

DOI: [10.7242/1999-6691/2019.12.1.3](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.1.3)

УДК 532.511/621.45.034.3

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПАДА ТОПЛИВНОЙ ПЛЁНКИ В НИЗКОПЕРЕПАДНОЙ ФОРСУНКЕ ВЫСОКОРЕСУРСНОГО АВИАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

С.В. Мингалев¹, А.А. Иноземцев^{1,2}, Л.Ю. Гомзииков¹, А.М. Сипатов^{1,2}, Т.В. Абрамчук¹¹ АО «ОДК-Авиадвигатель», Пермь, Российская Федерация² Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Российская Федерация

С помощью метода объёма жидкости в приближении осесимметричного закрученного течения исследовано разрушение плёнки керосина в низкоперепадной центробежной топливной форсунке в случае работы авиадвигателя на крейсерском режиме. Моделирование эволюции системы проведено с использованием неосреднённых по Рейнольдсу нестационарных уравнений течения вязкой жидкости на сетках с разным размером ячейки (0,78125; 1,5625; 3,125 и 6,25 мкм); сеточная сходимость достигалась при значении 1,5625 мкм. Выявлено наличие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая приводит к появлению волны на поверхности топливной плёнки. После её срыва с кромки плёнообразующей поверхности истончение в области ложбины волны приводит к разрыву пленки в этом месте. Выявленный сценарий распада топливной плёнки качественно соответствует одному из режимов, выделенных на основе экспериментальных данных на выходе из низкоперепадной центробежной форсунки при нормальных условиях. Особенность этого режима в рассматриваемой форсунке состоит в том, что часть ступков керосина, образовавшихся в результате распада плёнки, отбрасывается в радиальном направлении внутрь застойной зоны. Вследствие этого в форсунке возникают два конуса распыла. Следует отметить, что в двухмерной (осесимметричной) постановке корректно проанализировать можно только первичный распад плёнки, но не последующее образование из ступков топлива сложной формы капель, близких к сферическим. Интерес к задаче разрушения топливной плёнки в низкоперепадных форсунках при эксплуатации авиадвигателя на крейсерском режиме вызван почти полным отсутствием сведений об этом, как численных, так и экспериментальных.

Ключевые слова: низкоперепадная форсунка, распыл топлива, метод объёма жидкости, осесимметричное закрученное течение, авиадвигатель, численное моделирование

SIMULATION OF KEROSENE FILM ATOMIZATION IN AIR-ASSIST ATOMIZER WITH PREFILMER

S.V. Mingalev¹, A.A. Inozemtsev^{1,2}, L.Y. Gomzikov¹, A.M. Sipatov^{1,2} and T.V. Abramchuk¹¹ JSC «UEC-Aviadvigatel», Perm, Russian Federation² Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation

We applied the VOF method in an approximation of 2D axisymmetric swirl flow to study the primary atomization of kerosene film in an air-assist atomizer operating in conditions that are similar to cruise ones. The simulation was carried out on meshes whose characteristic element sizes were 0.78125, 1.5625, 3.125 and 6.25 μm . The solution does not change with the refinement of a mesh, when the cell size is 1.5625 μm . The obtained results indicated the presence of Kelvin-Helmholtz instability causing waves on the surface of the fuel film. After detachment of the film from the prefilmer edge, thinning of the film near the trough leads to rupture in this place. This film atomization regime can be matched with the regime identified for the atomization in an air-assist atomizer operating under standard conditions in a combustion chamber. The peculiarity of regime realization in the studied atomizer is that some fuel ligaments, appearing after film disintegration, move in radial direction into the stagnant zone. Note that the approximation of the axisymmetric swirl flow allows simulating only primary atomization. The studied problem arose due to the lack of information about the disintegration of a fuel film in an air-assist atomizer operating under conditions similar to cruise ones.

Key words: air-assist atomizer, atomization, VOF method, axisymmetric swirl flow, aircraft engine, numerical simulation

1. Введение

Интерес к исследуемой задаче обусловлен стоящей перед АО «ОДК–Авиадвигатель» необходимостью разработки подходов, позволяющих получать характеристики аэрозоля в керосиновых камерах сгорания с низкоперепадными форсунками. Эта проблема возникла в связи с переходом от высокоперепадных топливных форсунок, которые, в частности, использовались на двигателе ПС-90А [1], к низкоперепадным.

Распад плёнки в высокоперепадных центробежных форсунках определяется их геометрией и кинетической энергией, которую топливу сообщает насос. В силу того, что топливо является несжимаемой жидкостью, на основе экспериментальных данных можно построить зависимости характеристик форсунки от перепада давления, а не от его абсолютного значения. В низкоперепадных же форсунках большая часть энергии передаётся топливу от воздуха, плотность которого в камере сгорания в условиях крейсерского режима равна 13 кг/м³. Вследствие этого на экспериментальных установках, в которых давление на выходе из низкоперепадной форсунки в области распыла топлива нельзя повышать от атмосферного значения до 3 МПа, можно получать данные, которые дают только качественное представление о распыле топлива

в условиях работающего авиационного двигателя. Исследования, проведённые на подобных установках [2–6], позволили создать классификацию режимов распада топливной плёнки в низкоперепадной форсунке [5, 6]. Однако остается невыясненным вопрос, как эти результаты соотносятся с распылом топлива на крейсерском режиме, для изучения которого к настоящему моменту времени экспериментальные стенды ещё не созданы.

Альтернативой реальным экспериментам являются виртуальные, в которых для моделирования распыла топлива используется метод объёма жидкости. В высокоперепадных форсунках этот метод применялся для получения таких характеристик, как длина нераспавшейся плёнки [7], коэффициент расхода топлива [8, 9], угол раствора конуса распыла [8], профили и векторные поля течения в форсунке [9–11], скорости и диаметры капель [12]. Сравнение результатов расчётов и экспериментов осуществлялось в [8, 10–12], причём в [8, 10] удалось достичь приемлемого соответствия части исследуемых характеристик. Анализ распыла топлива методом объёма жидкости в случае низкоперепадных форсунок в [13–16] проводился при условии задания на выходе из форсунки давления, равного атмосферному. В [14, 16] вычислялась окружающая неравномерность распыла топлива на грубых расчётных сетках, а в [13, 15] определялись скорости и диаметры капель на мелких сетках. В работе [16] сопоставление результатов расчёта с экспериментальными данными носило качественный характер. В [13, 15] получено приемлемое количественное соответствие.

Для того чтобы представить процесс распыла топлива в низкоперепадной центробежной форсунке на крейсерском режиме, проведена серия расчётов: в трёхмерной постановке на двух расчётных сетках с максимальными линейными размерами ячеек 100 и 50 мкм и на пятиградусном секторе форсунки на трёх расчётных сетках с максимальными линейными размерами ячеек 25, 12,5 и 6,25 мкм; в осесимметричной постановке на четырёх сетках с максимальными линейными размерами ячеек 6,25, 3,125, 1,5625 и 0,78125 мкм [17]. Сеточной сходимости, которая требуется для признания результатов надёжными [18], удалось достичь лишь при расчёте в осесимметричной постановке [17]; эти результаты и описываются в настоящей статье. Цель работы состояла в том, чтобы найти качественное соответствие между тем сценарием процесса распада, который установлен из расчёта, и классификацией, описанной в [5]. Геометрия исследуемой центробежной форсунки разработана сотрудниками АО «ОДК–Авиадвигатель» и защищена патентом РФ, выданным в 2018 году.

2. Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим течение в низкоперепадной центробежной форсунке, в которой отсечём часть, содержащую шнеки и завихрители. В результате получим осесимметричную геометрию, показанную на рисунке 1. На основании мгновенного распределения скоростей в форсунке исследуемое течение можно условно разделить на пять зон: течение рядом с внутренней поверхностью внешнего завихрителя воздуха (зона 1), застойная зона (2), закрученный поток газа из центрального канала (3), зона смешения потоков (4) и зона обратных токов (5).

Профили скоростей (см. Рис. 2), отвечающие границам А и В на рисунке 1, взяты из расчёта распыла керосина в полной трёхмерной постановке на грубой расчётной сетке с ячейками размером 100 мкм и с их двукратным дроблением на границах раздела [19]. На границе С зададим давление 3476140 Па. Объёмную долю керосина на входе (граница В) определим согласно условию:

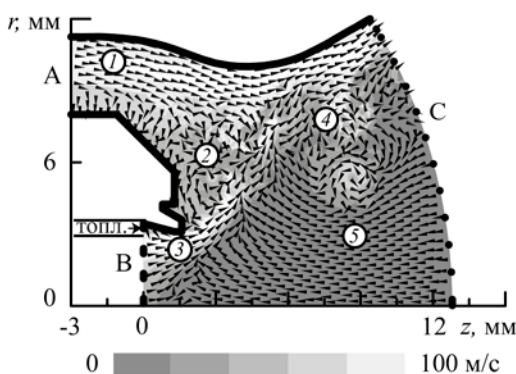


Рис. 1. Геометрия задачи и мгновенное поле скоростей в форсунке (оттенки серого цвета показывают распределение модуля вектора полной скорости, стрелки – направления её радиальной и аксиальной компонент)

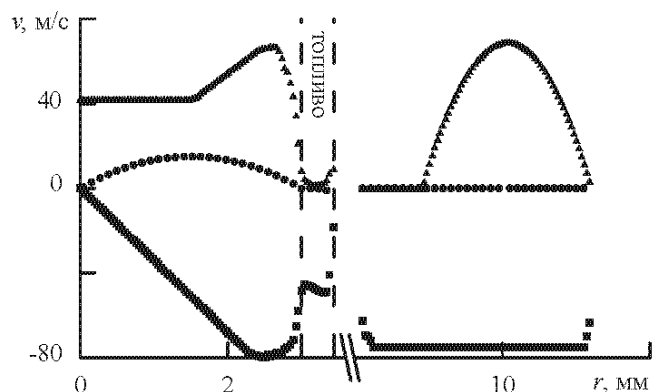


Рис. 2. Зависимости аксиальной (треугольники), радиальной (кружки) и азимутальной (квадраты) компонент скорости на входе в расчётную область

$$\alpha = \begin{cases} 1, & r > 3,045, \\ 0, & r < 3,045, \end{cases}$$

где r — радиальная координата, измеряемая в миллиметрах. Через вход А керосин не подается, поэтому его объёмная доля на этой границе обнуляется. Плотности керосина и воздуха считаем равными 788 и 13,2 кг/м³, а их вязкости — 0,001003 и 1,7894 · 10⁻⁵ кг/(м·с) соответственно. Коэффициент поверхностного натяжения примем следующим: 0,027 Н/м.

Описанная задача исследовалась методом объёмов жидкости в двухмерной (осесимметричной) постановке с не равной нулю азимутальной скоростью. В рамках этого подхода численно решается система уравнений в частных производных, состоящая из уравнений для импульса смеси:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \mathbf{v} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\eta (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T)] + \mathbf{F},$$

и для объёмной доли жидкости α :

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha + \nabla \cdot (\alpha \mathbf{v}) = 0,$$

где ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, p — давление, η — динамическая вязкость смеси, \mathbf{F} — сила поверхностного натяжения, ∇ — оператор набла, T — знак операции транспонирования.

Уравнения, связывающие физические параметры смеси с физическими параметрами составляющих её компонентов, имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho &= \alpha \rho_w + (1 - \alpha) \rho_g, \\ \eta &= \alpha \eta_w + (1 - \alpha) \eta_g, \end{aligned}$$

где ρ_w и ρ_g — плотности керосина и воздуха, η_w и η_g — динамические вязкости керосина и газа.

Для представления силы поверхностного натяжения применим модель непрерывных поверхностных сил:

$$\mathbf{F} = \sigma \frac{2\rho k \nabla \alpha}{\rho_g + \rho_w}, \quad k = \nabla \cdot \mathbf{n}, \quad \mathbf{n} = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|},$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Далее при численном решении для дискретизации уравнений использовались схемы первого порядка (First Order Upwind и First Order Implicit), для исключения ситуации, когда неоднородное решение из-за дискретизации может вести себя как однородное, прибегали к методу PRESTO (PREssure STaggering Option) [20]. Для согласования полей скоростей и давления применялся полунявный метод для уравнений со связью по давлению (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation, SIMPLE). Градиенты вычислялись с помощью подхода Least Squares Cell-Based Gradient, для реконструкции границы раздела фаз использовался метод PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) [21], который также иногда называется Geo-Reconstruct. Расчёт проводился в модуле коммерческой лицензионной программной системы конечно-элементного анализа.

3. Первичный распад плёнки и волны на её поверхности

Результаты моделирования поведения топливной плёнки демонстрирует рисунок 3. Он свидетельствует, что возникновение волн связано с развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Этот вид неустойчивости обуславливается скачком скоростей на границе раздела. Отметим, что согласно рисунку 2, для неустойчивости Кельвина–Гельмгольца характерны две моды: аксиальная и азимутальная. Примерно двукратное превышение перепадом аксиальной скорости на границе раздела керосин/воздух перепада азимутальной составляющей указывает на то, что аксиальная мода — главная, и она в значительной степени будет определять размер сгустков керосина. Наложение осевой симметрии приводит к тому, что азимутальная мода подавляется, и в расчёте моделируется развитие только главной моды неустойчивости. Если бы удалось учесть эволюцию азимутальной моды, то волна была бы направлена не точно по оси Oz , а под небольшим углом к ней.

Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в центробежных форсунках может приводить к разным видам первичного распада плёнки. Например, ускоренный поток воздуха сдирает капли с поверхности пленки. Этот тип распада численно исследовался в [22]. Оказалось (см. Рис. 3), что в низкоперепадной форсунке неустойчивость Кельвина–Гельмгольца не успевает развиваться в степени, достаточной для реализации подобного сценария. Другой вид первичного распада плёнки состоит в том, что после срыва с кромки движение плёнки в радиальном направлении приводит к её истончению; при этом области между пучностями, возникшими из-за развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, быстрее истончаются до нулевой толщины; как следствие, пучности превращаются в сгустки керосина. Именно так происходит первичный распад плёнки в низкоперепадной форсунке.

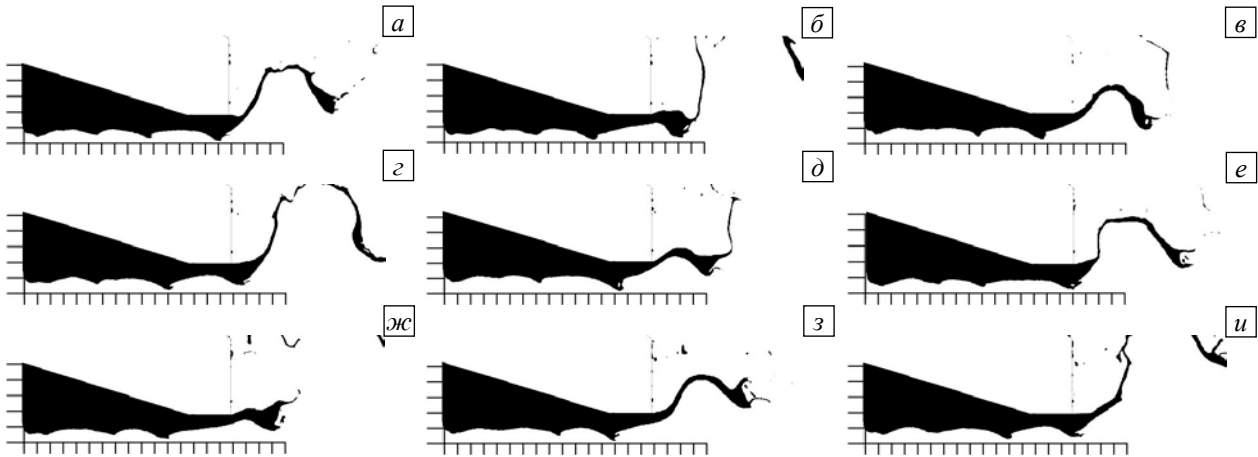


Рис. 3. Поведение плёнки керосина во времени с шагом 12 мкс (а)–(и) при расчётной сетке с ячейкой 1,5625 мкм; расстояние между рисками по обеим осям 100 мкм

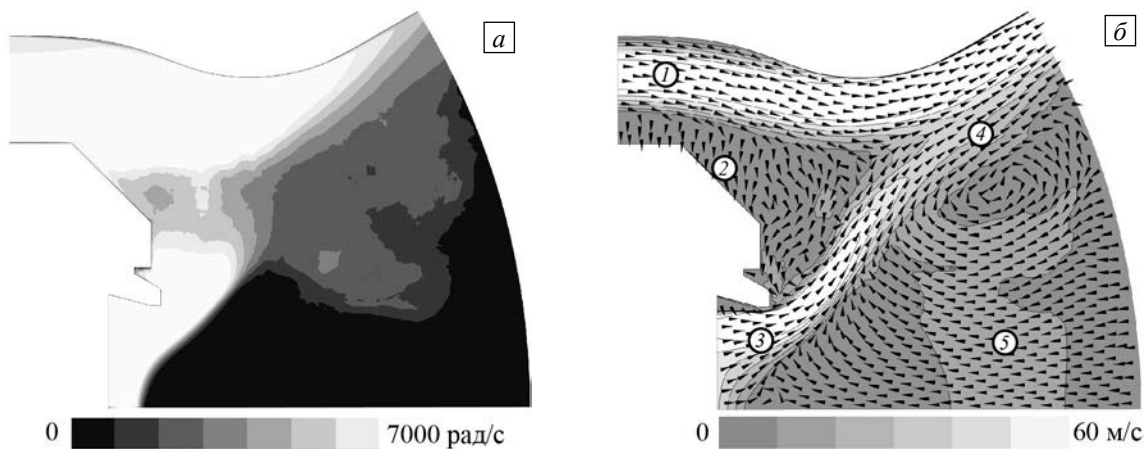


Рис. 4. Усредненные по времени поле угловой скорости (а) и векторное поле $\sqrt{v_r^2 + v_z^2}$ радиальной и аксиальной компонент скорости (б) (поле показано оттенками серого цвета, а стрелками – направления компонент)

Кроме двух описанных сценариев, возможны и другие; часть из них не осуществима из-за наличия застойной зоны (зона 2, Рис. 4). Её образование является индивидуальной особенностью исследуемой форсунки и приводит к нейтрализации влияния на первичный распад, оказываемого течением рядом с внутренней поверхностью внешнего завихрителя воздуха (зона 1). При отсутствии застойной зоны плёнка оказалась бы зажатой между двумя потоками воздуха, и это привело бы к появлению дополнительных сценариев распада плёнки, обусловленных разницей в скоростях течений из центрального канала (зона 3) и внешних завихрителей воздуха.

Распад плёнки, в котором присутствует влияние исключительно закрученного течения из центрального канала, исследовался в [5]. Хотя эксперименты в [5] проводились на воде при нормальных условиях на выходе из низкоперепадной форсунки, режим, обозначенный в [5] как распад перфорированной жидкой плёнки (perforated sheet breakup), качественно соответствует тому, что наблюдается в расчёте. В [5] он характеризуется образованием ячеистой структуры (тонких жидких плёнок, разделённых пучностями) и перфорацией тонкой жидкой плёнки. Несмотря на качественное согласование режимов, имеется существенное количественное отличие: в расчётной структуре обнаруживается всего 1–2 ячейки, в то время

как на полученных из эксперимента фотографиях видно значительно большее их количество. Это можно интерпретировать так: описанные в [5] режимы при увеличении скорости в центральном канале переходят друг в друга без скачков, а в следующем режиме плёнка распадается в непосредственной близости от кромки. Отсюда можно сделать вывод о том, что в расчёте реализуется режим, который является переходным от перфорирования жидкой плёнки к её распаду на сегменты (в [5] — segmented sheet breakup).

После распада плёнки сгустки керосина двигаются двумя группами: первая из них образует внешний конус распыла — А, вторая — внутренний — Б (см. Рис. 5). Из рисунка 6 можно сделать вывод, что истончение плёнки между пучностями приводит к отрыву от неё крупных элементов, которые уносятся потоком газа из центрального канала (зона 3, см. Рис. 4б и Рис. 6). Таким образом формируется внутренний конус распыла, переносящий 80% массы керосина.

При разрушении плёнки помимо крупных элементов возникают и мелкие. Часть из них оказывается в застойной области, вдали от потока из центрального канала. Здесь элементы двигаются по инерции и смещаются в радиальном направлении до тех пор, пока не оказываются захваченными течением рядом с внутренней поверхностью внешнего завихрителя воздуха (зона 1, Рис.4б). В результате этого образуется второй конус распыла (конус А, Рис. 5).

Отметим, что большая часть показанных на рисунке 5 траекторий относится к области, в которой реальная картина движения керосина не отражается, так как его сгустки распались уже на отдельные капли. Тем не менее, разлёт капель по двум направлениям определяется особенностями разрушения плёнки и наблюдается не только в двумерном, но и в трёхмерном расчёте [17].

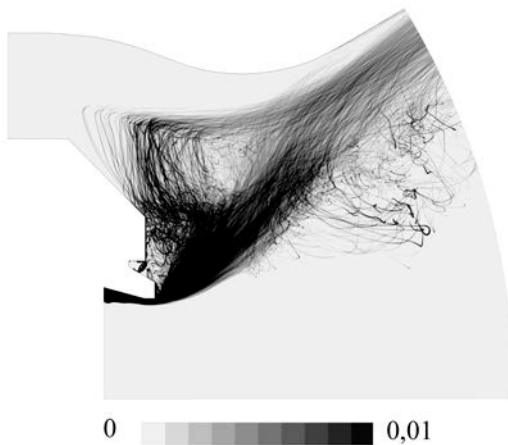


Рис. 5. Распределение усредненной по времени объёмной доли керосина для расчётной сетки с ячейкой 0,78125 мкм

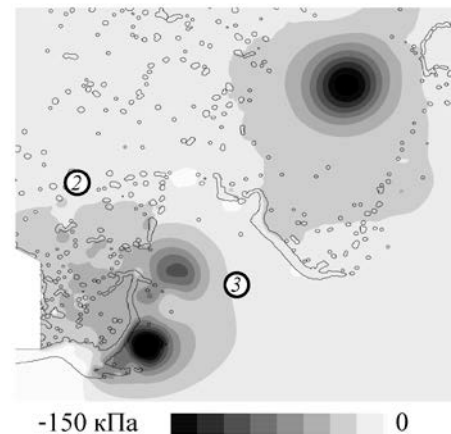


Рис. 6. Распределение мгновенных значений дифференциального давления относительно давления, заданного на выходе из расчётной области с показанными границами раздела

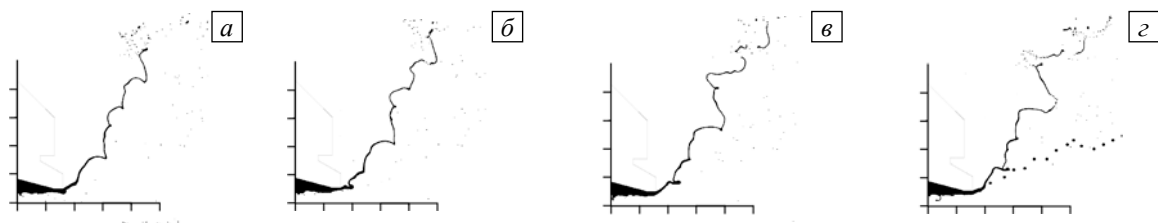


Рис. 7. Найденное в расчёте положение плёнки в форсунке для воды и воздуха при нормальных условиях на выходе из форсунки в разные моменты времени с шагом 20 мкс (а)–(г); на (г) точками показано нормированное положение плёнки в эксперименте [23]; расстояние между рисками по обоим осям 1 мм

Реализация описанного выше режима распада плёнки в решаемой задаче обусловлена параметрами воздуха и жидкости. Если задать эти параметры такими же, как в [5], то будет иметь место режим, изображённый на рисунке 7, который в [5] называется распадом, вызванным волной (wave-assisted breakup). Характеризующая его волна быстро нарастает при удалении от кромки плёнообразующей поверхности. Отметим, что при таких значениях параметров жидкости и газа возникновение второго конуса распыла в расчёте не выявлено.

Результатам вычислений, показанным на рисунке 7, отвечает газовое число Рейнольдса

$$Re_g = \rho_g \bar{v}_z D_i / \eta_g = 20800,$$

(средняя аксиальная скорость газа — $\bar{v}_z \sim 52$ м/с, диаметр центрального канала — $D_i \sim 6$ мм), и число Вебера

$$We_w = \rho_w \bar{v}_z^2 h_w / \sigma = 220$$

(средняя аксиальная скорость керосина — $\bar{v}_z \sim 12$ м/с, толщина плёнки — $h_w \sim 110$ мкм). В [23] авторы, они же авторы работы [5], приводят фотографию эксперимента по распылу воды для $Re_g = 19687$ и $We_w = 216$. Эти значения достаточно близки к значениям, взятым в расчёте. Форма поверхности плёнки с фотографии приведена на рисунке 7з. Можно видеть, что в эксперименте также наблюдается характерная нарастающая волна. Таким образом, при близких значениях чисел Рейнольдса и Вебера и в расчёте, и в эксперименте реализуется распад, вызванный волной.

Следует отметить, что на рисунке 7 полученные экспериментально координаты положения плёнки были нормированы на величину h_w/h_e , где $h_e \sim 650$ мкм — толщина плёнки в эксперименте. Необходимость выполнения этого была обусловлена тем, что в расчёте толщина отличалась от экспериментальной, а длина нераспавшейся плёнки считалась пропорциональной этому параметру [24]. Разница в углах распыла (Рис. 7) в значительной степени также связана с отличием постановок задачи в расчёте и эксперименте. В частности, для оценки влияния толщины плёнки на угол раствора конуса распыла α можно использовать формулу из теории Танасава и Кобаяси [25]:

$$\alpha = 2 \arctan \frac{k}{\sqrt{1-k^2}}, \quad k = \frac{D/2}{D/2+h},$$

где D — диаметр центрального канала, h — толщина плёнки. Теория была построена в приближении потенциального течения для высокоперепадных форсунок, и поэтому она даёт завышенные значения в исследуемом случае: $\alpha/2 = 52^\circ$ — для форсунки из эксперимента, и $\alpha/2 = 74^\circ$ — для форсунки из расчёта. Тем не менее, эти значения подтверждают то, что разница в углах, приведённых на рисунке 7, обусловлена разными постановками задачи. Но, несмотря на отличия, порождающие количественные несоответствия, близость безразмерных параметров — чисел Рейнольдса и Вебера — приводит и в расчёте, и в эксперименте к одинаковым режимам распада плёнки.

4. Сеточная сходимость

Стандарт Американского общества инженеров-механиков для валидации и верификации в вычислительной гидродинамике [18] рекомендует проводить также исследование сеточной сходимости. В рамках этого в [17] показано, что сеточной сходимости по среднему заутеровскому диаметру в рассматриваемой задаче можно достичь только на сетке с размером ячейки из диапазона 1,5625–3,125 мкм.

Из рисунка 8 можно сделать вывод, что при размере ячейки, большем 3,125 мкм, в системе не появляется волна, связанная с развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая определяет первичный распад плёнки при течении через топливную форсунку. При этом качественное изменение поведения поверхности плёнки исчезает только при уменьшении размера ячейки сетки до 1,5625 мкм. Значит, можно сделать вывод, что именно необходимость правильного описания первичного распада в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца привела к тому, что сеточной сходимости по заутеровскому диаметру в [17] удалось добиться только на сетке с ячейкой 1,5625–3,125 мкм.

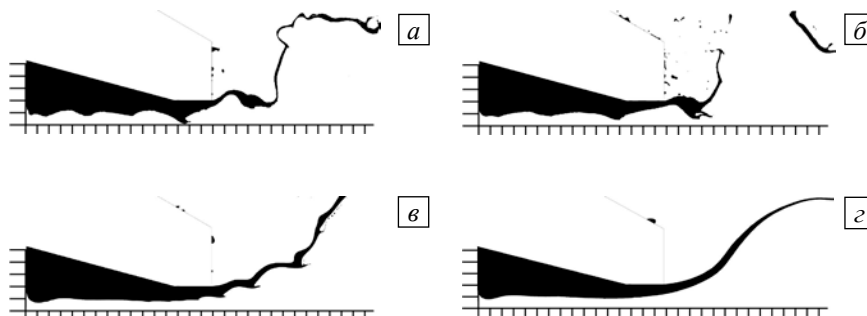


Рис. 8. Поведение плёнки керосина для расчётной сетки с ячейкой разного размера, мкм: 0,78125 (а); 1,5625 (б); 3,125 (в); 6,25 (г); расстояние между рисками по обоим осям 100 мкм

5. Заключение

Изучен распад плёнки при одном из режимов, создаваемых в низкочастотной центробежной форсунке в условиях, которые близки к реализующимся на крейсерском режиме работы авиадвигателя. Исследованный в форсунке режим характеризуется образованием застойной зоны, которая нивелирует влияние течения из внешних завихрителей на первичный распад плёнки. Классификация режимов распада плёнки после её срыва с кромки для подобного многофазного течения была проведена в [5] экспериментально на установках, в которых нельзя повышать давление на выходе из форсунки от атмосферного значения до 3 МПа.

Установлено, что развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца приводит к распаду топливной плёнки по сценарию, который качественно отвечает режиму с перфорированием жидкой плёнки при переходе его в режим распада плёнки на сегменты в соответствии с классификацией из [5].

Обнаружено, что, в отличие от распада топливной пленки, полученного в [5], в низкочастотной форсунке он сопровождается отбросом части ступков керосина в радиальном направлении.

Показано, что размер ячейки, при котором в решаемой задаче достигается сеточная сходимость, обусловлен следующим: при его больших значениях на поверхности топливной плёнки не развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца.

Литература

1. Иноземцев А.А., Коняев Е.А., Медведев В.В., Нерадько А.В., Ряссов А.Е. Авиационный двигатель ПС-90А / Под ред. А.А. Иноземцева. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 320 с.
2. Баталов В.Г., Степанов Р.А., Сухановский А.Н. Применение прямых оптических методов измерений для исследования характеристик двухфазного потока // Труды МАИ. 2014. №76. 20 с.
3. Костарев К.Г., Баталов В.Г., Мизев А.И., Сухановский А.Н., Шмыров А.В. Гидродинамические аспекты процесса формирования и распада топливной пленки, создаваемой форсункой камеры сгорания авиационного двигателя // Вестник Пермского научного центра УрО РАН. 2017. № 1. С. 52-56.
4. Баталов В.Г., Степанов Р.А., Сухановский А.Н. Оптические измерения размеров капель в факеле распыла топливной форсунки // Вестник ПГУ. Физика. 2017. № 3 (37). С. 40-47. [DOI](#)
5. Sivakumar D., Kulkarni V. Regimes of spray formation in gas-centered swirl coaxial atomizers // Exp. Fluids. 2011. Vol. 51. P. 587-596. [DOI](#)
6. Garai A., Pal S., Mondal S., Ghosh S., Sen S., Mukhopadhyay A. Experimental investigation of spray characteristics of kerosene and ethanol-blended kerosene using a gas turbine hybrid atomizer // Sadhana. 2017. Vol. 42, № 4. P. 543-555. URL: https://www.researchgate.net/publication/315458866_Experimental_investigation_of_spray_characteristics_of_kerosene_and_ethanol-blended_kerosene_using_a_gas_turbine_hybrid_atomizer
7. Galbiati C., Ertl M., Tonini S., Cossali G.E., Weigand B. DNS Investigation of the primary breakup in a conical swirled jet // High Performance Computing in Science and Engineering'15 / Ed. W. Nagel, D. Kröner, M. Resch. Springer, Cham, 2016. P. 333-347. [DOI](#)
8. Rivas J.R.R., Pimenta A.P., Salcedo S.G., Rivas G.A.R., Suazo M.C.G. Study of internal flow of a bipropellant swirl injector of a rocket engine // J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng. 2018. Vol. 40. P. 289-305. [DOI](#)
9. Rivas J.R.R., Pimenta A.P., Rivas G.A.R. Development of a mathematical model and 3D numerical simulation of the internal flow in a conical swirl atomizer // Atomization Sprays. 2014. Vol. 24. P. 97-114. [DOI](#)
10. Khandelwal B., Lili D., Sethi V. Design and study on performance of axial swirler for annular combustor by changing different design parameters // J. Energy Inst. 2014. Vol. 87. P. 372-382. [DOI](#)
11. Marudhappan R., Chandrasekhar U., Reddy K.H. Optimization of simplex atomizer inlet port configuration through computational fluid dynamics and experimental study for aero-gas turbine applications // J. Inst. Eng. India Ser. C. 2017. Vol. 98. P. 595-606. [DOI](#)
12. Li X.-g., Fritsching U. Process modeling pressure-swirl-gas-atomization for metal powder production // J. Mater. Process. Tech. 2017. Vol. 239. P. 1-17. [DOI](#)
13. Warncke K., Gepperth S., Sauer B., Sadiki A., Janicka J., Koch R., Bauer H.-J. Experimental and numerical investigation of the primary breakup of an airblasted liquid sheet // Int. J. Multiph. Flow. 2017. Vol. 91. P. 208-224. [DOI](#)
14. Сипатов А.М., Карабасов С.А., Гомзилов М.Ю., Абрамчук Т.В., Семаков Г.Н. Оптимизация конструкции пневматического распыляющего устройства на основе методов трехмерного моделирования // Изв. вузов. Авиационная техника. 2014. № 1. С. 57-62. (English version [DOI](#))
15. Ma P.C., Esclapez L., Carbajal S., Ihme M., Buschhagen T., Naik S.V., Gore J.P., Lucht R.P. High-fidelity simulations of fuel injection and atomization of a hybrid air-blast atomizer // Proc. of the 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, San Diego, California, USA, January 4-8, 2016. Vol. 14. P. 12056-12064. [DOI](#)
16. Сипатов А.М., Карабасов С.А., Гомзилов Л.Ю., Абрамчук Т.В., Семаков Г.Н. Применение методов трехмерного моделирования при конструировании пневматических форсунок // Вычисл. мех. сплош сред. 2013. Т. 6, № 3. С. 346-353. (English version [DOI](#))
17. Мингалев С.В., Гомзилов Л.Ю., Сипатов А.М., Абрамчук Т.В. Моделирование распада пленки керосина в проточной части низкочастотной форсунки авиационного двигателя методом объема жидкости // Материалы V-ой Всероссийской конференции с международным участием Пермские гидродинамические чтения, Пермь, 26-29 сентября, 2018. – Пермь: Издательский центр ПГНИУ, 2018. – с. 207-209.

18. ASME V&V 20-2009. Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer (2009) // American National Standard. New York: ASME.
19. Моделирование распыливания жидкости в форсунке с помощью метода объемов [Текст]: Техническая справка: 60353 / АО "ОДК-Авиадвигатель"; разработ.: Мингалев С.В. – Пермь, 2017. – 15 с.
20. Patankar S.V. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation, 1980. 212 p. P. 118-120.
21. Youngs D.L. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion // Numerical methods in fluid dynamics / Ed. K.W. Morton, M.J. Baines. Academic Press, 1982. P. 273-285.
22. Казимарданов М.Г., Мингалев С.В., Любимова Т.П., Гомзигов Л.Ю. Моделирование распада пленки на капли в результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца // Вычисл. мех. сплош. сред. 2017. Т. 10, № 4. С. 416-425. (English version [DOI](#))
23. Kulkarni V., Sivakumar D., Oommen C., Tharakan T.J. Liquid sheet breakup in gas-centered swirl coaxial atomizers // J. Fluids Eng. 2010. Vol. 132, no. 1. 011303. [DOI](#)
24. Kim D., Im J.-H., Koh H., Yoon Y. Effect of ambient gas density on spray characteristics of swirling liquid sheets // J. Propul. Power. 2007. Vol. 23, no. 3. P. 603-611. [DOI](#)
25. Inamura T., Tamura H., Sakamoto H. Characteristics of liquid film and spray injected from swirl coaxial injector // J. Propul. Power. 2003. Vol. 19, no. 4. P. 632-639. [DOI](#)

References

1. Inozemtsev A.A., Konyayev E.A., Medvedev V.V., Nerad'ko A.V., Ryassov A.E. Aviatsionnyy dvigatel' PS-90A [Aircraft engine PS-90A]. Moscow, FIZMATLIT, 2007. 320 p.
2. Batalov V.G., Stepanov R.A., Sukhanovsky A.N. Primeneniye pryamykh opticheskikh metodov izmereniy dlya issledovaniya kharakteristik dvukhfaznogo potoka [Application of direct optical methods for investigation of two-phase flow characteristics]. Trudy MAI, 2014, no. 76, 20 p.
3. Kostarev K.G., Batalov V.G., Mizev A.I., Sukhanovskii A.N., Shmyrov A.V. Hydrodynamic aspects of the formation and disintegration processes of fuel film created by the injector of the combustion chamber of an aircraft engine. *Vestnik permskogo nauchnogo centra UrO RAN – Bulletin of the Perm Scientific Center UB RAS*, 2017, no. 1, pp. 52-56.
4. Batalov V.G., Stepanov R.A., Sukhanovsky A.N. Optical measurement of droplet dimensions in spray of fuel injector. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 3 (37), pp. 40-47. [DOI](#)
5. Sivakumar D., Kulkarni V. Regimes of spray formation in gas-centered swirl coaxial atomizers. *Exp. Fluids*, 2011, vol. 51, pp. 587-596. [DOI](#)
6. Garai A., Pal S., Mondal S., Ghosh S., Sen S., Mukhopadhyay A. Experimental investigation of spray characteristics of kerosene and ethanol-blended kerosene using a gas turbine hybrid atomizer. *Sadhana*, 2017, vol. 42, no. 4, pp. 543-555. URL: https://www.researchgate.net/publication/315458866_Experimental_investigation_of_spray_characteristics_of_kerosene_and_ethanol-blended_kerosene_using_a_gas_turbine_hybrid_atomizer
7. Galbiati C., Ertl M., Tonini S., Cossali G.E., Weigand B. DNS Investigation of the primary breakup in a conical swirled jet. *High Performance Computing in Science and Engineering '15*, ed. W. Nagel, D. Kröner, M. Resch. Springer, Cham, 2016. P. 333-347. [DOI](#)
8. Rivas J.R.R., Pimenta A.P., Salcedo S.G., Rivas G.A.R., Suazo M.C.G. Study of internal flow of a bipropellant swirl injector of a rocket engine. *J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.*, 2018, vol. 40, pp. 289-305. [DOI](#)
9. Rivas J.R.R., Pimenta A.P., Rivas G.A.R. Development of a mathematical model and 3D numerical simulation of the internal flow in a conical swirl atomizer. *Atomization Sprays*, 2014, vol. 24, pp. 97-114. [DOI](#)
10. Khandelwal B., Lili D., Sethi V. Design and study on performance of axial swirler for annular combustor by changing different design parameters. *J. Energy Inst.*, 2014, vol. 87, pp. 372-382. [DOI](#)
11. Marudhappan R., Chandrasekhar U., Reddy K.H. Optimization of simplex atomizer inlet port configuration through computational fluid dynamics and experimental study for aero-gas turbine applications. *J. Inst. Eng. India Ser. C*, 2017, vol. 98, pp. 595-606. [DOI](#)
12. Li X.-g., Fritsching U. Process modeling pressure-swirl-gas-atomization for metal powder production. *J. Mater. Process. Tech.*, 2017, vol. 239, pp. 1-17. [DOI](#)
13. Warncke K., Gepperth S., Sauer B., Sadiki A., Janicka J., Koch R., Bauer H.-J. Experimental and numerical investigation of the primary breakup of an airblasted liquid sheet. *Int. J. Multiph. Flow*, 2017, vol. 91, pp. 208-224. [DOI](#)
14. Sipatov A.M., Karabasov S.A., Gomzikov L.Yu., Abramchuk T.V., Semakov G.N. Structural optimization of the air-blast atomizer based on three-dimensional simulation techniques. *Russ. Aeronaut.*, 2014, vol. 57, pp. 75-83. [DOI](#)
15. Ma P.C., Esclapez L., Carbajal S., Ihme M., Buschhagen T., Naik S.V., Gore J.P., Lucht R.P. *Proc. of the 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, San Diego, California, USA, January 4-8, 2016. Vol. 14, pp. 12056-12064.* [DOI](#)
16. Sipatov A.M., Karabasov S.A., Gomzikov L.Yu., Abramchuk T.V., Semakov G.N. Application of three-dimensional numerical study in air-blast atomizer designing. *Vychisl. meh. splos. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2013, Vol. 6, no. 3, pp. 346-353. [DOI](#)
17. Mingalev S.V., Gomzikov L.Y., Sipatov A.M., Abramchuk T.V. The simulation of film atomization in an air-blast atomizer with pre-filmer by the VOF method. Proc. of the 5th All-Russian conference Perm hydrodynamic readings, Sep. 26-29, 2018, Perm, Russia, PSU, 2018, p. 207-209
18. ASME V&V 20-2009. Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer (2009), American National Standard, New York: ASME.
19. Mingalev S.V. Modelirovanie raspylivaniya zhidkosti v forsунке s pomoshh'ju metoda ob'emov [Simulation of atomization of liquid in the nozzle using the volume of fluid method], Technical report 60353, JSC «UEC-Aviadvigatel» , Perm, 2017, 15 p.

20. Patankar S.V. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980. 212 p. Pp. 118-120.
21. Youngs D.L. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. *Numerical methods in fluid dynamics*, ed. K.W. Morton, M.J. Baines. Academic Press, 1982. P. 273-285.
22. Kazimardanov M.G., Mingalev S.V., Lubimova T.P., Gomzikov L.Yu. Simulation of primary atomization due to Kelvin-Helmholtz instability. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2017, vol. 10, no. 4, pp. 416-425. [DOI](#)
23. Kulkarni V., Sivakumar D., Oommen C., Tharakan T.J. Liquid sheet breakup in gas-centered swirl coaxial atomizers. *J. Fluids Eng.*, 2010, vol. 132, no. 1, 011303. [DOI](#)
24. Kim D., Im J.-H., Koh H., Yoon Y. Effect of ambient gas density on spray characteristics of swirling liquid sheets. *J. Propul. Power*, 2007, vol. 23, no. 3, pp. 603-611. [DOI](#)
25. Inamura T., Tamura H., Sakamoto H. Characteristics of liquid film and spray injected from swirl coaxial injector. *J. Propul. Power*, 2003, vol. 19, no. 4, pp. 632-639. [DOI](#)

Поступила в редакцию 24.10.2018; после доработки 02.02.2019; принята к опубликованию 04.02.2019

Сведения об авторах

Мингалев Станислав Викторович, кфмн, инж.-констр.-расчетчик, АО «ОДК–Авиадвигатель», 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 93; e-mail: mingalev-sv@avid.ru

Иноземцев Александр Александрович, дтн, проф., чл.-корр. РАН, упр. дир.– ген. констр., АО «ОДК–Авиадвигатель»; e-mail: office@avid.ru

Гомзигов Леонид Юльевич, ктн, нач. отд., АО «ОДК–Авиадвигатель»; e-mail: gomzikov@avid.ru

Сипатов Алексей Матвеевич, дтн, проф., нач. отд., АО «ОДК–Авиадвигатель»; e-mail: sipatov@avid.ru

Абрамчук Тарас Викторович, вед. констр. отд., АО «ОДК–Авиадвигатель»; e-mail: abramchuk-tv@avid.ru