

Моделирование взаимодействия высокоэнтальпийной струи газа с материалом образца

Л. М. Василяк, М. Х. Гаджиев, Ю. М. Куликов и В. А. Панов

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: panovvladislav@gmail.com

Статья поступила в редакцию 6 декабря 2022 г.

Аннотация. Проведен расчет взаимодействия высокоэнтальпийной затопленной струи с образцом, выполненным из модельного материала. На основе модели сопряженного теплообмена, фазового перехода и механизма подвижных сеток получены картины изменения формы образца, распределения скорости и температуры. <https://doi.org/10.33849/2022206>

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия высокоэнтальпийных течений с твердым телом (образцом) является актуальной задачей гидродинамики и теплофизики высокотемпературных сред (как с точки зрения теории, так и эксперимента). По своей сути задача является модельной и восходит к задачам высокоскоростного движения летательных (космических) аппаратов [1] в атмосфере Земли и других планет, процессам в ракетных двигателях. В данном случае мы будем рассматривать только задачи внешнего обтекания. Модельность этой постановки заключается в необходимости создания скоростных (по числам Маха M и Рейнольдса Re) и тепловых режимов, подобным тем, которые наблюдаются при реальном обтекании тела (при его входе в атмосферу).

В экспериментальной практике для этого используются [2] генераторы низкотемпературной плазмы (плазмотроны) мощностью несколько мегаватт, которые позволяют создавать высокоэнтальпийные потоки плазмы с температурой до 10000 К и скоростями до 1–1.2 км/с. Отметим, что, несмотря на большие скорости газа, течение является дозвуковым из-за большой скорости звука в плазме. Действительно, создать требуемые скоростные режимы (по числу M) с помощью плазмотрона труднее, чем тепловые. В ряде задач высокотемпературного обтекания требуется могут потребоваться оценка чисел Da (число Дамкеллера), Sc (число Шмидта), Le (число Льюиса) [3].

Для создания сверхзвукового потока плазмы необходимо высокое давление в разрядной камере, что требует большего пробойного напряжения для зажигания дуги. При относительно низких температурах проводимость равновесной плазмы убывает с ростом давления, таким образом, для поддержания горения разряда потребуется большее напряжение. Проектирование плазмотрона высокого давления представляет собой сложную научно-техническую задачу [4]. Опыт теоретического описания и численного моделирования генераторов низкотемпературной плазмы показывает, что эта задача оказывается гораздо более сложной в сравнении с задачами гиперзвукового обтекания летательных аппаратов [3].

Плазма, покидающая плазмотрон, представляет собой затопленную струю газа, которая, в отличие от своего гидродинамического аналога, имеет не только большой градиент скорости в сдвиговом слое, но и большие градиенты всех теплофизических параметров (теплоем-

кости, энтальпии), транспортных коэффициентов (теплопроводности, диффузии).

Неравновесное излучение играет важную роль в работе генераторов низкотемпературной плазмы (ГНП): предполагается [5], что именно оно осуществляет основной нагрев газа, находящегося между дуговым каналом, где может достигаться температура до 100 000 К, и стенками плазмотрона.

Создаваемая плазма представляет собой неустойчивый объект, свойства которого быстро меняются под воздействием: (1) — собственного излучения плазмы, где велика роль неравновесного излучения, испускаемого всем объемом плазмы в приближении оптически тонкого слоя; (2) — рекомбинации; (3) — больших скоростей диффузии частиц из окружающей среды и их последующей диссоциации и ионизации; (4) — развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и последующего крупномасштабного смешения; (5) — под воздействием возмущений, развивающихся в рабочем тракте плазмотрона (в том числе создаваемых дугой), происходит турбулизация газового потока, характерное число перехода к турбулентности составляет $Re = 400$; (6) — плазма, выходящая из ГНП, имеет достаточно большую электропроводность, таким образом, в ней могут протекать “паразитные” токи. Их величина (порядка 0.5 А) может быть мала по сравнению с основным током дуги между катодом и анодом. Однако электрохимические процессы укоряют разрушение исследуемого образца.

Перечисленные явления приводят к резкому изменению свойств струи и ее химического состава уже на дистанции нескольких калибров от среза сопла.

Взаимодействие низкотемпературной плазмы с материалом образца представляет собой целую совокупность процессов, возникающих в пристеночном слое, связанных с многокомпонентной диффузией и турбулентностью, химическими реакциями компонентов плазмы с молекулами вещества образца. Интенсивная рекомбинация приводит к выделению тепла на поверхности образца, таким образом, даже в случае не реагирующих веществ возможно плавление и абляция материала, а также его структурное разрушение. Если образец располагается непосредственно у разрядной камеры, то возможен его дополнительный нагрев излучением дуги.

Изучение процесса чистой абляции материала требует использования особо чистых газов, так как даже малая концентрация реагирующей примеси может существенно изменить скорость разрушения материала образца.

В дальнейшем при построении модели и обсуждении результатов моделирования мы будем пользоваться общим термином “разрушение материала”, не вдаваясь в характер этого процесса [6]: (1) — сублимацию, (2) — термическое разложение, (3) — химическое взаимодействие (реакции) на поверхности, (4) — объемно-поверхностное химическое взаимодействие, (5) — оплавление, (6) — оплавление при наличии химического взаимодействия.

Существует большое число работ, выполненных различными авторами за последние шестьдесят лет, которые приблизительно очерчивают следующий круг задач: экспериментальное исследование плавления метеоритов [7], исследование пиролиза обугливающихся теплозащитных материалов [8–16], численное моделирование движения в атмосфере с абляцией [17–45], исследования радиационного теплообмена [46–55], экспериментальное исследование обтекания затупленных тел при различных углах атаки [56–58], экспериментальное исследование абляции вольфрама для использования его в теплозащитных покрытиях (ТЗП) [58–60], экспериментальное исследование абляции тефлона [61], льда [62], силикатов [63], тантала [64], керамики на основе циркония [65], развитие моделей разрушения графита на основе экспериментальных исследований [15, 66–74], исследование абляции спускаемых аппаратов в атмосфере Венеры [75–77], Марса [78–80], Юпитера [81–85], Сатурна [86], численное исследование неравновесных процессов в аблирующем слое [46, 87–95], абляция веществ, имеющих способность к стеклованию [96–103]; интерес представляет создание диагностики на основе плоской лазерной флуоресценции компонентов разрушающегося ТЗП (ароматические углеводороды нафталинового, фенантренового и дибензотиофенового ряда) [104–106], численные модели переноса продуктов абляции [107–109], развитие вариационных методов [110, 111], исследования низкотемпературной абляции при помощи лазерной анемометрии по изображениям частиц в турбулентном пограничном слое [112], радиационные свойства аблирующего материала [51, 113–118], граничные условия на аблирующей поверхности ТЗП [119], численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона [120], в частности, исследование граничных условий скольжения на каталитической стенке в многокомпонентном многотемпературном химически реагирующем потоке газа с возбужденными внутренними степенями свободы частиц [121, 122]. абляционные процессы в ракетных двигателях [123–129], взаимодействие газа из ГНП с образцом [111, 130], влияние шероховатости образца на процесс абляции [131], абляция твердого тела при взаимодействии с жидкостью [132]. Отдельно отметим разработку уравнений движения многокомпонентного и многотемпературного газа [133] с использованием оригинальной формы соотношений переноса в форме “термодинамические силы через потоки” с точными и более простыми по сравнению “классическими” коэффициентами переноса для идеальных, так и слабонеидеальных смесей газов и плазмы, в том числе в присутствии внешних электромагнитных полей. Интерес вызывают и модели колебательно-диссоционного

взаимодействия в термохимически-неравновесных режимах гиперзвукового обтекания в вязком ударном слое [134–137], которые позволили установить, что при высоких температурах газа за головной ударной волной времена релаксации колебательных степеней свободы становятся порядка времен реакций диссоциации, и в этом случае диссоциация происходит на фоне релаксации колебательных степеней свободы — происходит так называемое колебательно-диссоциационное взаимодействие, повышающее температуру в ударном слое (УС) и, следовательно, тепловой поток до 26% и уменьшающее отход головной ударной волны до 20% по сравнению с моделью термически равновесных констант химических реакций.

Аналогичная модель была разработана и для электронно-ионизационного взаимодействия, когда реакции ионизации идут на фоне релаксации возбужденных электронных степеней свободы атомов и молекул [138].

Исследование высокоэнтропийных струй требует построения сложных моделей на основе различных разделов вычислительной физики. Целесообразно использовать иерархию моделей, последовательно включая в рассмотрение сопряженный теплообмен, модели фазового перехода, химические реакции, радиационный теплообмен, турбулентность. Определяющим фактором для выбора инструмента исследования является возможность использования подвижных сеток, надежных решателей, большого набора физических моделей. В предлагаемой работе основной акцент сделан на проверке устойчивости работы солвера при расчете течений с конвективными переносом и большими температурными градиентами. Учет теплофизики реальных газов (в частности, всплесков теплоемкости), скорее всего, будет приводить к сглаживанию различных пространственных неоднородностей и “облегчению” работы солвера.

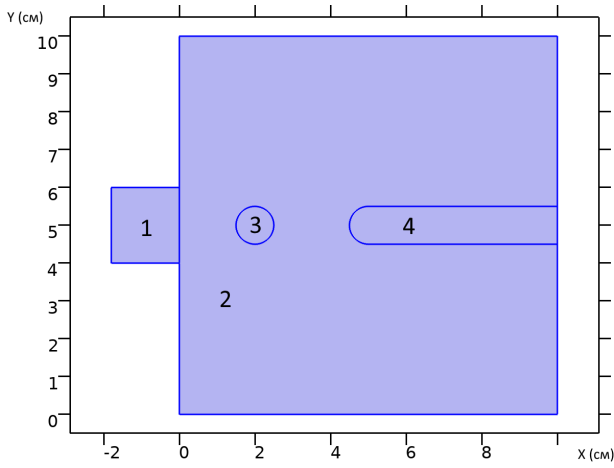
2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проводится моделирование изменения формы образца из модельного материала под действием струи горячего газа (азота).

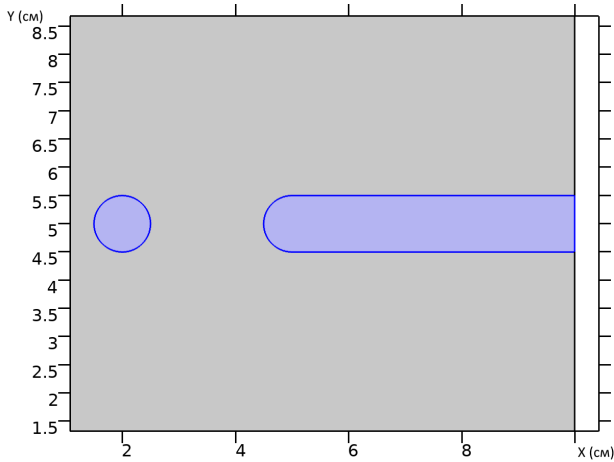
Расчетная область образована несколькими фигурами, представленными на рисунке 1(a): (1) — квадратная область, занятая течением газа, (2) — область формирования затопленной струи, (3) — область твердого материала, с подвижными границами, деформируемая геометрия, (4) — область твердого материала с неподвижными границами. Область (4) предназначена для сохранения застойной зоны в течении при уменьшении области (3) вследствие разрушения.

Области, где располагается твердое тело представлены на рисунке 1(b), газ — на рисунке 1(c). Протяженность расчетной области в направлении z (перпендикулярно плоскости) составляет $d_z = 1$ м. Ширина затопленной струи — 2 см, диаметр круга, представляющего область (3) — 1 см. Расстояние от точки выхода затопленной струи до поверхности образца — 1.5 калибра.

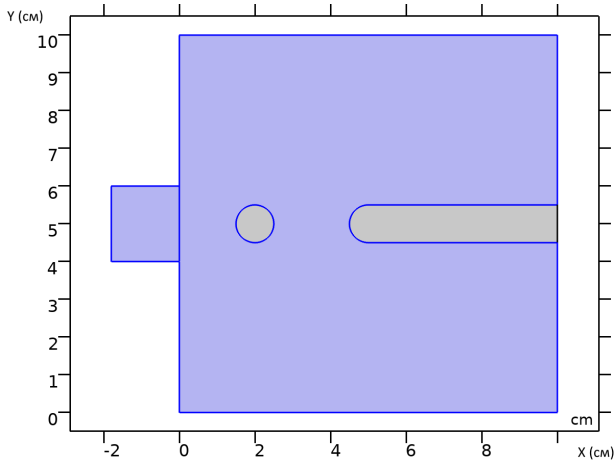
Модельный материал, образующий твердое тело обладает следующими свойствами: $\alpha_s = 0.000267$ 1/К — коэффициент теплового расширения, $C_{p_s} = 200$ Дж/(кг К) — удельная теплоемкость материала образца, $L_{s \rightarrow f} = 3$ Дж/кг — удельная теплота фазового перехода “твердое тело — жидкость”,



(a)



(b)

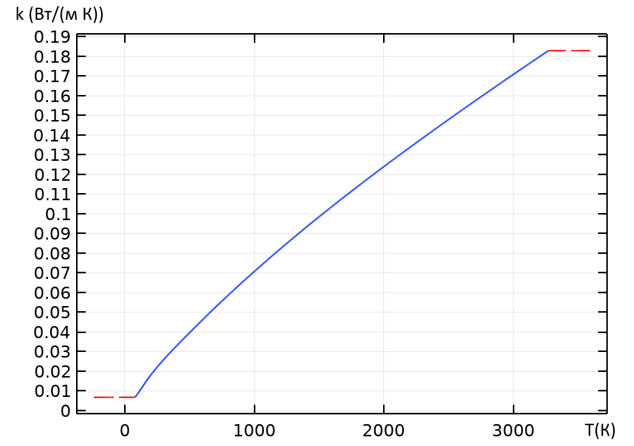


(c)

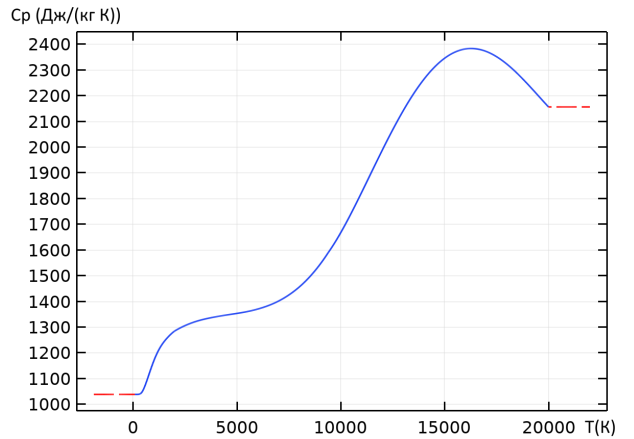
Рисунок 1. Области расчетной геометрии: (a) — общий вид расчетной области, (b) — области с параметрами материала образца, (c) — области с параметрами газа.

$k_s = 6 \text{ Вт/(м К)}$ — коэффициент теплопроводности материала, $\rho_s = 7500 \text{ кг/м}^3$ — плотность, $T_c = 503 \text{ К}$ — характерная температура расчетной области (холодная стенка), $T_f = 505 \text{ К}$ — характерная температура фазового перехода, $T_h = 600 \text{ К}$ — характерная температура затопленной струи.

Основываясь на базе данных NIST, для азота заданы кусочно-гладкие зависимости для теплопроводности



(a)



(b)

Рисунок 2. Зависимость материальных коэффициентов переноса и теплофизических свойств азота от температуры: (a) — теплопроводность k (по данным [139]), (b) — теплоемкость C_p (по данным [140]).

k_g , теплоемкости при постоянном давлении C_p , плотности ρ , динамической вязкости η , которые представлены на рисунках 2 и 3. Полиномиальные аппроксимации строились на основе данных по коэффициентам переноса и теплопроводности из [139–141]. Показатель адиабаты задается как для идеального двухатомного газа $\gamma = 1.4$.

Для моделирования сопряженного теплообмена решается общее уравнение теплопроводности

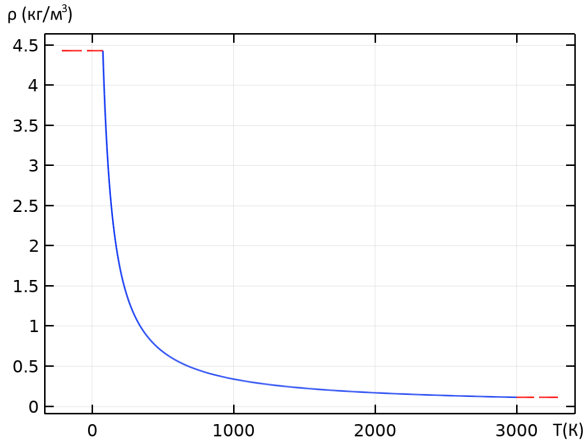
$$d_z \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + d_z \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \vec{q} + \nabla \cdot \vec{q} = d_z Q + q_0, \quad (1)$$

$$\vec{q} = -d_z k \nabla T,$$

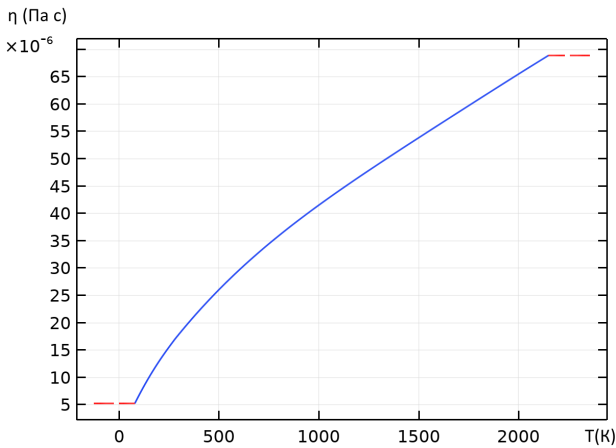
в области, занимаемой твердым телом, решается уравнение теплопроводности для твердого тела, записываемое в общей форме

$$d_z \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + d_z \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \vec{q} = d_z Q + q_0 + d_z Q_{ted}, \quad (2)$$

$$\vec{q} = -d_z k_s \nabla T,$$



(a)



(b)

Рисунок 3. Зависимость материальных коэффициентов переноса и теплофизических свойств азота от температуры: (a) — плотность ρ ; (b) — динамическая вязкость η (по данным [141]).

а в области, в которой происходит движение газа — уравнение для теплопроводности в газе (в общей форме)

$$\begin{aligned} d_z \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + d_z \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \vec{q} \\ = d_z Q + q_0 d_z Q_p + d_z Q_{vd}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\vec{q} = -d_z k \nabla T.$$

Термодинамические параметры связываются уравнением состояния идеального газа

$$\rho = \frac{p}{R_s T}, \quad (4)$$

где d_z — протяженность расчетной области в направлении, перпендикулярном плоскости моделирования, C_p — теплоемкость при постоянном давлении, T — температура, \vec{q} — тепловой поток, \vec{u} — скорость, Q — источник тепловыделения, q_0 — внутренний тепловой поток, Q_{ted} — источник тепла, связанный с термоэластичностью, Q_p — источник тепла, связанный с работой сил давления, Q_{vd} — источник тепла вследствие вязкой диссипации, k — теплопроводность газа, k_s — теплопроводность твердого тела, R_s — газовая постоянная (удель-

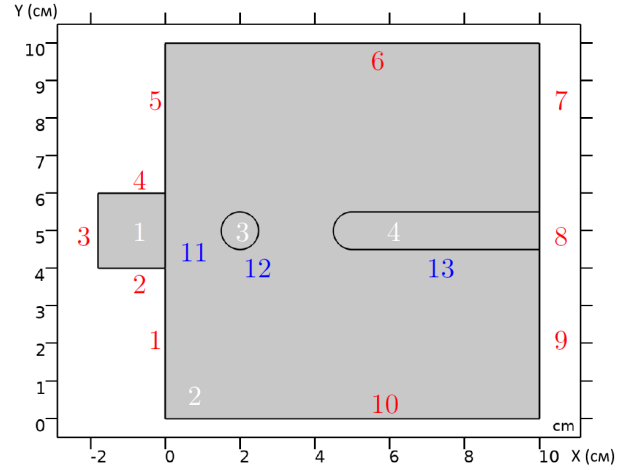


Рисунок 4. Вид расчетной области с указанием граничных условий. Синие цифры соответствуют внутренним границам расчетной области, красные показывают внутренние границы, белые — номера областей расчетной геометрии.

ная), ρ — плотность, p — давление. В рассматриваемой постановке слагаемые, содержащие \vec{q} , Q , q_0 , Q_{ted} , Q_p , Q_{vd} тождественно равны нулю.

В качестве начальных условий для областей (2), (3), (4) на рисунке 4 задается температура T_c , границы 1, 2, 4, 5 предполагаются теплоизолированными, подчиняясь условию

$$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0, \quad (5)$$

где \vec{n} — внешняя нормаль к границе.

На границе (3) задается температура, зависящая от времени

$$T = T_h + 2T_h(1 - \exp(-t)). \quad (6)$$

На границах (8) и (13) расчетной области (4) задается условие постоянной температуры

$$T = T_c. \quad (7)$$

На внутренней границе (12) задается группа граничных условий (ГУ), описывающая фазовый переход, приводящий к изменению формы области (3):

$$\begin{aligned} T &= T_f, \\ \frac{d\vec{x}}{dt} \cdot \vec{n} &= v_n, \\ v_n &= \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{\rho_m L_{s \rightarrow f}}, \\ \vec{q} &= -k_s \nabla T_s + k_g \nabla T_g, \end{aligned} \quad (8)$$

где T_f — температура фазового перехода, \vec{x} — радиус-вектор границы фазового перехода, v_n — нормальная скорость движения границы ячейки расчетной сетки, ρ_s — плотность материала образца, k_s — коэффициент теплопроводности твердого тела, k_g — коэффициент теплопроводности газа у поверхности твердого тела, T_s — температура в твердом теле у поверхности, T_g — температура газа в окрестности межфазной границы.

Для задания ГУ с изменением фазы, необходимо определить температуру фазового перехода, T_{pc} и скрытую теплоту фазового перехода $L_{s \rightarrow f}$, связанные с переходом из твердой фазы в жидкую. Величина $L_{s \rightarrow f}$ должна принимать положительное значение. Кроме этого необходимо задать, на какой стороне ГУ происходит изменение фазы (твердое тело / верхняя / нижняя сторона).

Также необходимо выбрать метод оценки скачка теплового потока. По умолчанию выбран параметр множителя Лагранжа, который вводит дополнительную переменную на границе для точного определения температуры и расчета скачка теплового потока (слабое условие). Как показали предварительные расчеты, этот метод оказывается неустойчивым при последовательном движении расчетной сетки, что приводит к ошибкам в работе солвера. В качестве альтернативы используется метод оценки температурного градиента, чтобы определить тепловой режим на границе. Такой подход приводит к жесткой формулировке ГУ, более удобной с точки зрения численного решения, особенно для итерационных решателей, однако, точность скачка теплового потока сильно зависит от размера сетки рядом с границей. В этом случае может потребоваться очень мелкая сетка, чтобы достичь той же точности, в сравнении с использованием множителя Лагранжа.

При обоих методах оценки скачка теплового потока могут появиться численные осцилляции в скорости границы раздела. Для уменьшения влияния осцилляций необходимо проводить сглаживание движущейся межфазной границы. Этот параметр сглаживает нормальную скорость сетки, добавляя скорость сглаживания v_{mbs} , пропорциональную средней кривизне границы раздела H (1/м), и размеру элемента сетки h (м):

$$v_{mbs} = \delta_{mbs} |v_n| h H. \quad (9)$$

Эта дополнительная скорость движения сетки равна нулю для прямолинейных границ, но будет искусственно увеличивать нормальную скорость сетки для сильно искривленных поверхностей, например, вдоль капель или пузырьков. Следует обратить внимание, что добавление этого слагаемого изменяет физическую модель и может привести к нарушению закона сохранения массы. Параметр сглаживания движущейся границы δ_{mbs} — безразмерное число, обеспечивающее компромисс между устойчивостью численного метода и точностью физического моделирования.

На границах (6), (7), (9) и (10) задается условие свободного истечения теплового потока

$$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0. \quad (10)$$

Движение газа в областях (1) и (2) описывается на основе уравнений Навье–Стокса и неразрывности

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} &= \nabla \cdot [-p \mathbf{I} + \mathbf{K}] + \vec{F}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

При реализации алгоритма используется модель существенно дозвукового сжимаемого течения, с макси-

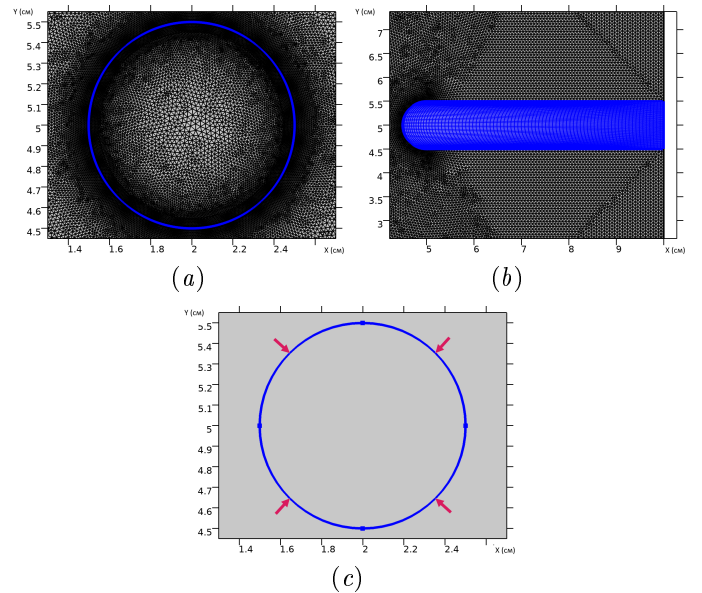


Рисунок 5. Расчетная сетка: (a) — сетка вокруг области фазового перехода, (b) — область сопряжения структурированной и неструктурированной сеток, (c) — направление деформации расчетной области.

мально допустимым числом Маха $M < 0.3$. По своим реологическим свойствам, сплошная среда предполагается ньютоновской, что определяет форму тензора вязких напряжений:

$$\mathbf{K} = \eta (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \mathbf{I}, \quad (12)$$

где \mathbf{I} — единичный тензор (матрица), η — динамическая вязкость. Для данного модуля задаются следующие граничные условия: 1, 2, 4, 5, 12, 13 — условия прилипания, на границе 3 задается условие массового расхода

$$-\int_{\partial \Omega} \rho \cdot d_z dS = \dot{m}. \quad (13)$$

В качестве условия массового расхода задается нормальный массовый расход, зависящий от времени

$$\dot{m} = 0.01(1 - \exp(-t)). \quad (14)$$

На границах 6, 7, 9, 10 задается условие свободного истечения с подавлением обратного тока:

$$[-p \mathbf{I} + \mathbf{K}] \vec{n} = -\hat{p}_0 \vec{n}, \quad \hat{p}_0 \leq p_0. \quad (15)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ ОБТЕКАЕМОГО ОБРАЗЦА ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ СТРУЕЙ ГАЗА

Вид расчетной сетки для области с подвижной геометрией, а также участок сопряжения треугольной (неструктурированной) и четырехугольной (неструктурированной) сетки показан на рисунке 5.

Время моделирования процесса составило $t = 10$ с, шаг выдачи результатов $\Delta t = 0.2$ с. Начальный шаг по времени $\tau = 0.00001$ с.

К результатам расчета относятся пространственные распределения температуры, скорости, теплового потока, процесс деформации расчетной сетки.

В областях 1, 2, 3 генерируется сетка из ячеек треугольной формы, в области 4 — четырехугольной. Общий вид построенной сетки представлен на рисунках 5(a) и 5(b). В общем, минимальное качество элемента сетки составляет 1.743×10^{-5} , среднее качество сетки — 0.9601, количество треугольных ячеек — 104212, количество четырехугольных ячеек — 4000, количество граничных элементов — 1418, количество элементов вершин — 16. Свойства треугольной сетки в областях 1, 2, 3: максимальный размер элемента — 0.067, минимальный размер — $2.0 \cdot 10^{-4}$, множитель кривизны — 0.2, максимальная скорость увеличения размера элемента по сравнению с соседними — 1.05. Количество элементов образующих скругленный участок границы — 13–50. Количество элементов, образующих входную границу — 3–100. Количество элементов, образующих подвижную границу — 12–400. Особенности деформации геометрии (рисунок 5(c)): в областях 1, 2, 3 задается деформируемая расчетная сетка, такая, что положение точек расчетной сетки и форма образуемых ею треугольников меняется при плавлении области 3. В области 4 расчетная сетка задается неизменной; на всех границах, кроме 11, 12 задается нулевое нормальное смещение точек расчетной сетки.

Особенностью ГУ на входе затопленной струи является то, что в ней происходит плавное увеличение массового расхода газа и температуры (то есть теплового потока) до своих асимптотических значений, что позволяет ускорить вычисления. Формирование течения во входном канале заметно при $t = 0.1$ с (рисунок 6). При $t = 0.3$ с происходит разбиение струи на верхнюю и нижнюю ветви с образованием вихрей в соответствующих полуплоскостях. Процесс взаимодействия деформируемой геометрии становится стационарным при $t = 0.9$. Начиная от времени $t = 1.2$ разрушающийся образец теряет округлую форму. По мере уменьшения размеров образца его след в потоке также уменьшается, что приводит к разрушению и его подветренной части. Общее время разрушения составляет около 0.5 с.

Зависимость формы образца от времени наглядно представлена на рисунке 7. На поздних временах разрушаемое твердое тело принимает форму толстой линзы. Заметим, что столь быстрое разрушение происходит при относительно небольших скоростях газа, в ядре потока они не превышают 5 м/с (см. рисунок 8).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение оценим безразмерные параметры, характеризующие скоростные и тепловые режимы течения. В частности, число Рейнольдса $Re = \dot{m}/\mu d_z \approx 660$, Прандтля $Pr = \eta C_p/k \approx 0.75$, Пекле $Pe = RePr \approx 495$. Откуда следует, что реализующийся в течении режим является существенно ламинарным, с преимущественно конвективным переносом теплоты. Выполненное моделирование взаимодействия высокоэнтальпийного течения с материалом образца имеет ряд достоинств:

- реализован успешный расчет сопряженного теплообмена на поверхности раздела “газ — твердое тело”;
- выполнен учет зависимости теплофизических свойств подвижной среды от температуры;

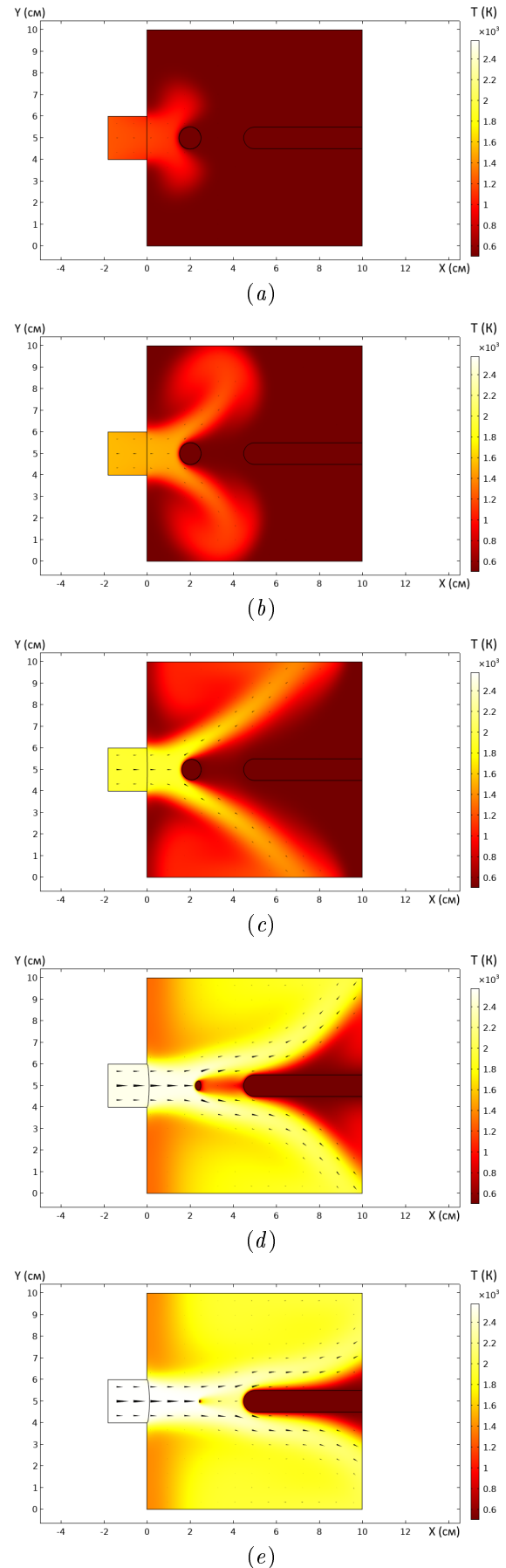
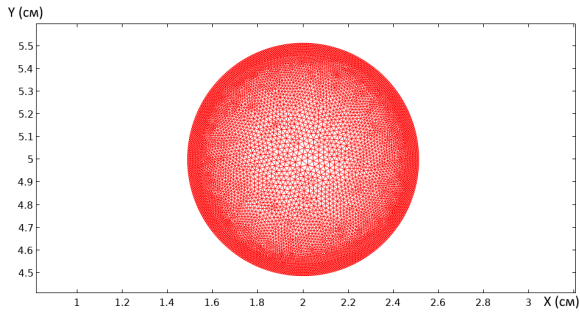
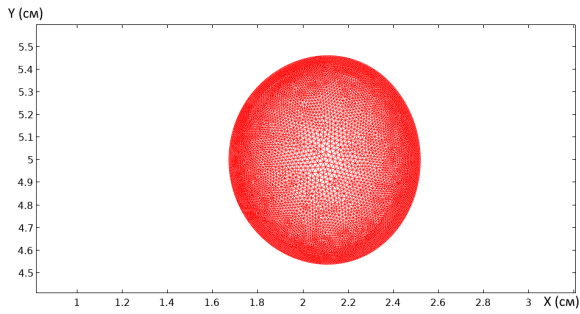


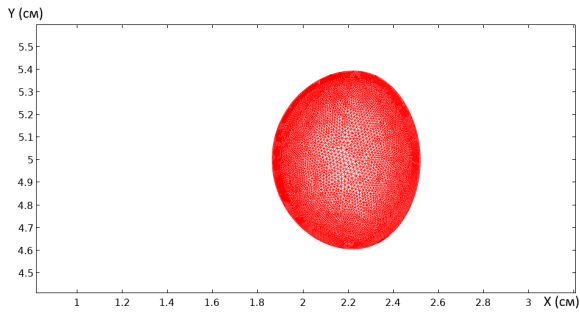
Рисунок 6. Распределение температуры в различные моменты времени, полученное в расчете: (a) — 0.3 с, (b) — 0.5 с, (c) — 0.8 с, (d) — 1.6 с, (e) — 1.7284 с.



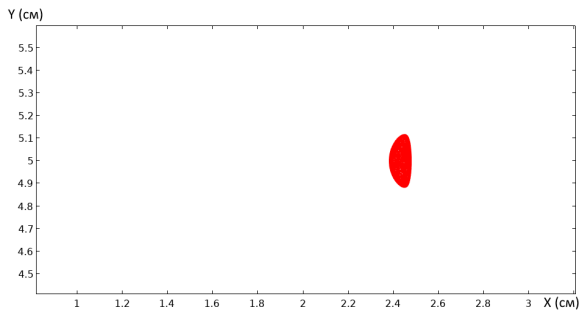
(a)



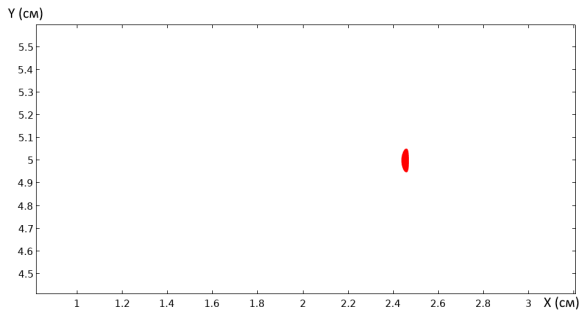
(b)



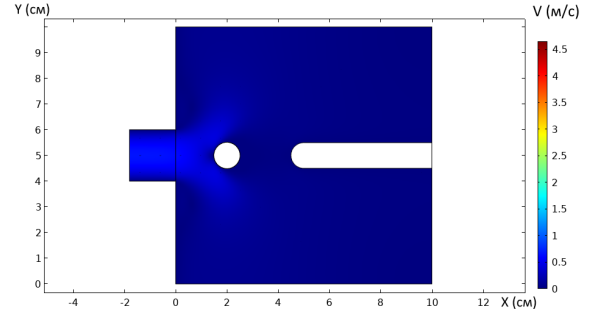
(c)



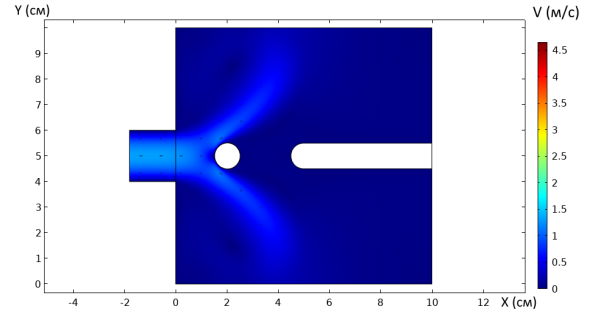
(d)



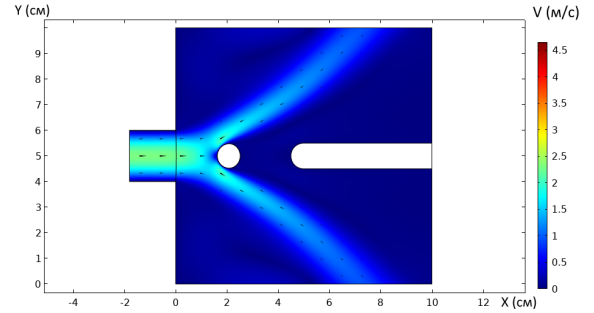
(e)



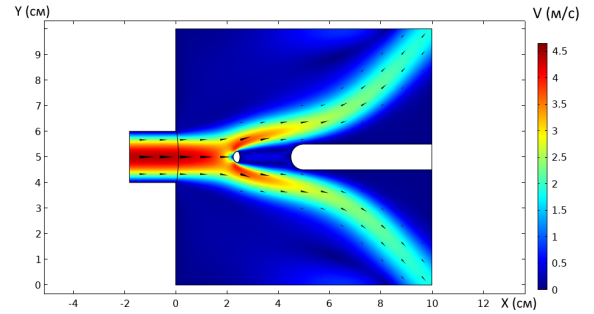
(a)



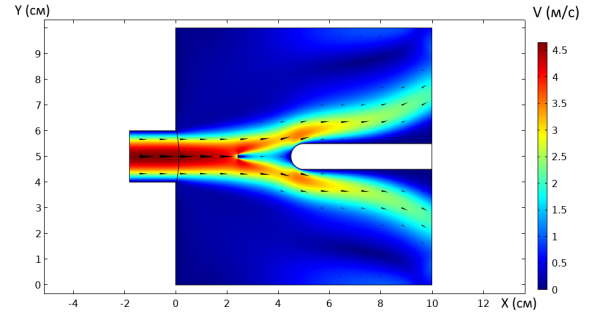
(b)



(c)



(d)



(e)

Рисунок 7. Форма области, испытывающей фазовый переход и распределение подвижной сетки в ней, результаты расчета: (a) — 0.3 с, (b) — 0.9 с, (c) — 1.2 с, (d) — 1.16985 с, (e) — 1.7284 с.

Рисунок 8. Распределение скорости в различные моменты времени, полученное в расчете: (a) — 0.3 с, (b) — 0.5 с, (c) — 0.8 с, (d) — 1.6 с, (e) — 1.7284 с.

- показана устойчивая работа граничного условия фазового перехода для определения движения межфазной границы;
- успешно использован механизм деформируемой сетки для смещения узлов методом деформации, а также полное перестроение сетки при ухудшении качества ее элементов;
- достигнута устойчивость расчета при достижении больших температурных градиентов (до 10^7 К/м).

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дегтярь В Г и Сон Э Е 2018 *Гиперзвуковые летательные аппараты* (М.: Янус-К)
2. Коротеев А С, Миронов В М и Свирчук Ю С 1993 *Плазмотроны. Конструкции, характеристики, расчёт* (М.: Машиностроение)
3. Тирский ГА, Сахаров ВИ, Ковалев ВЛ, Власов ВИ, Боровой ВЯ, Егоров ИВ, Белошицкий АВ, Горский ВВ, Брыкина ИГ, Афонова НЕ, Громов ВГ, Кириутин БА, Лунев ВВ, Скуратов АС, Алексинз ВА, Рогов БВ, Дядькин АА и Журинов С В 2011 *Гиперзвуковая аэродинамика и теплообмен современных космических аппаратов и зондов* (М: Физматлит)
4. Yusupov D I, Kulikov Y M, Gadzhiev M K, Tyufyayev A S and Son E E 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **774** 012185
5. Чиннов В Ф *Экспериментальное исследование термической и неравновесной плазмы инертных и молекулярных газов: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук — ОИВТ РАН, Москва, 2002*
6. Михатулин Д С, Полежаев Ю В и Ревизников Д Л 2011 *Теплообмен, термомеханическое и термомозононое разрушение тепловой защиты* (М.: Янус-К)
7. Agrawal P, Jenniskens P M, Stern E, Arnold J and Chen Y K 2018 *2018 Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*
8. Ahn H K, Park C and Sawada K 1998 *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
9. Donegan B E, Greendyke R, Ravichandran R, Lewis S, Morgan R, McIntyre T and Apostolov Z 2018 *22nd AIAA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*
10. Joatton R 1970 *5th Thermophysics Conference*
11. Li W, Huang H and Xu X 2017 *Int J Heat Mass Tran* **109** 725–736
12. Milos F S, Chen Y K and Gokcen T 2012 *J Spacecraft Rockets* **49** 894–904
13. Mullenix N and Povitsky A 2016 *J Spacecraft Rockets* **53** 912–929
14. Reynolds R, Russelland G and Nourse R 1992 *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*
15. Stock H W 1975 *AIAA J.* **13** 1217–1223
16. Yuming X, Hongong H and Timin C A I 1991 *27th Joint Propulsion Conference*
17. Alba C R, Greendyke R B, Lewis S W, Morgan R G and McIntyre T J 2016 *J Spacecraft Rockets* **53** 84–97
18. Candler G V, Johnson H B, Nompelis I, Gidzak V M, Subbareddy P K and Barnhardt M 2015 *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*
19. Candler G 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*
20. Chen S and Boyd I D 2017 *47th AIAA Thermophysics Conference*
21. Chen Y K and Milos F S 2018 *J Spacecraft Rockets* **55** 914–927
22. Shih-Yuan C and Allen S J 1962 *ARS Journal* **32** 1536–1543
23. Chen Y K, Milos F and Gokcen T 2010 *10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
24. Cooper J M, Schroeder O M, Weng H and Martin A 2018 *2018 Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
25. DiCristina V 1971 *AIAA 6th Thermophysics Conference*
26. Richards B E and DiCristina V 1977 *AIAA 12th Thermophysics Conference*
27. Doman D and Blake W 2006 *AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference and Exhibit*
28. Fang Y, Liou W W and Xu S 2004 *J Spacecraft Rockets* **41** 893–895
29. Fei Z, Lanhai S and Rong Z 2020 *J Spacecraft Rockets* **57** 202–205
30. Gupta R N 1983 *J Spacecraft Rockets* **20** 531–538
31. Henneaux D, Schrooyen P, Dias B, Turchi A, Chatelain P and Magin T 2019 *AIAA Aviation 2019 Forum*
32. Hurwicz H, Fifer S and Kelly M 1964 *J Spacecraft Rockets* **1** 235–242
33. Inger G 1972 *10th Aerospace Sciences Meeting*
34. Intrieri P and Kirk D 1968 *3rd Aerodynamics Testing Conference*
35. Johnston C O, Gnoffo P A and Sutton K 2009 *J Spacecraft Rockets* **46** 481–491
36. Hetcher L 1966 *3rd and 4th Aerospace Sciences Meeting*
37. Menees G and Lombard C 1981 *16th Thermophysics Conference*
38. Meng S, Zhou Y, Xie W, Yi F and Du S 2016 *J Spacecraft Rockets* **53** 930–935
39. Murray A L and Russell G W 2002 *J Spacecraft Rockets* **39** 501–508
40. Onay O K and Eyi S 2020 *J. Thermophys. Heat Transfer* **34** 78–89
41. Popper L and Sutton G 1970 *8th Aerospace Sciences Meeting*
42. Schrooyen P, Hillewaert K, Magin T E and Chatelain P 2016 *Int J Heat Mass Tran* **103** 108–124
43. Scoggins J B, Soucasse L, Riviere P, Soufiani A and Magin T 2015 *45th AIAA Thermophysics Conference*
44. Silton S and Goldstein D 2000 *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
45. Silton S and Goldstein D 1998 *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
46. Анфимов Н А и Шари В П 1968 *МЖГ* 18–25
47. Коньков А А, Нейланд В Я, Николаев В М и Пластинин Ю А 1969 *ТВТ* 140–165
48. Лебедев В И и Фомин В Н 1969 *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* **3** 655–663
49. Стулов В П и Шапиро Е Г 1969 *МЖГ* 75–83
50. Румынский А Н и Чуркин В П 1974 *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* **6** 1553–1570
51. Карасев А Б и Кондранин Т В 1971 *МЖГ* 21–30
52. Суржииков СТ 2016 *ЖТФ* **86** 31–40
53. Суржииков СТ 2016 *ТВТ* **54** 249–266
54. Железнякова А Л и Суржииков С Т 2014 *ТВТ* **52** 283–293
55. Суржииков С Т и Шувалов М П 2013 *ТВТ* **51** 456–470
56. Arai N, Tani T and Sato K 1983 *21st Aerospace Sciences Meeting*
57. Hull L, French N and Chrusciel G 1981 *7th Atmospheric Flight Mechanics Conference*
58. Platus D H 1985 *Journal of Guidance, Control, and Dynamics* **8** 280–282
59. Noh S and Kim K H 2019 *J. Thermophys. Heat Transfer*

- 33 1096–1111
60. Noh S and Kim K H 2016 *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*
 61. Comfort E 1970 *8th Aerospace Sciences Meeting*
 62. Imamura O, Okunuki T and Suzuki K 2010 *10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
 63. Liu Z M and Li J C 1988 *23rd Thermophysics, Plasmadynamics and Lasers Conference*
 64. Marshall B W 1966 *AIAA J.* **4** 1899–1905
 65. Mungiguerra S, Martino G D D, Cecere A, Savino R, Zoli L, Silvestroni L and Sciti D 2020 *Int J Heat Mass Tran* **156** 119910
 66. Baker R 1975 *10th Thermophysics Conference*
 67. Knight D and Quinn J 1971 *6th Thermophysics Conference*
 68. Maahs H G and Schryer D R 1969 *AIAA J.* **7** 2178–2179
 69. Priyadarshini M S, Jaffe R L and Munafo A 2018 *2018 Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
 70. 1964 *Графит как высокотемпературный материал. Под ред. К.П. Власова* (М.: "Мир")
 71. Головина Е С и Котова Л Л 1972 *ТВТ* **10** 368–380
 72. Анфимов Н А и Полежаев Ю В 1966 *В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, «Наука и техника»* **2** 11–16
 73. Анфимов Н А 1964 *Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение* **3-11**
 74. Зевелевич Ф С 1966 *МЖГ* 161–167
 75. Banerji N, Leyland P and Morgan R G 2016 *46th AIAA Thermophysics Conference*
 76. Fujita K, Yamada T and Ishii N 2006 *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
 77. Izawa Y and Sawada K 2000 *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
 78. McMasters R L, Fricke R, Larus G, Malone M and Hutwelker M 2021 *J. Thermophys. Heat Transfer* **35** 512–517
 79. Miller R A, Tang C Y, McGlaughlin M S, White T R, Ho T S, MacDonald M E and Cruden B A 2018 *2018 Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
 80. Суржиков С Т 2011 *ТВТ* **49** 92–107
 81. Erb A J, West T K and Johnston C O 2020 *J Spacecraft Rockets* **57** 692–706
 82. Matsuyama S, Ohnishi N, Sasoh A and Sawada K 2003 *36th AIAA Thermophysics Conference*
 83. Milos F S, Chen Y K, Squire T H and Brewer R A 1999 *J Spacecraft Rockets* **36** 298–306
 84. Milos F S 1997 *J Spacecraft Rockets* **34** 705–713
 85. Moss J, Anderson E and Charles W Boltz 1975 *10th Thermophysics Conference*
 86. Liu C H and Howe J 1976 *11th Thermophysics Conference*
 87. Beerman A, Lewis M, Starkey R and Cybyk B 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*
 88. Cawthon D 1965 *Aerothermochemistry of Turbulent Flows Conference*
 89. Kumar R 2016 *J Spacecraft Rockets* **53** 538–548
 90. Lachaud J, Aspa Y and Vignoles G 2017 *Int J Heat Mass Tran* **115** 1150–1165
 91. Milos F S and Chen Y K 2013 *J Spacecraft Rockets* **50** 245–255
 92. Анфимов Н А 1962 *Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение* 25–31
 93. Авдучевский В С и ВН Калашник 1967 *Известия АН СССР, Энергетика и транспорт* 9–24
 94. Мугалев В П 1965 *Известия АН СССР, Механика* 175–180
 95. Анфимов Н А и Альтов В В 1965 *ТВТ* 409–420
 96. Bethé H A and Adams M C 1959 *J. Aerosp. Sci.* **26** 321–328
 97. Chen Y K, Stern E C and Agrawal P 2019 *J Spacecraft Rockets* **56** 865–874
 98. Полежаев Ю В 1964 *Доклады АН СССР* **156** 290–293
 99. Полежаев Ю В 1964 *ТВТ* **2** 32–39
 100. Мень А Н и Сергеев О А 1972 *Доклады АН СССР* 1272–1274
 101. Полежаев Ю В 1964 *Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение* 3–8
 102. Полежаев Ю В 1965 *ТВТ* 731–739
 103. Горский В В и Полежаев Ю В 1972 *МЖГ*
 104. Combs C, Clemens N T and Danehy P M 2014 *52nd Aerospace Sciences Meeting*
 105. Combs C S, Clemens N T, Danehy P M and Murman S M 2017 *J Spacecraft Rockets* **54** 476–494
 106. Combs C and Clemens N T 2015 *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*
 107. Тирский Г А 1964 *Космические исследования* **2** 570–594
 108. Biolsi L 1980 *AIAA J.* **18** 596–597
 109. Biolsi 1981 *16th Thermophysics Conference*
 110. Biot M A and Daughaday H 1962 *J. Aerosp. Sci.* **29** 227–229
 111. Gnoffo P, Johnston C and Thompson R 2009 *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*
 112. Buxton O, Lochman B, Sharma M and Clemens N 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*
 113. Davy W C, Craig R A, Chapman G T and Compton D L 1964 *AIAA J.* **2** 1583–1589
 114. Laux C, Winter M, Merrifield J, Smith A and Tran P 2009 *41st AIAA Thermophysics Conference*
 115. Moss J N, Simmonds A L and Anderson E C 1980 *J Spacecraft Rockets* **17** 177–183
 116. Park C 2014 *J. Thermophys. Heat Transfer* **28** 598–607
 117. Prasad A and Sinha S 1976 *AIAA J.* **14** 1494–1497
 118. Wilson R G and Spitzer C R 1969 *AIAA J.* **7** 2140–2142
 119. Chen Y K and Milos F 2004 *37th AIAA Thermophysics Conference*
 120. Utyuzhnikov S V, Konyukhov A V, Rudenko D V, Vasil'evskii S A, Kolesnikov A F and Chazot O 2004 *AIAA J.* **42** 1871–1877
 121. Кирюгин Б А и Тирский Г А 1996 *МЖГ* 159–168
 122. Рознер Д Е 1964 *Ракетная техника и космонавтика*
 123. Cross P G and Boyd I D 2019 *J Spacecraft Rockets* **56** 1593–1610
 124. Cross P G and Boyd I D 2018 *2018 Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*
 125. Cross P G 2020 *J. Thermophys. Heat Transfer* **34** 381–392
 126. Cross P G and Boyd I D 2017 *47th AIAA Thermophysics Conference*
 127. Cross P G and Boyd I D 2016 *46th AIAA Thermophysics Conference*
 128. Shimada T, Sekiguchi M and Sekino N 2006 *36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*
 129. Wei X, He G, Li J, Liu P and Wang W 2008 *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference Exhibit*
 130. Smith T E R and Keidar M 2015 *J Spacecraft Rockets* **52** 1003–1008
 131. Grabow R and White C 1974 *7th Fluid and Plasma Dynamics Conference*
 132. Lecoanet A, Payot F, Journeau C, Rimbert N and Gradeck M 2021 *Int J Heat Mass Tran* **181** 121883
 133. Тирский Г А 2000 *Энциклопедия по низкотемпературной плазме. Под ред. В. Е. Фортова. — М.: Наука. МАИК. Наука/Интерпериодика. Т. 1* **1** 523–36
 134. Смехов Г Д и Лосев С А 1979 *Теор. и эксперимент. химия* **15** 492–497
 135. Ковалев В Л и Суслов О Н 1988 *МЖГ* 115–121
 136. Дорошенко В М, Кудрявцев Н К и Сметанин В В 1990

- ТВТ* 952–959
137. Беркут В Д, Кудрявцев Н Н и Новиков С С 1987 *ТВТ* 340–348
138. Васильевский С А и Тирский Г А 1991 *Современные газодинамические и физико-химич. модели гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена.* — М.: Изд-во МГУ 195–230
139. Uribe F J, Mason E A and Kestin J 1990 *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **19** 1123–1136
140. McBride B, Gordon S and Reno M 1993 *Thermodynamic Data for Fifty Reference Elements* (NASA Technical Paper 3287)
141. Cole W A and Wakeham W A 1985 *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **14** 209–226