

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ АППАРАТА С РАБОТАЮЩИМ ДВИГАТЕЛЕМ

В.И. Мышенков¹, Е.В. Мышенкова²

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская область, г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1

²Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», 111250, Россия, г. Москва, Красноказарменная улица, д. 14

myshenkov@mgul.ac.ru

Приводятся результаты расчетов отрывного течения, возникающего на боковой поверхности летательного аппарата вследствие взаимодействия набегающего потока со струей маршевого двигателя в широких диапазонах изменения определяющих параметров: числа Маха потока и струи, числа Рейнольдса, степени нерасчетности, относительной температуры струи, толщины вязких слоев на срезе сопла и др. Расчеты проводятся с использованием полных уравнений Навье — Стокса. Исследуется динамика развития отрывного течения, приводятся зависимости газодинамических и геометрических параметров отрывной зоны от определяющих параметров задачи: M_∞ , M_a , Re_∞ , n , T_{ax} , δ_a , δ_∞ . Установлено, что размеры отрывной области с увеличением n , δ_a , δ_∞ и с уменьшением M_a , T_{ax} возрастают. С увеличением M_∞ размеры отрывной области меняются немонотонно, достигая максимума при $M_\infty \approx 1,5$, а затем уменьшаются. При увеличении Re_∞ длина отрывной области непрерывно возрастает, а высота меняется немонотонно. Давление p_m в отрывной области с изменением параметров M_a , T_{ax} , δ_a , δ_∞ меняется слабо, а с увеличением M_∞ и n — возрастает пропорционально значению $\approx n^{0,5} M_\infty$. С увеличением числа Re_∞ монотонно уменьшается p_m . В отрывных областях достаточно больших размеров давление и температура газа практически одинаковы везде, кроме окрестностей точек отрыва и смыкания струйных потоков. При малых значениях M_∞ отрывную область в основном заполняет газ набегающего потока. С увеличением M_∞ увеличивается поступление газа в отрывную область из струйного пограничного слоя, и при $M_\infty \geq 3$ газ струи становится доминирующей долей циркулирующего в отрывной области газа. Догорание остатков горючего в отрывной области может вызвать повышение температуры прилегающей поверхности аппарата.

Ключевые слова: струйное течение, выхлопной факел, боковой отрыв

Ссылка для цитирования: Мышенков В.И., Мышенкова Е.В. Численное исследование обтекания аппарата с работающим двигателем // Лесной вестник / Forestry Bulletin, 2017. Т. 21. № 2. С. 87–94. DOI: 10.18698/2542-1468-2017-2-87-94

Проблема обтекания набегающим потоком воздуха летательного аппарата (ЛА) с работающим маршевым двигателем весьма важна и актуальна, поскольку в процессе движения ЛА происходит существенное расширение выхлопной струи двигателя, вызывающее отрыв течения на поверхности аппарата, которое приводит, особенно при движении под углом атаки, к изменению его аэродинамических и тепловых характеристик и появлению момента сил. Актуальность и важность данной проблемы отмечалась еще в работах [1–7].

Настоящее численное моделирование задачи обтекания аппарата с истекающей выхлопной струей маршевого двигателя выполнено для случая двумерного ламинарного течения совершенного газа на основе численного решения уравнений Навье — Стокса. В расчетах теплофизические характеристики газов струи и набегающего потока принимались одинаковыми.

ЛА в своем движении начиная со старта проходит через три области с существенно различными режимами обтекания: на начальном участке траектории в плотных слоях атмосферы — область турбулентного режима, на средних и больших высотах — ламинарного и на очень больших

высотах в разреженной атмосфере — область свободно-молекулярного режима. Настоящее исследование ламинарного обтекания аппарата охватывает часть трубки его траектории и, следовательно, является важным, актуальным и имеет большое практическое значение.

Настоящая работа является продолжением работы [8], где подробно излагаются постановка задачи, метод ее решения, сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными и другие методические элементы, поэтому указанные вопросы здесь не рассматриваются. В работе [8] подробно исследована динамика изменения отрыва потока у поверхности ЛА в зависимости от числа Маха набегающего потока и степени нерасчетности выхлопной струи. В настоящей же работе приводятся результаты исследования влияния на процесс обтекания аппарата и формирования отрыва течения у его поверхности других, не рассмотренных в [8], критериев и параметров подобия.

Результаты параметрических исследований

Численное исследование задачи обтекания потоком воздуха ЛА с работающим маршевым двигателем проведено в широких диапазонах

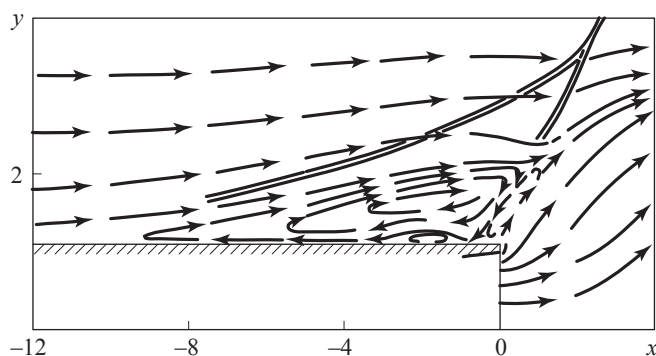


Рис. 1. Картина отрывного течения у поверхности ЛА при $M_\infty = 4$, $M_a = 2$, $n = 50$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$
 Fig. 1. The picture of the separation flow around the aircraft at $M_\infty = 4$, $M_a = 2$, $n = 50$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$

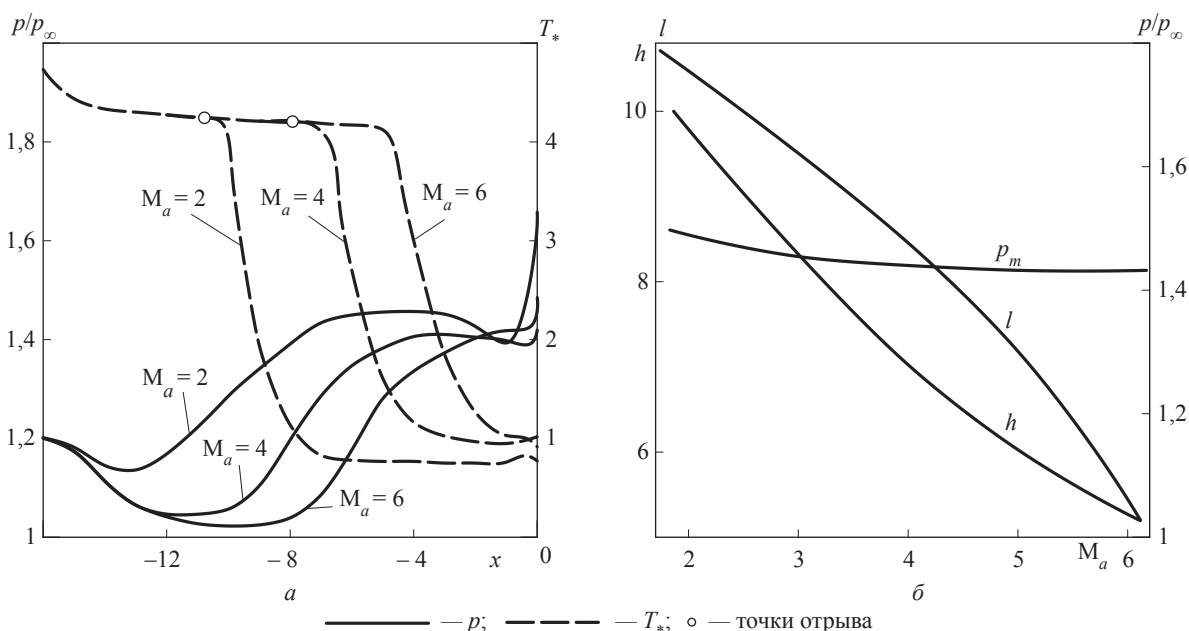


Рис. 2. Влияние M_a : a — на распределение давления p и равновесной температуры T_* по поверхности цилиндра; b — на давление «плато» p_m и размеры отрывной зоны l и h
 Fig. 2. The effect of the M_a number on: a — the pressure distribution p and the equilibrium temperature T_* on the cylinder surface, b — the «plateau» pressure p_m and the separation zone sizes l and h

значений определяющих параметров: числа Маха выхлопной струи M_a , числа Рейнольдса Re_∞ , относительной температуры газа $T_{a\infty} = T_a/T_\infty$ струи — 1 и набегающего потока — 8, показатель адиабаты $\gamma_\infty = \gamma_a = 1,4$, $T_\infty = 300$ К, и различной толщине вязких слоев на входе в расчетную область (δ_∞) и на срезе сопла (δ_a). Здесь и далее нижние индексы ∞ и a у переменных обозначают параметры течения в набегающем потоке и в струе на срезе сопла соответственно.

Расчеты проведены конечно-разностным методом расщепления [9] на существенно неравномерных сетках, чтобы получить решение для возможно максимального числа Рейнольдса. Используемый вариант разностной схемы и решаемая система уравнений приведены в работе [10].

Исследовали особенности обтекания ЛА при работающем маршевом двигателе, изучали воз-

никновение и динамику развития отрывного течения, изменения распределения давления и равновесной температуры стенки T_* на поверхности аппарата. Координаты точек отрыва течения определяли по изменению знака напряжения трения, которое аппроксимировали конечными разностями со вторым порядком точности. Также со вторым порядком точности аппроксимировали тепловой поток к поверхности тела при определении T_* .

Типичная картина течения, возникающая при полете ЛА с работающим маршевым двигателем начиная с некоторой высоты (т. е. при значениях нерасчетности $n = p_a/p_\infty > 1$), схематически представлена на рис. 1. У поверхности ЛА образуются области отрыва потока с возвратным течением и почти постоянным давлением, большим положительным градиентом давления в окрестности

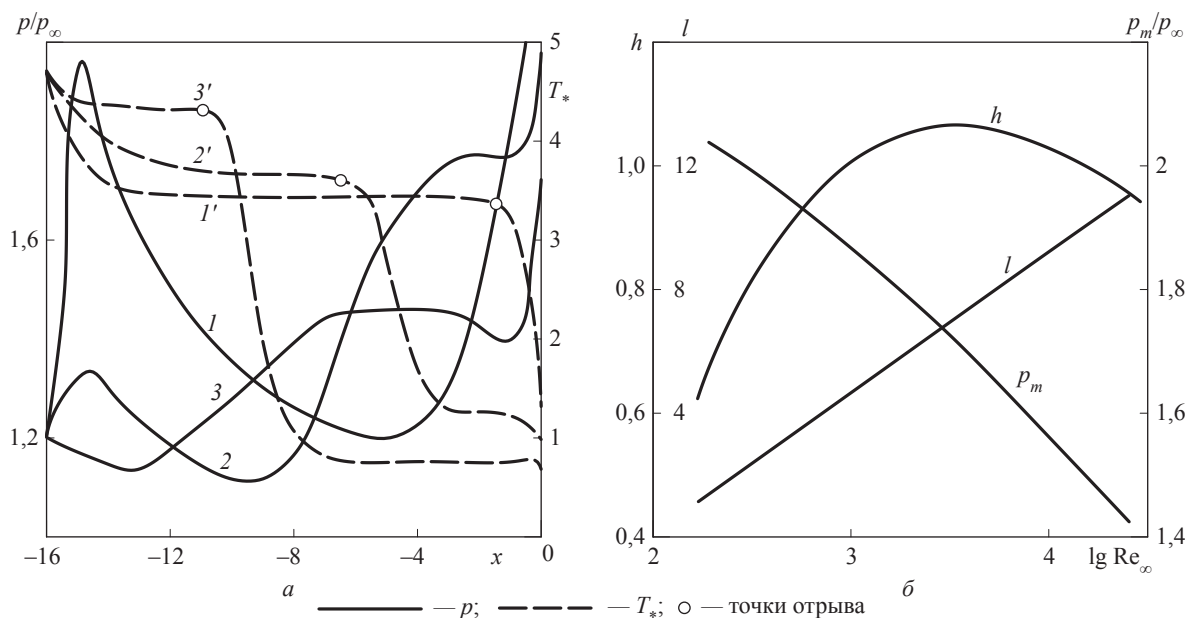


Рис. 3. Влияние Re_∞ : *a* — на распределение давления p и равновесной температуры T_* по боковой поверхности цилиндра; *b* — на давление «плато» p_m и размеры отрывной зоны l и h
 Fig. 3. The effect of the Re_∞ number on: *a*) the pressure distribution p and the equilibrium temperature T_* on the surface of the cylinder, *b* — the «plateau» pressure p_m and the separation zone sizes l and h

точки отрыва и наличием λ -образного скачка при сверхзвуковой скорости набегающего потока.

Рассматриваемая задача обтекания ЛА с работающим маршевым двигателем физически эквивалентна задаче обтекания цилиндра с коническим стабилизатором (тормозной «юбкой») или плоской задаче обтекания ступеньки. Пользуясь этой аналогией, на основании имеющихся экспериментальных данных обтекания, например, цилиндра с коническим стабилизатором, можно заранее предсказать некоторые качественные результаты влияния различных факторов на картину течения и отрывную зону исследуемой задачи. Например, зная, что увеличение M_a вызывает уменьшение угла разворота струи и удлинение ее бочкообразной структуры (это эквивалентно уменьшению угла конического стабилизатора), можно предсказать уменьшение отрывной области и давления в ней с увеличением M_a .

Влияние числа Маха струи M_a на структуру и параметры течения исследовалось для постоянных значений $M_\infty = 4$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $n = 50$, $T_{a\infty} = 1$ при изменении M_a в диапазоне $2 \leq M_a \leq 6$. Характер распределения давления на боковой поверхности тела, как показывают расчеты, для разных M_a примерно одинаки и те же (рис. 2, *a*). С увеличением M_a наблюдается лишь деформация (смещение по оси x) кривых давления, уменьшение давления перед точкой отрыва и некоторое изменение давления в отрывной зоне (небольшое уменьшение давления «плато» p_m). Градиент давления в окрестности точки отрыва при этом несколько увеличивается,

а размеры отрывной области — длина l и высота h уменьшаются (рис. 2, *b*).

Распределение равновесной температуры стенки T_* на поверхности ЛА (рис. 2, *a*), при разных M_a равномерно, только с началом резкого изменения T_* с увеличением M_a смещается в направлении к кормовой части тела, т. е. происходит сокращение отрывной зоны. Значение T_* до точек отрыва одинаково при всех M_a , а в отрывной зоне с увеличением M_a несколько возрастает, что свидетельствует о сокращении количества поступающего в отрывную область газа из струйного течения вследствие уменьшения угла разворота.

Поскольку воздействие вязкости является одним из главных факторов, обуславливающих образование отрыва потока, интересно рассмотреть влияние Re_∞ на картину обтекания аппарата. Такое исследование, проведенное при изменении числа Рейнольдса в диапазоне $2 \cdot 10^2 \leq Re_\infty \leq 2 \cdot 10^4$ при постоянных значениях остальных параметров подобия $M_a = 2$, $M_\infty = 4$, $n = 50$, $T_{a\infty} = 1$, показало его сильное влияние на течение. С уменьшением Re_∞ на поверхности тела у левой границы области счета образуется усиливающийся пик давления (рис. 3, *a*, цифры 1, 2, 3 и 1', 2', 3' у кривых соответствуют Re_∞ , равному $2 \cdot 10^2$, $2 \cdot 10^3$, $2 \cdot 10^4$), возникающий в силу недостаточно корректного задания на границе вязкого слоя постоянной толщины с одинаковым распределением скорости.

Далее по образующей цилиндра возникает область минимального давления на теле, за которой давление вновь повышается, приводя к

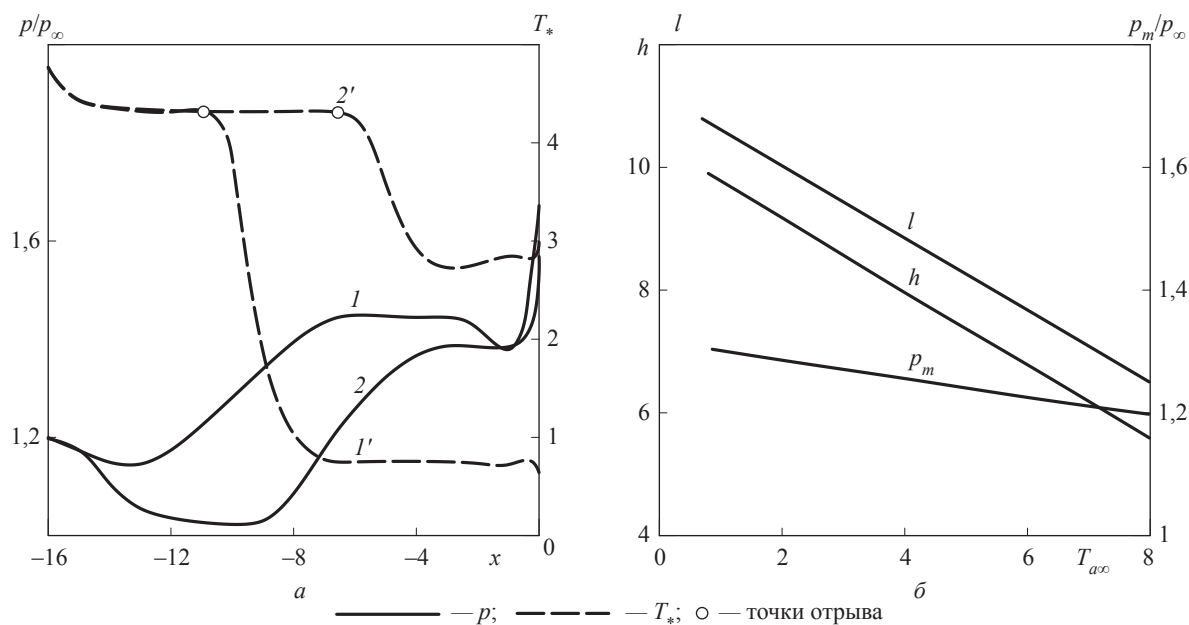


Рис. 4. Влияние T_∞ : а — на распределение давления p и равновесной температуры T_* по боковой поверхности цилиндра; б — на давление «плато» p_m и размеры отрывной зоны l и h
 Fig. 4. The effect of the of T_∞ on: а — the pressure distribution p and the equilibrium temperature T_* on the surface of the cylinder; б — the «plateau» pressure p_m and the separation zone sizes l and h

отрыву потока непосредственно перед истекающей струей. Положительный градиент давления, вызывающий отрыв потока, и давление в отрывной зоне при этом увеличиваются (рис. 3). Перераспределение давления с уменьшением числа Re_∞ приводит к уменьшению размеров области отрыва. Зависимость длины области отрыва от Re_∞ имеет почти логарифмический характер. Согласно расчетным данным, отрывная область

перед истекающей струей, в отличие от отрывной области для случая обтекания ступеньки, с уменьшением Re_∞ должна исчезнуть при $Re_\infty \approx 10^2$. Это объясняется недостаточным повышением $grad p$ перед струей с уменьшением Re_∞ из-за понижения угла разворота струи вследствие гибкости ее границы. Максимальная высота области отрыва с изменением Re_∞ меняется немонотонно — достигает максимума при $Re_\infty \approx 3 \cdot 10^3$ и становится равной нулю при $Re_\infty \approx 10^2$. При больших значениях Re_∞ , когда образуются большие отрывные области, распределение давления в зоне отрыва имеет характерные «полки» с постоянным давлением на большей части отрывной зоны. С уменьшением Re_∞ размеры «полки» давления, как и размеры области отрыва, сокращаются, и при $Re_\infty \approx 2 \cdot 10^2$ «полка» давления пропадает. Давление поперек области отрыва везде, кроме окрестностей точки отрыва и кормовой части тела, практически постоянно.

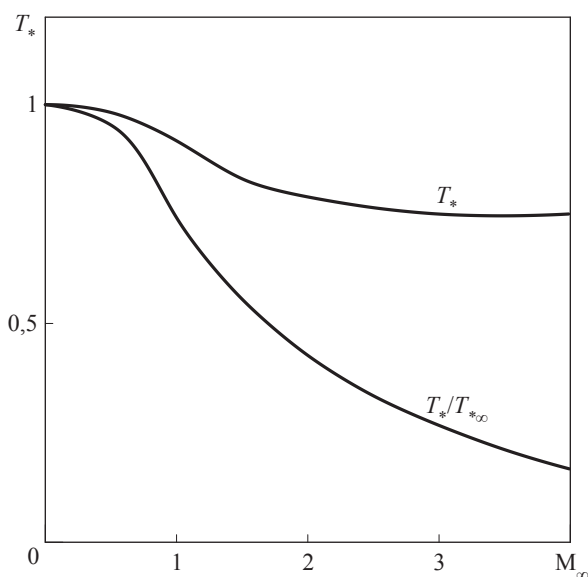


Рис. 5. Изменение с M_∞ равновесной температуры стенки в зоне отрыва
 Fig. 5. Effect of M_∞ on equilibrium wall temperature in the separation zone

Равновесная температура T_* вдоль цилиндрической поверхности тела распределяется монотонно и резко падает сразу же после точки отрыва (см. рис. 3, а). Изменение T_* до точки отрыва идет плавно и обуславливается ростом толщины пограничного слоя обтекающего потока. Резкое снижение T_* в области отрыва вызвано притоком туда охлажденного газа от истекающей струи (из-за ее расширения). С уменьшением Re_∞ значение T_* перед точкой отрыва понижается благодаря утолщению вязкого пристеночного слоя, а в отрывной зоне увеличивается из-за сокращения

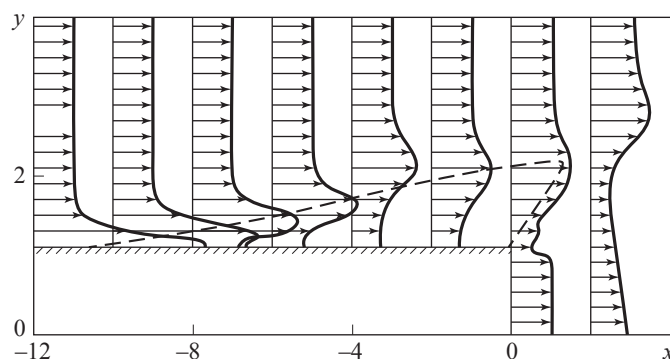


Рис. 6. Распределение температуры в различных поперечных сечениях течения при $M_\infty = 4$, $M_a = 2$, $n = 50$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $T_{a\infty} = 1$

Fig. 6. Temperature distribution in different cross sections of the flow at $M_\infty = 4$, $M_a = 2$, $n = 50$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $T_{a\infty} = 1$

размеров области отрыва и снижения притока холодного газа струи.

В связи с обнаружением резкого уменьшения T_* в области отрыва, свидетельствующего о притоке туда охлажденного газа расширяющегося струйного течения, были проведены исследования влияния относительной температуры газа струи $T_{a\infty} = T_a/T_\infty$ на параметры отрывного течения при $M_a = 2$, $M_\infty = 4$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $n = 50$ для $T_{a\infty} = 1$ и $T_{a\infty} = 8$ (т. е. при $T_\infty = 300$ К $T_a = 300$ К и 2400 К).

Как показали расчеты, изменение относительной температуры струи $T_{a\infty}$ оказывает на картину обтекания аппарата воздействие, аналогичное воздействию изменения M_a . Это нетрудно было предвидеть, поскольку увеличение $T_{a\infty}$ вызывает возрастание деформации границы струи вследствие снижения ее плотности, что приводит к уменьшению угла расширения струи под воздействием набегающего потока.

С увеличением $T_{a\infty}$, как и с увеличением M_a , деформируется функция распределения давления на поверхности тела (рис. 4, а), уменьшаются размеры l и h области отрыва, давление в ней понижается (рис. 4, б), а значение T_* в отрывной зоне увеличивается (см. рис. 4, а, цифры 1, 2 и 1', 2' у кривых соответствуют $T_{a\infty} = 1$ и $T_{a\infty} = 8$). При этом повышение T_* в области отрыва при увеличении $T_{a\infty}$ оказывается значительно большим, чем при увеличении M_a . Данный факт доказывает, что величина T_* в отрывной зоне определяется в основном притоком газа струи, который там и циркулирует.

При обтекании ЛА на его поверхности благодаря торможению газа образуется пограничный слой с высокой температурой, близкой к T_* . В точке отрыва течения этот нагретый слой газа отрывается от стенки и не попадает в отрывную область. Поэтому температура газа в отрывной области оказывается значительно меньше среднего значения T_* перед отрывом пограничного слоя и статической температуры набегающего

течения. Следовательно, отрывную область в основном заполняет холодный газ из струйного пограничного слоя (рис. 5). Это подтверждают данные распределения статической температуры в отрывной зоне (рис. 6). Таким образом, в отрывную область в значительном количестве попадает газ из выхлопной струи, перемешивается с воздухом и догорает.

Исходя из физических соображений ясно, что состав газа, заполняющего область отрыва, определяется соотношением значений кинетической энергии оторвавшегося пограничного слоя обтекающего потока и пограничного слоя выхлопной струи в области их взаимодействия в кормовой части аппарата, где происходит разделение течений и окончательное формирование области отрыва, а также диффузией газов. В результате в отрывную область, очевидно, поступает газ, имеющий меньшую кинетическую энергию. При малых значениях числа Маха набегающего потока, когда энергия отрывающегося пограничного слоя меньше кинетической энергии пограничного слоя выхлопной струи, отрывную область заполняет газ набегающего потока, а температура в отрывной зоне оказывается близкой к полной температуре внешнего течения (см. рис. 6). С возрастанием M_∞ повышается кинетическая энергия струек тока пограничного слоя обтекающего потока, и увеличивается поступление в область отрыва холодного газа выхлопной струи, что вызывает понижение температуры в области отрыва (см. рис. 5). При $M_\infty \geq 3$, как показали качественные оценки по величинам равновесной температуры стенки, выхлопные газы струи составляют значительную часть газов, заполняющих отрывную область. Для более точной количественной оценки состава газа в отрывной области необходимо решить уравнения Навье — Стокса совместно с уравнением концентрации для двухкомпонентной среды

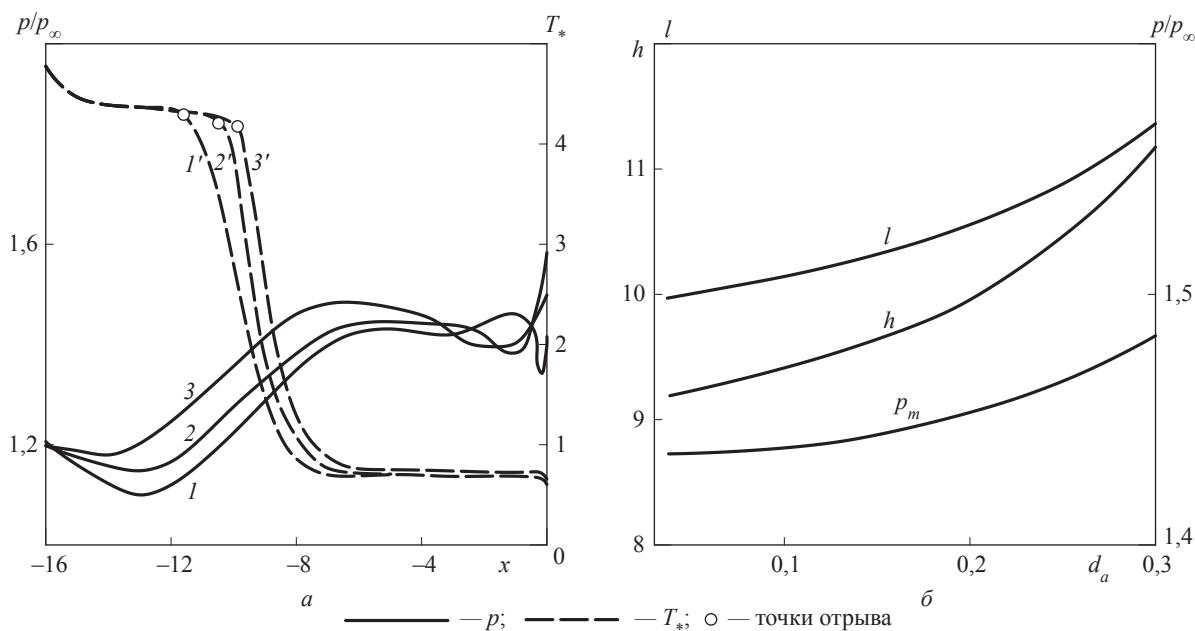


Рис. 7. Влияние δ_a : *a* — на распределение давления p и равновесной температуры T_* по поверхности цилиндра; *b* — на давление «плато» p_m и размеры отрывной зоны l и h
 Fig. 7. The effect of δ_a on: *a* — the pressure distribution p and the equilibrium temperature T_* on the surface of the cylinder, *b* — the «plateau» pressure p_m and the separation zone sizes l and h

Исследование влияния толщины δ_a вязкого слоя струи на срезе сопла, проведенное при изменении δ_a в диапазоне $0,04 \leq \delta_a \leq 0,3$ и постоянных значениях $M_a = 2$, $M_\infty = 4$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $n = 50$, $T_{a\infty} = 1$, показало, что уменьшение δ_a оказывает на отрывное течение такое же воздействие, как и увеличение M_a , поскольку оба эти фактора приводят к возрастанию кинетической энергии пристеночных струек тока струи. В результате снижается приток газа струи в отрывную зону, что приводит к смещению кривой распределения давления на боковой поверхности тела (рис. 7, *a*), понижению давления в отрывной зоне, сокращению ее размеров (рис. 7, *b*) и небольшому повышению равновесной температуры стенки в отрывной зоне (см. рис. 7, *a*, цифры 1, 2, 3 и 1', 2', 3' у кривых соответствуют значениям δ_a , равным 0,04, 0,18, 0,3).

С другой стороны, увеличение толщины вязкого слоя на боковой поверхности тела δ_∞ в диапазоне $0,1 \leq \delta_\infty \leq 0,5$ (на входной границе области счета), как показали расчеты, проведенные при $M_a = 2$, $M_\infty = 4$, $Re_\infty = 2 \cdot 10^4$, $n = 50$, $T_{a\infty} = 1$, приводит к снижению кинетической энергии в пристеночных струйках обтекающего потока. В результате возрастает приток газа набегающего потока в отрывную зону, вызывая соответствующие изменения распределения давления, размеров отрывной зоны и повышения равновесной температуры стенки в отрывной зоне (рис. 8, *a* цифры 1, 2, и 1', 2' у кривых соответствуют значениям δ_∞ , равным 0,2, 0,4).

Анализ полученных результатов показывает, что угол образующейся отрывной зоны при изменении определяющих параметров n , $T_{a\infty}$, δ_a , δ_∞ в исследованных диапазонах при M_a и $M_\infty > 2$, $n > 20$ практически не изменяется или изменяется очень мало. Давление «плато» p_m в отрывной зоне с изменением M_a , $T_{a\infty}$, δ_a , δ_∞ изменяется слабо, а с увеличением M_∞ и n возрастает пропорционально величине $\approx n^{0,3} M_\infty$. Наибольшие изменения отрывная зона претерпевает с увеличением Re_∞ . При этом угол наклона отрывной зоны и давление «плато» в ней монотонно уменьшаются. Длина отрывной зоны в исследованных диапазонах изменения определяющих параметров с увеличением M_∞ , n , $\lg(Re_\infty)$, δ_a , δ_∞ и уменьшением M_a , $T_{a\infty}$ возрастает почти линейно.

Выводы

1. На основе уравнений Навье — Стокса исследовано возникновение и развитие отрыва обтекающего ЛА потока под действием струи маршевого двигателя. Исследование проведено в широких диапазонах определяющих параметров.

2. Установлено, что размеры отрывной области с увеличением n , δ_a , δ_∞ и с уменьшением M_a , $T_{a\infty}$ возрастают. С увеличением M_∞ размеры отрывной области изменяются немонотонно, достигая максимума при $M_\infty \approx 1,5$, а затем уменьшаются. При увеличении Re_∞ длина отрывной области непрерывно возрастает, а высота изменяется немонотонно.

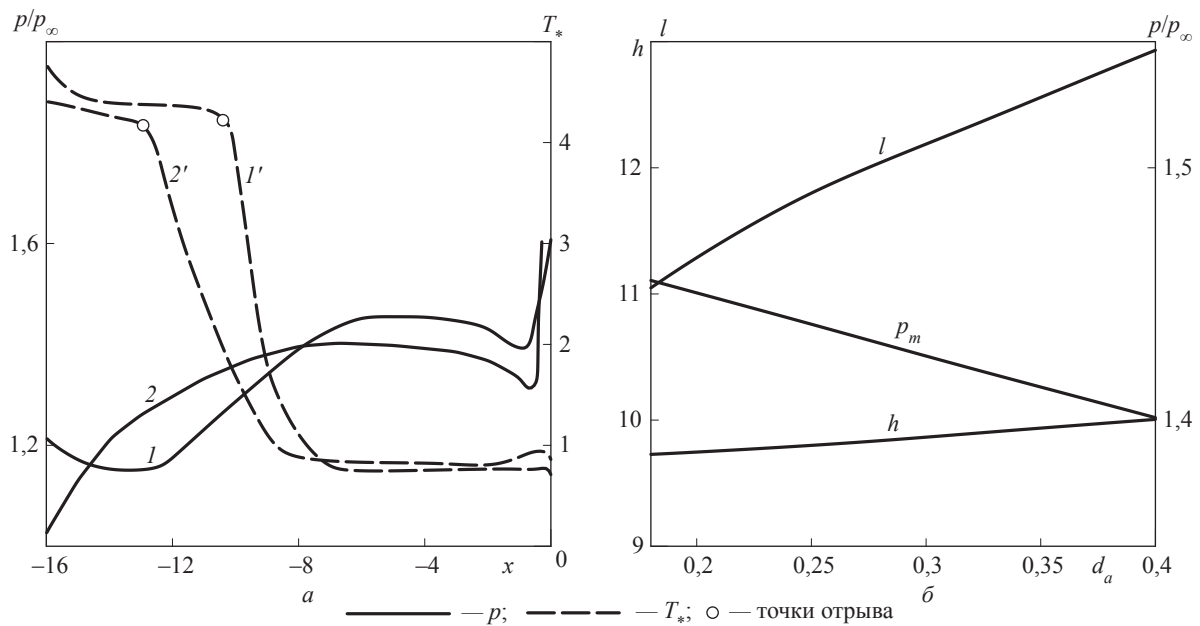


Рис. 8. Влияние δ_∞ : a — на распределение давления p и равновесной температуры T_* по поверхности цилиндра; b — на давление «плато» p_m и размеры отрывной зоны l и h
 Fig. 8. The effect of δ_∞ on: a — the pressure distribution p and the equilibrium temperature T_* on the surface of the cylinder, b — the «plateau» pressure p_m and the separation zone sizes l and h

3. Угол возникающей отрывной области при изменении определяющих параметров в исследованных диапазонах при $M_a > 2$, $M_\infty > 2$, $n > 20$ практически не изменяется.

4. Давление p_m в отрывной области с изменением параметров M_a , $T_{a\infty}$, δ_a , δ_∞ изменяется слабо, а с увеличением M_∞ и n возрастает пропорционально значению $\approx n^{0.5}M_\infty$. С увеличением Re_∞ значение p_m монотонно уменьшается.

5. Давление и температура газа в отрывной области достаточно большого размера практически одинаковы везде, кроме окрестностей точек отрыва и смыкания струйных потоков.

6. При малых значениях числа M_∞ отрывную область в основном заполняет газ набегающего потока. С увеличением M_∞ увеличивается поступление в отрывную область газа из струйного пограничного слоя, и при $M_\infty \geq 3$ он становится доминирующей частью циркулирующего в отрывной области газа. Догорание остатков горючего в отрывной области может вызвать повышение температуры прилегающей поверхности аппарата.

Сведения об авторах

Мышенков Виталий Иванович — док. физ.-мат. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), e-mail: myshenkov@mgul.ac.ru

Мышенкова Елена Витальевна — канд. физ.-мат. наук, доцент Национального исследовательского университета «Московский энергетический институт», e-mail: myshenkov@mgul.ac.ru

Список литературы

- [1] Goethert B.H. Base characteristics of Missiles with Cluster-Rocket Exhausts // JAS Paper, 1960, no. 49, pp. 60–89.
- [2] Carriere P., Siriex M. Effects aerodynamique de l'éclatement d'un jet de fusée // Recherche Aer., 1962, no. 89, pp. 3–10.
- [3] Alpinieri L., Adams R. Flow separation due to jet pluming // AIAA J., 1965, no. 10, pp. 1865–1866.
- [4] Carriere P. Recherches Recent Effectuées à l'ONERA sur les problemes de recollement // 7th Fluid Dynamic Symposium, 1956, Sept, 23 p.
- [5] Adams R. Wind Tunnel Testing techniques for Gas-Particle Flows in Rocket Exhaust Plumes // AIAA Paper, 1966, pp. 66–767.
- [6] Boger R.C., Rosenbaum H., Reeves B.L. Flow Field Interactions Induced by Underexpanded Exhaust Plumes // AIAA Paper, 1971, no. 10, pp. 71–562.
- [7] Шлягун А.Н. Взаимодействие сильно недорасширенной сверхзвуковой струи со спутным гиперзвуковым потоком // Уч. зап. ЦАГИ, 1973. Т. 10. № 3. С. 37–47.
- [8] Мышенков В.И. Образование бокового отрыва потока при подъеме летательного аппарата // Вестник МГУЛ – Лесной вестник, 2013. № 2 (94). С. 167–174.
- [9] Ковеня В.М., Яненко Н.Н. Методы расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981. 304 с.
- [10] Ковалев Б.Д., Мышенков В.И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство // Уч. зап. ЦАГИ, 1978. Т. 9. № 2. С. 9–18.

Статья поступила в редакцию 06.03.2017 г.

COMPUTATIONAL RESEARCH OF FLOWING AROUND A VEHICLE WITH ENGINE-ON

V.I. Myshenkov¹, E.V. Myshenkova²

¹BMSTU (Mytishchi branch), 1 st. Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia

²National Research University «MPEI», Krasnokazarmennaya 14, Moscow, 111250 Russia

myshenkov@mgul.ac.ru

The results of numerical modelling of the separated flow over the side surface of an aircraft due to the interaction of the outer air stream and the jet flow from the jet propulsion engine over a wide range of the defining parameters are described: Mach numbers of stream and jet flow, Reynolds numbers, the ratio of ambient pressure and the nozzle pressure, a relative jet temperature, thickness of viscous layers on the nozzle exit, etc. All calculations have been carried out by using the complete set of Navier–Stokes equations. The dynamics of separated flow development has been investigated, the dependences of gasdynamic and geometrical properties of the separated zone on the problem parameters: M_∞ , M_a , Re_∞ , n , T_{ax} , δ_a , δ_∞ are described. It has been found that the size of the separation region increase with the growth of n , δ_a , δ_∞ and with the reduction of M_a , T_{ax} . With the growth of M_∞ the size of the separation region reaches its maximum at $M_\infty \approx 1.5$ and then decreases. With increasing Re_∞ , the length of the separation region continuously increases, the height changes in a non-monotonic way. The pressure p_m in the separation region slightly depends on the following parameters: M_a , T_{ax} , δ_a , δ_∞ , and with the increase of M_∞ and n it increases in proportion to the value $(n^{0.5} \times M_\infty)$. With the growth of the Re_∞ number p_m monotonically decreases. In sufficiently large separated areas the gas pressure and its temperature are almost the same everywhere except in the points next to the separation and interaction of the jet flows. For small M_∞ numbers the gas flow of windstream largely fills the separation area. With the increase of M_∞ the gas flow from the jet boundary layer increases in the separation region and at $M_\infty \geq 3$ it becomes a dominant gas part circulating in the gas separation region. The afterburning of fuel residues in the separation region can cause a rise in temperature adjacent surface of the device. For small numbers M_a the detachable area is largely fills the gas flow. With the increase of M_∞ the gas influx into the separation region from the jet boundary layer increases, and at $M_\infty \geq 3$ jet gas becomes a dominant part of the gas circulating in the separation region. The afterburning of remaining fuel in the separation region can result in the temperature rise on the adjacent aircraft surface.

Keywords: jet flow, jet flame, side edge separation.

Suggested citation: Myshenkov V.I., Myshenkova E.V. *Chislennoe issledovanie obtekaniya apparata s rabotayushchim dvigatelem* [Computational research of flowing around a vehicle with engine-on]. *Lesnoy vestnik / Forestry Bulletin*, 2017, vol. 21, no. 2, pp. 87–94. DOI: 10.18698/2542-1468-2017-2-87-94

References

- [1] Goethert B.H. Base characteristics of Missiles with Cluster-Rocket Exhausts // JAS Paper, 1960, no. 49, pp. 60–89.
- [2] Carriere P., Sirix M. Effects aerodynamique de l'éclatement d'un jet de fusée // Recherche Aer., 1962, no. 89, pp. 3–10.
- [3] Alpinieri L., Adams R. Flow separation due to jet pluming // AIAA J., 1965, no. 10, pp. 1865–1866.
- [4] Carriere P. Recherches Recent Effectuées à l'ONERA sur les problemes de recollement // 7th Fluid Dynamic Symposium, 1956, Sept, 23 p.
- [5] Adams R. Wind Tunnel Testing techniques for Gas-Particle Flows in Rocket Exhaust Plumes // AIAA Paper, 1966, pp. 66–767.
- [6] Boger R.C., Rosenbaum H., Reeves B.L. Flow Field Interactions Induced by Underexpanded Exhaust Plumes // AIAA Paper, 1971, no. 10, pp. 71–562.
- [7] Shlyagun A.N. *Vzaimodeystvie sil'no nedorasshirennoy sverkhzvukovoy strui so sputnym giperzvukovym potokom* [Interaction of a strongly underexpanded supersonic jet with a hypersonic sputtered flow] *Uchebnye zapiski TsAGI* [Teaching notes TsAGI], 1973, T. 10, № 3, pp. 37–47. (in Russian)
- [8] Myshenkov V.I. *Obrazovanie bokovogo otryva potoka pri pod"eme letatel'nogo apparata* [Formation of a lateral flow separation during the lifting of an aircraft] *Moscow state forest university bulletin – Lesnoy vestnik*, 2013, № 2 (94), pp. 167–174. (in Russian)
- [9] Kovenya V.M., Yanenko N.N. *Metody rasshchepleniya v zadachakh gazovoy dinamiki* [Methods of splitting in gas dynamics problems]. Novosibirsk: Nauka Publ., 1981, 304 p. (in Russian)
- [10] Kovalev B.D., Myshenkov V.I. *Raschet vyazkov sverkhzvukovoy strui, istekayushchey v zatoplennoe prostranstvo* [Calculation of viscous supersonic jet flowing into flooded space] *Uchebnye zapiski TsAGI* [Teaching notes TsAGI], 1978, T. 9, № 2, pp. 9–18. (in Russian)

Author's information

Myshenkov Vitaly Ivanovich — Dr. Sci. (phis.-math.), Professor of BMSTU (Mytishchi branch), e-mail: myshenkov@mgul.ac.ru

Myshenkova Elena Vitalievna — Cand. Sci. (phis.-math.), Associate Professor of National Research University «MPEI», e-mail: myshenkov@mgul.ac.ru

Received 06.03.2017