

Формирование лазерной реактивной тяги в сверхзвуковом режиме

© Ю.А. Резунков,¹ А.А. Шмидт²

¹ ОАО Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения,
188540 Сосновый Бор, Ленинградская область, Россия
e-mail: yuri@sbor.net

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: alexander.schmidt@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 12 марта 2013 г.)

Проанализированы основные методы формирования лазерной реактивной тяги в сверхзвуковом режиме, соответствующем сверхзвуковому потоку в реактивном сопле. Показано, что перспективным является метод, основанный на взаимодействии лазерной абляционной струи со сверхзвуковым потоком. В этом случае лазерная тяга формируется за счет дополнительного ускорения потока за областью абляции. В результате численного моделирования течения в параболическом сопле показана возможность достижения эффективности формирования лазерной тяги на уровне $3 \cdot 10^{-3}$ N/W.

Введение

Впервые идею использования энергии коротковолнового излучения для запуска аппаратов на околоземные орбиты и космических полетов высказал К.Э. Циолковский еще в 1914 г. [1]. Но наиболее полно и подробно применение излучения лазеров для формирования реактивной тяги и создания лазерных реактивных двигателей обсуждается с 1972–1976 гг., с пионерских работ Артура Кантровица [2] и А.М. Прохорова [3]. С 2001 г. регулярно проводятся международные симпозиумы по лазерной тяге ISBER — International Symposium on Beamed Energy Propulsion [4].

За прошедшие десятилетия были выполнены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования по лазерной тяге. При этом основное внимание уделялось различным физическим механизмам формирования лазерной тяги в дозвуковых режимах, т.е. в дозвуковых газовых потоках или при дозвуковых полетах аппаратов с лазерным реактивным двигателем. Исследовались оптический пробой газовых и жидкостных сред под действием импульсного или непрерывного лазерного излучения, лазерная абляция твердых материалов, лазерная детонация энергетических материалов. Были разработаны и испытаны макеты лазерных реактивных двигателей, отличающиеся конструктивными и техническими решениями [5]. Среди них в первую очередь следует отметить аппарат Lightcraft (световой аппарат), предложенный в NASA [6]. В 2002 г. состоялись первые полевые испытания по запуску небольшого макета Lightcraft на высоту до 100 м с использованием излучения импульсно-периодического CO₂-лазера [7,8].

Меньше внимания уделяется сверхзвуковым режимам формирования лазерной тяги, когда процессы взаимодействия лазерного излучения с рабочим веществом протекают в сверхзвуковом газовом потоке. Это либо импульсный оптический пробой потока с формированием интенсивных ударных волн [9], либо оптический

пробой при высокой частоте повторения лазерных импульсов, когда в реактивном сопле формируется объединенная ударная волна [10,11]. Эффект объединения ударных волн впервые был рассмотрен в [12] для решения проблемы уменьшения лобового сопротивления летательных аппаратов, движущихся со сверхзвуковой скоростью.

Однако импульсно-периодический оптический разряд в сверхзвуковом потоке отличается сложностью процессов его формирования и горения [13,14]. В зависимости от характеристик среды (плотность, давление) и параметров излучения (плотность мощности излучения, длительность лазерного импульса, частота повторения импульсов и т.п.) возможны несколько механизмов развития оптического пробоя: быстрая волна ионизации (БВИ), движущаяся со скоростью 20–100 км/с; светодетонационная волна (СДВ), скорость движения которой 3–10 км/с; радиационная волна (РВ), ее скорость 10–40 км/с. В области оптического пробоя при подводе лазерной энергии возникают мощные потоки газа, направленные от центра зоны пробоя. Формируется сферическая ударная волна, распространяющаяся от области энерговыделения. В зависимости от интенсивности энергоподвода за ударной волной могут возникать как области полностью сверхзвукового, так и дозвукового течений [13]. Как показали результаты экспериментальных исследований, для устойчивого горения оптического разряда в сверхзвуковом потоке необходимо выполнение достаточно жестких условий соответствия характеристик лазерного излучения газодинамическим параметрам потока [10,12].

В настоящей работе рассматривается новый метод создания лазерной реактивной тяги в сверхзвуковых потоках рабочего газа. Он основан на процессах взаимодействия лазерной абляционной струи со сверхзвуковым потоком в реактивном сопле. Для обоснования возможности формирования лазерной тяги проведено численное моделирование сверхзвукового течения в условиях

подвода массы, имитирующего абляционную струю, на примере реактивных сопел двух типов: параболического сопла и сопла с внутренним телом, образующая которого является внеосевой параболой.

1. Особенности формирования сверхзвуковых потоков и тяги в лазерных реактивных соплах

В настоящее время исследуется несколько способов формирования лазерной реактивной тяги в реактивных соплах со сверхзвуковым потоком газа. В конструкции Lightcraft используется концентрическое щелевое сопло, образованное специальным ободом и центральным телом (обтекателем) аппарата [7,8]. Форма переднего обтекателя и расположение щели подбираются таким образом, чтобы с увеличением давления газа в области энерговклада на входе в сопло формировался практически прямой скачок давления, обеспечивающий перевод сверхзвукового потока в дозвуковой. Лазерная тяга при этом формируется за счет взаимодействия лазерной детонационной волны (ЛДВ) со стенками сопла.

Проведенные в [15] численные исследования показали, что мощная ударная волна (УВ) от области пробоя распространяется вверх против сверхзвукового потока (рис. 1), что приводит к появлению отрицательных пульсаций в импульсе реактивной отдачи. Эффективность формирования тяги в рассматриваемом случае была невысокой; величина импульса реактивной отдачи $C_m = T/P$, где T — тяга лазерного двигателя, P —

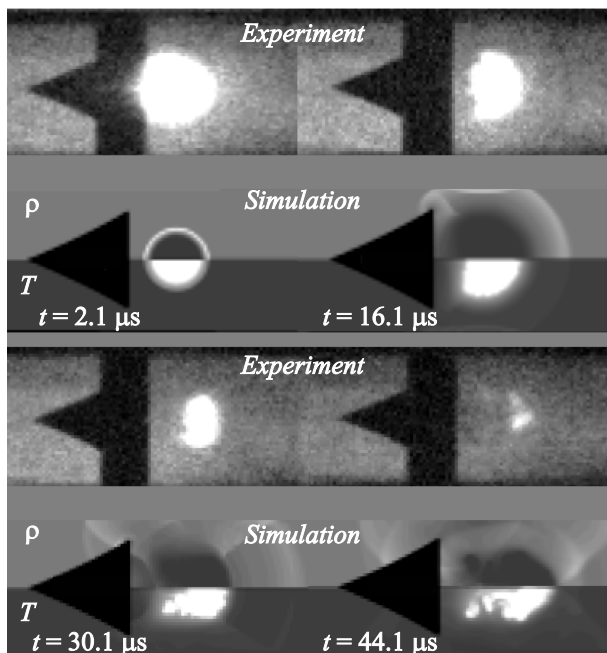


Рис. 1. Теневые фотографии (верхний ряд), а также распределения плотности (сверху) и температуры (снизу), полученные при численном моделировании (нижний ряд).

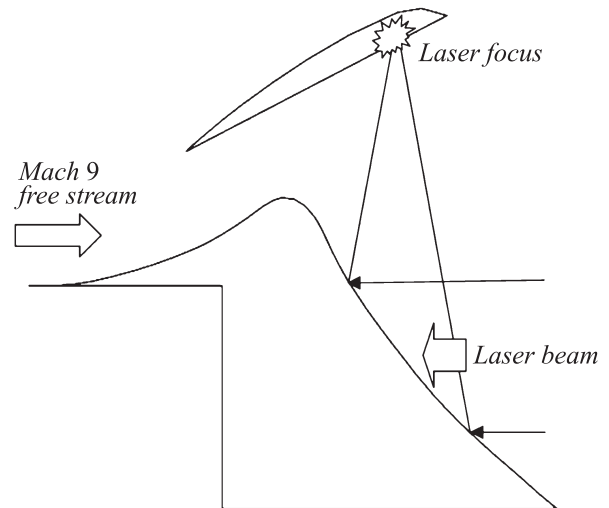


Рис. 2. Экспериментальный макет сопловой части аппарата Lightcraft.

мощность излучения, не превышала $2 \cdot 10^{-4}$ N/W. Ясно, что в импульсно-периодическом режиме формирования лазерной тяги картина сильно усложнится в зависимости от частоты следования лазерных импульсов и интенсивности УВ.

Аналогичные явления наблюдались в масштабных экспериментах с макетом Lightcraft [16,17]. Исследования проводились с использованием сверхзвуковых ударных труб и ТЕА CO_2 -лазера с энергией в импульсе до 1 кДж, что соответствует гигаваттной пиковой мощности излучения. Один из экспериментальных макетов сопла аппарата Lightcraft, сделанного для упрощения плоским, представлен на рис. 2, на котором показаны приемник лазерного излучения и обтекатель (кожух), установленные в сверхзвуковой ударной трубе. В экспериментах ширина „плоской“ модели равнялась 25 см, статическое давление в области обтекания менялось дискретно: 0.06, 0.15, 0.30 и 1 bar, а энергия лазерного импульса в интервале 150–230 Дж.

В этих экспериментах соблюдались также условия подобия по двум газодинамическим параметрам — числам Рейнольдса и Маха. Обеспечение этого подобия связано с необходимостью правильно моделировать условия полета аппарата в атмосфере на различных высотах. Необходимо также учитывать условия по температуре, теплопередаче, скоростям реакций и разреженности, т.е. включать дополнительные параметры подобия, такие как число Прандтля, Кнудсена и др.

Для определения удельного импульса реактивной отдачи (C_m) проводилось интегрирование по времени изменения давления на стенках модели. Были получены значения C_m в диапазоне $(6-30) \cdot 10^{-4}$ N/W, т.е. в 2.5–5.0 раз выше, чем для моделей Lightcraft в дозвуковых режимах.

Шлирен-фотографии сверхзвукового потока в плоской модели Lightcraft выявили несоблюдение условий опти-

мального входа потока в зону взаимодействия лазерного излучения с рабочей средой (рис. 3). Видно формирование ударной волны на передней кромке кожуха и серии скачков у центрального обтекателя.

Как утверждают сами авторы исследований [16,17], для оптимизации условий формирования лазерной тяги

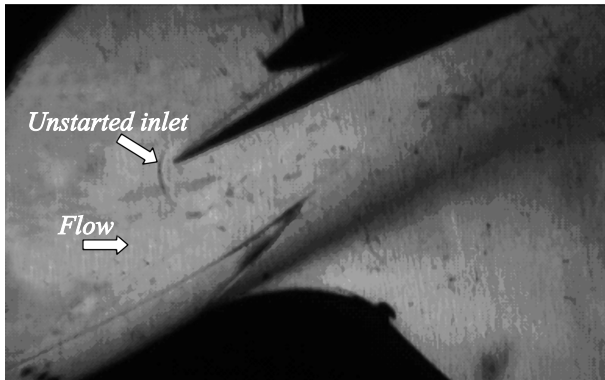


Рис. 3. Теневая фотография, показывающая формирование прямого скачка на передней кромке кожуха сопла.

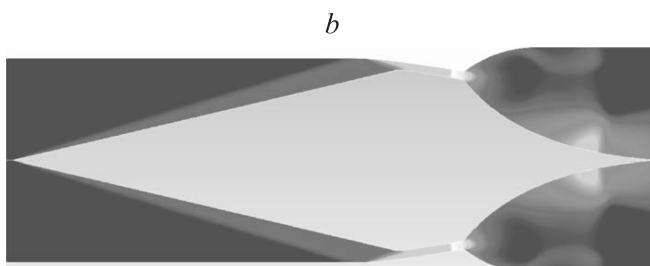
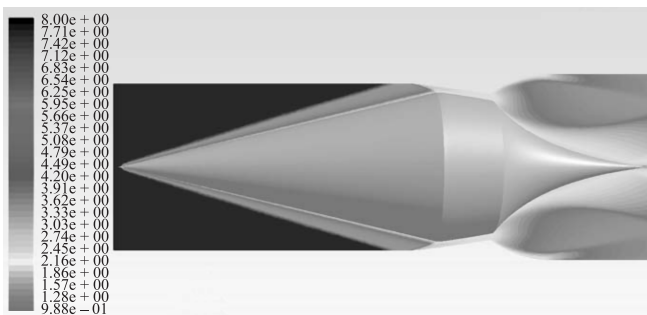
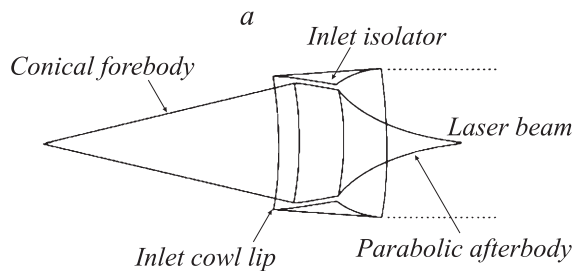


Рис. 4. Результаты расчета потока в сверхзвуковом варианте аппарата Lightcraft: *a* — стационарный сверхзвуковой поток, *b* — вход ударной волны в щелевой канал при импульсном энергокладе. На рисунке представлено распределение числа Маха.

в этой конструкции светового аппарата необходимо аккуратно соблюдать условия восстановления давления на входе в щелевое сопло в зависимости от числа Маха набегающего потока. А энергию лазерного импульса ограничивать условиями отсутствия теплового запырирования потока на входе в сопло.

Первое условие выполняется в конструкции сверхзвукового Lightcraft, представленного в работе [3]. Обтекатель светового аппарата спроектирован так, что формируемая головная ударная волна поворачивает набегающий поток без дополнительных потерь и скачков в сверхзвуковой щелевой канал, соединяющий обтекатель с параболическим концентратором излучения, являющимся одновременно сверхзвуковым соплом с центральным телом (рис. 4). Численное моделирование формирования лазерной тяги проводилось для скоростей полета $M = 5$ или $M = 8$ и следующих параметрах: высота полета 21.5 и 35 km, давление воздуха 4500 и 575 Pa, температура 220 и 237 K, плотность 0.0711 и 0.00846 kg/m³ соответственно. Характерная картина течения при обтекании аппарата сверхзвуковым потоком $M = 5$ показана на рис. 4.

Следует обратить внимание на достаточно хорошую однородность потока в аппарате, несмотря на его сложную форму и большую скорость набегающего потока воздуха (рис. 4, *a*). Однако в импульсном режиме энергоклада (рис. 4, *b*) эта однородность потока и его стационарность нарушаются. Видно, что УВ заходит внутрь канала и приводит к запырению потока в нем, которое продолжается во времени, необходимым для формирования разреженной зоны в сопле. Время запырения влияет также на продолжительность процесса восстановления течения в реактивном сопле.

Из представленного краткого обзора исследований по формированию сверхзвуковой лазерной тяги следует необходимость обеспечения условий стационарного взаимодействия лазерного излучения со сверхзвуковым потоком и исключения условий формирования мощной УВ, приводящей к запырению потока на входе в сверхзвуковое сопло. Необходимо также создать оптимальные условия вклада лазерной энергии в сверхзвуковой поток, чтобы обеспечить высокую эффективность формирования реактивной тяги. Рассмотрим, как обеспечить эти условия при взаимодействии лазерного излучения со сверхзвуковым потоком.

Особенности лазерного энергоподвода в сверхзвуковой поток газа

Как уже было отмечено, взаимодействие лазерного импульса с газовой плазмой в области фокусировки лазерного пучка сопровождается рядом сложных газодинамических явлений, которые, конечно же, сильно усложняют картину формирования реактивной тяги, а также условий, обеспечивающих возможность создания единой квазистационарной УВ [13,14].

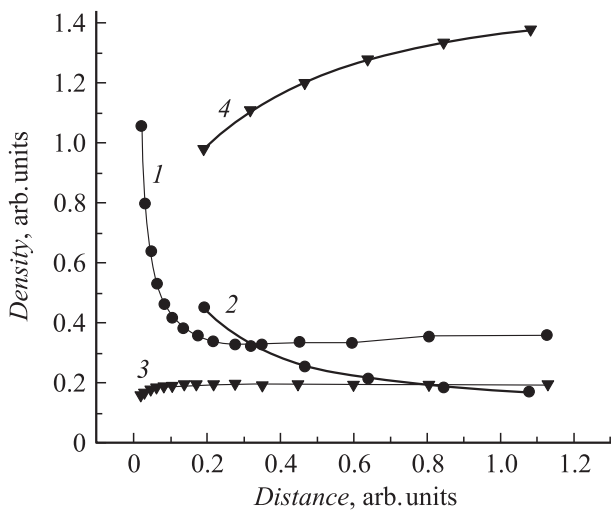


Рис. 5. Результаты расчета плотности (1,2) и числа Маха (3,4) в среде за область энерговыделения в сверхзвуковом потоке. Первый режим вклада энергии (1,3) — режим магнитного оптического пробоя, второй режим (2,4) — режим светодетонационной волны.

Результаты численных расчетов подвода лазерной энергии в сверхзвуковой поток в импульсно-периодическом режиме выявили ряд особенностей формирования ударных волн и теплового следа за областью оптического пробоя газа. Процесс формирования структуры потока в следе существенно зависит от частоты следования импульсов. В [14] показано, что при малых частотах следования импульсов след состоит из отдельных плазменных образований, которые слабо связаны друг с другом. При скорости потока, соответствующей числу Маха $M = 2$ и частоте импульсов более 40–50 kHz, тепловой след становится непрерывным так, что реализуется квазистационарный режим течения. Поперечный размер следа (4–5 mm) слабо меняется вниз по потоку, но в нем возникают ярко выраженные вихревые структуры.

Для иллюстрации на рис. 5 показаны значения чисел Маха M_0 в центральной области потока за энергоисточником для двух модельных режимов вклада энергии: первый — сферический оптический пробой и второй — СДВ [13]. В первом режиме (кривые 1,3) использовалось общее свойство решения оптического пробоя по модели точечного взрыва, т.е. скорость расширения среды в центральной зоне энерговыделения близка к нулевому значению. Это означает, что в изобарической области течения средняя аксиальная скорость среды в ядре потока (радиусом сферического взрыва) близка к скорости набегающего потока. В то же время анализ решений модели точечного взрыва показывает, что в условиях изобаричности скорость звука c остается практически постоянной величиной $c = Kc_\infty$ с коэффициентом $K \approx 5$ (в пределах 10–15% для значений γ в пределах 1.3–1.67). В результате получается, что в центральной зоне потока $M_0 = M_\infty/K \approx M_\infty/5$. Этот

результат означает, что при наступлении изобарической стадии течение за энергоисточником становится дозвуковым (т.е. $M_0 < 1$) при $M_\infty < 5$, а при $M_\infty > 5$ — сверхзвуковым.

Во втором режиме скорость потока (в лабораторной системе) и число Маха плазменной струи находятся с помощью соотношений для световой волны детонации в покоящемся газе [18]. Величина этого параметра варьирует от $M = 1$ до 1.4 при увеличении относительного расстояния от 0.15 до 1.5. В отличие от первого режима число M_0 в центре потока почти не зависит от скорости набегающего потока. Это означает, что во втором режиме при наступлении изобарической стадии течения за энергоисточником формируется плазменная струя с относительно невысоким числом Маха вследствие увеличения энтальпии и скорости звука за счет поглощения лазерного излучения.

Таким образом, для того чтобы сформировать эффективную сверхзвуковую реактивную струю при взаимодействии лазерного излучения со сверхзвуковым потоком, необходимо изменить условия вклада лазерной энергии в поток и последующее взаимодействие лазерной струи с этим потоком.

Лазерная абляционная струя в сверхзвуковом потоке газа

Лазерная абляционная струя обладает рядом особенностей, которые позволяют дополнительно ускорить сверхзвуковой поток в реактивном сопле при условии формирования этой струи вблизи твердой поверхности. Это предположение основывается на результатах исследования влияния вдува газовой струи в сверхзвуковой поток, обтекающий твердое тело [19,20]. Важными в этом случае являются такие параметры абляционной струи, как давление, развиваемое вблизи поверхности струи при воздействии лазерного излучения со стенкой, скорость струи v_E .

Определим указанные параметры для проведения модельных расчетов по взаимодействию лазерной абляционной струи со сверхзвуковым потоком.

В соответствии с теорией лазерной абляции [21] удельный импульс реактивной отдачи C_m , развиваемый самой абляционной струей, может быть определен как отношение плотности реактивного импульса $\dot{m}v_E$, где \dot{m} — скорость расхода массы в абляционной струе, v_E — скорость потока в струе, к плотности потока лазерного излучения Φ или для непрерывного лазерного излучения, как отношение давления p паров испаренного материала к интенсивности лазерного излучения I .

Давление, развиваемое вблизи твердой поверхности, зависит от режима взаимодействия лазерного излучения с плазмой оптического пробоя [4,5], что позволяет достаточно наглядно „связать“ наблюдаемые эффекты с режимами взаимодействия лазерного излучения и плазмы.

Режим лазерной детонационной волны (или светодетонационной волны — СДВ) — режим наиболее эффективного вклада энергии в газовую плазму — достаточно подробно рассмотрен в работе [18]. В отсутствие иных механизмов ионизации газа вне плазменной области, кроме ионизации ударной волной, движущейся от границы плазменного объема, осуществляется детонационный механизм развития взаимодействия излучения и плазмы. В этом случае процесс поглощения излучения происходит в тонком ударном слое газа непосредственно на фронте УВ. В режиме СДВ за ударной волной ионизованный газ движется вслед за ней со скоростью, равной местной скорости звука в газе. Очевидно, что такой сбалансированный процесс распространения оптического разряда может наблюдаться только при определенных параметрах излучения и свойствах рабочего газа, который описывается детонационной ударной адиабатой. Для атмосферного воздуха режим СДВ наблюдается в пределах изменения плотности потока излучения $3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$.

Условия распространения оптического разряда в режиме СДВ позволяют связать между собой параметры среды и лазерного излучения. В точке Жуге ударной адиабаты локальная скорость газа равна местной скорости звука, а давление газа p и скорость D движения ЛДВ определяются плотностью поглощенной световой энергии следующим образом [18]:

$$p = \left\{ \frac{2\sqrt{1-h}S_0\rho_0^{1/2}}{[(g+1)(g-1)]h-1} \right\}^{2/3},$$

$$\rho_0 D e(T, h) = S_0 \beta, \quad (1)$$

$$\beta = \frac{1}{1 - (g-1)(1-h)/2h}.$$

В приближении квазистационарного испарения материала твердой поверхности под действием лазерного излучения, массовая скорость испарения можно определить как [21]

$$\dot{m} = \rho_a \cdot c_a [\text{kg}/(\text{m}^2 \text{s})], \quad (2)$$

где ρ_a — плотность паров испаренного вещества, c_a — адиабатическое значение скорости звука в парах испаренного вещества. Давление паров испаренного материала

$$p_a = [(1 + \gamma M^2)] \rho_a c_a^2 = [(1 + \gamma M^2)] \dot{m} c_a$$

$$= [(1 + \gamma M^2)] \dot{m} V / M, \quad (3)$$

где M — число Маха потока паров испаренного материала, γ — постоянная адиабаты ($\gamma \approx 1.1$ для $T_0 \approx 10^4 \text{ K}$), V — скорость потока в абляционной струе, p_a следует рассматривать как давление вблизи твердой поверхности.

Можно принять, что температура плазмы, возникающей вблизи поверхности, остается постоянной и не

Таблица 1. Модельные параметры абляционной струи в режиме СДВ

\dot{m}	T_0	V	M	p_a
$\text{kg}/\text{m}^2 \text{s}$	К	m/s		Па
$0.314 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	1 500	0.92	$9.88 \cdot 10^6$
$3.4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	3 300	2.02	$2.8 \cdot 10^8$
$31.4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	3 800	2.33	$3.6 \cdot 10^9$

зависит от мощности лазерного излучения из-за ограничения возможности поглощения плазмой лазерной энергии [18].

Характеристики абляционной струи для условий взаимодействия, характерных для режима СДВ, в зависимости от плотности мощности лазерного излучения приведены в табл. 1.

Расчеты взаимодействия лазерной абляционной струи со сверхзвуковым потоком газа проводились по модельной задаче полубесконечного потока.

Математическая модель основана на уравнениях Навье–Стокса. Тогда уравнения модели можно записать в векторной форме в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{W} dV + \int_S (\mathbf{F} - \mathbf{G}) dS = 0, \quad (4)$$

векторы \mathbf{W} , \mathbf{F} и \mathbf{G} в этих уравнениях имеют вид

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho \mathbf{V} \\ \rho \mathbf{V} u + p \mathbf{i} \\ \rho \mathbf{V} v + p \mathbf{j} \\ \rho \mathbf{V} w + p \mathbf{k} \\ \rho \mathbf{V} E + p \mathbf{V} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij} v_j + \mathbf{q} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Здесь используются общепринятые обозначения.

Система основных уравнений замыкается уравнениями состояния

$$p = p(\rho, T), \quad E = e(\rho, p) + \frac{\rho V^2}{2}, \quad (6)$$

где $e(\rho, p)$ — внутренняя энергия.

Эти уравнения использовались для решения модельной задачи, в которой рассматривалось взаимодействие плоского или осесимметричного сверхзвукового течения у поверхности пластины или цилиндра с поперечной сверхзвуковой струей, имитирующей абляционный факел. Рассматривалось также решение задачи о сверхзвуковом истечении газа из стандартного осесимметричного параболического сопла и из сопла с внешним параболическим вращением с учетом взаимодействия потока с поперечными струями.

При численном решении исходных уравнений осуществляются их дискретизация и явная линеаризация

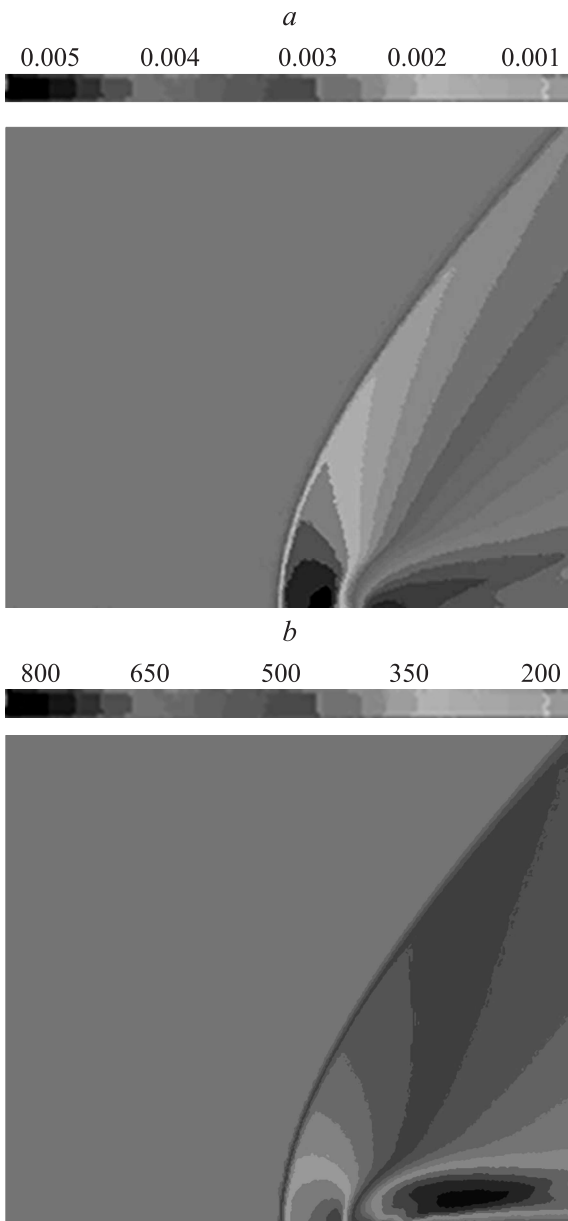


Рис. 6. *a* — распределение плотности в сверхзвуковом потоке. Скорость потока $V = 592 \text{ m/s}$ ($M = 2$), скорость абляционной струи $U = 429.185 \text{ m/s}$, расход $\dot{m} = 4e - 2 \text{ kg/s}$, высота $H = 30 \text{ km}$, набегающий газ–воздух, *b* — распределение скорости.

в ячейках расчетной сетки. С целью повышения стабильности численной схемы в слабом, содержащем производную по времени, осуществляется переход от консервативных переменных к основным.

Основной проблемой численного решения задач сжимаемой среды является вычисление конвективных потоков на гранях контрольного объема. Для этого в данном алгоритме используется противопоточная схема с разделением потоков [22]. Это схема позволяет получить явные выражения для конвективных потоков на гранях расчетных ячеек без решения задачи Римана.

Для определения локального шага по времени используется условие Куранта–Фридрихса–Леви, причем в качестве локальных масштабов скорости используются собственные числа предобусловленной системы уравнений.

Пример результатов расчетов для модельной задачи приведен на рис. 6.

В отличие от струи газа лазерная абляционная струя имеет ряд особенностей. Во-первых, она всегда направлена перпендикулярно твердой поверхности независимо от угла падения лазерного излучения на эту поверхность. Во-вторых, ее скорость и массовый расход, определяющие реактивную мощность струи, зависят от интенсивности лазерного излучения, эффективности поглощения лазерной энергии твердой стенкой, температуры испарения материала поверхности и т. п.

Из рисунка видно, что непосредственно перед зоной абляции (взаимодействия лазерного пучка с твердой поверхностью) формируется отошедшая ударная волна, которая вблизи поверхности нормальна к набегающему потоку. За ударной волной скорость потока падает до дозвуковой, а за областью абляции формируется сверхзвуковое течение со скоростью, превосходящей в 2 раза скорость набегающего потока. Это ускорение потока предлагается использовать для создания сверхзвуковой лазерной реактивной тяги.

2. Особенности формирования сверхзвуковой лазерной абляционной тяги в реактивном сопле

В качестве примеров для расчета формирования сверхзвуковой лазерной реактивной тяги были выбраны два варианта сопел. Первый — параболическое сопло, которое многократно использовалось в различных экспериментах по лазерной тяге. Параболическое сопло с внутренней зеркальной поверхностью удобно тем, что может рассматриваться и как фокусатор лазерного пучка, и как реактивное сопло, дозвуковое [2] или сверхзвуковое [23], одновременно. Достаточно подробно этот вариант реактивного сопла был экспериментально исследован, например, в [24]. Второй вариант — внеосевое параболическое сопло аппарата Lightcraft, исследованное достаточно подробно в [7,8].

В качестве исходных данных рассматривается лазерная абляционная струя с газодинамическими параметрами, представленными в табл. 2. Параметры начального сверхзвукового потока в параболическом сопле (с индексом „0“) подбирались из условия его формирования при полете аппарата на различных высотах в атмосфере.

Результаты расчетов взаимодействия сверхзвукового потока с лазерной абляционной струей в параболическом сопле (диаметр выходного сечения 10 cm) приведены на рис. 7 в виде распределения числа Маха потока в осевом сечении сопла (*a*) и в виде профилей скорости

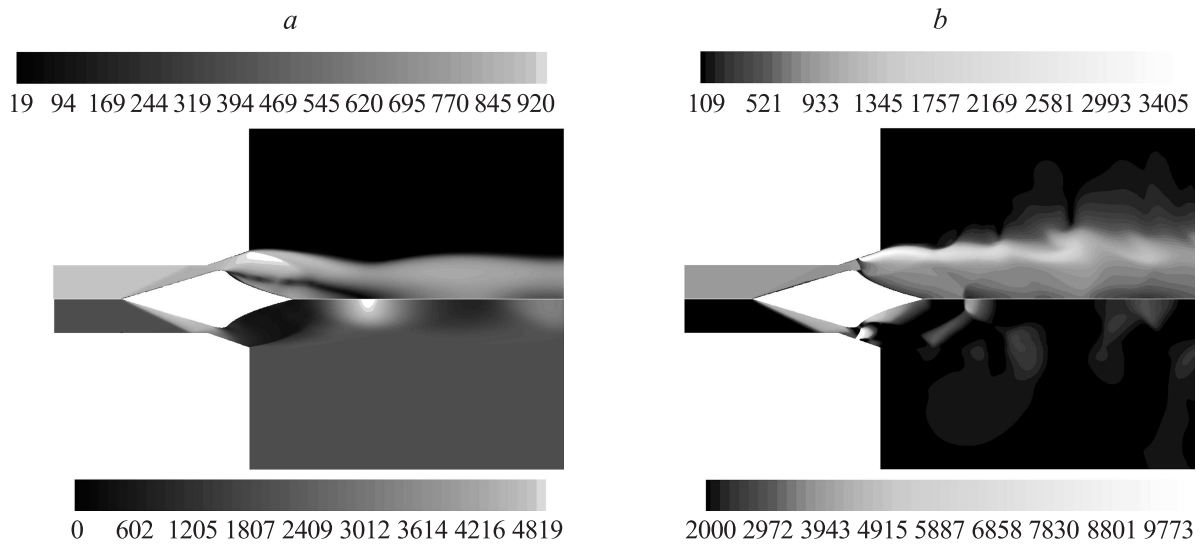


Рис. 7. Формирование скорости и давление в параболическом реактивном сопле в сверхзвуковом режиме.

и давления в выходном сечении сопла (b). На рисунке отчетливо видны стационарные ударные волны, приводящие к изменению газодинамической структуры потока таким образом, что на выходе сопла число Маха реактивной струи достигает 5, а абсолютное значение скорости — 7 km/s. Одновременно давление потока трансформируется таким образом, что его максимум смещается к стенке сопла.

Интегрирование распределения давления по внутренней поверхности сопла показывает, что в этом случае оно увеличивается с 1104 до 1414 N. Этот прирост давления воспринимается как увеличение реактивной тяги на величину 310 N. Тягу двигателя F можно выразить и следующим образом [2]: $F = V\dot{m}$, где V — эффективная скорость истечения реактивной струи (m/s). При этом сила тяги, развиваемая самой абляционной струей, $P_{abl} = 292.6$ N, что меньше указанного выше прироста тяги сопла. Полученное отличие связано с тем фактом, что формирование лазерной тяги в данном методе обусловлено трансформацией (перестройкой) сверхзвукового потока в сопле при его взаимодействии с абляционной струей.

Для оценки эффективности формирования лазерной тяги оценим мощность излучения, которая обеспечивает заданные характеристики абляционной струи. Эта мощность определяется свойствами как материала твердой поверхности, так и лазерного излучения.

Таблица 2. Исходные данные для модельных расчетов лазерной тяги в параболическом сопле

\dot{m}_i	T_i	V_i	M_i	p_a	m_0	p_0
kg/m ² s	К	m/s		Pa	kg/s	Pa
$31.4 \cdot 10^4$	10^4	3800	2.33	$3.5 \cdot 10^6$	0.25	$2 \cdot 10^3$

Достаточно общей характеристикой в этом случае является КПД формирования абляционной отдачи, равное $C_n I_{sp} g / 2$, где g — ускорение свободного падения [21]. В варианте выбранного расчета можно принять КПД ≈ 0.4 , величина, характерная для абляции сильно поглощающих материалов, и $I_{sp} = 380$ s, что соответствует $C_{m,abl} = 2.1 \cdot 10^{-4}$ N/W. Это дает мощность излучения $P = 140$ kW и возможность определить эффективность формирования тяги как отношение приращения тяги к мощности излучения (см. выше), т.е. в $C_m = 2.93 \cdot 10^{-3}$ N/W. Полученное значение C_m является достаточно высоким и указывает на перспективность использования предлагаемого метода формирования реактивной тяги в сверхзвуковых соплах.

Таким образом, можно утверждать, что абляционная струя приводит к перестройке структуры потока так, что значительно ускоряется поток и увеличивается давление на внутренней поверхности параболического сопла. В частности, нерасчетный режим истечения в сопло в присутствии струи преобразуется в близкий к расчетному благодаря деформации структуры течения.

Аналогичный результат получен и для сопла с внешним параболоидом вращения (рис. 8). На рисунке сверху — распределения скорости потока, внизу — распределения давления. Левый рисунок — без абляционной струи, справа — со струей. Следует отметить значительное ускорение потока и повышение давления на стенках реактивного сопла. Хотя необходимо указать на существенную неоднородность течения в соплах в рассмотренных случаях. Возможно, это связано с неточным подбором в расчетах формы и размеров сопел, а также параметров набегающего потока.

Для оценки взаимосвязи газодинамических параметров абляционной струи и втекающего в сопло потока можно воспользоваться следующим приближением. Оп-

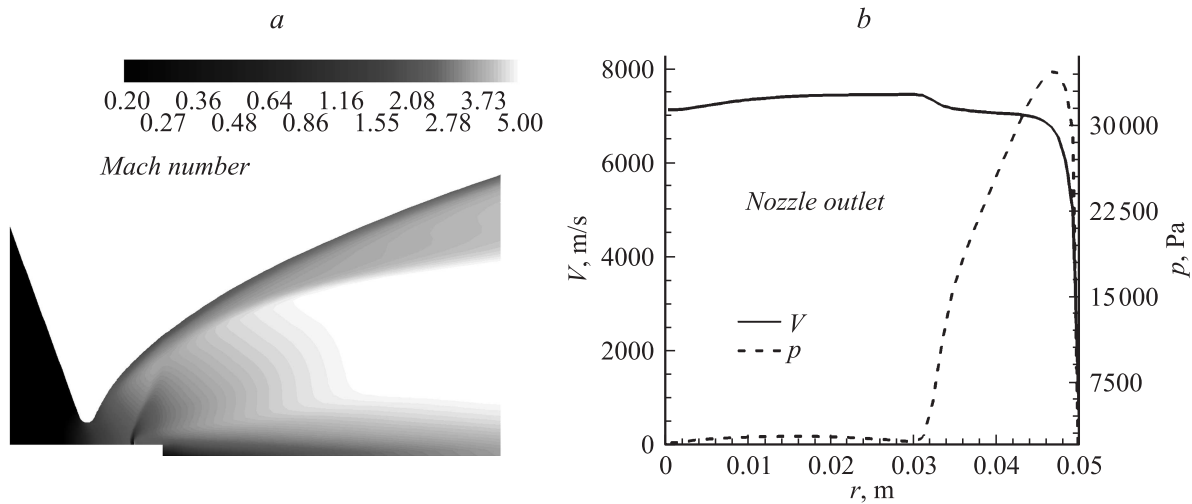


Рис. 8. Распределение скорости и давления в реактивном сопле аппарата типа Lightcraft.

тимальное давление в абляционной струе определяется исходя из условия обеспечения заданного перепада давления на фронте УВ, формируемой перед областью абляции, используя классическую взаимосвязь параметров газа в УВ [25]:

$$p_0/p_\infty = 1 + 2\gamma/(\gamma + 1)(M_\infty^2 - 1). \quad (7)$$

Такой перепад давления должен приводить к установившемуся течению, в том числе и волновым возмущениям потока. Из [18] для давления газа за фронтом СДВ (в принятых здесь обозначениях):

$$p_0 = [2(\gamma^{*2} - 1)^{2/3}]/(\gamma^* + 1)\rho_\infty^{1/3}q^{2/3}, \quad (8)$$

где q — плотность потока излучения (W/cm^2), $\gamma^* = 1.18$, показатель адиабаты при температуре газа 10 000–50 000 К.

В режиме СДВ происходит наиболее полное поглощение энергии лазерного излучения плазмой за УВ. Таким образом, получается следующая взаимосвязь всех основных параметров, определяющих взаимодействие лазерной абляционной струи со сверхзвуковым потоком в сопле в режиме СДВ:

$$\begin{aligned} (\rho_\infty^{1/3}q^{2/3})/p_\infty &= [1 + 2\gamma/(\gamma + 1)(M_\infty^2 - 1)] \\ &\times (\gamma^* + 1)/[2(\gamma^{*2} - 1)^{2/3}]. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда для согласования условий стационарного режима формирования лазерной тяги необходимо выбирать плотность мощности потока лазерного излучения из условия

$$\begin{aligned} q &= (p_\infty/\rho_\infty^{1/3}[1 + 2\gamma/(\gamma + 1)(M_\infty^2 - 1)] \\ &\times (\gamma^* + 1)/[2(\gamma^{*2} - 1)^{2/3}])^{3/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Заключение

Представленные результаты демонстрируют возможность эффективного формирования лазерной тяги в результате взаимодействия абляционной струи со сверхзвуковым потоком в реактивных соплах. При этом прирост тяги выше мощности (тяги) абляционной струи и определяется перестройкой структуры сверхзвукового потока, истекающего в сопло. Расчеты показывают также устойчивость режимов формирования лазерной тяги к неустойчивости характеристик лазерного излучения.

Полученное значение $C_m \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ N/W}$ для параболического сопла является достаточно высоким и указывает на перспективность использования предлагаемого метода в лазерных реактивных двигателях. Для увеличения эффективности формирования сверхзвуковой лазерной тяги предполагается в дальнейшем разработать методику оптимизации геометрических параметров сопел и газодинамических характеристик начального потока.

Рассматриваемый метод взаимодействия лазерной абляционной струи со сверхзвуковыми потоками может быть использован также в гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателях для достижения дополнительного увеличения тяги двигателя.

Список литературы

- [1] Циолковский К. Исследование мировых пространств реактивными приборами. Калуга, 1914. 18 с.
- [2] Kantrowitz A. // Astronaut. Aeronaut. 1972. Vol. 10. N 5. P. 74–76.
- [3] Бункин Ф.В., Прохоров А.М. // УФН. 1976. Т. 119. Вып. 3. С. 425–446.
- [4] International Symposium on Beamed Energy Propulsion, Proceedings of AIP, 2001. Vol. 689; 2003. Vol. 702; 2004. Vol. 766; 2005. Vol. 830; 2007. Vol. 908, 2009. Vol. 962; 2011. Vol. 1402.

- [5] Резунков Ю.А. // Опт. журн. 2007. Т. 74. N 8. С. 20–32.
- [6] Leik N. Myrabo, John S. Lewis. LIGHTCRAFT, flight handbook. Apogee Books, USA. 2009. 284 p.
- [7] Richard Jacques C., Myrabo Leik N. // AIP Conf. Proceedings. 2004. Vol. 766. P. 265–278.
- [8] Richard Jacques C., Myrabo Leik N. // AIP Conf. Proceedings. 2004. Vol. 766. P. 279–291.
- [9] Harrland Alan, Doolan Con, Wheatley Vincent, Froning Dave // ISBER7, AIP Conf. Proceedings. 2011. Vol. 1402. P. 145–157.
- [10] Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов Ал.А., Голубев М.П. // Квант. электрон. 2007. Т. 37. № 12. С. 1–6.
- [11] Аполлонов В.В., Тищенко В.Н. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 7. С. 673–683.
- [12] Leik N. Myrabo, Raizer Yu.P. Laser-induced air spike for advanced transatmospheric vehicles. AIAA 94-2451. 1994. 18 p.
- [13] Коротаева Т.А., Фомин В.М., Яковлев В.И. // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 19–35.
- [14] Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В. // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2010. Т. 2. Вып. 2. С. 43–54.
- [15] In-Seuck Jeung, Jeong-Yeol Choi, Sung-Don Kim // AIP Conf. Proceedings. 2011. Vol. 1402. P. 416–425.
- [16] Salvador I.I., Myrabo L.N., Minucci M.A.S., Oliveira A.C. de, Toro P.G.P., Channes J.B.Jr., Rego I.S. // AIP Conf. Proceedings. 2011. Vol. 1402. P. 158–173.
- [17] Salvador I.I., Myrabo L.N., Minucci M.A.S., Oliveira A.C. de, Toro P.G.P., Channes J.B.Jr., Rego I.S. // AIP Conf. Proceedings. 2011. Vol. 1402. P. 158–173.
- [18] Данилычев В.А., Зворыкин В.Д. // Труды ФИАН. 1983. Т. 142. С. 117–171.
- [19] Бекетаева А.О., Найманова А.Ж. // Прикладная механика и техническая физика. 2004. Т. 45. № 3. С. 72–80.
- [20] Тыныбеков А.К. // Вестник КРСУ. 2008. Т. 8. № 10. С. 128–133.
- [21] Phipps Claude, Birkan M., Bohn W., Horisawa H., Lippert T., Rezunkov Yu.A., Sasoh A., Schall W., Sinko J. // J. Propuls. Power. 2010. Vol. 26. N 4. P. 609–637.
- [22] Roe P.L. // Annual Review of Fluid Mechanics. 1986. Vol. 18. P. 337–365.
- [23] Nebolsine Peter E., Pirri Anthony N. // AIP Conf. Proceedings. 2003. Vol. 664. P. 11–21.
- [24] Scharring S., Eckel H.-A. Roser H.-P. // Intern. J. Aerospac. Innovat. 2011. N 1. P. 15–31.
- [25] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 850 с.