

11. Горохов В. А., Егунов В. В., Игумнов Л. А., Казаков Д. А., Капустин С. А. Экспериментально-теоретическое изучение процессов деформирования и разрушения конструкционных материалов: электронное учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2012.

12. Горохов В. А., Казаков Д. А., Капустин С. А., Чурилов Ю. А. Моделирование ползучести жаропрочных сплавов при высоких температурах и нейтронном облучении // LVII Международная конференция «Актуальные проблемы прочности»: сб. тез. Севастополь, 24 – 27 мая, 2016.

13. Капустин С. А., Горохов В. А., Васильев Б. А., Виленский О. Ю., Кайдалов В. Б., Осетров Д. Л., Марголин Б. З., Гуленко А. Г. Сравнительный анализ радиационно-термического формоизменения отражателей реакторов БН-600 и БН-800 по результатам численного моделирования // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2011. – № 6.

14. Волков И. А., Коротких Ю. Г. Уравнения состояния вязкоупругопластических сред с повреждениями. – М.: Физматлит, 2008.

15. Металлы. Метод испытания на ползучесть. Государственный стандарт Союза ССР. ГОСТ 3248-81. – М.: Изд-во стандартов, 1988.

COMPUTATIONAL AND EXPERIMENTAL CREEP ANALYSIS OF ALUMINUM ALLOY AMTs

A. A. Ryabov¹, V. I. Romanov¹, Yu. A. Vyatkin^{1,2}, M. A. Pukhov^{1,2}

¹Russian Federal Nuclear Center –
All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov

²National Research Nuclear University – MEPHI,
Sarov Institute of Physics and Engineering, Sarov

The paper presents the results of experimental and numerical creep analysis of aluminum alloy AMTs. The numerical analysis was carried out using the program package LOGOS. Techniques for determining the parameters of material functions based on experimental data are described. Comparative analysis of the numerical and experimental creep behavior of flat specimen subjected to constant load for 30 hours was carried out.

Key words: experiment, computation, creep, diagram, finite-element model, boundary conditions, creep deformation, strain rate, material functions.

УДК 519.6

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИНЕЯ В ПАКЕТЕ ПРОГРАММ ЛОГОС

A. B. Саразов, Р. Н. Жучков

Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский НИИ экспериментальной физики, Саров

Образование инея на элементах конструкции летательных аппаратов является актуальной проблемой авиационной промышленности. На сегодняшний день помимо инженерных подходов,

основанных на экспериментальных данных, существует ряд подходов, позволяющих средствами численного моделирования прогнозировать процесс образования инея. Большинство математических моделей основано на модели Мессингера, широко представленной в научной литературе. В докладе приводятся ключевые особенности моделирования процесса образования инея в пакете программ ЛОГОС.

Обосновывается выбор эйлерового подхода моделирования жидкой фазы, приводятся достоинства и недостатки данной методики. Детально рассмотрен вопрос дискретизации численной схемы и расчёта конвективных потоков.

В качестве демонстрации работоспособности и применимости алгоритмов представлено решение задачи, имеющей экспериментальные данные.

Ключевые слова: иней, обледенение, модель Мессингера, жидкая фаза, эффективность накопления воды, эйлеров подход.

Введение

Образование инея на элементах конструкции летательных аппаратов является актуальной проблемой авиационной промышленности. На сегодняшний день помимо инженерных подходов, основанных на экспериментальных данных, существует ряд подходов, позволяющих средствами численного моделирования прогнозировать процесс образования инея. Большинство математических моделей основано на модели Мессингера, широко представленной в научной литературе [1].

Преимуществом данной модели является её простота. Ключевыми входными данными модели является информация о потоке газа и частиц, обтекающий исследуемый объект. Важно знать параметры газовой фазы, такие как скорость течения, температура, давление, а так же характеристики жидкой фазы, а именно: водность, скорость капель, диаметр капель, а также коэффициент разброса.

Моделирование жидкой фазы может быть осуществлено несколькими способами. Это может быть использование модели капельно-дисперсных сред [2], так и подхода, исходящего из предположения, в котором жидкая фаза рассматривается как сплошная среда [3]. Использование модели капельно-дисперсных сред позволяет более правдоподобно моделировать процесс взаимодействия капель жидкости и газа. Тем не менее, подобная практика зачастую применима только для узкого ряда задач в силу высокой вычислительной стоимости.

Моделирование жидкой фазы как сплошной среды несомненно теряет в полноте описания физики движения капель, но позволяет достаточно легко определять важные параметры для прогнозирования обледенения. Также данный подход нетребователен к вычислительным ресурсам, что позволяет его применять для широкого спектра задач.

1. Математическая модель образования инея

1.1. Эффективность накопления воды

Нарост инея происходит на тех участках поверхности, куда в достаточном количестве попадают капли жидкости. Для определения наиболее подверженных бомбардировке частей поверхности вводится эмпирический параметр уровня разлёта β капель при столкновении с поверхностью. Данный параметр, характеризует эффективность накопления воды для рассматриваемого участка поверхности. Уровень накопления, исходя из физического смысла [4], можно выразить следующим образом:

$$\beta = \frac{dy_0}{ds} \approx \frac{\Delta y_0}{\Delta s}, \quad (1)$$

где dy_0 – расстояние между двумя каплями в невозмущённом потоке, ds – длина дуги, образованная теми же каплями в точках столкновения с поверхностью (рис. 1).

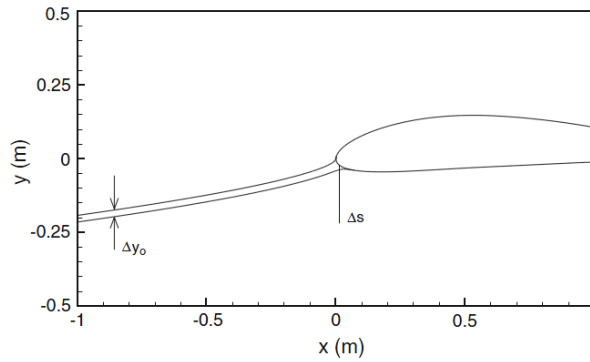


Рис. 1. Определение параметра эффективности накопления

Тем не менее, подобный способ вычисления уровня накопления жидкой фазы на проницаемой поверхности затруднителен для практического использования так как, вычислительная нагрузка становится чрезмерной при рассмотрении отдельных капель и совершенно непригодна в случае модели непрерывной жидкой фазы.

Одним из методов определения β является выражение эффективности накопления как локального массового потока воды на поверхности ЛА нормированного на произведение скорости и массовой доли жидкой фазы на входной границе [3]:

$$\beta = \frac{\alpha \rho u_i}{(LWC) U_\infty} \frac{S_i}{|S_i|}, \quad (2)$$

где u_i – вектор осреднённой скорости капли вблизи от i грани, U_∞ – амплитуда скорости жидкой фазы на открытой границе, S_i – векторная площадь i грани.

1.2. Модель Мессингера

В условиях низких температур обледенение поверхностей летального аппарата происходит при столкновении с переохлаждёнными каплями воды. Кристаллизация капель воды приводит к образованию ледяных наростов различной формы и размеров. Наиболее изучено три типа образования льда на контактных поверхностях, которые зависят от свойств атмосферы:

- образование инея;
- образования наледи с жидкой плёнкой;
- образование комбинированного нароста льда.

Наиболее хорошо исследован процесс образования инея, так в данном случае моделирование подобных задач заметно упрощается, в виду отсутствия растекания упавших капель по поверхности. Корка инея формируется при температуре ниже -20°C . Размеры капель воды варьируются в диапазоне 15 – 50 мкм. При столкновении капли воды мгновенно кристаллизуются, что приводит к формированию слоя инея, в большинстве случаев гладко повторяющего контактную поверхность.

Скорость нароста ледяной массы безотносительно к типу обледенения может быть определена путём применения модели Мессингера [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_i C_{pi}} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_w C_{pw}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (4)$$

$$\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \rho_a \beta U_\infty + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{e,s} \quad (5)$$

$$\rho_i L_F \frac{\partial B}{\partial t} = k_i \frac{\partial T}{\partial y} - k_w \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad (6)$$

где θ и T – температуры, k_w и k_i – коэффициенты теплопроводности, C_{pw} и C_{pi} – удельные теплоёмкости при постоянном давлении, h и B – толщина слоя воды и льда соответственно; ось y определяет направление нормали в текущей точке поверхности. В уравнении (5) ρ_a , \dot{m}_{in} и $\dot{m}_{e,s}$ отражают плотность жидкой массовой доли жидкости, растекание вниз по потоку, а также кристаллизацию и испарение воды в контрольном объёме. В (6) ρ_i и L_F определяют плотность льда и скрытую теплоту кристаллизации воды соответственно. Следует обратить внимание на то, что плотность льда имеет две разных плотности: для случая с инеем ($\rho_r = 880 \text{ кг/м}^3$), для случая с наледью ($\rho_g = 917 \text{ кг/м}^3$).

Наиболее простое выражение для толщины льда можно получить для инея, поскольку падающие капли мгновенно застывают, и процессами растекания и испарения капель можно пренебречь. Толщина льда в случае инея описывается выражением:

$$B(t) = \frac{\rho_a \beta U_\infty}{\rho_r} t. \quad (7)$$

2. Математическая модель непрерывной жидкой фазы

2.1. Базовые предположения

Наиболее важным вопросом метода моделирования капель как непрерывного вещества является вопрос о применимости данного метода для дисперсных сред. Подобный метод справедлив с учётом предположения, что каждый элемент объёма содержит достаточное количество капель жидкости. При определении свойств жидкой фазы необходимо рассматривать осреднённые по всему объёму величины. Пусть контрольный объём удовлетворяет вышеописанному условию, тогда жидкую фазу можно рассматривать как непрерывную сущность. Тем не менее, контрольный объём должен быть достаточно малым, чтобы сохранить локальные свойства потока частиц в пространстве.

Другой важный пункт исходит из предположения, что газовой поток и поток капель связаны в одностороннем порядке (жидкая фаза не влияет на поток газа), что справедливо для моделирования образования инея при малом соотношении жидкой фазы к газовой.

Дополнительно к вышеуказанным предположениям вводятся следующие требования:

- все капли имеют сферическую форму, не деформируются и не разрушаются;
- капли не сталкиваются друг с другом, слияния или дробления капель не происходит;
- эффектами, обусловленными вязкими силами, пренебрегаются;
- отсутствие тепломассопереноса между каплями и несущим потоком;
- на капли действуют лишь сила сопротивления и сила тяжести.

Первые три пункта основаны на том, что объёмная доля капель мала и отношение плотности газа и осреднённой по объёму плотности жидкой фазы также мала. Данная модель не рассматривает такие процессы как испарение и конденсацию капель, что отражено в 4 пункте. Последнее предположение основано на том факте, что плотность воды значительно выше плотности газа и размер капель много меньше, чем размер любой особенности решения.

2.2. Базовые уравнения

На основе сделанных предположений сильно разреженная дисперсная фаза может описываться следующими уравнения сохранения массы и импульса:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_w \vec{u}_w) = 0 \\ \frac{\partial \alpha \rho_w \vec{u}_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_w \vec{u}_w \vec{u}_w) = \frac{f(\text{Re}_r)}{r_p} \alpha \rho_w (\vec{u}_a - \vec{u}_w) + \alpha \rho_w \vec{F}_p \end{cases}, \quad (8)$$

где α – объёмная доля каплей, ρ_w – плотность вещества каплей, \vec{u}_a , \vec{u}_w – скорость газовой и жидкой фазы соответственно, \vec{F}_p – внешняя сила на единицу массы, $f(\text{Re}_r)$ – функция сопротивления для каплей, определяемая как

$$f(\text{Re}_r) = 1 + 0,15(\text{Re}_r)^{0,687} + \frac{0,0175}{4,25 \times 10^4} \frac{1}{(\text{Re}_r)^{1,16}}, \quad (9)$$

Re_r – относительное число Рейнольдса:

$$\text{Re}_r = \frac{|\vec{u}_a - \vec{u}_w| d_p}{\nu_a}, \quad (10)$$

r_p – время отклика, требуемое для изменения скорости капли:

$$\tau_p = \frac{\rho d_p^2}{18\mu_a}, \quad (11)$$

d_p , ν_a , μ_a – диаметр капли, кинематическая вязкость газа, динамическая вязкость газа соответственно.

Полагая плотность воды равной константе, выражение (8) можно представить в виде:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \alpha dV + \int_{\partial\Omega} \alpha U_n dS = 0 \\ \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \alpha \vec{u}_w dV + \int_{\partial\Omega} \alpha \vec{u}_w U_n dS = \int_{\Omega} \left(\frac{f(\text{Re}_r)}{r_p} \alpha (\vec{u}_a - \vec{u}_w) + \alpha \rho \vec{F}_p \right) dV \end{cases}, \quad (12)$$

где Ω , $\partial\Omega$ – контрольный объём и граница контрольного объёма соответственно, $U_n = (\vec{n} \cdot \vec{u}_w)$.

Система уравнений (12) справедлива лишь для задач с неподвижными границами, когда в процессе обледенения необходимо учитывать образование инея, или другими словами деформацию непроницаемой поверхности. Для корректного описания характеристик течения необходимо модифицировать исходные уравнения вида (12) посредством учёта вклада движения граней контрольного объёма при расчёте потоков:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} W dV + \oint_{\partial\Omega} \vec{F}^* dS = H, \quad (13)$$

где $W = \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha u \\ \alpha v \\ \alpha w \end{bmatrix}$ – вектор консервативных переменных, u, v, w – компоненты вектора скорости частицы,

$\vec{F}^* = \begin{bmatrix} \alpha(U_n - \dot{x}_n) \\ \alpha u(U_n - \dot{x}_n) \\ \alpha v(U_n - \dot{x}_n) \\ \alpha w(U_n - \dot{x}_n) \end{bmatrix}$ – поток, $\dot{x}_n = (\vec{x}, n)$, \vec{x} – скорость движения грани контрольного объёма,

H – вектор правой части.

2.3. Модификация расчётной сетки

Математическое моделирование обледенения поверхностей должно учитывать изменение формы граничных условий. Одним из подходов является логический перенос по направлению нормали стенок с прилипанием на границу раздела иней/многофазный поток (рис. 2).

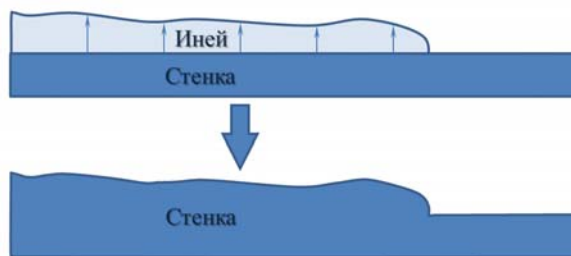


Рис. 2. Логический перенос непроницаемой границы

В пакете программ ЛОГОС реализована методика расчёта задач аэродинамики на деформирующихся сетках с сохранением сеточной топологии. Для задачи обледенения стенки с прилипанием будут изменять свою форму согласно вычисленному значению толщины ледяного слоя. После вычисления для каждой грани значения $B(t)$ на новом шаге по времени выполняется расчёт смещения каждого узла поверхностной сетки в направлении нормали по формуле:

$$d\vec{s}_i = \frac{\sum_{j=1}^N A_j B_j(t)}{\sum_{j=1}^N A_j} \vec{n}_i, \quad (14)$$

где N – число граней, в которые входит узел, A_j – площадь грани с индексом j , \vec{n}_i – нормаль к поверхности в точке на поверхности с индексом i .

3. Численная схема

3.1. Дискретизация уравнений

Систему уравнений (12) можно записать в векторной форме:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} W dV + \oint_{\partial\Omega} \vec{F} d\vec{S} = H, \quad (15)$$

где $W = \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha u \\ \alpha v \\ \alpha w \end{bmatrix}$ – вектор консервативных переменных, u, v, w – компоненты вектора скорости частицы,

$\vec{F} = \begin{bmatrix} \alpha U_n \\ \alpha u U_n \\ \alpha v U_n \\ \alpha w U_n \end{bmatrix}$ – поток, H – правая часть. Для простоты дальнейших построений приводятся схемы

расчёта для стационарной задачи. Расчёт потоков на подвижных сетках выполняется аналогично.

Уравнение (15) для стационарной задачи допускает формальную дискретизацию вида:

$$\frac{\Delta W^{n+1}}{\Delta t} \Delta V = - \sum_i F_{i+1/2}^n \Delta S + H \quad (16)$$

для явной схемы и

$$\frac{\Delta W^{n+1}}{\Delta t} \Delta V + \sum_i \frac{\partial F^n}{\partial W} \Delta W^{n+1} = - \sum_i F_{i+1/2}^n \Delta S + H \quad (17)$$

для неявной схемы, где суммирование потоков производится по всем граням контрольного объёма. Переходя к примитивным переменным, выражения (16) и (17) принимают вид:

$$\Delta Q^{n+1} = -\sum_i \left[\frac{\partial W}{\partial Q} \right]^{-1} F_{i+1/2}^n \Delta S + H \quad (18)$$

$$\frac{\partial W}{\partial Q} \Delta Q^{n+1} \Delta V + \sum_i \frac{\partial F^n}{\partial Q} \Delta Q^{n+1} \Delta S = -\sum_i F_{i+1/2}^n \Delta S + H, \quad (19)$$

где $Q = \begin{bmatrix} \alpha \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix}$.

Якобиан перехода от консервативных к примитивным переменным имеет вид:

$$\frac{\partial W}{\partial Q} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ u & \alpha & 0 & 0 \\ v & 0 & \alpha & 0 \\ w & 0 & 0 & \alpha \end{bmatrix}. \quad (20)$$

3.2. Метод расчёта потоков Roe

Рассмотрим метод расчёта потоков методом Roe. Поток через грань определяется выражением:

$$F_{i+1/2}^n = \frac{1}{2} (F_L^n + F_R^n) - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial F}{\partial Q} \right| \Delta Q, \quad (21)$$

где F_L – значение слева от i грани, F_R – значение справа от i грани $\Delta Q = Q_L - Q_R$. Модуль якобиана в выражении (21) можно представить в виде:

$$\left| \frac{\partial F}{\partial Q} \right| = M |\Lambda| M^{-1}, \quad (22)$$

где Λ – диагональная матрица собственных значений якобиана, M, M^{-1} – левая и правая матрица собственных векторов. Собственные значения матрицы перехода $\frac{\partial F}{\partial Q}$:

$$\frac{\partial F}{\partial Q} = \begin{bmatrix} U_n & \alpha n_x & \alpha n_y & \alpha n_z \\ uU_n & \alpha(U_n + un_x) & \alpha un_y & \alpha un_z \\ vU_n & \alpha vn_x & \alpha(U_n + vn_y) & \alpha vn_z \\ wU_n & \alpha wn_x & \alpha wn_y & \alpha(U_n + wn_z) \end{bmatrix} \quad (23)$$

равны

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{U_n + 2U_n\alpha - |U_n|\sqrt{4\alpha^2 + 1}}{2}, \\ \lambda_2 &= \frac{U_n + 2U_n\alpha + |U_n|\sqrt{4\alpha^2 + 1}}{2}, \\ \lambda_{3,4} &= \alpha U_n. \end{aligned} \quad (24)$$

Тогда

$$|\Lambda| = \begin{bmatrix} \frac{U_n + 2U_n\alpha - |U_n|\sqrt{4\alpha^2 + 1}}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{U_n + 2U_n\alpha - |U_n|\sqrt{4\alpha^2 + 1}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha|U_n| & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \alpha|U_n| \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Выражения для M, M^{-1}

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\hat{\alpha} - \tilde{U}_n R}{2w} & \frac{\hat{\alpha} + \tilde{U}_n R}{2w} & 0 & 0 \\ \frac{u}{w} & \frac{u}{w} & -\frac{n_y}{n_x} & -\frac{n_z}{n_x} \\ \frac{v}{w} & \frac{v}{w} & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (26)$$

$$M^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{U}_n w}{R} & \frac{n_x w (\tilde{U}_n \hat{\alpha} + R)}{2U_n R} & \frac{n_y w (\tilde{U}_n \hat{\alpha} + R)}{2U_n R} & \frac{n_z w (\tilde{U}_n \hat{\alpha} + R)}{2U_n R} \\ \frac{\tilde{U}_n w}{R} & \frac{n_x w (R - \tilde{U}_n \hat{\alpha})}{2U_n R} & \frac{n_y w (R - \tilde{U}_n \hat{\alpha})}{2U_n R} & \frac{n_z w (R - \tilde{U}_n \hat{\alpha})}{2U_n R} \\ 0 & -\frac{n_x v}{U_n} & \frac{n_x u + n_z w}{U_n} & -\frac{n_z v}{U_n} \\ 0 & -\frac{n_x w}{U_n} & -\frac{n_y w}{U_n} & \frac{n_x u + n_y v}{U_n} \end{bmatrix}, \quad (27)$$

где $\tilde{U}_n = \text{sign}(U_n)$, $\hat{\alpha} = 1 - 2\alpha$, $R = \sqrt{4\alpha^2 + 1}$.

4. Верификация

Проводится численное моделирование процесса образования льда в виде инея на профиле NASA 0012 [4] в результате обтекания турбулентным потоком сжимаемого вязкого газа.

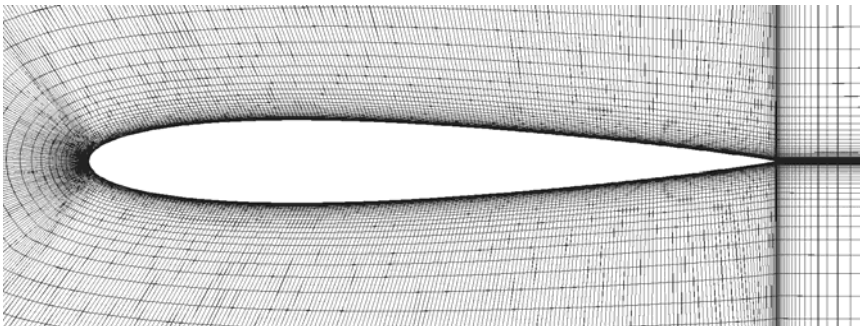


Рис. 3. Расчётная геометрия вблизи профиля

Расчётная сетка является структурированной и состоит из 157914 ячеек.

Расчёт проводился в два этапа:

- стационарный расчёт;
- рестарт нестационарного расчёта с полученного решения на предыдущем этапе для задачи обледенения.

Условия набегающего потока при моделировании обтекания профиля соответствуют условиям аэродинамического эксперимента [4]:

- скорость набегающего потока соответствовало числу Маха $M = 0,184893$;
- статическое давление набегающего потока $P = 95610$ Па;
- статическая температура набегающего потока $T = 245,35$ К;
- угол атаки набегающего потока 4° ;
- молекулярная вязкость $\mu = 1,75e-5$ Па·с;
- удельная теплоёмкость при постоянном давлении $C_p = 1006,16$ Дж/кг·К;
- массовая доля жидкой фазы $\alpha = 1,303178e-6$;
- осреднённый диаметр каплей $D_{part} = 2,0e-5$ м;
- длительность 480 секунд.

Для описания турбулентных характеристик используется модель SA.

Расчёт проводился с первым порядком точности по времени и вторым по пространству с ограничителем Venkatakrishnan. Шаг по времени равен 0,5 секунды.

Ниже на рисунках представлено распределение поля α для стационарного течения и сравнение толщины льда, полученное в ходе численного расчёта, с экспериментальными данными.

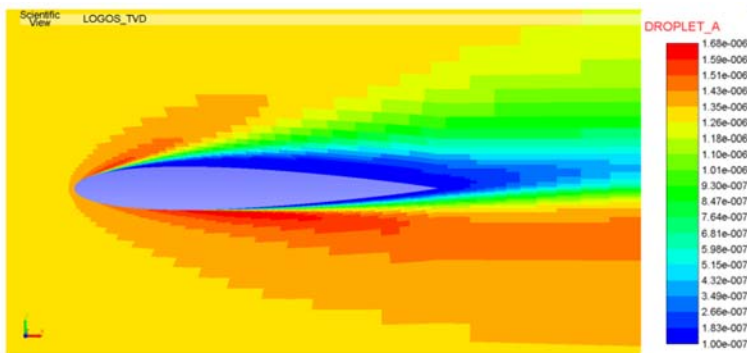


Рис. 4. Распределение поля α вблизи профиля

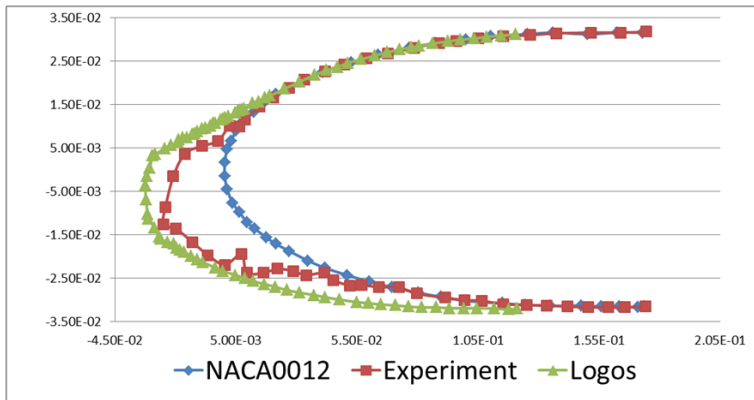


Рис. 5. Сравнение ледяного нароста

Как видно из представленного графика, форма ледяного нароста согласуется с экспериментальными данными.

Заключение

В модуль сжимаемых течений пакета программ ЛОГОС внедрены и проходят процесс отладки алгоритмы моделирования процесса образования инея. Представлены математическая модель, описывающая процесс образования ледяного слоя на контактных поверхностях ЛА. Данная техника исходит из предположения, что жидкую фазу можно рассматривать как сплошную среду. Предложенная модель позволяет достаточно быстро вычислять толщину льда и не требует значительных вычислительных затрат.

В качестве иллюстрации работоспособности внедрённых алгоритмов рассматривалась задача образования инея на профиле NASA 0012, имеющая экспериментальные данные. Результаты модельной задачи показали корректное поведение реализованных алгоритмов.

Литература

1. Messinger B. L. Equilibrium temperature of an unheated icing surface as a function of airspeed // J Aeronaut Sci. – 1953. – P. 29 – 42.
2. Ishii R., Umeda Y., Yuhi M. Numerical analysis of gas-particle two-phase flows // Journal of Fluid Mechanics. – 1989. – V. 203. – P.475 – 515.
3. JeeWoong Kim, Dennis G. P, Sankar L. N., Kreeger R. E. Ice accretion modeling using an Eulerian approach for droplet impingement. // AIAA – 2013 – 0246.
4. Ozgen S., Canibek M. Ice accretion simulation on multi-element airfoils using extended Messinger model // Heat Mass Transfer. – 2008.

DEVELOPMENT OF A METHOD TO MODEL THE ICING PROCESS IN LOGOS PROGRAM PACKAGE

A. V. Sarazov, R. N. Zhuchkov

Russian Federal Nuclear Center –
All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov

Formation of the white frost on the parts of aircraft is an urgent problem in the air industry. Today, besides engineering approaches based on the experimental data there is a number of techniques that on the basis of numerical simulation make it possible to predict the icing process. Most mathematical models are based on the Messinger model that is widely covered in scientific publications. The paper provides key specific features of the icing process simulation with the LOGOS program package:

The choice of the Eulerian approach in the liquid phase simulation is substantiated; the advantages and the downsides of this method are provided. Digitization of the numerical scheme and of the convective flows computations are analyzed in detail.

The solution of the problem that has experimental data is provided to demonstrate the operability and the implementation of the algorithms.

Key words: white frost, icing, Messinger model, liquid phase, effective water accumulation, Eulerian approach.