

УДК 533.6.071.08.632.57

© 2002 г. А.Л. СТАСЕНКО, А.И. ТОЛСТЫХ, Д.А. ШИРОБОКОВ

### ДИНАМИКА ДЕФОРМИРУЕМЫХ КАПЕЛЬ У ПОВЕРХНОСТИ КРЫЛА В ВЯЗКОМ ВОЗДУХЕ

Исследовано обтекание профиля крыла локально-монодисперсной взвесью в воздухе жидких переохлажденных капель воды. Учтено влияние вязкого пограничного слоя на силу взаимодействия капель с несущим газом, а также влияние деформации самих капель на их траектории и, в итоге, на плотность распределения потока массы воды по обтекаемой поверхности и протяженность "поверхности смачивания". Оценено воздействие электростатического поля крыла на динамику заряженных атмосферных капель. Изучено влияние управляющих параметров задачи: угла атаки крыла, радиуса невозмущенной шаровой капли, ее электрического заряда.

Указаны возможные причины расхождения расчетных и экспериментальных результатов зарубежных исследователей.

*Ключевые слова:* обледенение, газокапельный поток, деформация капель, сила Сэфмана, погранслоя, физико-математическая модель, численное исследование.

По крайней мере с середины 30-х годов прошлого века сохранялся устойчивый интерес к исследованиям обледенения и электризации самолетов (например, [1]). Тем не менее до настоящего времени эти важные (и взаимосвязанные) проблемы всепогодной гражданской авиации не решены полностью и остаются темой теоретических и экспериментальных работ. В обзоре [2] даны ссылки приблизительно на сотню статей и докладов, посвященных методам борьбы с обледенением. Продолжаются расчетно-теоретические исследования и моделирование процесса обледенения в аэродинамических трубах, ведутся оценки параметров аппаратуры для предсказания возможности встречи с облаком переохлажденных капель в летном коридоре [3–5].

Отметим, что проблема взаимодействия газодисперсных потоков с поверхностью возникает во многих областях науки и отраслях промышленности, поэтому к настоящему времени соответствующая библиография насчитывает уже сотни работ (см. обзор [6]).

Существующие расчетно-теоретические подходы основаны на сильно идеализированных физических моделях. Например, капли обычно считаются сферическими во всей области перед смачиваемыми поверхностями, а единственной действующей на них силой предполагается сила сопротивления. При этом не учитываются особенности поведения капель в "пристеночном" слое, течение в котором может быть достаточно сложным вследствие искажения формы обтекаемой поверхности при нарастающем льда.

В соответствии с простыми физическими моделями в большинстве опубликованных работ, использующих численное моделирование, применяются упрощенные расчетные схемы. Обычно предполагается, что течение несущего газа потенциально и может быть определено на основе панельного метода. Хотя во многих случаях отмечается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных в условиях контролируемого эксперимента, имеется целый ряд свидетельств того, что применяемые подходы дают заметное различие предсказанных и наблюдаемых пара-

метров процесса обледенения. Эти различия могут наблюдаться уже на первом этапе численного моделирования, связанного с определением распределения жидкости, падающей на твердую поверхность [3].

Условно общую модель нарастания льда на элементах поверхности летательных аппаратов можно разбить на две взаимосвязанные части: 1) физико-математическая модель динамики капель в окрестности элемента конструкции летательного аппарата, необходимая для определения так называемой поверхности смачивания и распределения плотности потока массы воды по поверхности; 2) модель течения в жидкой пленке на поверхности (если она присутствует) и перехода из жидкой фазы в твердую.

Построение модели 1 и соответствующих ей численных процедур является начальным и необходимым этапом разработки и реализации общей модели. Этим целям и посвящена данная работа.

**1. Физическая модель и ее численная реализация.** Как и в большинстве работ, посвященных исследованию обледенения, массовые доли капель и водяного пара здесь также считаются настолько малыми, что они не оказывают обратного влияния на несущий их воздух. Поэтому прежде всего газодинамические параметры последнего рассчитываются, независимо от присутствия капель, на основе уравнений Навье – Стокса для вязкого газа

$$(\nabla \cdot \rho \mathbf{V}) = 0, \quad [\nabla \cdot \rho \mathbf{V} \mathbf{V}] = -\frac{\nabla p}{\gamma M_\infty^2} + \frac{[\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}]}{\text{Re}_\infty} \quad (1.1)$$

$$(\nabla \cdot \rho e \mathbf{V}) = -\frac{\gamma}{\text{Pr Re}_\infty} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \nabla T) - (\gamma - 1) p (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\text{Re}_\infty} M_\infty^2 (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{V})$$

$$\text{Re}_\infty = u_\infty L / \nu_\infty, \quad M_\infty^2 = u_\infty^2 / (\gamma R T_\infty)$$

где  $\nu$  – кинематическая молекулярная вязкость воздуха. Плотность  $\rho$ , скорость  $\mathbf{V}$ , температура  $T$  воздуха отнесены к их значениям "на бесконечности" (индекс  $\infty$ ). Полученные в результате решения уравнений (1.1) параметры несущего газа используются для описания потока переохлажденных капель, и в конечном итоге для определения количества воды, попадающей на элементы твердой поверхности.

Уравнение динамики отдельной капли имеет вид (в безразмерных переменных)

$$\frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = \frac{\beta}{r_p} C_D \psi \rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| [\mathbf{V} - \mathbf{V}_p + \zeta \mathbf{e}_n (V_\tau - V_{p\tau})] + \frac{\mathbf{F}_w r_p}{m_p u_\infty^2} + \varepsilon \frac{q_p}{r_p^3} \mathbf{E} \quad (1.2)$$

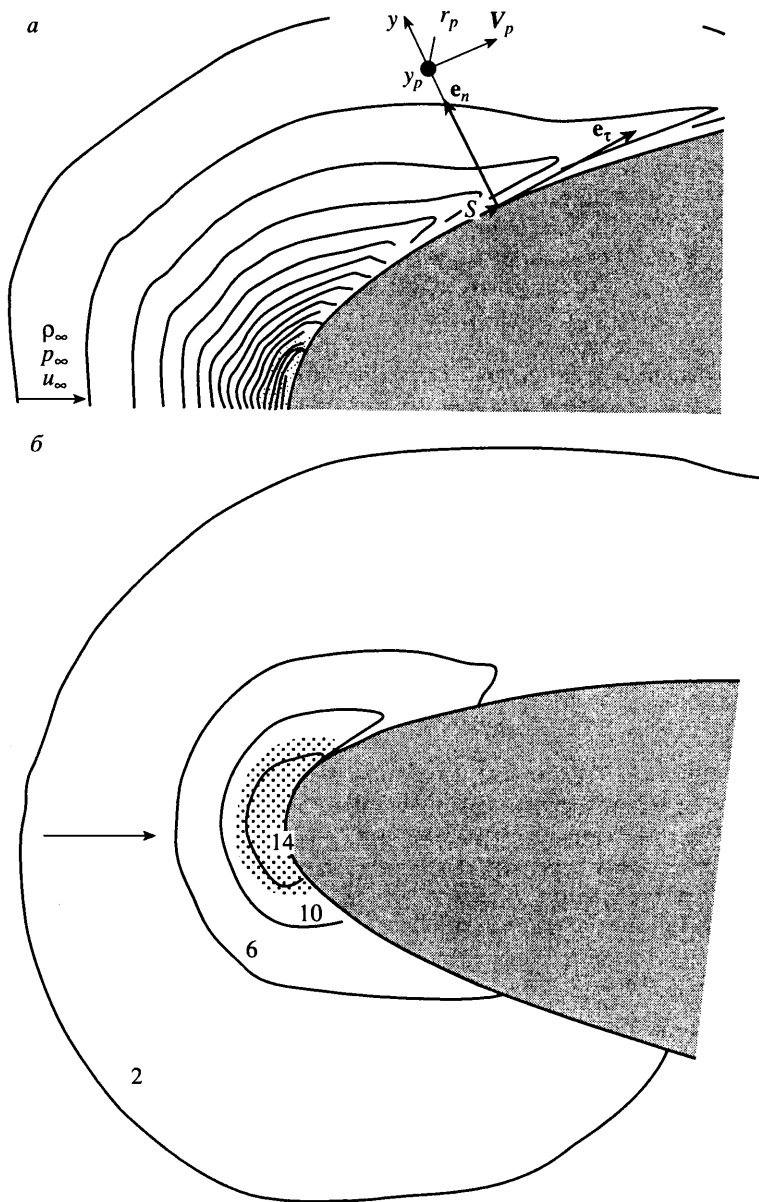
$$\beta = \frac{3}{8} (\rho_\infty / \rho_l) (L / a_p^*), \quad C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} + \frac{4.4}{\text{Re}_p^{1/2}} + 0.42$$

$$\psi = \exp(0.03 \text{We}_p^{3/2}), \quad \text{We}_p = 2r_p \rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p|^2 / \sigma(T_p)$$

$$\zeta = 0.343 \frac{a_p^*}{L} \sqrt{\text{Re}_\infty} r_p \left( \frac{1}{v} \left| \frac{\partial V_\tau}{\partial n} \right| \right)^{1/2}$$

где  $\mathbf{V}_p$ ,  $q_p$ ,  $r_p$  – скорость, заряд, радиус капли,  $m_p = 4\pi r_p^3 / 3$  – ее масса ( $\rho_l$  – плотность воды);  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля. Индексы  $n$  и  $\tau$  обозначают соответственно нормальные и касательные компоненты векторов скорости относительно нормали к поверхности крыла. В правой части уравнения используются характерные масштабы  $a_p^*$  радиуса капли и  $L$  хорды крыла. В дальнейшем будем предполагать, что  $a_p^* = 1$  мкм,  $L = 1$  м.

В уравнении (1.2) разность скоростей в квадратных скобках  $\mathbf{V} - \mathbf{V}_p$  связана с силой аэродинамического сопротивления. Из множества полуэмпирических интерполяций коэффициента сопротивления выбрано вышеприведенное выражение для  $C_D$ , в котором  $\text{Re}_p = 2r_p |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| / \nu$  – число Рейнольдса для частицы радиуса  $r_p$ .



Фиг. 1. Схема обтекания крыла воздухом с инертными каплями и изолинии числа Вебера,  $r_p/L = 10^{-4}$ : а -  $\alpha = 0$ . Изолинии слева направо соответствуют  $We_p = 1, 2, 3, \dots$ ; б -  $\alpha = 5^\circ$ , изолинии  $We_p = 2, 6, 10, 14$

Множитель  $\psi$  в первом слагаемом описывает увеличение силы сопротивления из-за сплющивания капли потоком несущего газа [7],  $We_p$  - число Вебера,  $\sigma(T_p)$  - коэффициент поверхностного натяжения воды при температуре капли  $T_p$ . Радиус капли отнесен к  $a_p^*$ .

Второе слагаемое в квадратных скобках связано с силой Сэфмана (или "подъемной силой"), направленной по нормали к обтекаемой поверхности (вдоль орта  $e_n$ , фиг. 1). Видно, что эта сила существенно зависит от структуры пограничного слоя у обтекаемого тела.

Третье слагаемое – "пристеночная сила" (действующая вблизи поверхности тела) зависит от относительного расстояния капли до поверхности  $\varepsilon_p = r_p/y_p$ :

$$F_w = \frac{9}{16} \varepsilon_p \left(1 + \frac{9}{16} \varepsilon_p\right) F_{at} \mathbf{e}_\tau + \frac{9}{8} \varepsilon_p \left(1 + \frac{9}{8} \varepsilon_p\right) F_{an} \mathbf{e}_n$$

(тангенциальная  $F_{at}$  и нормальная  $F_{an}$  компоненты аэродинамической силы определены выше).

Температура отдельной капли  $T_p$  определяется уравнением ее теплообмена с несущим газом

$$m_p c_l \frac{dT_p}{dt} = 2\pi r_p \text{Nu}_p (T - T_p) \lambda \equiv Q_p \quad (1.3)$$

$$\text{Nu}_p = 2 + \frac{1}{2} \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_p^{1/2}$$

где  $\lambda(T)$  – коэффициент теплопроводности газа,  $c_l(T_p)$  – удельная теплоемкость воды,  $T$  – локальная температура воздуха,  $\text{Nu}_p$  – число Нуссельта,  $\text{Pr}$  – число Прандтля.

Последнее слагаемое в (1.2) описывает силу воздействия на каплю возможного электростатического поля самолета  $\mathbf{E}$ . Здесь  $\varepsilon = e_0 E_* L / m_p u_\infty^2$ , заряд капли  $q_p$  измеряется в единицах элементарного заряда протона  $e_0 = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл, напряженность электростатического поля – в единицах  $E_*$ .

Конечно, такое разбиение суммарной силы на отдельные аддитивные компоненты не имеет строгого обоснования, поскольку выражение для каждой из них получено в своей области параметров. Тем не менее это модельное описание представляется разумным, поскольку два последних слагаемых, полученных для медленных движений частицы относительно несущего газа, "работают" только в погранслое, где капли тормозятся и первое слагаемое (аэродинамическая сила) переходит в вязкую силу Стокса  $\mathbf{F}_{St} = 6\pi\mu r_p (\mathbf{V} - \mathbf{V}_p)$ . Отметим, что аналогичные гипотезы аддитивности сил различной природы принимались и ранее (см., например, [8, 9]).

Следует сказать еще несколько слов о силе Сэфмана. Строго говоря, выражение для нее получено для случая медленного (ползущего) движения шаровой частицы и может быть записано в (размерном) виде

$$\mathbf{F}_{Saf} = 6.46\mu r_p^2 (V_\tau - V_{p\tau}) \left( \left| \frac{1}{v} \frac{\partial V_\tau}{\partial n} \right| \right)^{1/2} \mathbf{e}_n = \xi \mathbf{e}_n (\mathbf{F}_{St} \cdot \mathbf{e}_\tau) \left( \left| \frac{1}{v} \frac{\partial V_\tau}{\partial n} \right| \right)^{1/2}$$

где выделена тангенциальная компонента силы Стокса, а  $\xi = 0.343r_p$ . В настоящей работе она заменена на более общую силу аэродинамического сопротивления (учтена тоже тангенциальная компонента)

$$F_{at} = \mathbf{F}_a \cdot \mathbf{e}_\tau = \frac{1}{2} \rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_p| (V_\tau - V_{p\tau}) \pi r_p^2 \left( \frac{24}{\text{Re}_p} + \dots \right)$$

включающую в себя в качестве частного случая и силу Стокса (при  $C_D = 24/\text{Re}_p$ ). Оправданием такой нестрогой операции является попытка единообразно описать поведение всех капель, не разбивая их на "крупные деформируемые" и "мелкие сферические". Выражение для поправки к силе Сэфмана на конечность числа Рейнольдса частицы можно найти, например, в [10].

В предварительных численных исследованиях [11] было показано, что капли с начальным радиусом  $r_p = 10^{-4}$  м могут быть значительно деформированы, так что их локальное число Вебера уже на некотором расстоянии от крыла может превзойти критическое значение, по достижении которого капля должна разрушиться (в случае статической деформации). Однако для разрушения капли требуется определенное

время, зависящее и от ее вязкости. Между тем наибольший интерес для проблемы обледенения самолета представляют переохлажденные капли [5]. Они могут оставаться жидкими в естественных метеообразованиях до температур порядка  $-40^{\circ}\text{C}$  (в лабораторных условиях была достигнута температура  $-72^{\circ}\text{C}$ ). Как известно, с понижением температуры вязкость воды и ее поверхностное натяжение возрастают.

Вследствие различного искривления траекторий в окрестности обтекаемого элемента конструкции самолета капли различных размеров могут сталкиваться друг с другом, при этом сливаясь или дробясь, что может изменить их массовый спектр и, следовательно, возможность попадания на поверхность. Соответствующий алгоритм оценки площади поверхности смачивания разработан в предыдущих работах [12]. В настоящей работе столкновением капель друг с другом пренебрегается.

С вычислительной точки зрения использование уравнения (1.2) на практике требует многократного интегрирования вдоль траекторий отдельных капель с целью выделения тех из них, которые заканчиваются на поверхности тела. В большинстве работ, посвященных численному моделированию процессов обледенения, используется именно такой подход (но без учета сил, отличных от силы аэродинамического сопротивления). Более того, обычно капля предполагается сферической и недеформируемой, что может приводить к неточностям определения траекторий крупных капель.

Вместо лагранжевых уравнений можно использовать эйлерову модель движения капели, предполагая, что последние образуют сплошную среду (не обладающую собственным давлением)

$$(\nabla \cdot \rho_p \mathbf{V}_p) = 0, \quad [\nabla \cdot \rho_p \mathbf{V}_p \mathbf{V}_p] = \mathbf{F} n_p \quad (1.4)$$

$$(\nabla \cdot \rho_p e_p \mathbf{V}_p) = Q_p n_p$$

Здесь  $\rho_p$  – плотность капельного потока (водность),  $e_p$  – внутренняя удельная энергия капли,  $\mathbf{F}$  – суммарная сила, действующая на каплю,  $n_p = \rho_p / m_p$  – локальная концентрация капель, поток тепла  $Q_p$  определен в (1.3).

Эти уравнения отличаются от использовавшихся ранее наличием в правой части членов, соответствующих упомянутым выше силам и межфазному теплообмену. Характерной особенностью уравнений (1.4) является отсутствие в них членов, ответственных за передачу информации вверх по потоку. Это позволяет строить весьма эффективные методы их решения. Кроме того, преимуществом эйлерова подхода является возможность более быстрого определения потоков жидкости, попадающих на поверхность, в трехмерном случае, когда необходимое число траекторий при использовании лагранжева подхода может оказаться чрезмерно большим.

Остановимся коротко на применявшихся численных методах. Наиболее подходящими для численного моделирования процессов обледенения являются методы, позволяющие быстро определять поля течений несущего газа и потоки жидких частиц. При использовании описанной выше физической модели требуется, кроме того, достаточная точность описания пристеночных течений. Исходя из этих соображений, использовались схемы высокого порядка точности, позволяющие "экономить" время вычислений за счет сравнительно грубых сеток вдали от тела и в то же время получать параметры потока с достаточной точностью. Эти схемы основаны на компактных противопотоковых аппроксимациях пятого [13] и третьего [14] порядков точности. Ввиду того что рассматривались профили крыльев, не искаженные образовавшимся на них льдом, применялись структурированные сетки типа "С" со сгущением узлов в области пограничных слоев.

Эти алгоритмы, дополненные высокоточным методом для неструктурированных сеток, позволят исследовать движение воздуха и капель также в мелкомасштабных впадинах рельефа на следующем этапе – при изучении течения водяной пленки и замерзания льда.

При численном моделировании динамики смеси воздуха с каплями применены как лагранжевы, так и эйлеровы подходы. В случае использования уравнения (1.2) для

определения траекторий применялся метод Эйлера с пересчетом с начальными данными в различных точках "стартового" сечения, перпендикулярного набегающему потоку.

При использовании эйлера подхода решение системы уравнений (1.4) осуществлялось при помощи специально разработанного "маршевого" метода, позволяющего последовательно строить решения в сечениях, перпендикулярных направлению невозмущенного течения, продвигаясь вниз по потоку. При этом в поперечном направлении использовались аппроксимации второго порядка точности.

Как в самом начале, когда первые капли попадают на элементы конструкции летательного аппарата, так и в течение всего процесса обледенения, сопровождающегося изменением геометрии этого элемента, важнейшими характеристиками являются распределение плотности потока массы по обтекаемой поверхности или ее относительная величина  $C_e = \rho_p V_{pn} / \rho_{p\infty} u_{\infty}$ , часто называемая "коэффициентом

захвата", и полный массовый поток на эту поверхность  $W = \int_{S^-}^{S^+} C_e dS$ . Здесь  $S^{\pm}$  –

предельные значения координаты поверхности элемента конструкции, смачиваемой каплями, ударяющимися с нормальной скоростью  $V_{pn}$ . Распределение  $C_e(S)$  получалось либо на основе расчета траекторий капель, попадающих на поверхность, либо путем обработки решения уравнений (1.4). Сравнение результатов, полученных на основе лагранжева и эйлера подходов, показало, что они весьма близки друг к другу.

**2. Результаты расчетов.** Тестовые расчеты выполнены для профиля NACA 0012 в ламинарном потоке при углах атаки  $\alpha = 0-5^\circ$ . Теплофизические характеристики воды (капель) получались экстраполяцией справочных данных в область переохлажденного состояния.

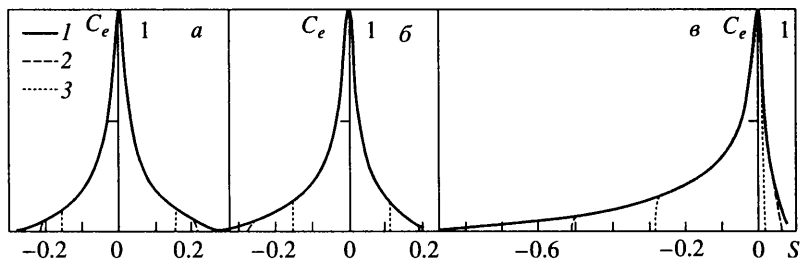
Рассматриваемая проблема многопараметрическая. Безразмерные уравнения, приведенные выше, содержат такие параметры, как  $\beta$ ,  $a_p^* / L$ ,  $\epsilon$ ,  $Re_{\infty}$ . Кроме того, решение задачи зависит от угла атаки  $\alpha$ , от коэффициентов переноса водяного пара и воздуха, зависящих от температуры  $T_{\infty}$ . В настоящей работе расчеты ограничены лишь характерным набором значений определяющих параметров из многопараметрического пространства.

Приняты следующие значения определяющих параметров: длина  $L = 1$  м (использовалась для обезразмеривания координат и размеров частиц); скорость полета  $u_{\infty} = 100$  м/с (использовалась для обезразмеривания компонент скоростей воздуха и капель); плотность и кинематическая вязкость воздуха  $\rho_{\infty} = 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu_{\infty} = 1.5 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с; водность  $\rho_{p\infty} = 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>; температура  $T_{\infty} = 233$  К.

Для принятого набора параметров безразмерные критерии, входящие в уравнения динамики капли, принимают следующие значения:  $\beta = 375$ ,  $(a_p^* / L) \sqrt{Re_{\infty}} = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\epsilon = 1.2 \cdot 10^{-2} / \pi$ ,  $Re_{\infty} \approx 7 \cdot 10^6$ . Видно, что на основном масштабе определяющую роль играет сила аэродинамического сопротивления. Сила Сэфмана может быть существенной только в погранслое, электрическая сила существенна в областях большой напряженности поля  $E$  (например, у острых выступов, которые могут образоваться в результате обледенения).

Ниже иллюстрируются результаты численных исследований траекторий капель вблизи профиля крыла и распределения плотности потока их массы по поверхности (или координате  $S$ ). Положительные значения  $S$  соответствуют верхней части крыла, отрицательные – нижней.

Рассмотрим случай нулевого угла атаки. Из фиг. 1а, где приведены изолинии числа Вебера, видно, что для достаточно крупной капли (с начальным радиусом  $r_p = 10^{-4}$  м) число  $We_p$  достигает значительной величины, превосходящей экспериментально найденное критическое значение  $\sim 10-20$ . Этот факт, однако, не означает немедленного разрушения капли – для этого должно пройти определенное время,



Фиг. 2. Распределение плотности потока массы капель по поверхности крыла при различных углах атаки:  $\alpha = 0$  (а),  $1^\circ$  (б),  $5^\circ$  (в). Кривые 1 – традиционный подход, 2 – с учетом силы Сэфмана в погранслое, 3 – с учетом деформации капли и силы Сэфмана

быть может, сравнимое со временем достижения ею поверхности летательного аппарата.

На фиг. 1б представлены изолинии числа  $We_p$  при  $\alpha = 5^\circ$ ; как и в случае  $\alpha = 0$ , они сгущаются около поверхности. Можно отметить, что область значений  $We_p$ , близких к критическому, простирается на несколько большие расстояния вдоль наветренной стороны профиля, чем вдоль подветренной стороны.

В результате проведения расчетов выяснено, что температура капель различного начального радиуса изменяется в пределах одного градуса. Поэтому в большинстве исследований термодинамика капель перед крылом не рассматривается. Тем не менее в отдельных случаях даже это небольшое изменение может оказаться существенным, если система воздух – водяной пар – капли находится вблизи точки Вильсона, по достижении которой начинается бурный массообмен. (Такая чувствительность связана с экспоненциальной зависимостью насыщающих паров от температуры.)

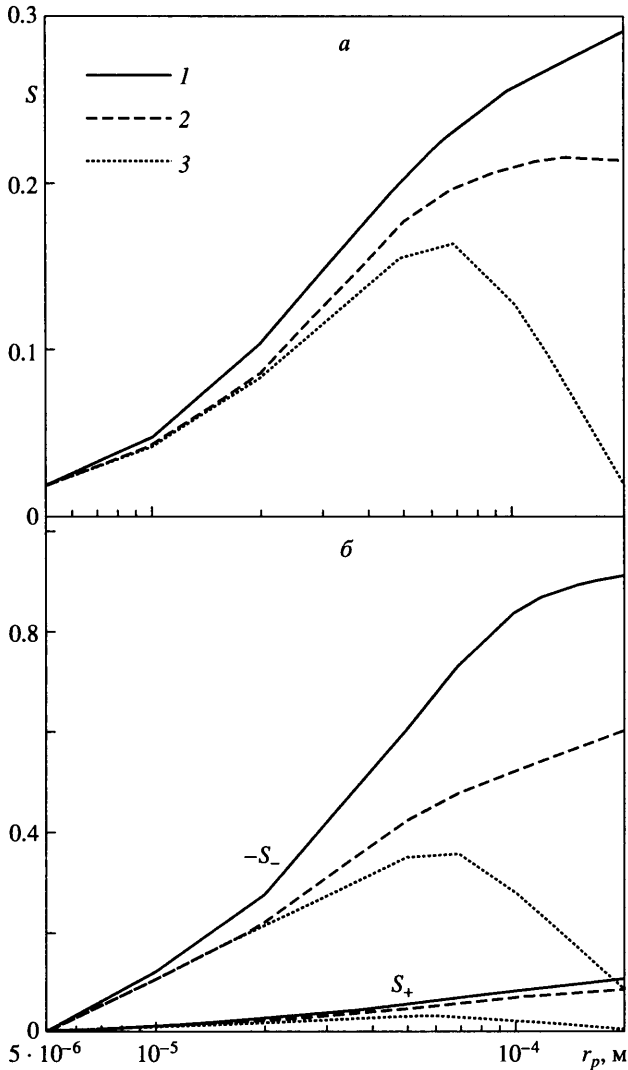
На фиг. 2 представлены результаты расчетов, иллюстрирующие влияние силы Сэфмана и сплющивания капель (факторов, которые ранее не учитывались в стандартных программах для расчета обледенения) на коэффициент  $C_e$ . Нулевые значения этого параметра характеризуют границы области смачивания. Заметим, что графики функций  $C_e(S)$  не пересекают линию  $C_e = 0$  ввиду сложности точного определения точек на профиле  $S_*^\pm$ , таких что при  $S \rightarrow S_*^\pm$  поверхность оказывается сухой; поэтому значение  $S_*^\pm$  можно определить в результате экстраполяции кривых  $C_e(S)$ .

Из фиг. 2 следует, что с увеличением угла атаки (от  $\alpha = 0$  до  $5^\circ$ ), естественно, возрастает асимметрия плотности потока массы. Кроме того, хорошо видно, что учет "подъемной" силы Сэфмана приводит к существенному уменьшению смачиваемой поверхности крыла (штриховые кривые); деформация капли еще более усиливает этот эффект (точечные кривые).

Зависимость размеров смачиваемой поверхности от радиуса капли представлена на фиг. 3 для  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$ . На фиг. 3а видно, что учет всех компонент силы, действующей на каплю, приводит к немонотонной зависимости границ смачивания  $S_*^\pm$  от радиуса капли: при определенном значении последнего достигается максимум, а при дальнейшем росте – уменьшение площади смачиваемой области.

На фиг. 3б индексы "+" и "-" отмечают ординаты графиков  $S_*^\pm(r_p)$  для подветренной и наветренной частей профиля. Интересно отметить, что не попадать на поверхность могут как маленькие капли, траектории которых близки к линиям тока воздуха, так и крупные капли, "отгалкиваемые" от поверхности силой Сэфмана.

В этой связи упомянем работу [3], в которой приведено сравнение экспериментальных (наземных) исследований поверхности смачивания входа модели воздухозаборника самолета с результатами расчетов при помощи численных кодов VSAERO



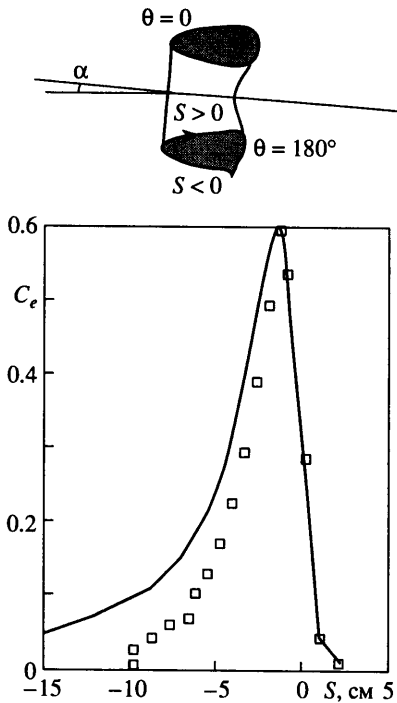
Фиг. 3. Влияние силы Сэфмана и деформации капель на максимум величины координаты границы смачиваемой области от радиуса капли при  $\alpha = 0$  (а) и  $5^\circ$  (б). Кривые 1–3 – см. фиг. 2

и LEWICE3D, которые не учитывают влияния погранслоя и деформации капли на ее траекторию. Типичная картина показана на фиг. 4. Хорошо видно, что игнорирование учтенных в настоящей работе факторов приводит к заметному завышению площади смачиваемой поверхности.

При наличии у самолета собственного электростатического поля траектории капель могут измениться. Это влияние должно проявляться и для электрически нейтральных капель вследствие их деформации, поляризации и последующего втягивания в область большей напряженности пространственно неоднородного поля. Эффект особенно значителен, если капли сами несут электрический заряд. На основе литературных данных, здесь использовались следующие численные значения  $q_p$  для облачных капель (в единицах  $e_0 = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл):

$r_p, \text{ мкм}$	1	10	100	1000
$q_p$	$10^2$	$10^5$	$10^8$	$10^9$





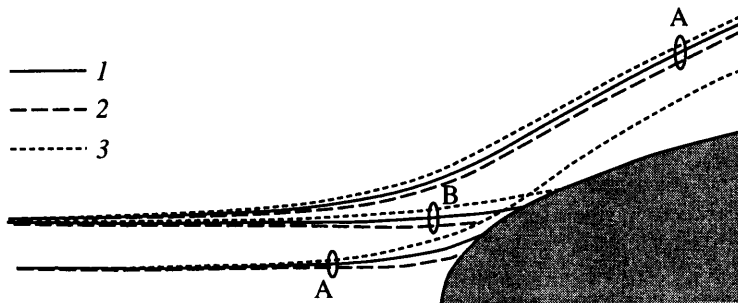
Фиг. 4. Сравнение экспериментальных и расчетно-теоретических результатов [3] для поверхности модели воздухозаборника самолета Боинг 737-300. Точки – эксперимент в аэродинамической трубе (расход 10.4 кг/с,  $\alpha = 15^\circ$ ; азимут сечения  $\theta = 135^\circ$  от вертикали; средний диаметр каплей 20.36 мкм, скорость потока 75 м/с, статические температура и давление  $7^\circ \text{C}$  и 9584 Па); кривая – расчет [3]

Фиг. 5 иллюстрирует влияние электрического заряда на траекторию каплей двух различных радиусов (показана только верхняя часть крыла). Капли несут одинаковые по модулю, но разные по знаку заряды. Напряженность электростатического поля крыла задавалась выражением  $E = E_*R/r$ , значение  $E_* = 1 \text{ МэВ/м}$  принималось порядка (но меньше) пробойного для сухого воздуха.

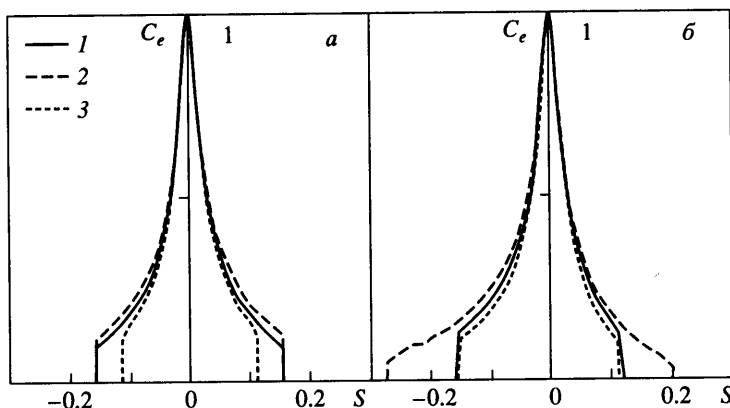
На фиг. 6 отражено влияние электрического заряда каплей на плотность потока воды на поверхности заряженного крыла под нулевым углом атаки (а) и  $\alpha = 1^\circ$  (б), когда уже становится существенной асимметрия распределения  $C_e(S)$  относительно критической линии. В расчетах одновременно учитывались сила Сэффмана и деформация каплей под действием аэродинамического сопротивления. Отметим, что наличие электростатического поля приводит к дополнительному "расслоению" траекторий частиц, несущих заряды противоположного знака, и, следовательно, может увеличить вероятность их столкновений между собой до попадания на обтекаемое тело.

**Заключение.** Обнаружен эффект немонотонной зависимости протяженности смачиваемой поверхности от размера каплей. Этот эффект проявляется только для "крупных" каплей как следствие их деформации. Это объясняет, почему проведенные ранее исследования других авторов для случая "мелких" каплей давали правильные результаты. Вследствие сильного уменьшения коэффициента захвата с ростом радиуса крупных каплей обнаруженный эффект может заметно влиять на процесс обледенения, так как, несмотря на небольшое количество таких каплей, масса каждой из них значительна.

Показана важная роль силы Сэффмана и электростатических сил (при наличии электрического поля у обтекаемого тела и зарядов у каплей). Роль "пристеночной"



Фиг. 5. Влияние знака и величины электрического заряда каплей и их траектории при  $\alpha = 0$ : А –  $r_p = 10^{-5}$ , В –  $10^{-4}$ . Кривые 1 – нейтральная капля, 2 – капля несет заряд, противоположный заряду крыла, 3 – знаки зарядов капли и крыла совпадают



Фиг. 6. Влияние знака и величины электрического заряда каплей на распределение плотности потока их массы по поверхности заряженного крыла,  $r_p = 10^{-4}$ : а – при  $\alpha = 0$ , б – при  $\alpha = 1^\circ$ . Обозначения кривых см. на фиг. 5

силы, связанной с эффектом "мнимого изображения" капли, может быть признана пренебрежимо малой.

Указанные эффекты тесно связаны с наличием вязкого пограничного слоя. Его игнорирование может привести к значительному расхождению численных и экспериментальных результатов, ранее обнаруженному зарубежными исследователями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 02-01-00436).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Böttger R. Untersuchungen über die Eignung von Scheibe und Kegel zur Messung des Eisbelagesmittel des Aerodynamischen Widerstandes. Berlin: 1935. IZWB FB NO. 462. 12 S.
2. Thomas S.K., Cassoni R.P., MacArthur C.D. Aircraft anti-icing and de-icing techniques and modeling // J. Aircraft. 1996. V. 33. № 5. P. 841–854.
3. Bidwell C.S. Collection efficiency and ice accretion calculations for a Boeing 737–300 inlet // SAE/AIAA Paper, 96-5570. 1996. 21 p.
4. Birch S. Simulating aircraft icing // Aerospace Eng. 1999. V. 19. Oct. P. 19, 20.
5. Ryerson C.C., Koenig G.G., Reehorst A.L. et al. Advancing icing detection // Aerospace Eng. 2000. V. 20. Nov. P. 22–24.

6. *Osiptsov A.N.* Mathematical modeling of dusty-gas boundary layers // *Appl. Mech. Rev.* 1997. V. 50. № 6. P. 357–370.
7. *Раушенбах Б.В., Белый С.А., Беспалов И.В. и др.* Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964. 526 с.
8. *Циркунов Ю.М.* Влияние вязкого пограничного слоя на осаждение частиц при обтекании сферы газозвесью // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1982. № 1. С. 59–66.
9. *Биркгоф Г.* Гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 244 с.
10. *Mei R.* An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1992. V. 18. № 1. P. 145–147.
11. *Стасенко А.Л., Толстых А.И., Широбоков Д.А.* К моделированию оледенения самолета: динамика капель и поверхность смачивания // *Мат. моделирование.* 2001. Т. 13. № 6. С. 81–86.
12. *Stasenko A.L., Vyshinsky V.V.* Aircraft vortex wake – environmental and flight safety aspects of the problem // *SAE/AIAA Paper*, 1998. № 98–5590. 12 p.
13. *Толстых А.И.* Об одном классе нецентрированных компактных разностных схем пятого порядка, основанных на аппроксимациях Падэ // *Докл. АН СССР.* 1991. Т. 319. № 1. С. 72–77.
14. *Толстых А.И.* Компактные разностные схемы и их применение в задачах аэрогидродинамики. М.: Наука, 1990. 230 с.

Москва

E-mail: [tol@ccas.ru](mailto:tol@ccas.ru)

[stasenko@serpantin.ru](mailto:stasenko@serpantin.ru)

Поступила в редакцию  
19.VI.2001