

УДК 532.62

DOI: 10.63430/TIA2025020012

Определение границы существования пленки на обдуваемой воздухом поверхности в приложении к проблеме обледенения крыла

А.В. Кашеваров, А.Л. Стасенко

*Центральный аэрогидродинамический институт
им. проф. Н.Е. Жуковского, Жуковский*

E-mail: a.v.kash@yandex.ru

В рамках теории смазки проведены численные исследования движения тонкой пленки по поверхности крыла. Пленка создается налетающими на крыло каплями воды и движется под действием внешнего воздушного потока. Рассмотрена модельная задача об одномерном движении пленки при наличии тормозящего продольного напряжения, вызванного расклинивающим давлением. Для определения толщины пленки получено кубическое уравнение. Если краевой угол смачивания превышает некоторое критическое значение, то решение этого уравнения теряет физический смысл (толщина пленки становится отрицательной) на некотором расстоянии от передней критической точки. Это означает, что допущение об одномерном движении далее не выполняется. Максимальную координату существования одномерного решения можно приближенно считать началом распада пленки на ручейки. В статье также выполнено сравнение теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: пленка, распад на ручейки, профиль NACA0012, расклинивающее давление.

Введение

Одной из нерешенных проблем авиации является обледенение летательного аппарата в воздушно-капельных облаках. О неослабевающем интересе к теоретическому и экспериментальному исследованию этой проблемы свидетельствуют и недавние публикации [1, 2]. При слабо отрицательной температуре атмосферы обледенение крыла летательного аппарата происходит с образованием пленки воды, поскольку переохлажденные капли облаков не полностью замерзают при ударе о поверхность. Тем более пленка возникает при наличии тепловой защиты передней кромки крыла. Перемещаясь под действием аэродинамических сил к задней кромке, пленка замерзает и образует ледяной барьер на поверхности (runback ice). Для численного моделирования обледенения при таких условиях можно использовать уравнения тонкой пленки, получаемые в рамках теории смазки, описанные, например, в [3].

Линия контакта фронта пленки с поверхностью, как правило, оказывается неустойчивой. При своем движении некоторые части фронта распространяются быстрее и выдаются вперед, в то время как части, расположенные между ними, тормозятся. В результате

сплошность фронта нарушается и образуется система ручейков, разделенных сухими промежутками, свободными от жидкости.

Детально процесс образования ручейков в эксперименте на модели крыла с профилем NASA0012 изучался в работах [4, 5]. Хотя исследования проводились при комнатной температуре (20 °C), они были мотивированы именно проблемой обледенения. Кроме координат начала разрыва пленки, здесь были также представлены распределения по длине хорды профиля измеренной толщины пленки и возникающих ручейков. Эти данные позволяют провести верификацию расчетно-теоретической модели [3].

При возникновении ручейков теория сплошной пленки пригодна для численного исследования обледенения лишь части поверхности. В работе [6] был предложен критерий минимальной полной энергии (МПЭ), предсказывающий распад пленки, когда ее толщина становится меньше некоторой критической величины. МПЭ определяется в результате минимизации полной энергии жидкости (суммы кинетической энергии и энергии поверхностного натяжения). Дальнейшее развитие этот подход получил в работах [7, 8]. На его основе также можно определить высоту и ширину ручейка в месте распада пленки. Правильность критерия МПЭ была подтверждена в исследовании [8] для случая движения пленки по вертикальной поверхности.

В работе [9] был применен подход МПЭ в приложении к проблеме обледенения для условий эксперимента [10] в аэрохолодильной трубе на модели крыла с профилем NASA0012. Однако в этом случае критерий МПЭ предсказывал начало распада пленки на расстоянии свыше двух раз большем, чем зафиксировано в эксперименте. В расчетно-теоретической работе [11], моделирующей течение и распад пленки в условиях экспериментов [4, 5], все происходило наоборот. Согласно критерию МПЭ, распад пленки должен был начинаться недалеко от передней критической линии крыла, в зоне орошения поверхности каплями, а в эксперименте распад происходил значительно дальше. В [12] было найдено, что измеренная в экспериментах [4, 5] толщина пленки существенно ниже критического значения, который дает критерий МПЭ, так что непрерывная пленка вообще не должна была существовать.

Исследования [9, 11, 12] свидетельствуют о непригодности критерия МПЭ для определения начала разрыва пленки и образования ручейков в проблеме обледенения крыла. Вероятно, это связано с тем, что кинетическая энергия пленки в этом случае пренебрежимо мала по сравнению с энергией ее поверхностного натяжения во всей области распространения пленки. Так, на передней критической линии кинетическая энергия вообще равна нулю. Таким образом, вопрос о критерии распада пленки на ручейки в проблеме обледенения остается открытым.

Существует множество расчетно-теоретических работ, посвященных исследованию устойчивости течения пленки. В большинстве из них рассматривается движение пленки по наклонной поверхности под действием силы тяжести. Несколько таких работ обсуждалось в исследовании [12]. В [13] был изучен общий случай, в котором учитывался также обдув пленки воздушным потоком, вызывающим сдвиговое напряжение на ее поверхности. Рассмотрено нестационарное двумерное движение пленки по плоскости и получено уравнение, описывающее пространственно-временную эволюцию толщины слоя жидкости.

В работе [3] была предложена стационарная одномерная модель тонкой пленки, текущей в ламинарном режиме по искривленной поверхности под действием аэродинамических сил. Поскольку распад пленки на ручейки представляет собой процесс, развивающийся во времени [4, 5], в настоящей работе модель [3] обобщена на нестационарный случай.

Нестационарная модель движения пленки

Отметим, что модель [3] использует стационарные уравнения пограничного слоя, осредненные по толщине пленки. Динамика и термодинамика охлаждающейся и отвердевающей пленки описываются системой, включающей в себя уравнения неразрывности, импульса и энергии пленки.

Для распространения модели [3] на нестационарный случай необходимо модифицировать лишь уравнение неразрывности несжимаемой жидкости. При интегрировании его по толщине пленки h следует учесть, что

$$\int_0^h \frac{\partial v}{\partial y} dy = v(h) - v(0),$$

где v — скорость жидкости в пленке в поперечном направлении. Из условия непротекания имеем: $v(0) = 0$, а поперечная скорость на поверхности пленки связана с изменением ее толщины следующим образом: $v(h) = \partial h / \partial t$. В результате получаем уравнение:

$$\partial h / \partial t + \partial G / \partial s = \dot{m}_{\text{imp}} / \rho. \quad (1)$$

Здесь $G = h\langle u \rangle$ — погонный объемный расход жидкости в пленке в расчете на единицу ее ширины, $\langle u \rangle$ — средняя скорость продольного движения пленки, s — криволинейная координата вдоль поверхности тела, отсчитываемая от передней линии растекания пленки. Член в правой части описывает увеличение расхода за счет прибывающих в пленку капель, где $\dot{m}_{\text{imp}} = \text{LWC} \cdot U_p$ — плотность потока массы капель (LWC, Liquid Water Content — массовая концентрация воды в виде капель в воздушном потоке, U_p — нормальная составляющая скорости падения капель на поверхность), ρ — плотность воды.

Поскольку развитую теоретическую модель планируется использовать для расчета параметров пленки в условиях экспериментов [4, 5], проводившихся при комнатной температуре, то присутствовавшие ранее в [3] члены в правой части уравнения (1), связанные с замерзанием и испарением пленки, опущены. В частности, испарением можно пренебречь в предположении насыщенной влагой окружающей среды. Уравнение энергии также оказывается отброшено.

При достижении установившегося режима, когда толщина пленки уже не зависит от времени, уравнение (1) принимает вид:

$$dG / ds = \dot{m}_{\text{imp}} / \rho. \quad (2)$$

Уравнение продольного импульса жидкости в пленке, по сути, не отличается от приведенного в работе [3], но может быть переписано в виде связи между продольными напряжениями:

$$0 = \tau_p + \tau_a - \tau_s + \tau_{\text{imp}}, \quad (3)$$

$$\tau_p = -hdp/ds, \quad \tau_a = \mu du/dy|_{y=h}, \quad \tau_s = \mu du/dy|_{y=0}, \quad \tau_{\text{imp}} = \dot{m}_{\text{imp}} V_p.$$

Ноль в левой части объясняется пренебрежением инерционными членами в виду медленного течения пленки. Здесь τ_a и τ_s — касательные напряжения на верхней (при контакте с воздушным потоком) и нижней (при контакте с поверхностью) границах пленки, μ — вязкость жидкости, τ_p — напряжение, связанное с градиентом давления p в пленке, τ_{imp} — напряжение, обусловленное передачей продольного импульса капель, V_p — касательная к поверхности составляющая скорости налетающих на тело капель.

Как показали предыдущие исследования [3], вкладом силы тяжести в уравнение импульсов можно пренебречь.

В [3] считалось, что давление в пленке не отличается от давления в потоке воздуха. На самом деле под искривленной поверхностью жидкости возникает дополнительное лапласовское давление p_σ , пропорциональное кривизне. В одномерной постановке оно имеет вид:

$$p_\sigma = -\sigma h'' / (1 + h'^2)^{3/2},$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения воды, штрихом обозначена производная по координате s .

Обычно при численном моделировании движения пленки или отдельной капли в рамках теории смазки используют упрощенное выражение, которое в двумерном случае принимает вид: $p_\sigma = -\sigma \nabla^2 h$ (приближение малого наклона) (см., например, [12–15]). Очевидно, что это приближение ($\partial h / \partial s \ll 1$) не выполняется на контактной линии, если наступающий угол смачивания θ_a не слишком мал, так как на ней

$$\partial h / \partial s = -\operatorname{tg} \theta_a. \quad (4)$$

Другой причиной отличия давления в пленке от давления окружающей среды является так называемое расклинивающее давление Π , обусловленное, в частности, дальнедействующими силами взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела. Расклинивающее давление проявляет себя лишь для пленок субмикронной толщины — порядка 100 нм и меньше. Однако, как отмечалось в работе [16], более толстая пленка истончается вблизи контактной линии и влияние расклинивающего давления здесь может быть существенным.

Для описания расклинивающего давления существует несколько различных моделей. Часто используют следующее выражение [13, 15, 17]:

$$\Pi = B \left[(h_* / h)^n - (h_* / h)^m \right], \quad (5)$$

здесь B , n и m — константы, причем $n > m > 1$, h_* — толщина пленки-предшественника (так называется слой жидкости субмикронной толщины, расположенный перед контактной линией движущейся пленки или капли [17, 18]). Константа B описывается формулой:

$$B = \frac{(n-1)(m-1)}{h_*(n-m)} \sigma (1 - \cos \theta_e),$$

где θ_e — равновесный угол смачивания, т.е. соответствующий неподвижной жидкости. Обычно константы n и m имеют значения $n = 3$, $m = 2$ [13].

Таким образом, давление в пленке определяется как

$$p = p_a + p_\sigma - \Pi, \quad (6)$$

где p_a — давление в воздушном потоке.

Если жидкость полностью смачивает поверхность ($\theta_e = 0$), то $B = 0$ и расклинивающее давление исчезает. Очевидно, что при $\theta_e = 0$ исчезает и давление p_σ , по крайней мере, вблизи контактной линии. Таким образом, предыдущие численные исследования [3] распространения пленки в стационарном режиме без учета дополнительного вклада

в давление фактически проведены для случая полного смачивания. Отметим, что для «толстых» пленок расклинивающее давление проявляет себя лишь в процессе продвижения фронта пленки до тех пор, пока не происходит сход жидкости с обтекаемого тела.

Численные исследования

С целью верификации модели [3] были выполнены численные исследования данной стационарной модели для условий экспериментов [4, 5], в которых оптическим методом измерялась толщина пленки.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе в диапазоне скорости набегающего воздушного потока U_∞ от 10 до 30 м/с, содержащего капли воды диаметром 10–50 мкм. Содержание жидкой воды LWC в потоке изменялось от 21 г/м³ при $U_\infty = 10$ м/с до 7 г/м³ при $U_\infty = 30$ м/с. Пленка создавалась на макете крыла, имеющего профиль NACA0012 с длиной хорды 101 мм. При этом обтекание профиля, которое выполнялось при нулевом угле атаки, можно считать ламинарным.

Ввиду малой толщины пленки и медленной скорости ее движения, зависимость напряжения трения $\tau_a(s)$ на верхней границе пленки рассчитывалась в рамках теории ламинарного пограничного слоя на сухом профиле. Продольная скорость внешнего потенциального течения воздуха на границе пограничного слоя, связанная с давлением в потоке, отыскивалась на основе приближенного метода конформных отображений. Для найденного скоростного поля в рамках подхода Лагранжа вычислялись траектории капель и определялись плотности потоков их массы и импульса на профиль. Диаметр капель был принят равным 30 мкм.

Затем численно решалась задача Коши для уравнения (2). Начальным условием являлось $G(0) = 0$. Использовалась неявная разностная схема первого порядка точности. Как и ранее, в пленке задавался параболический профиль для продольной компоненты скорости жидкости, которая движется без проскальзывания:

$$u = \frac{\tau_s}{\mu} y + \frac{\tau_a - \tau_s}{\mu} \frac{y^2}{2h}.$$

Отсюда для средней по толщине пленки скорости имеем:

$$\langle u \rangle = \frac{h}{3\mu} \left(\tau_s + \frac{\tau_a}{2} \right). \quad (7)$$

Величина τ_s находилась из уравнения (3), а вкладом давлений p_σ и Π в общее давление (6) пренебрегалось. Умножив (7) на h , получим связь между расходом G и толщиной пленки h в виде кубического уравнения по h , в котором G является свободным членом:

$$-h^3 \partial p_a / \partial s / (3\mu) + h^2 \left[\tau_a / (2\mu) + \tau_{\text{imp}} / (3\mu) \right] - G = 0. \quad (8)$$

Решение этого уравнения находилось по формулам Кардано.

На рис. 1 приведено сравнение рассчитанных распределений толщины пленки по обводу профиля с измеренными значениями из работ [4, 5] при различных скоростях потока. Экспериментальные точки были получены при достижении стационарного режима эволюции жидкости по поверхности крыла, когда образовавшиеся после распада пленки ручейки сходят с его задней кромки. Штриховые линии отмечают найденные в эксперименте координаты разрыва пленки на ручейки. Вероятно, точную координату распада пленки в эксперименте было определить затруднительно. Так, тонкие штриховые линии отмечают эту координату по данным [4], а более толстые — по данным [5].

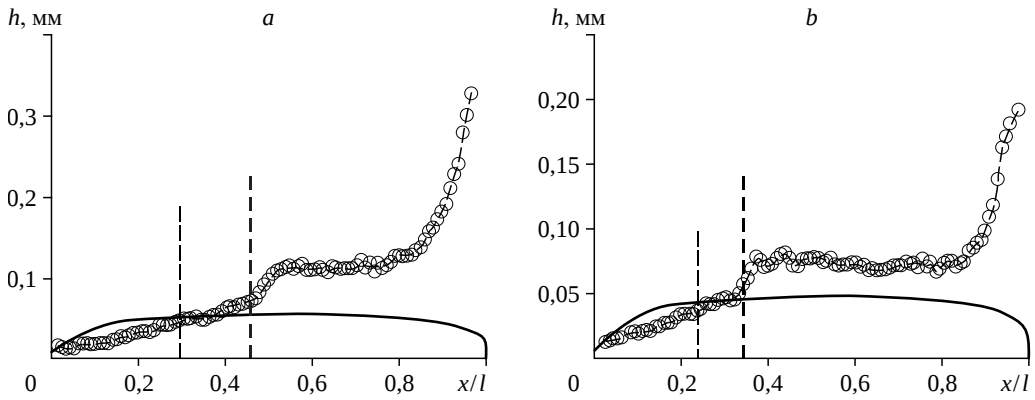


Рис. 1. Распределения толщины пленки по безразмерной хордовой координате профиля x/l при скоростях набегающего потока $U_\infty = 15$ (a) и 20 (b) м/с.

Сплошные линии — результаты расчета, символы — экспериментальные данные [4, 5]; штриховые линии разделяют области непрерывной пленки и ручейков: тонкие линии — данные работы [4], толстые — [5].

Согласование численных результатов с экспериментальными данными (слева от штриховой линии) можно считать удовлетворительным. Пренебрежение давлениями Π и p_σ оправдано, поскольку имел место сход жидкости с задней кромки, а кривизна поверхности пленки была мала.

Далее проводились расчеты эволюции пленки при нестационарном подходе (также без учета лапласовского и расклинивающего давлений в предположении полного смачивания поверхности). Для вычисления толщины пленки использовалось уравнение (1). Начальным условием для его численного интегрирования являлось равенство $h(s) = 0$ (следовательно, и $G = 0$). Шаг интегрирования по времени составлял приблизительно 4 мкс. Затем по полученным значениям h на каждом временном шаге определялся расход G на основе формулы (8).

На рис. 2 приведены для сравнения численные результаты нестационарного и стационарного подходов. На рис. 2a показаны зависимости погонного массового расхода жидкости в пленке ρG (на метр ширины пленки) в случае $U_\infty = 10$ м/с. Отличие результатов двух подходов заметно лишь на начальном этапе эволюции пленки. После выхода фронта пленки из зоны орошения профиля каплями ($x/l > 0,08$) расход не изменяется. На рис. 2b приведены распределения толщины пленки в различные моменты времени. Видно, что фронт пленки после его выхода из зоны орошения становится прямолинейным в представленном масштабе графиков. Зависимости, полученные при стационарном подходе, фактически огибают нестационарные кривые.

При стационарном подходе, использованном в работе [3], переменная s играла роль времени, а само время t_* , за которое фронт пленки продвигался до некоторой координаты s_* , находилось как

$$t_* = \int_0^{s_*} ds / \langle u \rangle.$$

Вычисления показали, что стационарный подход с таким определением времени несколько занижает скорость распространения фронта. Так, для достижения фронтом координаты, соответствующей прямому участку кривой 3 (рис. 2a), требуется не 0,6 с, как дает нестационарная теория, а 1 с. Координата прямого участка кривой 9 достигается не через 6 с, а через 6,7 с.

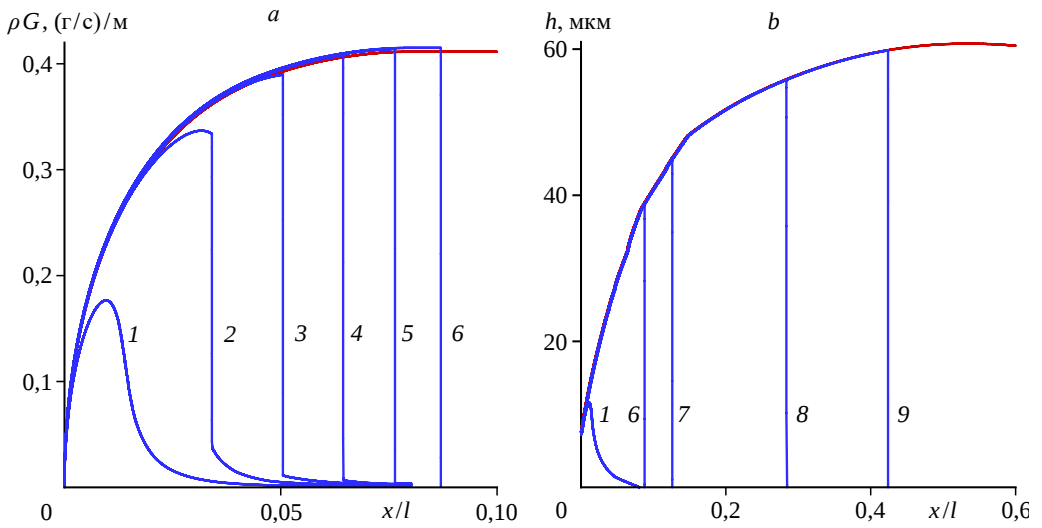


Рис. 2. Сравнение численных результатов при нестационарном и стационарном подходах для $U_\infty = 10$ м/с.

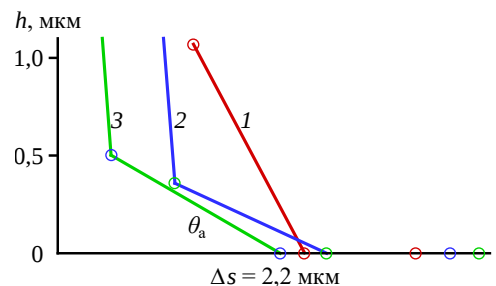
a — распределения погонного массового расхода жидкости в пленке в различные моменты времени t ,
 b — распределения толщины пленки; кривые 1–6: $t = 0,1$ (1), 0,2 (2), 0,3 (3), 0,4 (4), 0,5 (5), 0,6 (6) с,
 7 — $t = 1$ с, 8 — $t = 3$ с, 9 — 5 с; огибающие кривые — стационарный подход.

Представляет интерес форма пленки вблизи контактной линии. Действительно ли, что получаемый при расчете краевой угол натекания совпадает с изначально поставленным условием — $\theta_a = 0$? Ответ на этот вопрос неоднозначен (рис. 3). С математической точки зрения это условие выполняется, так как координаты h расчетных точек (правые пары) каждой ломаной линии отличны от нуля. Однако если говорить о реальном угле смачивания, который можно наблюдать под микроскопом, то расчеты предсказывают его конечную величину, изменяющуюся со временем продвижения пленки. Так, при $t = 1$ с имеем $\theta_a \approx 62^\circ$, при $t = 3$ с — $\theta_a \approx 25^\circ$, наконец, при $t = 5$ с угол $\theta_a \approx 30^\circ$.

Известно [19], что приближенные решения, получаемые в рамках теории смазки, недействительны вблизи контактной линии. Причиной этого является наличие сингулярности на контактной линии. В [20] вообще утверждается, что применение теории смазки всегда дает краевой угол смачивания в 90° . Это не подтверждается приведенными выше результатами.

Для получения подробной картины поведения толщины пленки вблизи контактной линии авторами [13] было выдвинуто условие малости шага расчетной сетки. Шаг по продольной координате должен быть порядка или меньше толщины пленки-предшественника h_* . Согласно [15], различные эксперименты дают значения h_* в диапазоне 1 – 100 нм. Специфика приближенного метода конформных отображений привела

Рис. 3. Форма пленки вблизи контактной линии в различные моменты времени.
 1 — $t = 1$ с, 2 — $t = 3$ с, 3 — $t = 5$ с;
 кружки — расчетные точки.



к тому, что шаг интегрирования по s оказался переменным и составлял от 0,14 мкм вблизи передней кромки профиля до 0,88 мкм в его средней части, что существенно больше необходимого шага интегрирования.

Торможение пленки под действием продольного напряжения

С учетом необходимости решения двумерной задачи с малым шагом интегрирования строгое численное предсказание распада пленки на ручейки весьма затруднительно. Вместо этого рассмотрим модельную одномерную задачу о движении пленки, как если наряду с напряжением τ_a она будет испытывать действие тормозящего напряжения по всему своему фронту, причем контактная линия будет прямой.

Наличие касательного напряжения, ограничивающего движение пленки, было признано в работах [12, 14], где с помощью программного пакета OpenFOAM® проводилось моделирование распада текущей по наклонной поверхности пленки. Согласно [12, 14], модуль τ_θ этого напряжения записывается в виде:

$$\tau_\theta = \beta(1 - \cos \theta_e) / \Delta, \quad (9)$$

здесь β — подгоночный параметр, обеспечивающий согласование численных результатов с экспериментальными данными, Δ — шаг расчетной сетки в продольном направлении.

В случае проведения решения поставленной модельной задачи в нестационарном режиме предполагается, что напряжение τ_θ действует только на контактной линии, положение которой заранее неизвестно. Поэтому воспользуемся стационарным подходом, при котором координата условной контактной линии совпадает с точкой сетки, где проводится расчет. Как было указано выше, результаты вычисления толщины пленки при использовании обоих подходов практически совпадают при $x/l > 0,08$, когда фронт пленки выходит из зоны орошения.

Очевидно, причиной возникновения напряжения τ_θ является расклинивающее давление Π , являющееся частью полного давления p (6). Отсюда

$$\tau_\theta = h d\Pi / ds.$$

Дифференцируя (5) по s , получим для условия $h_*/h \ll 1$ при значениях констант $n = 3$, $m = 2$ и с учетом (4) выражение для проекции напряжения τ_θ на направление движения пленки:

$$\tau_\theta = -\frac{4h_*}{h^2} \sigma(1 - \cos \theta_e) \operatorname{tg} \theta_a. \quad (10)$$

В отличие от (9), выражение (10) не содержит искусственных параметров, в нем присутствует только физически обоснованный коэффициент h_* , точное значение которого, однако, неизвестно. При проведении расчетов было принято среднее из указанного в [15] значение диапазона возможной величины h_* : $h_* = 50$ нм. Напряжение, связанное с лапласовским давлением, не учитывалось. Толщина пленки в такой постановке по-прежнему удовлетворяет кубическому уравнению (8), но в правой его части вместо нуля будет стоять $4h_*\sigma(1 - \cos \theta_e) \operatorname{tg} \theta_a / (3\mu)$.

Решение модельной задачи проводилось сначала для случая $U_\infty = 10$ м/с. Следует отметить, что в работах [4, 5] угол θ_e не измерялся, поэтому численные исследования выполнялись при варьировании равновесного угла смачивания θ_e . Было принято, что динамический угол $\theta_a = \theta_e$. Коэффициент поверхностного натяжения воды составлял $\sigma = 0,073$ Н/м.

Оказалось, что с увеличением угла θ_c вплоть до $78,6^\circ$ включительно наличие напряжения (10) приводит лишь к утолщению пленки по всему обтекаемому телу (рис. 4, кривая 1a). Однако при $\theta_c = 78,7^\circ$ (кривая 1b) единственный действительный корень кубического уравнения, описывающего толщину пленки, становится отрицательным при $x/l = 0,849$, т.е. решение теряет физический смысл. Это означает, что допущение об одномерности движения пленки перестает выполняться. Поэтому можно приближенно считать полученную координату за начало распада пленки на ручейки.

По данным [5], распад пленки наступал значительно раньше: при $x/l = 0,515$. При незначительном увеличении θ_c (всего лишь до $78,9^\circ$) с помощью представленной приближенной теории получена координата распада $x/l = 0,420$ (кривая 1c), что несколько меньше значения, приведенного в работе [5]. Обработка тех же самых экспериментальных данных дала в предыдущей работе [4] значение $x/l = 0,4$. Такой координаты распада пленки можно добиться при $\theta_c = 79,1^\circ$ (кривая 1d). В дальнейших численных исследованиях при больших скоростях U_∞ сравнение получаемых результатов проводилось с экспериментальными данными [4].

Интересно отметить, что авторами [21], ранее участвовавшими в экспериментах [4, 5], были проведены измерения динамического угла натекания θ_a капли на наклонной пластине. Так же как и предыдущая модель в [4, 5], пластина была изготовлена на 3D-принтере, причем, видимо, на том же, что и в [4, 5], и из одного и того же материала. Измерения дали значение $\theta_a \approx 80^\circ$.

При проведении экспериментов [4, 5, 21] в воду добавлялось небольшое количество латексной краски. Как утверждалось в [21], это практически не влияло на вязкость жидкости, но приводило к уменьшению коэффициента поверхностного натяжения до $\sigma = 0,042$ Н/м. В таком случае следует считать, что представленные здесь численные результаты соответствуют значению $h_* \approx 87$ нм.

Известно, что динамический угол натекания увеличивается с ростом скорости пленки и всегда больше равновесного θ_c . Скорость пленки растет с увеличением U_∞ . Чтобы добиться совпадения с экспериментальными данными [4] для $U_\infty > 10$ м/с, при проведении расчетов пришлось увеличить угол θ_a (угол θ_c не изменялся: $\theta_c = 79,1^\circ$). Так, для $U_\infty = 15$ м/с совпадение с экспериментом достигалось при $\theta_a = 84,3^\circ$ ($x/l = 0,3$ по данным [4]), для $U_\infty = 20$ м/с — $\theta_a = 87,2^\circ$ ($x/l = 0,24$) и для $U_\infty = 25$ м/с — $\theta_a = 88,1^\circ$ ($x/l = 0,22$) (рис. 4).

Сравнивая, например, кривую 3 (рис. 4) с экспериментальными точками (рис. 1a), можно видеть их существенное отличие. Однако кривую 3 следует сравнивать с данными измерений толщины пленки в продольных сечениях крыла между ручейками, но такие данные в [4, 5] отсутствуют.

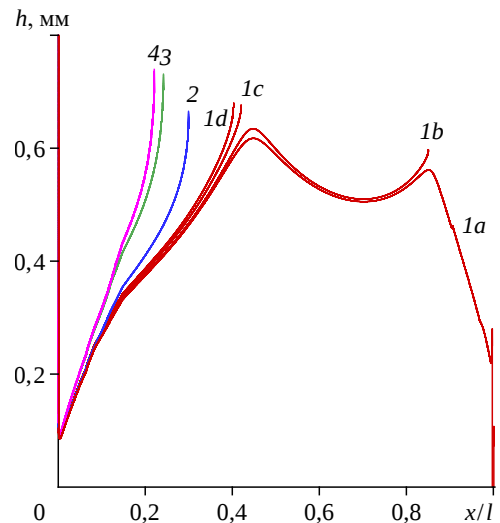


Рис. 4. Изменение толщины пленки под действием тормозящего напряжения при различных U_∞ .

$U_\infty = 10$ (1) ($\theta_a = 78,6^\circ$ (a), $78,7^\circ$ (b), $78,9^\circ$ (c) $79,1^\circ$ (d)), 15 (2), 20 (3), 25 (4) м/с.

Продольное сечение крыла между ручейками проходит через линию контакта пленки с поверхностью, где пленка истончается и, следовательно, действует тормозящее напряжение, вызванное расклинивающим давлением. Расчетные и экспериментальные данные, приведенные на рис. 1, получены в продольном сечении крыла, где пленка продолжает свое движение в виде ручейка, который сходит с задней кромки крыла. В этом случае расклинивающее давление перестает действовать, так как ручеек остается «толстым», а пленка-предшественник вовсе исчезает.

Заметим, что в рамках представленной модели одномерное движение пленки невозможно при $\theta_a \rightarrow 90^\circ$, поскольку $\tau_\theta \rightarrow \infty$. При $\theta_a > 90^\circ$ напряжение τ_θ меняет знак и становится ускоряющим. Однако для супергидрофобных поверхностей затруднительно образование самой пленки за счет слияния капель. Кроме того, в этом случае необходимо учитывать проскальзывание пленки [22]. Распад пленки на ручейки на модели крыла с профилем NACA0012 в условиях статического контактного угла $\theta_e \approx 97^\circ$ рассматривался экспериментально и теоретически в работе [23].

Заключение

В рамках нестационарного и стационарного подходов проведены численные исследования движения пленки воды по поверхности крыла с профилем NACA0012 под действием внешнего воздушного потока. Выяснилось, что эти два подхода дают практически совпадающие результаты вычислений распределения толщины пленки в зоне отсутствия орошения крыла набегающими каплями. Результаты численных исследований удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. При решении модельной задачи об одномерном движении пленки при учете тормозящей силы, вызванной расклинивающим давлением вблизи контактной линии, использовался стационарный подход. Показано, что применение концепции расклинивающего давления позволяет оценить координату места начала распада жидкой пленки на поверхности профилированного крыла.

Список литературы

1. Zhang C., Liu L., Hu Y., Li P. Numerical simulation of water film flow and breakup on anti-icing surface // *Aerospace*. 2024. Vol. 11, Iss. 5. Art. 352.
2. Zuo C., Ma J., Wei L., Liu S., Yi X. Experimental study on time-resolved 3D ice accretion shape measurements in large-scale icing wind tunnel // *Exp. Fluids*. 2024. Vol. 65, Iss. 2. Art. 12. 21 p.
3. Кашевараев А.В., Стасенко А.Л. Эволюция пленки воды и барьерного льда на поверхности тела при плоском обтекании воздушным потоком // *Теплофизика и аэромеханика*. 2019. Т. 26, № 2. С. 237–245.
4. Zhang K., Johnson B., Rothmayer A.P., Hu H. An experimental investigation on wind-driven rivulet/film flows over a NACA0012 airfoil by using digital image projection technique // 52nd Aerospace Sci. Meeting. 2014. AIAA Paper. No. 2014-0741. 9 p.
5. Zhang K., Wei T., Hu H. An experimental investigation on the surface water transport process over an airfoil by using digital image projection technique // *Exp. Fluids*. 2015. Vol. 56, Iss. 9. Art. 173. 16 p.
6. Hobler T. Minimum surface wetting rates // *Chemia Stosowana B*. 1964. Vol. 2. P. 145–159.
7. Mikielewicz J., Moszynski J.R. Breakdown of shear driven liquid film // *Trans. Inst. Fluid-Flow Machinery*. 1975. Vol. 66. P. 3–11.
8. Mikielewicz J., Moszynski J.R. Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface // *Intern. J. Heat & Mass Transfer*. 1976. Vol. 19, No. 7. P. 771–776.
9. Silva G.A.L., Silveira O.M., Zerbini E.J.G.J. Water film breakdown and rivulets formation effects on thermal anti-ice operation simulation // 9th AIAA/ASME Joint Thermophys. & Heat Transf. Conf. 2006. AIAA Paper. No. 2006-3785. 12 p.
10. Al-Khalil K.M., Horvath C., Miller D.R., Wright W. Validation of NASA thermal ice protection computer codes. Pt 3. Validation of ANTICE // NASA TM 2001-210907. 2001. 12 p.

11. **Dong W., Zheng M., Zhu J., Lei G.** Calculation and analysis of runback water flow on anti-icing airfoil surface // J. Aircraft. 2016. Vol. 53, No. 6. P. 1597–1605.
12. **Gosset A.** Prediction of rivulet transition in anti-icing applications // 7th Europ. Conf. Aeronautics & Aerospace Sci. (EUCASS), 2017. EUCASS 2017-482. 14 p.
13. **Marshall J.S., Ettema R.** Contact-line instabilities of driven liquid films // WIT Trans. on State of the Art in Sci. & Engin. 2005. Vol. 6. 41 p.
14. **Meredith K., Heather A., De Vries J., Xin Y.** A numerical model for partially-wetted flow of thin liquid films // Comput. Methods in Multiphase Flow VI. 2011. Vol. 70. P. 239–250.
15. **Schwartz L.W., Eley R.R.** Simulation of droplet motion on low-energy and heterogeneous surfaces // J. Colloid & Interface Sci. 1998. Vol. 202. P. 173–188.
16. **Kheshgi H.S., Scriven L.E.** Dewetting: nucleation and growth of dry regions // Chem. Engin. Sci. 1991. Vol. 46, No. 2. P. 519–526.
17. **Diez J.A., Kondic L.** On the breakup of fluid films of finite and infinite extent // Phys. Fluids. 2007. Vol. 19, No. 7. P. 072107-1–072107-22.
18. **de Gennes P.G.** Wetting: statics and dynamics // Rev. Modern Phys. 1985. Vol. 57, No. 3. P. 827–863.
19. **Dussan E.B.** On the spreading of liquids on solid surfaces: static and dynamic contact lines // Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. Vol. 11, No. 1. P. 371–400.
20. **Greenspan H.P.** On the motion of a small viscous droplet that wets a surface // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 84, No. 1. P. 125–143.
21. **Zhang K., Hu H.** An experimental study on the transient runback characteristics of wind-driven film/rivulet flows // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33. Art. 112104.
22. **Агеев А.И., Осипов А.Н.** Автомоделные режимы распространения жидкого слоя вдоль супергидрофобной поверхности // Изв. РАН. МЖГ. 2014. Т. 49, № 3. С. 37–51.
23. **Lou Y., Bu X., Shen X., Lin G., Zhang R., Zeng F., Jin H., Ma K., Wen D.** Simulation of and experimental research on rivulet model on airfoil surface // Aerospace. 2022. Vol. 9, Iss. 10. Art. 570.

*Статья поступила в редакцию 13 августа 2024 г.,
принята к публикации 18 апреля 2025 г.*