

УДК 621.453

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИКИ СОПЕЛ МАЛОРАЗМЕРНЫХ ГАЗОГЕНЕРАТОРОВ И ВЫТЕКАЮЩИХ ИЗ НИХ СТРУЙ

© 2014 И. Э. Иванов¹, И. А. Крюков², С. А. Шустов³¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова²Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва³Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет)

Излагаются постановка и результаты решения задачи о численном моделировании газодинамики сопел и струй малоразмерных газогенераторов сверхзвуковых потоков на основе использования уравнений пограничного слоя и Навье-Стокса. Приводятся результаты численного исследования газодинамики сопел и струй применительно к малоразмерным газогенераторам тягой 6 и 12 Н. Показаны значительные возможности увеличения удельного импульса тяги за счёт оптимизации контура сверхзвуковой части сопел этих малоразмерных газогенераторов. Численно исследован процесс формирования скачков уплотнения в сверхзвуковой части сопел малоразмерных газогенераторов, показано их существенное влияние на газодинамику струй, вытекающих в вакуум.

Сверхзвуковое сопло, струя, численный расчёт, эксперимент, удельный импульс, пограничный слой, потери удельного импульса, число Маха, скачки уплотнения.

Условные обозначения

$\alpha_{\text{ок}}$ – коэффициент избытка окислителя; r – радиус; $\bar{F}_a = F_a / F_*$ – геометрическая степень расширения сопла; $\bar{x} = x / r_*$; $\bar{y} = y / r_*$ – безразмерная продольная и поперечная координата; i – массовая энтальпия; p – давление; ρ – плотность; T – температура; γ – показатель изоэнтропы расширения; μ – динамический коэффициент вязкости; λ – коэффициент теплопроводности газа; q – удельный тепловой поток; u, v – скорость соответственно в продольном и поперечном направлениях; a – скорость звука; M – число Маха; $J_{\text{уп}}$ – удельный импульс в пустоте, φ_c – коэффициент сопла; нижние индексы: o – заторможенный; e – на границе пограничного слоя; w – на стенке; c – на входе в сопло; $*$ – в минимальном сечении; a – на срезе сопла; $ид$ – идеальный; $д$ – действительный.

Постановка задачи

Развитие космической техники требует создания эффективных малоразмерных газогенераторов сверхзвуковых потоков (далее МРГГ) в широком диапазоне тяг – от долей ньютона до нескольких килоньютонов. При создании МРГГ к ним предъявляются высокие технические, экономические и экологические требования по величине удельного импульса, большой надежности, малой массе и габаритам, коротким срокам создания и низкой стоимости, минимальному силовому, тепловому и загрязняющему воздействию на космический летательный аппарат. Реализация этих противоречивых требований возможна лишь при широком использовании эффективных численных методов. Создание таких численных методов применительно к МРГГ является сложной научно-технической проблемой. Для решения этой проблемы предлагается подход, основанный на детальном изучении и численном моделировании основных физико-химических процессов, характеризующих процесс течения в соплах и стру-

ях МРГГ с последующей интеграцией этих численных моделей после их апробации. В данной работе проводится сравнительный анализ двух вариантов предлагаемого подхода к моделированию. Первый из этих вариантов моделирования основан на использовании концепции пограничного слоя, подразумевающей разделение потока на вязкий пристеночный слой и невязкое ядро. Второй вариант моделирования основан на использовании уравнений Навье-Стокса, где разделение на вязкую и невязкую части потока отсутствует. Ниже излагаются результаты реализации этих двух вариантов в виде численных методик моделирования течений в соплах и струях МРГГ, а также результаты использования этих методик для численного моделирования газодинамики сопел и струй применительно к МРГГ тягой 6 и 12 Н.

Объекты численного исследования

Объектом численного исследования были штатные МРГГ 6 и 12 Н на самовоспламеняющихся компонентах топлива. Основные параметры этих МРГГ в табл. 1.

Таблица 1. Основные данные штатных МРГГ

№	Тяга, Н	p_{oc} , МПа	$\alpha_{ок}$	r_* , мм	\bar{F}_a
1	6	0,6	0,6	1,375	53
2	12	0,6	0,6	1,75	132

Оба МРГГ имели сопла с профилированной сверхзвуковой частью, контуры которой в безразмерных координатах приведены на рис. 1. Заметим, что значительные отличия в контурах сверхзвуковой части сопел МРГГ близкой тяги отражают отсутствие единого подхода к выбору наилучшей формы сверхзвуковой части сопла для МРГГ заданной тяги, что, в свою очередь, является следствием отсутствия апробированной методики термогазодинамического расчета МРГГ.

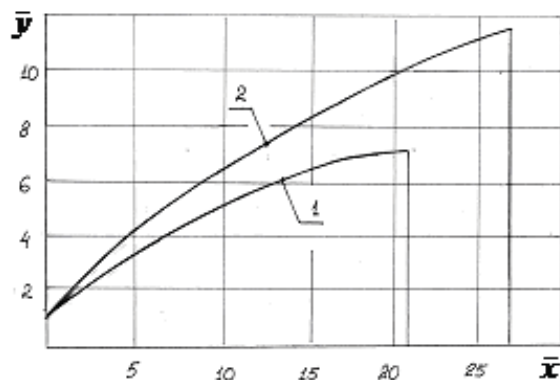


Рис. 1. Безразмерные контуры сверхзвуковой профилированной части сопел МРГГ тягой 6 и 12 Н:

1 - МРГГ тягой 6 Н, $\bar{F}_a = 53$;

2 - МРГГ тягой 12 Н, $\bar{F}_a = 132$

Методика и результаты численного термогазодинамического расчета сверхзвуковых сопел МРГГ в приближении пограничного слоя

В основу данной методики положены взаимосвязанные физико-математические модели течения продуктов сгорания в невязком ядре и течения в пограничном слое.

Для этих моделей течения используются следующие основные допущения, основанные на анализе имеющихся расчетно-теоретических и экспериментальных данных как отечественных, так и зарубежных авторов о влиянии вязкости на течение в малоразмерных соплах:

- разделение области течения в малоразмерных соплах на невязкое ядро и пограничный слой возможно вплоть до чисел Рейнольдса Re_2 порядка 10^2 , соответствующих нижней границе диапазона тяг порядка 10^{-3} Н, где $Re_2 = \frac{2\rho_0 a_* r_*}{\mu_0}$;

- процесс течения рабочего тела является стационарным, объёмные силы отсутствуют;

- течение рабочего тела как в пограничном слое, так и невязком ядре является однофазным; конденсация рабочего тела отсутствует; в пределах пограничного слоя влияние вязкости на изменение химического состава отсутствует;

• влиянием поперечной кривизны на параметры пограничного слоя можно пренебречь (возможность использования такого допущения основана на результатах работы [1]).

В общем случае пограничный слой в соплах МРГГ может быть как ламинарным, так и турбулентным, включая зоны перехода. Однако в большинстве практически важных случаев, как показали исследования, можно считать, что он является ламинарным. На основании вышеизложенного уравнения сжимаемого осесимметричного пограничного ламинарного слоя с учётом продольного отрицательного градиента давления в системе координат (s, n) , показанной на рис. 2, имеют следующий вид [2]:

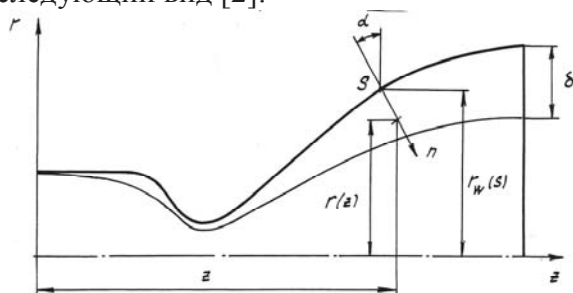


Рис. 2. Системы координат (s, n) и (r, z) , используемые в уравнениях пограничного слоя на стенке сопла

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial s} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial n} + \frac{\rho u}{r_w} \frac{dr_w}{ds} = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial s} + \rho v \frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{dp_e}{ds} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial n} \right), \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial i_0}{\partial s} + \rho v \frac{\partial i_0}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda \frac{\partial T_0}{\partial n} \right), \quad (3)$$

где r_w – радиус вращения образующей осесимметричного сопла.

Кроме уравнений (1), (2), (3) используется уравнение состояния совершенного газа, условие $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$ в пределах пограничного слоя, а также зависимости коэффициентов μ и λ от температуры в виде соответствующих формул Сазерленда.

Для продольной скорости граничные условия скольжения выбраны в виде [3]

$$u(s, 0) = \frac{2 - \alpha_u}{\alpha_u} \frac{\mu}{p} \sqrt{\frac{\pi R_0 T_w}{2 \mu_r}} \left[\frac{\partial u}{\partial n} \right]_w, \quad (4)$$

где α_u – коэффициент аккомодации скорости молекул для стенки, R_0 – универсальная газовая постоянная, μ_r – молекулярный вес.

Граничные условия для температуры на стенке зависят от рассматриваемой задачи. Для сопел МРГГ чаще всего заданной является температура стенки. В этом случае граничные условия на стенке принимают согласно [3] вид

$$T(s, 0) - T_w(s) = \frac{2 - \alpha_t}{\alpha_t} \frac{\mu}{p} \times \frac{2\gamma}{Pr(\gamma + 1)} \sqrt{\frac{\pi R_0 T_w}{2 \mu_r}} \left[\frac{\partial T}{\partial n} \right]_w, \quad (5)$$

где α_t – коэффициент аккомодации температуры молекул для стенки, Pr – число Прандтля.

На внешней границе пограничного слоя используются обычные условия:

$$u(s, n_e) = U_e(s), \quad (6)$$

$$T(s, n_e) = T_e(s), \quad (7)$$

где $U_e(s)$, $T_e(s)$ – соответственно продольная скорость и температура на внешней границе пограничного слоя. Параметры течения на внешней границе пограничного слоя определяются в процессе расчёта этого течения в невязком ядре. Применительно к малоразмерным соплам расчёт течения в невязком ядре является самостоятельной, весьма сложной задачей, особенно если это течение продуктов сгорания в соплах МРГГ с профилированной сверхзвуковой частью.

Отметим, что с учётом принятых допущений уравнения (1) и (2) могут быть решены независимо от уравнения энергии, а решением уравнения энергии является следующая зависимость, связывающая профиль температуры в пограничном слое с профилем продольной скорости [4]:

$$\frac{T(n)}{T_e} \frac{T_w}{T_e} - \frac{(T_e - T_w) u(n)}{T_e u_e} + \sqrt{\text{Pr}} \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \frac{u(n)}{u_e} \left(1 - \frac{u(n)}{u_e}\right). \quad (8)$$

Результаты численной реализации уравнений пограничного слоя (1)...(8) совместно с вышеуказанными термогазодинамическими моделями течения продуктов в невязком ядре были реализованы в виде методики термогазодинамического расчета сопел МРГГ. Тестовые испытания этой методики показали, что она работоспособна в диапазоне тяги от 10^{-3} Н до 10^4 Н при больших значениях \bar{F}_a (вплоть до величин порядка $2 \cdot 10^3$) и для любых компонентов топлива, у которых известны условная химическая формула и полная энтальпия. При этом данная методика обеспечивает расчёт термодинамических, энергетических и расходно-тяговых параметров МРГГ (химический состав, температура и давление продуктов сгорания в любом сечении сопла, удельный импульс тяги, расходный и тяговый комплексы, коэффициент расхода и т. д.), как в идеальном приближении, так и с учётом не-

идеального протекания рабочих процессов течения продуктов сгорания из-за трения, химической неравновесности и рассеяния.

В табл. 2 приведены некоторые результаты использования разработанной численной методики для термогазодинамического расчета штатных МРГГ тягой 6 и 12 Н. Эти результаты показывают, что в исследованных соплах штатных МРГГ основные потери удельного импульса связаны с химической неравновесностью (составляют величину от 2,6 до 2,9%) и с трением (потери из-за трения складываются из-за потерь в пограничном слое ζ_{mp}^{nc} и потерь из-за обратного влияния пограничного слоя на течение в невязком ядре ζ_{mp}^a ; эти потери сравнимы с потерями из-за химической неравновесности и находятся в диапазоне от 2,1 до 2,4%). Потери из-за рассеяния ζ_p для сопел МРГГ тягой 6 Н без учёта влияния вязкости составляют 0,2%, а с учётом этого влияния близки к нулю. Для МРГГ тягой 12 Н потери из-за рассеяния без учёта влияния вязкости составляют 1,51%, а с учётом влияния вязкости 0,65%, т.е. в два раза меньше.

Таблица 2. Результаты термогазодинамического расчёта штатных МРГГ тягой 6 и 10 Н ($p_{oc} = 0.7$ МПа, $\alpha_{ок} = 0.6$)

Тяга	$J_{у.п}^{ид}$	$\zeta_{х.н}$	ζ_{mp}^a	ζ_{mp}^{nc}	ζ_p	φ_c	$J_{у.п}^д$	γ_*	γ_a	γ_{cp}
Н	м/с	-	-	-	-	-	м/с			
6	3206	0.026	0.006	0.0179	0.0	0.951	3049	1.182	1.333	1.28
12	3299	0.029	0.0053	0.0165	0.065	0.943	3111	1.182	1.355	1.29

Сравнение исследованных МРГГ по величине удельного импульса тяги в пустоте показывает, что увеличение геометрической степени расширения \bar{F}_a с 53 до 132 приводит к увеличению удельного импульса на 2%. Для МРГГ это увеличение удельного импульса тяги является весьма существенным и показывает актуальность проблемы выбора наилучшей формы контура сверхзвуковой профилированной части сопел МРГГ, в том числе

для реализации предельно достижимой величины удельного импульса тяги. В связи с этим на основе изложенной методики термогазодинамического расчёта была предложена методика выбора наилучшей формы контура сверхзвуковой профилированной части сопел МРГГ [5]. Использование этой методики применительно к МРГГ тягой 6 Н показывает, что предельно достижимое увеличение удельного импульса за счёт увеличения геомет-

рической степени расширения \bar{F}_a составляет 4,6% (при увеличении величины \bar{F}_a с 53 до 427).

Для решения задач, связанных с расчетным определением силового, теплового и загрязняющего воздействия струй МРГГ на космические летательные аппараты, необходимо иметь возможность в процессе термогазодинамического расчёта определять на срезе сопла поля таких газодинамических параметров, как число Маха, температура и плотность продуктов сгорания. Поскольку эти поля газодинамических параметров используются в качестве исходных данных для расчёта вытекающей из сопла МРГГ струи, от точности их определения зависит и точность всего дальнейшего расчёта струи. В связи с этим на рис. 3 и 4 показаны результаты расчета в различных приближениях профилей чисел Маха на срезе сопел штатных МРГ тягой 6 и 12 Н. На этих же рисунках приведены результаты, полученные в процессе экспериментального исследования, проведённого в научно-исследовательском центре космической энергетики СГАУ.

Эти результаты показывают, что экспериментальные значения числа Маха на срезе сопла существенно отличаются от расчётного значения числа Маха, полу-

ченного в идеальном приближении (зависимость 1 на рис. 3 и 4). Анализ показывает, что вблизи стенки наибольшее влияние на число Маха оказывает вязкость, а в невязком ядре – химическая неравновесность, двухмерный характер течения продуктов сгорания и неидеальное протекание рабочих процессов в камере сгорания. Учёт этих факторов в излагаемой методике термогазодинамического расчёта обеспечивает удовлетворительное согласование расчётных и экспериментальных результатов.

Таким образом, методика термогазодинамического расчёта, основанная на использовании уравнений пограничного слоя, обладает значительными возможностями и обеспечивает решение широкого круга практических задач. Тем не менее в силу используемых допущений эта методика, естественно, имеет определённые ограничения. Наиболее очевидным является ограничение применительно к задачам, связанным с отрывом потока внутри сопла под воздействием скачков уплотнения. Другой пример ограничений связан с проблемой выбора оптимального контура сверхзвуковой части сопла МРГГ. Рассмотрим более детально физическую сущность этого ограничения.

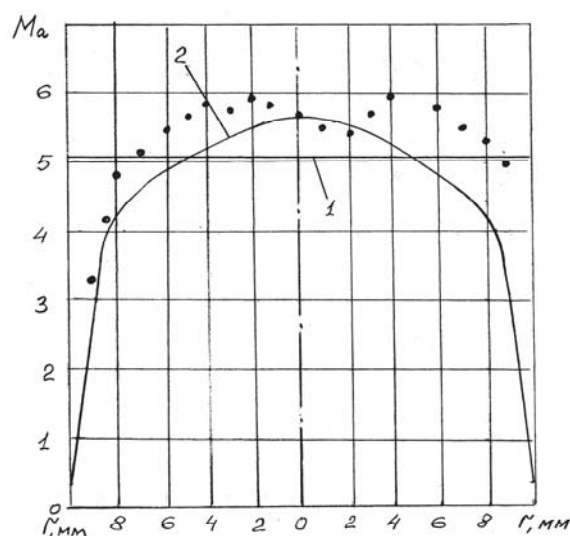


Рис. 3. Результаты определения профиля числа Маха на срезе сопла штатного МРГГ тягой 6Н:
 ● – эксперимент; 1 – расчёт в идеальном приближении; 2 – расчёт с учётом неидеального течения в сопле, но без учёта влияния внутрикамерных рабочих процессов

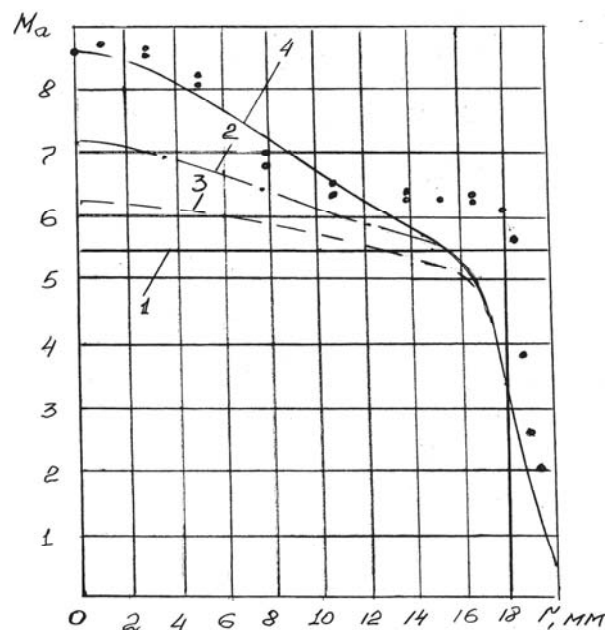


Рис. 4. Результаты определения профиля числа Маха на срезе сопла штатного МРГГ тягой 12 Н:

- – эксперимент; 1 – расчёт в идеальном приближении;
- 2, 3, 4 – расчёт с учетом неидеального течения в сопле;
- 2 – без учёта влияния внутрикамерных рабочих процессов;
- 3, 4 – с учётом влияния внутрикамерных рабочих процессов,
- 3 – окислительное ядро; 4 – восстановительное ядро

Как известно, при проектировании МРГГ выбор профиля сверхзвуковой части сопла является одной из ключевых проблем, поскольку, с одной стороны, сверхзвуковая часть сопла создаёт примерно половину тяги, с другой – в значительной мере определяет её габаритно-массовые характеристики. Широкое распространение получила методика газодинамического проектирования, основанная на использовании в качестве сверхзвуковой части сопла одной из линий тока, что обеспечивает отсутствие потерь удельного импульса, связанных с появлением скачков уплотнения [6]. Эта методика основана на использовании уравнений Эйлера, описывающих невязкое течение рабочего тела в сверхзвуковой части круглого сопла Лавалья, и численном решении задачи Гурса методом характеристик для нахождения одной из линий тока, которая принимается за профиль сопла. Для практического применения этой методики используются таблицы безразмерных профилей сверхзвуковой части круглых сопел

с равномерным полем скорости на срезе сопла в зависимости двух параметров - показателя изоэнтропы расширения γ и числа Маха на срезе сопла. Полученный таким образом профиль затем укорачивается на основе тех или иных соображений. Однако применительно к соплам МРГГ непосредственное использование этой методики имеет ряд ограничений. Во-первых, для сопел МРГГ существенное влияние вязкости ограничивает использование уравнений Эйлера для нахождения линия тока именно вблизи стенки. Во-вторых, вследствие значительного влияния химической неравновесности по длине сверхзвуковой части сопла имеет место значительное изменение показателя изоэнтропы расширения в диапазоне от $\gamma=1,18$ в минимальном сечении сопла до $\gamma \approx 1,34$ на срезе сопла (значения γ в столбцах 9,10 табл. 2). Поэтому при использовании таблиц выбор безразмерного профиля сверхзвуковой части приходится делать для осреднённого значения γ_{cp} (табл. 2). Естественно, выбранный та-

ким образом контур будет отличаться от линии тока. И, наконец, технологические отклонения от теоретического контура в процессе производства ещё более увеличивают отличие между линией тока и фактическим контуром профилированной сверхзвуковой части сопла, что может привести к появлению скачков уплотнения не только внутри сопла, но и в вытекающей из него струи. В связи с этим далее излагаются результаты использования приближения Навье - Стокса для численного исследования процессов формирования ударных волн в сверхзвуковой части сопел штатных МРГГ с профилированной сверхзвуковой частью и влияние этих ударных волн на газодинамику вытекающих из этих сопел сверхзвуковых струй.

Методика и результаты численного расчета течения в соплах и струях МРГГ на основе приближения Навье-Стокса

Уравнения Навье - Стокса (Эйлера) для осесимметричного, нестационарного сжимаемого течения вязкого, калорически совершенного газа записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial(rQ)}{\partial t} + \frac{\partial(rF)}{\partial x} + \frac{\partial(rG)}{\partial y} = \frac{\partial(rF_v)}{\partial x} + \frac{\partial(rG_v)}{\partial y} + rH, \tag{9}$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho r w \\ E \end{bmatrix}, F(Q) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u r w \\ (E + p)u \end{bmatrix}, G(Q) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ \rho v r w \\ (E + p)v \end{bmatrix}, \tag{10}$$

$$F_v(Q) = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ r\tau_{x\varphi} \\ q_x + u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{x\varphi} \end{bmatrix}, \tag{11}$$

$$G(Q) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ \rho v r w \\ (E + p)v \end{bmatrix}, \tag{12}$$

где E – плотность, давление и полная энергия в единице объёма, соответственно; u, v, w – компоненты вектора скорости в цилиндрической системе координат x, y, φ ; H – вектор источниковых членов,

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{p + \rho w^2 - \tau_{\varphi\varphi}}{r} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{13}$$

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + 0.5(u^2 + v^2 + w^2); \tag{14}$$

$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}, \tau_{x\varphi}, \tau_{y\varphi}, \tau_{\varphi\varphi}$ – компоненты тензора вязких напряжений,

$$\tau_{xx} = 2(\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \alpha \frac{v}{r} \right),$$

$$\tau_{yy} = 2(\mu + \mu_t) \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \alpha \frac{v}{r} \right),$$

$$\tau_{xy} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = 2(\mu + \mu_t) \frac{v}{r} - \frac{2}{3}(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \alpha \frac{v}{r} \right),$$

$$\tau_{y\varphi} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{w}{r} \right),$$

$$\tau_{x\varphi} = (\mu + \mu_t) \frac{\partial w}{\partial x};$$

q_x, q_y – компоненты вектора теплового потока,

$$q_x = k \frac{\partial T}{\partial x}, q_y = k \frac{\partial T}{\partial y}. \tag{15}$$

k – соответствующий коэффициент теплопроводности.

Система уравнений (9) - (15) дополняется уравнением, записанным с учётом уравнения состояния политропного газа:

$$p = (\gamma - 1)(E - 0.5\rho(u^2 + v^2 + w^2)). \quad (16)$$

Для расчёта осесимметричного течения $r = y, \alpha = 1$; для расчёта плоского течения $r = 1, \alpha = 0$.

Методика численного решения системы уравнений (9) - (15) изложена в [7]. Результаты численного расчёта течения в соплах штатных МРГГ тягой 6 и 12 Н представлены на рис. 5 и 6.

При проведении этих расчётов за величину γ в уравнениях (14) и (16) принимался средний показатель изоэнтропы расширения γ_{cp} (табл. 2). В целом сравнение результатов расчёта с использованием уравнений пограничного слоя и Навье-Стокса показало их удовлетворительное согласование, как друг с другом, так и с экспериментом. Это даёт дополнительное обоснование методики термогазодинамического расчёта, основанной на уравнениях пограничного слоя.

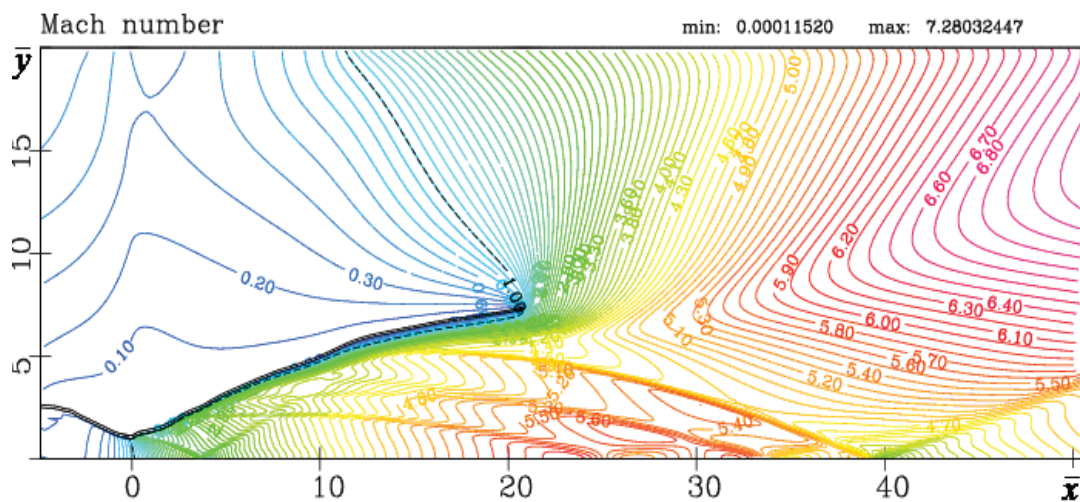


Рис. 5. Результаты расчёта изолиний чисел Маха в сопле и струе МРГГ тягой 6 Н в приближении Навье-Стокса ($\bar{F}_a = 53$)

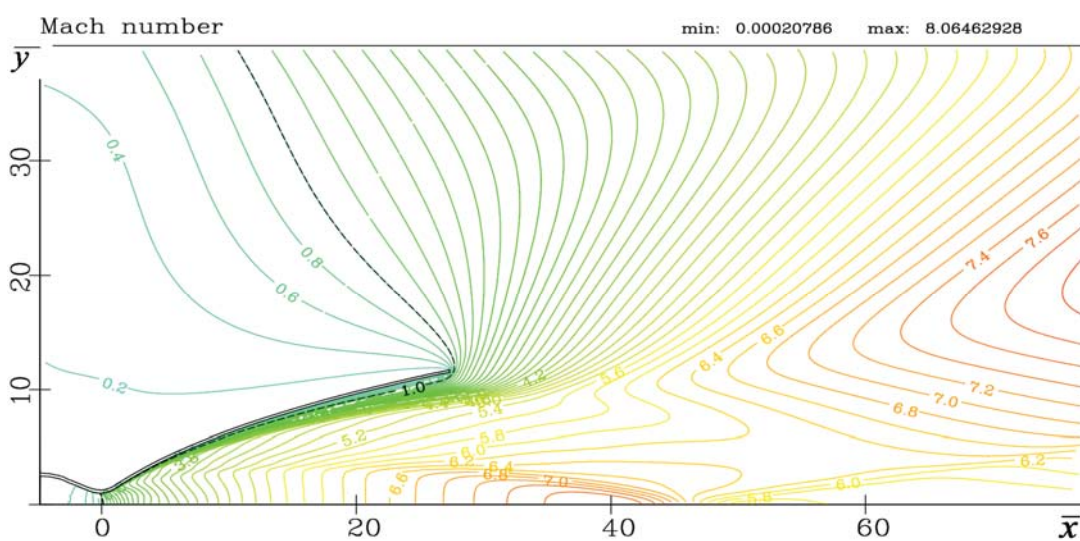


Рис. 6. Результаты расчёта изолиний чисел Маха в сопле и струе МРГГ тягой 12 Н в приближении Навье-Стокса ($\bar{F}_a = 132$)

Приведённые на рис. 5 и 6 результаты демонстрируют способность численной модели на основе уравнений Навье - Стокса обеспечивать детальную картину полей газодинамических параметров с учетом скачков уплотнения. Эти результаты, во-первых, подтверждают высказанное выше предположение о возможности формирования скачков уплотнения в сверхзвуковой части сопел из-за несовпадения контура сопла с линией тока. Во-вторых, они показывают существенное влияние контура сверхзвуковой части сопла на количество, конфигурацию и интенсивность ударных волн. Так, в сверхзвуковой части сопла штатного МРГГ тягой 6 Н формируется целая система из трёх сильных ударных волн, две из которых выходят за пределы сопла. В то же время в сверхзвуковой части сопла штатного МРГГ тягой 12 Н формируется всего одна слабая ударная волна, выходящая за пределы сопла. На примере МРГГ тягой 6 Н более детально показано влияние скачков уплотнения на формирование в ближнем поле оси струи поля чисел Маха (рис. 7) и величины удельного теплового потока на торец цилиндра, ось которого совпадает с осью струи (рис. 8):

- возникновение скачков уплотнения оказывает сравнительно слабое влияние на величину потерь удельного импульса тяги; так, даже для МРГГ тягой 6 Н, в сверхзвуковой части сопла которого возникает целая система ударных волн (рис. 5), дополнительные потери удельного импульса тяги не превышают 0.3 ... 0.5 %, а для МРГГ тягой 12 Н эти потери не превышают 0.1 %;

- в то же время скачки уплотнения могут оказать существенное влияние на параметры силового и теплового воздействия струи на элементы конструкции КЛА, находящиеся в ближнем поле этой струи; так, результаты на рис. 8 показывают, что наличие скачков уплотнения может в три раза увеличить величину удельного теплового потока.

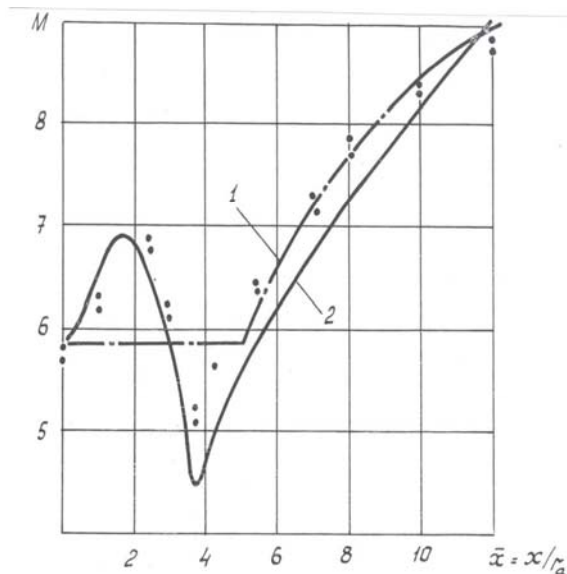


Рис. 7. Результаты определения зависимости $M(\bar{x})$ на оси струи МРГГ тягой 6 Н:
 - ● - результаты эксперимента;
 1 - расчёт в приближении от источника;
 2 - расчёт в двухмерном приближении

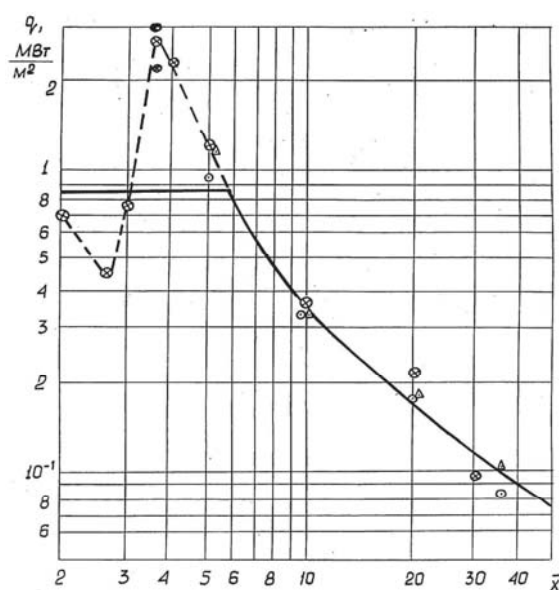


Рис. 8. Сравнение экспериментальных и расчётных результатов по тепловому воздействию на торец цилиндра струи штатного МРГГ тягой 6Н:
 Δ, ○, ⊗ - эксперимент, -- расчёт

Библиографический список

1. Быркин А.П. Численный расчёт осесимметричного ламинарного пограничного слоя с учетом влияния поперечной кривизны // Тр. ЦАГИ, 1966. Вып. 1035. М., 20 с.
2. Авдуевский В.С., Копяткевич Р.М. Расчет ламинарного пограничного слоя в сжимаемом газе при наличии теплообмена и произвольном распределении давления вдоль поверхности // Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение. 1960. №1. С. 3-11.
3. Шустов С.А. Численная модель влияния вязкости на течение в соплах ракетных двигателей малой тяги в приближении ламинарного пограничного слоя со скольжением скорости // Вестн. Самар. гос. аэрокосм. ун-та. 2009. №1(17). С. 79-89.
4. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике /
- В.С. Авдуевский и др. М.: Машиностроение, 1975. 645 с.
5. Шустов С.А. Методика и результаты выбора оптимального контура сверхзвуковой части сопел ракетных двигателей малой тяги // Материалы IX Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2012), 25-31 мая 2012, г. Алушта. М.: Изд-во МАИ-ПРИНТ, 2012. С. 66-68.
6. Мельников Д.А., Пирумов У.Г., Сергиенко А.А. Сопла реактивных двигателей. В кн.: Аэромеханика и газовая динамика. М.: Наука, 1976. С. 57-75.
7. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений // Математическое моделирование. 2009. Т. 21. № 12. С. 103-121.

Информация об авторах

Иванов Игорь Эдуардович, кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. E-mail: ivanovmai@mail.ru. Область научных интересов: вычислительная газодинамика.

Крюков Игорь Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН. E-mail: ikryukov@gmail.com.

Область научных интересов: вычислительная газодинамика.

Шустов Станислав Алексеевич, кандидат технических наук, доцент кафедры теории двигателей летательных аппаратов, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет). E-mail: shustov.st@yandex.ru. Область научных интересов: термогазодинамика ракетных двигателей.

**NUMERICAL INVESTIGATION OF GAS DYNAMICS
IN NOZZLES OF SMALL-DIMENSIONED GAS GENERATORS
AND FLOWING OUT JETS**

© 2014 I. Ivanov¹, I. Kryukov², S. Shustov³

¹Moscow State University named after M.V. Lomonosov, Moscow, Russian Federation

²Institute for Problems in Mechanics named after A.J. Ishlinsky, Moscow, Russian Federation

³Samara State Aerospace University, Samara, Russian Federation

The paper presents the statement of the problem of numerical simulation of gas dynamics of nozzles and jets of small-dimensioned gas generators of supersonic flows based on boundary layer and Navier-Stokes equa-

tions and the results of solving it. The results of the numerical studies of gas dynamics of nozzles and jets for standard small-dimensioned gas generators with a thrust 6 N and 12 N are given. Significant potential of increasing specific impulse by optimizing the contour of supersonic nozzles of small-dimensioned gas generators are exhibited. The process of shock wave formation in the supersonic part of the nozzle of a standard small-dimensioned gas generator is numerically investigated. Significant impact of shock waves on the gas dynamics of vacuum jets is illustrated.

Supersonic nozzle, jet, numerical calculation, experiment, specific impulse, boundary layer, loss of specific impulse, Mach number, Euler equations, Navier-Stokes equations, shocks.

References

1. Byrkin A.P. Numeral calculation of an axisymmetric laminar boundary layer with regard to transverse curvature // Trudy TsAGI, is. 1035. Moscow, 1966. 20 p. (In Russ)
2. Avduevsky V.S., Kopyatkevich R.M. Calculation of laminar boundary layer in compressed gas in the presence of heat exchange and arbitrary pressure distribution along the surface // Izvestiya ANSSSR, OTN, Mekhanika and mashinostroenie. 1960. 1. P. 3-11. (In Russ.)
3. Shustov S.A. Numerical model of viscosity impact on flow in low-thrust rocket engine nozzles in the approximation of a laminar boundary layer with velocity slip // Vestnik Samarskogo gosudarstvennogo aэrokosmicheskogo universiteta. 2009. No. 1(17). P. 79-89. (In Russ.)
4. Avduevsky V.S. etc. Osnovy teploperedachi v aviatsionnoy i raketno-kosmicheskoy tekhnike [Fundamentals of heat transfer in aircraft and space-rocket engineering]. Moscow: Mashinostroenie Publ., 1975. 645 p.
5. Shustov S.A. Methods and results of selecting an optimal contour of supersonic nozzles in low-thrust rocket engines // Proceedings of NPNJ-2012, 25-31 May 2012, Alushta. M.: Publishing house MAI-PRINT, 2012, p.66-68.(In Russ.)
6. Melnikov D.A., Pirumov U.G., Sergienko A.A. Nozzles of jet engines. In the book: Aeromekhanika i gazovaya dinamika [Aerodynamics and gas dynamics]. Moscow: Nauka Publ., 1976. P. 57-75.
7. Glushko G.S., Ivanov I.E., Kryukov I.A. Computational method for turbulent supersonic flows // Matematicheskoe modelirovanie. 2009. V. 21, № 12. P. 103-121. (In Russ.)

About the authors

Ivanov Igor Eduardovich, Candidate of Physics and Mathematics, Moscow State University, Faculty of Physics, Associate Professor. E-mail: ivanovmai@mail.ru. Area of research: computational gas dynamics.

Kryukov Igor Anatolievich, Candidate of Physics and Mathematics, Institute for Problems in Mechanics named after A.J. Ishlinsky, Senior Research Fellow. E-mail:

ikryukov@gmail.com. Area of research: computational gas dynamics.

Shustov Stanislav Alekseevich, Candidate of Science (Engineering), Associate Professor, Department of Theory of Aircraft Engines, Samara State Aerospace University. E-mail: shustov.st@yandex.ru. Area of research: thermal gas dynamics of rocket engines.