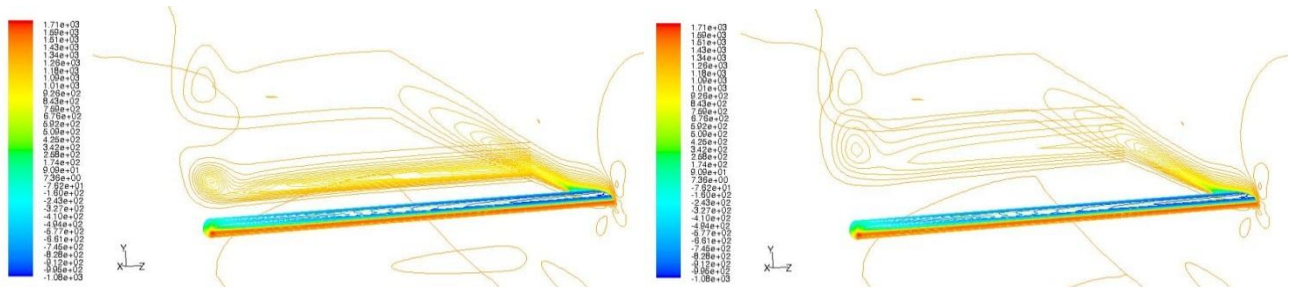


Рис.24. Изолинии полного давления [Па], вариант A0sp1.2, угол атаки $\alpha=13^\circ$ на расстоянии 0.5 и 1.0м.

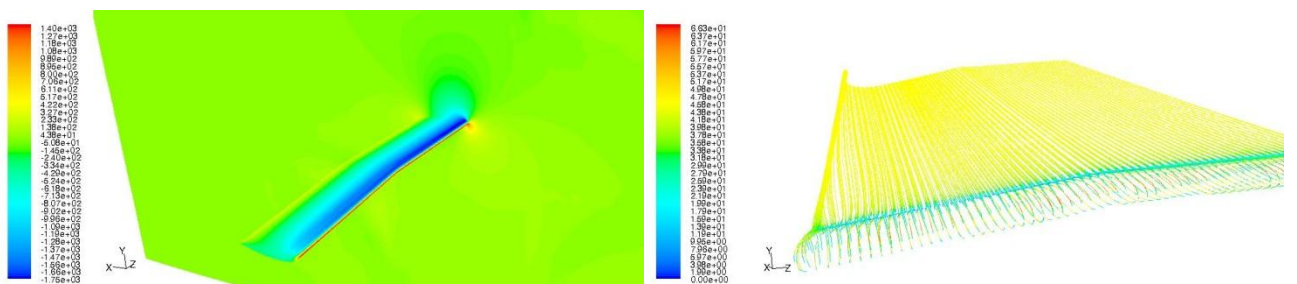


Рис.25. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант A0.25, угол атаки $\alpha=5.5^\circ$.

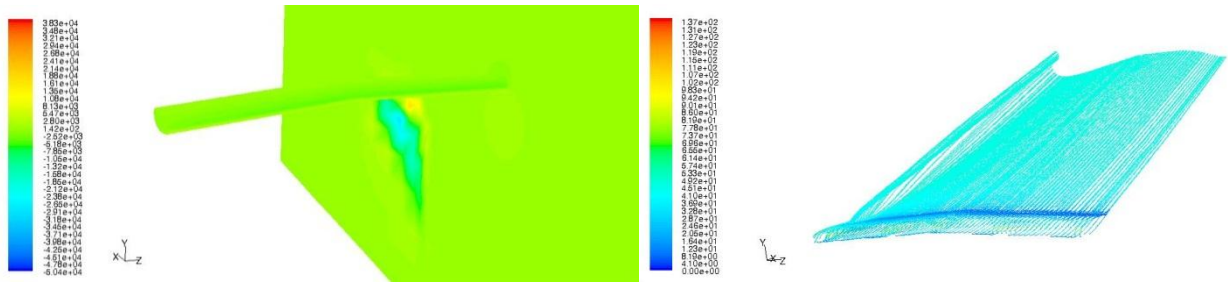


Рис.26. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант A0.25, угол атаки $\alpha = 13^\circ$.

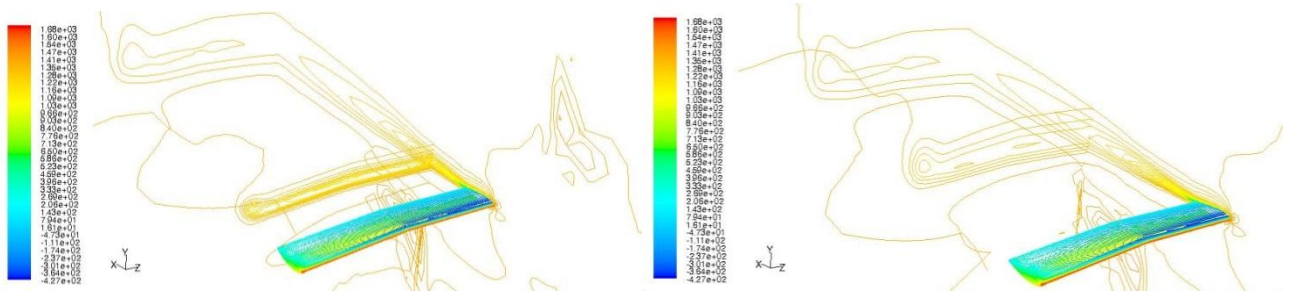


Рис.27. Изолинии полного давления [Па], вариант A0.25, угол атаки $\alpha = 9.5^\circ$ на расстояниях 0.5 и 1.1 м.

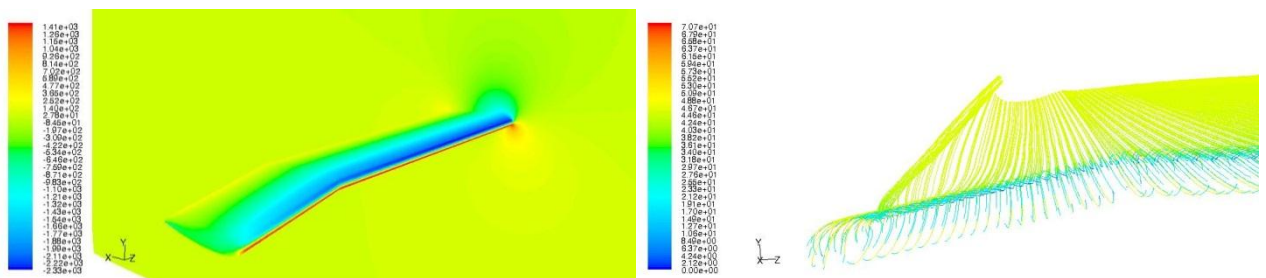


Рис.28. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант B0.25, угол атаки $\alpha = 7.5^\circ$.

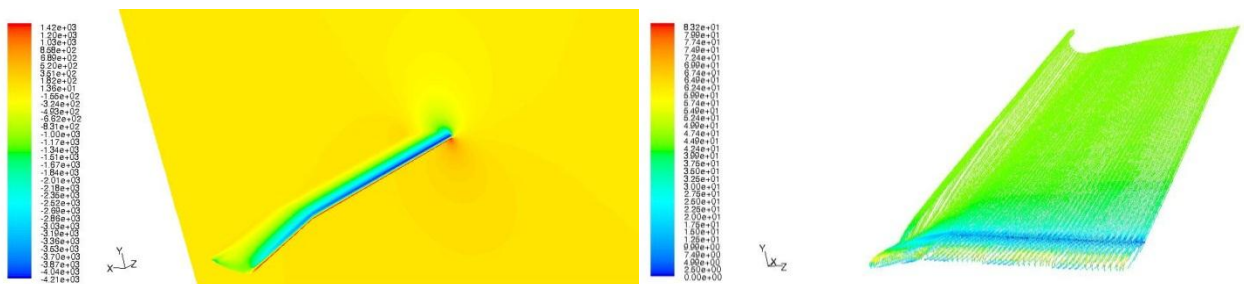


Рис.29. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант B0.25, угол атаки $\alpha = 13^\circ$.

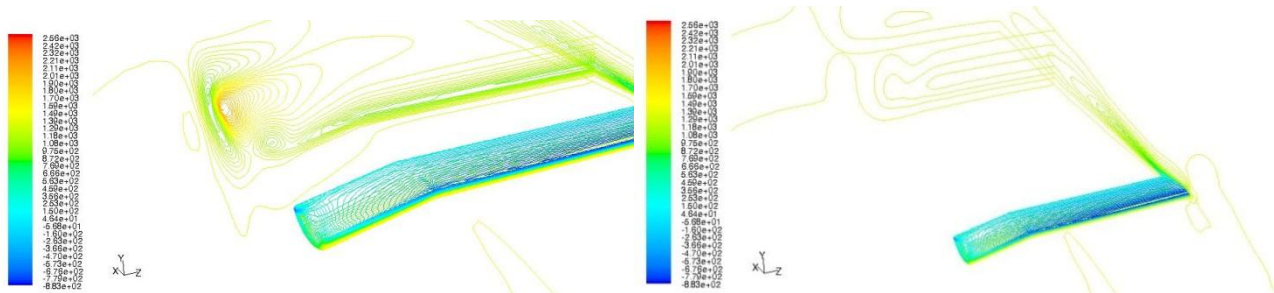


Рис.30. Изолинии полного давления [Па], вариант B0.25, угол атаки $\alpha=13^\circ$ на расстоянии 0.5 и 1.5м.

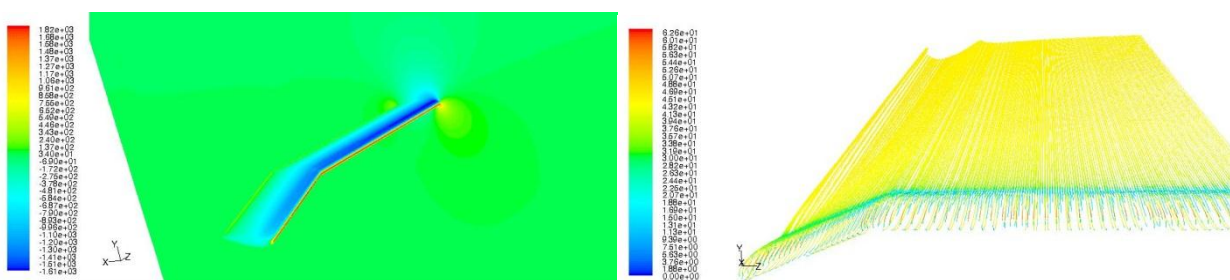


Рис.31. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант B0.5, угол атаки $\alpha =5.5^\circ$.

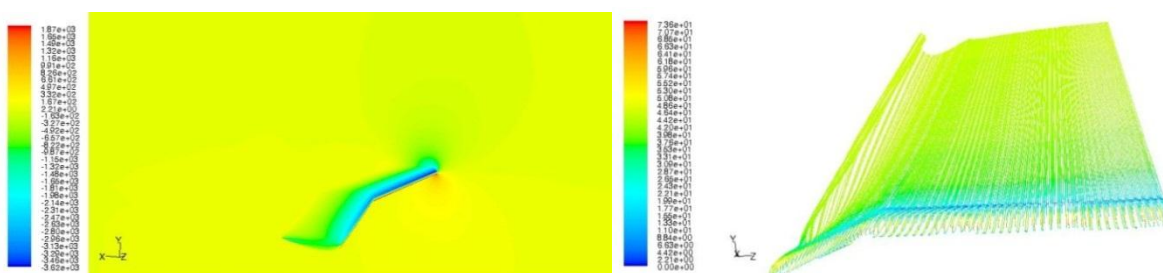


Рис.32. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант B0.5, угол атаки $\alpha =13^\circ$.

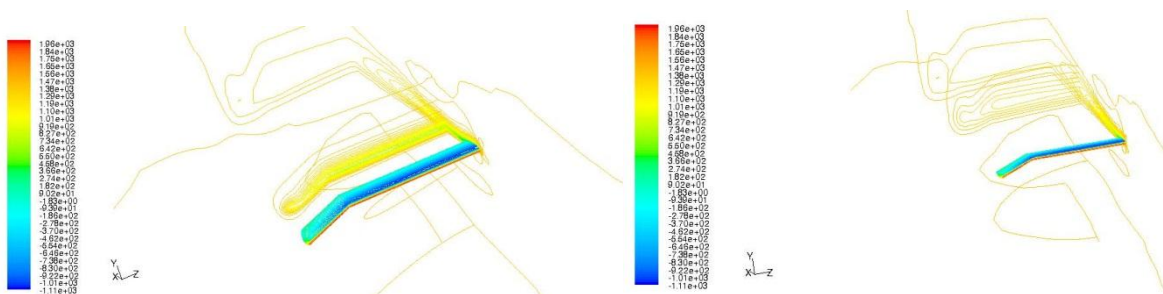


Рис.33. Изолинии полного давления [Па], вариант B0.5, угол атаки $\alpha=13^\circ$ на расстоянии 0.5 и 1.5м.

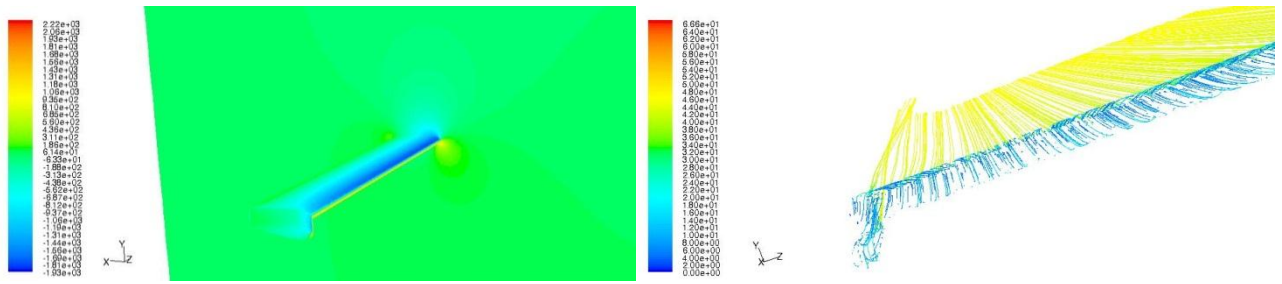


Рис.34. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант L0.25, угол атаки $\alpha = 5^\circ$.

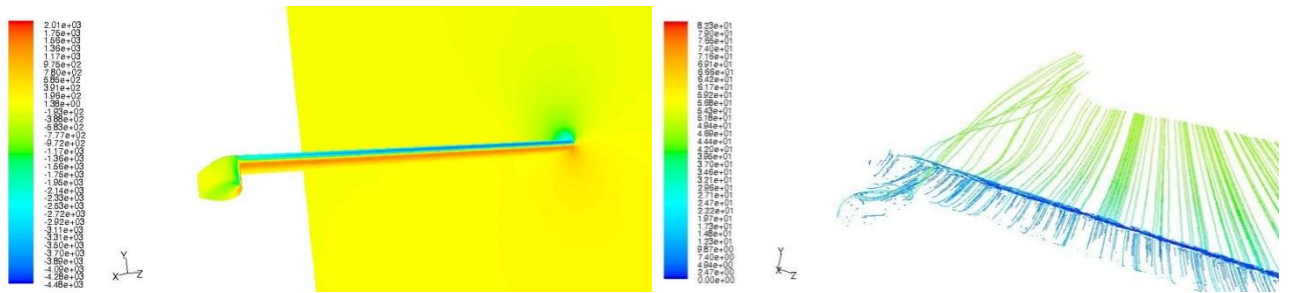


Рис.35. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант L0.25, угол атаки $\alpha = 13^\circ$.

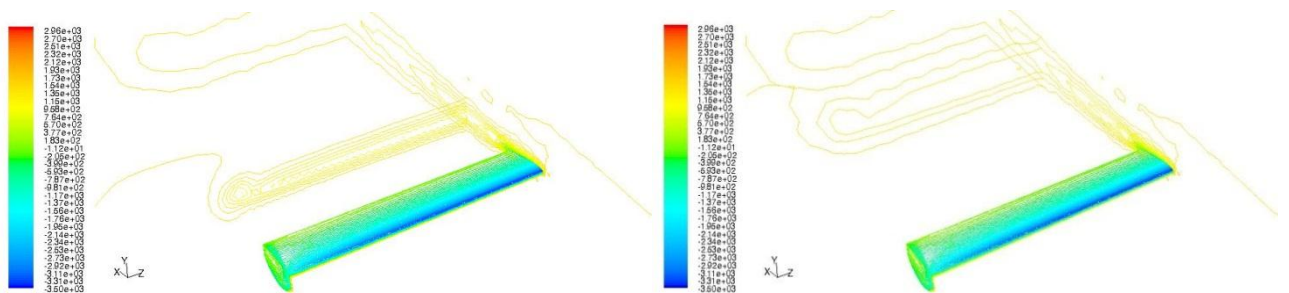


Рис.36. Изолинии полного давления [Па], вариант L0.25, угол атаки $\alpha = 13^\circ$ на расстоянии 0.5 и 1.0м.

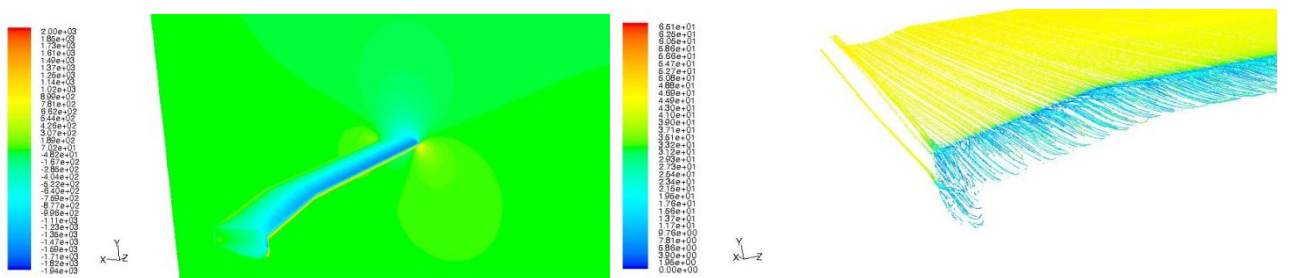


Рис.37. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант Mix0.5, угол атаки $\alpha = 4.5^\circ$.

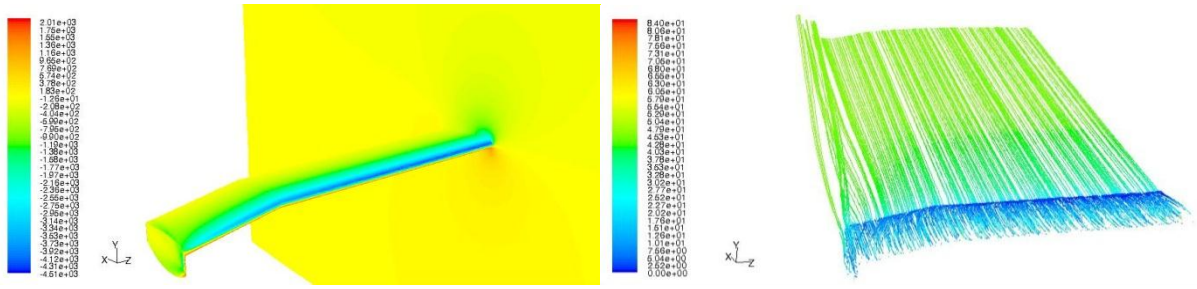


Рис.38. Поле давления [Па] и траектории частиц жидкости, вариант Mix0.5, угол атаки $\alpha = 13^\circ$.

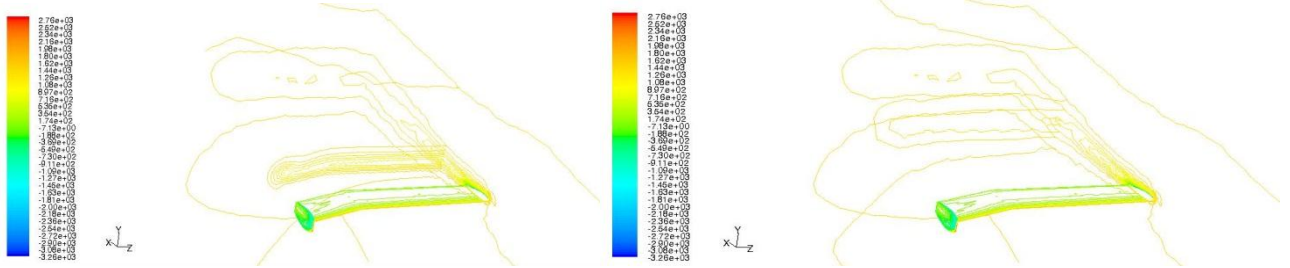


Рис.39. Изолинии полного давления [Па], вариант Mix0.5, угол атаки $\alpha=13^\circ$ на расстоянии 0.5 и 1.0м.

Графики суммарных АДХ крыльев, полученные с помощью Realizable $k-\epsilon$ модели

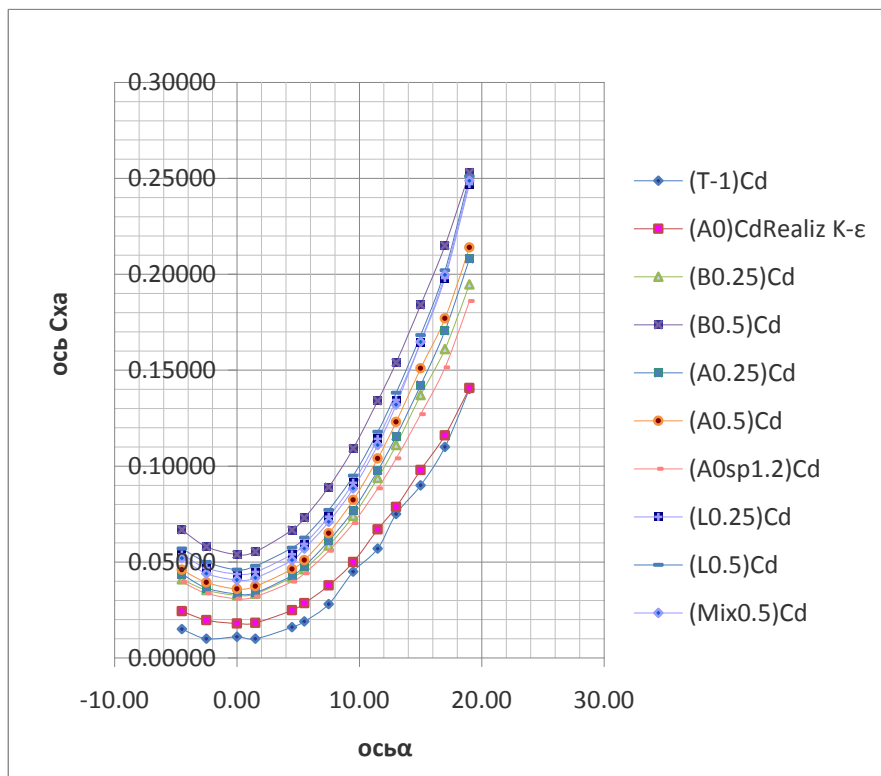


Рис.40. Зависимость коэффициента силы сопротивления от угла атаки.

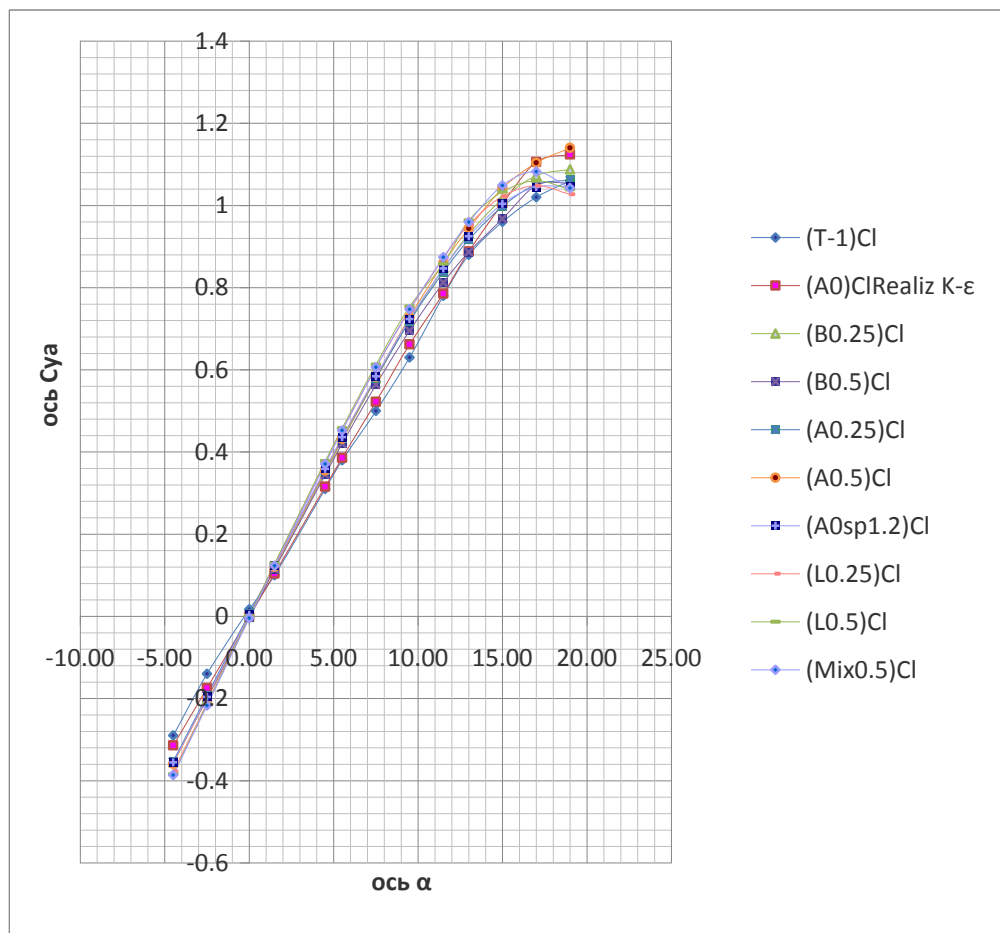


Рис.41. Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки.

- (T-1) – испытания в трубе;
- (A0) и (A0sp1.2) – крыло без отклонения размах крыла 0.6, 1.2;
- (A0.25) – с отклонением крыла 0.25 от хорды, 0.5 от края размаха крыла;
- (A0.5) – с отклонением крыла 0.5 от хорды, 0.5 от края размаха крыла;
- (B0.25) – с отклонением крыла 0.25 от хорды, 0.25 от края размаха крыла;
- (B0.5) – с отклонением крыла 0.5 от хорды, 0.25 от края размаха крыла;
- (L0.25) – обратно-вертикальные законцовки крыла на расстоянии 0.25 от хорды;
- (L0.5) – обратно-вертикальные законцовки крыла на расстоянии 0.5 от хорды;
- (Mix0.5) – с отклонением крыла 0.25 и обратно-вертикальными законцовками крыла на расстоянии 0.25 от хорды.

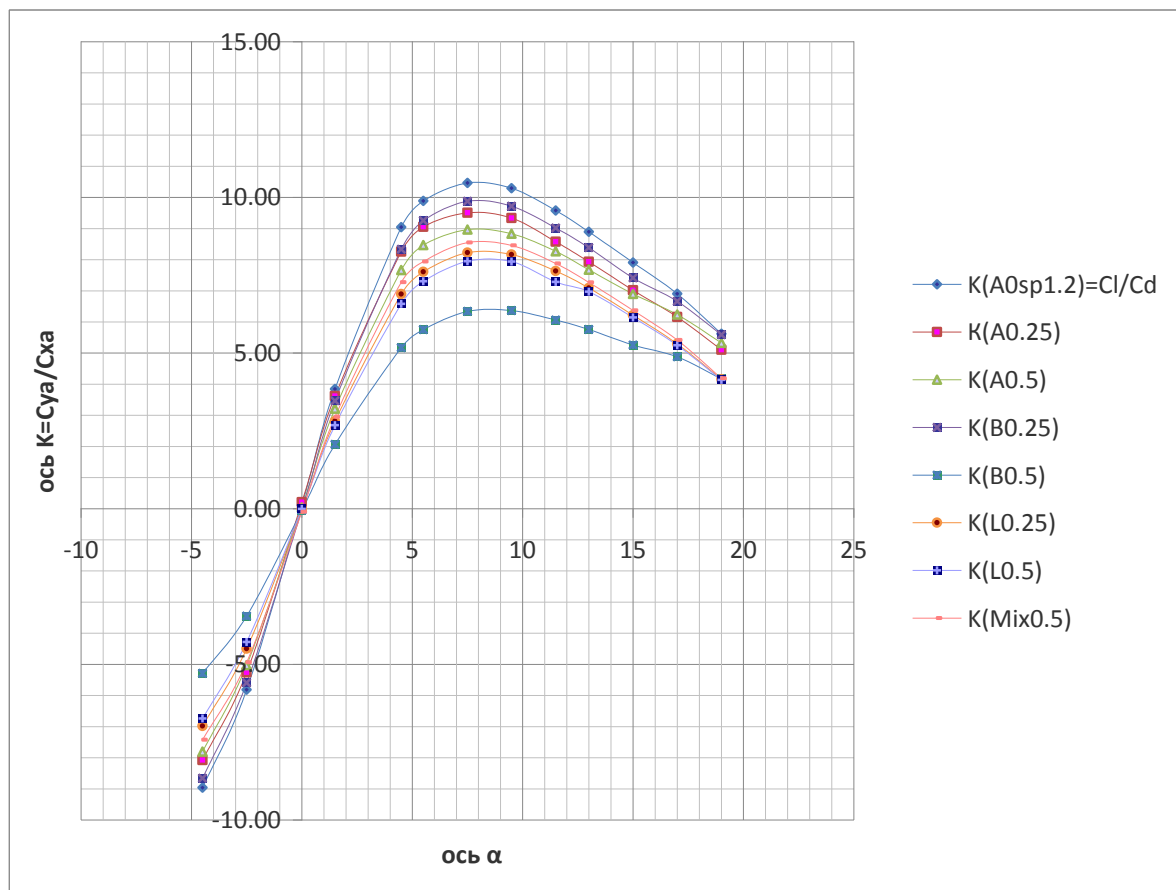


Рис.42. Зависимость коэффициента аэродинамического качества от угла атаки.

Влияние поплавок на характеристики консоли крыла

Из графиков представленных на рис. 43 видно, что добавление поплавок значительно ухудшает аэродинамическое качество крыла. При этом, чем больше длина поплавок, тем ниже качество. Однако, традиционно, гидросамолет выполняется по схеме высокоплан, поэтому поплавок должен обязательно касаться воды. Такая схема дает большую устойчивость в начале разбега, см. рис. 48.

Из графиков, представленных на рис. 44, видно, что наихудшие характеристики из всех крыльев с поплавком имеет крыло с отклонением L0.5.

Из разных вариантов отклонений мы выбираем вариант, показанный на рис. 4 (B0.25), так как качество такого крыла наиболее приближено к качеству прямого крыла.

Мы можем наблюдать следующую картину: качество крыла с отклонением в целом хуже, чем качество прямого крыла, но при добавлении поплавок, все меняется наоборот, т.е. качество крыла с отклонением становится лучше, см. рис. 44. У комбинированного крыла характеристика аэродинамического качества лучше на 8-9%.

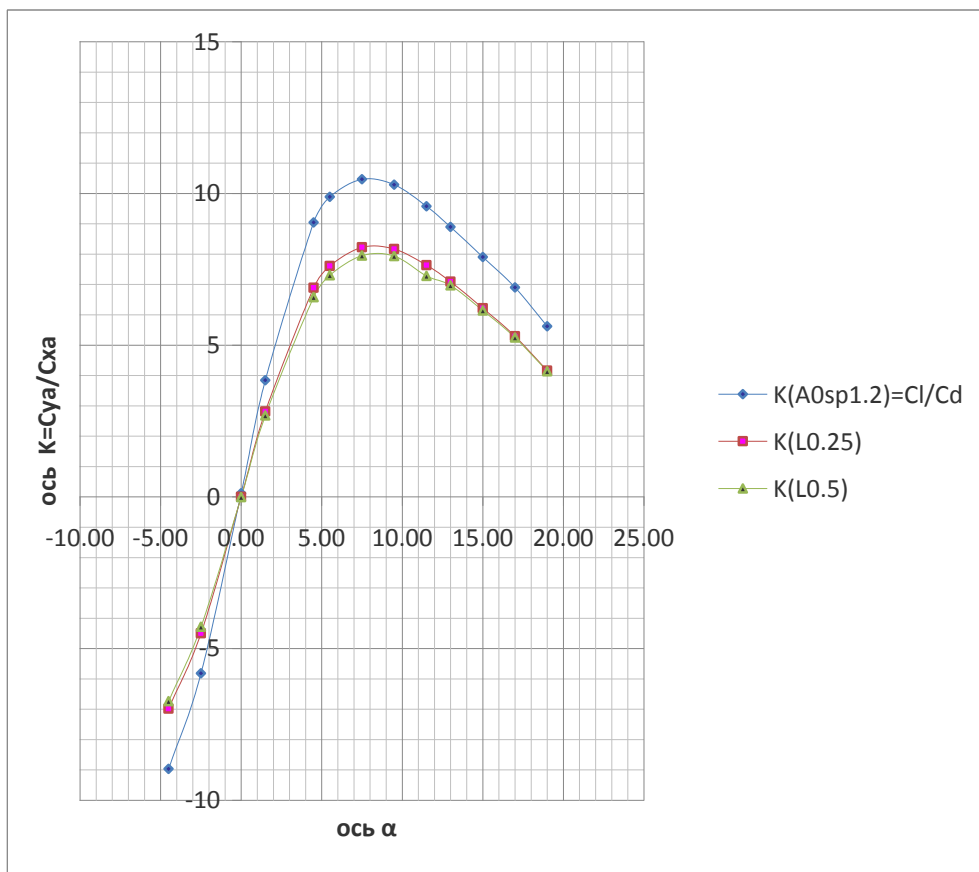


Рис.43. Зависимость коэффициента аэродинамического качества от угла атаки.

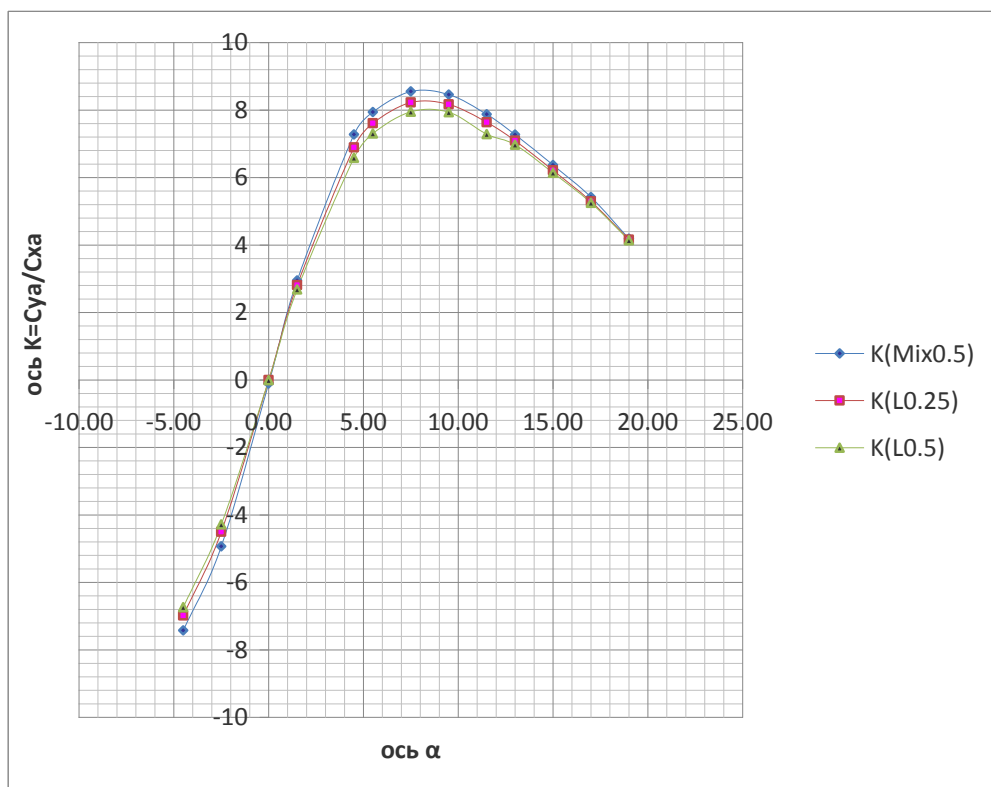


Рис.44. Зависимость коэффициента аэродинамического качества от угла атаки.

Продольная и боковая устойчивость крыльев

На рис. 45 представлена зависимость коэффициента момента крена m_x крыльев, составленных из двух консолей, от угла скольжения β при нулевом угле атаки. Из графиков, представленных на рисунке, видно, что угол наклона кривой, а соответственно и производная m_x^β , у комбинированного крыла Mix0.5 больше, чем у крыла с поплавком даже в варианте L0.5. Это может объясняться тем, что у комбинированного крыла есть наклонные поверхности с отрицательным углом поперечного V , ухудшающие продольную устойчивость крыльев.

Зависимость коэффициента момента рыскания m_y от угла скольжения, представленная на рис. 46, говорит о большей стабильности комбинированного варианта крыла Mix0.5, составленного также из двух консолей, в сравнении с вариантом L0.5.

Ранее мы сравнивали коэффициенты аэродинамических сил, полученные при расчетах с применением CFD - программы с результатами испытаний в аэродинамической трубе Т-1 МАИ. В результате расхождения между значениями коэффициентов получились не более 1%, но при углах атаки $\alpha > 13^\circ$ результаты расчетов становились недостоверными. График зависимости $m_z(\alpha)$ показывает аналогичный результат и расчетные данные не сильно отличаются от эксперимента для стандартного крыла, см.рис. 46.

Тангенс угла наклона по абсолютной величине в любой точке кривой $m_z(\alpha)$ наибольший у прямого крыла, что означает его наилучшую устойчивость. Все остальные рассматриваемые варианты также устойчивы, но в наименьшей степени. Уменьшение устойчивости обусловлено уменьшением скорости продольного потока под крылом. За счет этого векторы сил направлены вверх, перпендикулярно плоскости отклоненной поверхности крыла наружу. Эти векторы расходятся и не пересекаются, за счет чего устойчивость ухудшается.

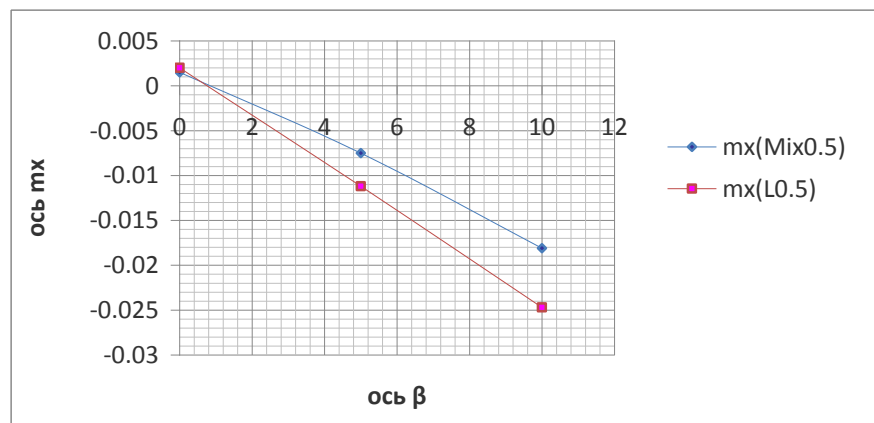


Рис.45. Зависимость коэффициента момента крена m_x от угла скольжения.

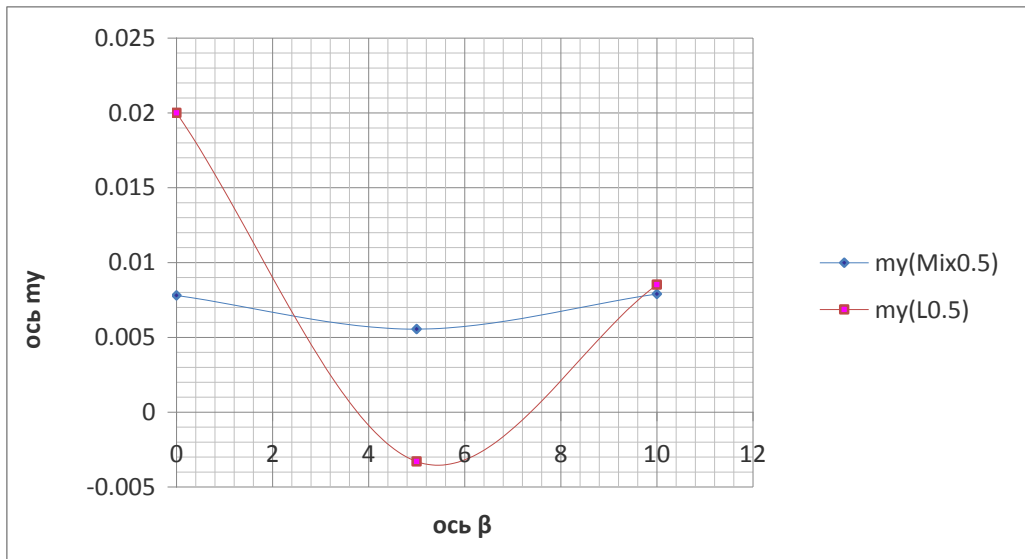


Рис.46. Зависимость коэффициента момента рыскания m_y от угла скольжения.

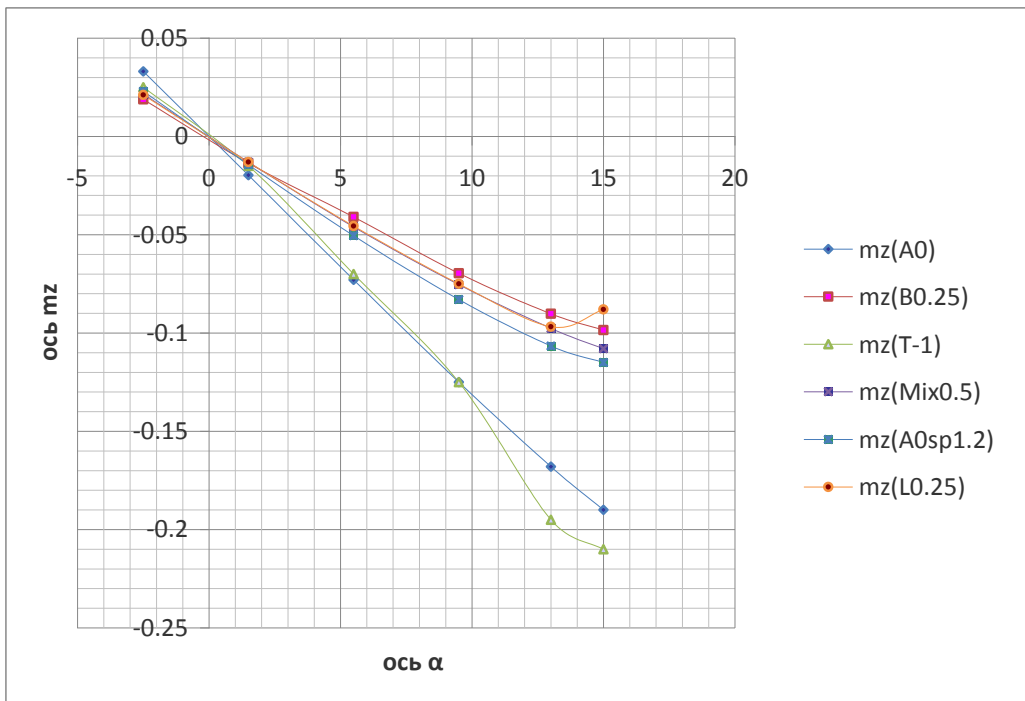


Рис.47. Зависимость коэффициента момента тангажа m_z от угла атаки.



Рис.48. Испытания гидросамолета с обратно вертикальными законцовками крыла и поплавками (крыло L0.25).

Библиографический список

1. Бадягин А.А., Мухамедов Ф.А. Проектирование легких самолётов. – М.: Машиностроение, 1978, 208с, ил.
2. John D. Anderson, Jr. Introduction to Flight [Paperback]. – McGraw–Hill Higher Education; 4th edition, March 1, 2000, 784p.
3. John D. Anderson, Jr. Fundamentals of Aerodynamics [Hardcover]. – McGraw–Hill Science/Engineering/ Math, 3 edition, January 2, 2001, 892p.
4. Арепьев А.Н. Проектирование легких пассажирских самолётов. – М.: Изд-во МАИ, 2006. - 640с.
5. Бондарев Е.Н., Дубасов В.Т., Рыжов Ю.А. и др. Аэрогидромеханика. – М.: Машиностроение, 1993, 608с.
6. Маскалик А.И., Нагапетян Р.А., Иваненко В.В., Бутлицкий Р.А., Томилин В.В., Лукьянов А.И. Экраноплан - транспортные суда XXI века. – С-Петербург: Изд-во Судостроение, 2005г, 547с.
7. Kirill V. Rozhdestvensky. Aerodynamics of a lifting system in extreme ground effect. – Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. K, 2000, 362p.
8. Волков Г. Основы гидроавиации. – М.: Государственное военное издательство наркомата обороны СССР, 1940г., 248с.
9. Мунро В. Проектирование и расчет гидросамолетов (Перевод с англ.). – М-Л, Главная редакция авиационной литературы, 1935, 147с.
10. Руководство для Конструкторов. – Издание Бюро новой техники НКАП, 2т, 1943г.
11. Самсонов П.Д. Проектирование и конструкции гидросамолётов. – Л-М: Главная редакция авиационной литературы, 1936г., 372с.
12. Отчет по НИР ПБ 444, М.: МАИ, кафедра 105, 2008г.
13. Юн А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений. – М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2009г., 272с.
14. Th. Streit, A. Ronzheimer and A. Büscher. Numerical analysis of transport aircraft using different wing tip devices. – New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics V. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, 2006, Volume 92/2006, pp. 59-68.
15. Frank T. Zurheide, Matthias Meinke and Wolfgang Schröder. Meandering of Wing-Tip Vortices Interacting with a Cold Jet in the Extended Wake. – High Performance Computing on Vector Systems 2008, 2009, pp. 223-242.

16. Liang Yun, Alan Bliault, Johnny Doo. WIG Craft and Ekranoplan: Ground Effect Craft Technology [Hardcover]. – Springer; 1 edition, December 16, 2009, 458p.
17. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. – М.: Мир, 1974 г., 279с.
18. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. – М.: “Наука”, 1974 г., 712с.
19. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD. Book: DCW Industries Inc., 1998, 537p.
20. 3. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений. – СПб.: Балт. гос. тех. унив., 2001г., 109с.
21. Mark Guerrero, Dan Clark. Yak52 Wingtip Design. – San Jose State University, Mechanical Engineering Department / ME195B Senior Design Project Spring 2010, Senior Design Report, 93p.

Сведения об авторах

Сакорсин Раттапол, аспирант Московского авиационного института (национального исследовательского университета).

Ул. Планерная 1/2, дом 79, г. Москва, 125481,
тел.: +7 919 995 41 74, e-mail: rattapols@hotmail.com

Попов Сергей Александрович, доцент Московского авиационного института (национального исследовательского университета), к.т.н.

МАИ. Волоколамское ш., 4, Москва, ГСП, 125871;
тел.: 499 728 10 23, e-mail: flowmech@mail.ru