УДК 533.9.07, 533.9.08

СКОРОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРА ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ И ИХ ИЗМЕНЕНИЕ ВНОСИМЫМИ В ПЛАЗМУ ИСКУССТВЕННЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

© 2021 г. С. В. Горячев¹, М. А. Хромов¹, Д. И. Кавыршин^{1,} *, Ю. М. Куликов¹, В. Ф. Чиннов¹, В. В. Щербаков¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия *E-mail: dimakav@rambler.ru Поступила в редакцию 30.12.2019 г. После доработки 24.04.2020 г. Принята к публикации 18.06.2020 г.

Рассмотрен метод измерения скорости дозвуковых затопленных плазменных струй с неустановившимся течением, основанный на анализе движения внесенных в струю оптических неоднородностей. Источник таких неоднородностей в виде тонкого термостойкого стержня вводится в диаметральном направлении выбранного сечения струи, истекающей из выходного канала сильноточного плазмотрона постоянного тока в окружающую воздушную среду при атмосферном давлении. Плазмообразующим газом является смесь аргона с азотом, характерные числа Рейнольдса исследуемых течений составляют Re_D = 50-300. Исследовано возмущающее воздействие вводимого в плазменную струю тела на две важнейшие характеристики: температуру плазмы и скорость ее движения. Методом двухпозиционной скоростной синхронной визуализации исследованы особенности ламинарного и пульсационного течения затопленных плазменных струй. Показано, что в названных условиях длина участка восстановления неразрывности течения обтекающего стержень потока с температурой 10-12 кК и скоростью 100-500 м/с незначительна и составляет несколько миллиметров. Спектральными методами выполнено измерение температуры плазмы в области наибольшего теплового возмущения, вызванного введением стержня. Наблюдаемое охлаждение плазмы сопоставлено с расчетным падением энтальпии, возникающим в связи с затратами на нагрев и абляцию материала стержня.

DOI: 10.31857/S0040364421010038

введение

Генераторы низкотемпературной плазмы (ГНП) создают поток высокоионизированного квазинейтрального газа, который в ряде случаев представляет собой затопленную струю, истекающую в окружающее пространство, что позволяет причислить этот процесс к классическим задачам механики жидкости и газа.

Затопленная струя является неустойчивым нестационарным течением, которое имеет несколько стадий эволюции в масштабе, определяемом характерным размером – диаметром выходного отверстия *D*. Соответственно, в этом масштабе вводится и характерное число Рейнольдса $\text{Re}_D =$ $= \rho UD/\mu$, где *U* – характерная скорость, ρ – плотность, μ – динамическая вязкость. Важной для эволюции затопленной струи представляется область среза сопла, которая является крайне чувствительной к возмущениям скорости и давления. Искусственно генерируемые возмущения (посредством вибрирующих пластин, акустических динамиков, вспомогательных впускных каналов) могут быть осевыми или спиральными, при этом их амплитуда может составлять около 0.01% от скорости U [1]. Возбуждение позволяет управлять интенсивностью процесса смешения, в отдельных случаях удается разделить затопленную турбулентную струю на два или три потока с максимальным углом раствора в 160° .

Характер неустойчивости течения определяется возмущениями, распространяющимися по газовому тракту газодинамической установки (генератору низкотемпературной плазмы), собственными частотами соплового блока, гидродинамическими возмущениями от стационарных вихрей, возникающих вследствие поворотов газового тракта, а также срывом пограничного слоя на острых кромках.

Наряду с участком среза сопла, важным элементом затопленной струи является свободный сдвиговый слой. Характеристики сдвигового слоя, такие как его средняя скорость \overline{U} , разница в характерных скоростях ΔU , максимум производной скорости в направлении сдвига $|\partial U/\partial y|_{max}$ [2], начальная толщина области вытеснения и толщины области потери импульса, в значительной степени определяют характер неустойчивости (конвективная или абсолютная [3]), а также скорость ее развития (инкремент неустойчивости). Нарастание неустойчивости в сдвиговом слое носит двумерный характер (по крайней мере, на линейной стадии эволюции) [4]. Дальнейшее развитие приводит к свертыванию вихрей Кельвина–Гельмгольца, которые в случае трехмерной затопленной струи имеют тороидальную форму. Их интенсивность определяет скорости вовлечения окружающей жидкости в струю и разрушения ядра потока, форму образующихся когерентных структур в дальнем поле струи.

Затопленная струя подразделяется на несколько участков (не менее трех): начальный участок (z/D < 6), переходный (6 < z/D < 20) и основной (автомодельный, z/D > 20). Важным параметром является характерное число Маха М в пограничном слое, определяющее влияние сжимаемости [2].

Описанная картина эволюции существенно усложняется, если затопленная струя представляет собой термическую плазму. Существование большого разрыва для ряда термодинамических величин (плотности, температуры и т.д.) должно оказывать заметное влияние на развитие неустойчивости, а также на процесс смешения с окружающим газом.

Важным процессом является радиационное охлаждение плазмы вследствие неравновесного излучения, приводящего к быстрому охлаждению макроскопических "молей" газа и уменьшению их объема, а также равновесная рекомбинация атомов и молекул, изменяющая, в частности, среднюю молярную массу смеси. Наблюдение процесса смешения и образующихся структур в рекомбинирующей плазменной струе, а также нахождение распределения скорости представляют собой сложную задачу из-за высоких температур (приводящих к испарению частиц-маркеров и разрушению измерительного оборудования) и большой интенсивности свечения газов, исходящих из плазмотрона.

Анализ движения оптических неоднородностей в струях газа и плазмы с неустановившимся течением открывает возможности измерения скорости потока. В большинстве плазменных технологий используются относительно короткие плазменные струи протяженностью в несколько калибров выходного сопла плазмотрона с дозвуковой ($10-10^3$ м/с) скоростью [5–8]. В таких течениях оптическими методами (скоростная визуализация, шлирен-эффект) легко обнаруживаются естественные оптические неоднородности, обусловленные пространственной неоднородностью струи, срывными течениями в выходном сопле плазмотрона и др.

Создание искусственных оптических неоднородностей (ИОН) вносит системность в их образование и позволяет предложить принципы и алгоритм определения скорости их движения [5, 9– 11]. В последние годы для создания маркеров с целью определения скорости потоков газов и плазмы развиваются новые, интересные подходы. Методика, описанная в работе [12], имеет много общего с примененным в данной работе подходом, но вместо тонкого стержня в плазменный поток инжектируется капля или струйка жидкости. Высокоскоростная диагностика с использованием метода измерения скорости по отслеживанию траекторий частиц (PTV) позволяет получить траектории и скорости частиц, на которые разделяется инжектируемая капля.

В работе [13] в плазменной струе с турбулентным течением осуществляется измерение вектора скорости потока по перемещению индуцированных короткоимпульсным лазером плазменных образований, которые служат маркерами скорости.

Важнейшей проблемой измерений скорости с использованием ИОН является обеспечение минимального возмущения исследуемого потока вносимыми в него пробными телами. Именно этому вопросу в данной статье уделено основное внимание.

Одним из способов создания ИОН является введение в струю в диаметральном направлении тонкого термостойкого стержня ($d_0 \ll D$, d_0 и D диаметры стержня и струи соответственно). плазмотермическое разрушение которого порождает большое разнообразие крупно- и мелкомасштабных оптических неоднородностей (ОН). Для успешного определения скорости плазменных потоков при внесении в них оптических неоднородностей необходима минимизация их возмушающего действия на движущуюся плазму путем правильного выбора термостойкого материала и экспериментального установления условий, при которых скорость движения ОН может быть отождествлена со скоростью движения плазменного потока. Для цилиндрически симметричной системы сечением, в котором следует определять профиль продольной скорости движения, является ее диаметральное сечение вдоль оси струи. В рассматриваемом методе это сечение задается помещением в него источника ОН в виде тонкого стержня. Продукты испарения и абляции, возникающие на нагреваемой плазмой поверхности стержня, увлекаются плазменным потоком и образуют долгоживущие светящиеся плазменные образования (ОН), представляющие собой сублимационные облака возбужденных атомов, молекул и кластеров материала стержня и продуктов их плазмохимического взаимодействия с веществом плазмы.

В настоящей работе рассмотрен принципиальный вопрос о возмущающем воздействии на плазменную струю вводимого в нее инородного тела, а именно, на две ее важнейшие характеристики: температуру плазмы и скорость движения. Последовательно приводятся описание экспериментальной установки, результаты визуализации OH, а также спектральный анализ теплового возмущения плазменной струи при вводе OH. Обсуждаются результаты расчета энтальпии смеси аргона и азота в контексте проведенных экспериментов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Объектом исследования является затопленная плазменная струя, истекающая из расширяющегося выходного канала плазмотрона постоянного тока [14–16] в окружающую воздушную среду при атмосферном давлении. Плазмообразующий газ представляет собой смесь аргона с азотом в весовом соотношении 9 : 1 с полным расходом в диапазоне 1–4 г/с, ток дуги находится в диапазоне 200–400 А, напряжение горения – 40–50 В, диаметр выходного отверстия D = 8 мм. Характерное число Рейнольдса исследуемых течений составляет Re_D = 50–300.

Схема введения ОН в плазменную струю и измерительные средства представлены на рис. 1. Подробно измерительная схема установки по исследованию движения ИОН описана в [17].

Графитовый стержень 2 диаметром d = 0.7 мм с помощью электромагнитного привода 4 на время менее 1 с вводится поперек генерируемого электродуговым плазмотроном 5 плазменного потока $I (D \ge d)$ под прямым углом к продольной его оси и при выбранной продольной координате *z*, отстоящей от выходного отверстия на 5 мм. Возникающие под воздействием плазменного потока на стержень продукты испарения и абляции (атомы, молекулы и кластеры материала стержня и продукты их плазмохимического взаимодействия с веществом плазмы) увлекаются струей и образуют долгоживущие светящиеся OH 3.

Для обеспечения локальности в наблюдении ОН используется синхронизованная высокоскоростная двухпозиционная визуализация струи. Выбор ориентации видеокамер, масштаба изображения, кадровой частоты и экспозиции определяется протяженностью исследуемого участка струи, ее диаметром, скоростью движения и структурными особенностями ОН. ОН регистрируются двумя скоростными видеокамерами 6 и 7, предварительно отъюстированными и синхронизированными по частоте кадров. Оптические оси камер находятся под некоторым углом θ друг к другу, пересекаются на продольной оси плазмотрона и составляют с ней прямой угол, при этом оптическая ось камеры 7 имеет прямой угол с продольной осью стержня. Расположение видеокамер по отношению к стержню обеспечивает из-



Рис. 1. Измерительный комплекс: 1 — плазменный поток, 2 — сублимирующий графитовый стержень, 3 — оптические неоднородности, 4 — система ввода — вывода стержня, 5 — плазмотрон, 6 и 7 — видеокамеры, 8 и 9 — оптоволоконные спектрометры.

мерение локальной скорости по фоторазверткам движения ОН по продольной и поперечной координатам потока. Камеры в выбранном масштабе и с требуемым пространственным разрешением выполняют покадровую стереосъемку протяженной области струи $\Delta z \ge D$ с частотой и экспозицией, определяемой светимостью неоднородностей и скоростью их движения.

Для регистрации спектров излучения плазмы используются одноканальный оптоволоконный спектрометр AvaSpec 3648 8 с диапазоном 220— 1100 нм и спектральным разрешением около 1 нм и трехканальный спектрометр AvaSpec 2048 9 со спектральным диапазоном 220—1100 нм и разрешением 0.2—0.5 нм. Кварцевые конденсоры создают резкое изображение плазмы в масштабе 1 : 1 в плоскости входного торца световодов спектрометров, линия наблюдения которых проходит через центральную область струи. Световоды могут перемещаться вдоль оси струи, что позволяет регистрировать спектры излучения плазмы в представляющей интерес продольной плазменной координате.

Оценка длины участка восстановления исходного скоростного профиля течения, обтекающего со скоростью U цилиндрическое препятствие диаметром $d_0 \ll D$, показывает, что при скоростях течения 100–400 м/с в месте введения стержня с диаметром d = 0.7-1.0 мм число Рейнольдса $\operatorname{Re}_D \leq 50$. При таком его значении реализуется схема обтекания, при которой за цилиндром возможно образование циркуляционной области длиной не более одного-двух диаметров стержня [13, 18].

Таким образом, возмущающее гидродинамическое воздействие стержня на плазменный поток оказывается незначительным, и на расстоя-



Рис. 2. Изображение начального участка плазменной струи $Ar + N_2$ с введенным стержнем (внизу) и без него при расходе смеси G = 4 г/с.







Рис. 3. Последовательность пар синхронных кадров при расходе плазмообразующего газа 1 (а) и 3 г/с в отсутствии стержня (б): *1* – плазменная струя.

ниях, удаленных от зоны возмущения на 5 мм, и далее вниз по течению не должно наблюдаться различие скоростей невозмущенной струи и струи с введенным в нее тонким стержнем. Это иллюстрирует рис. 2, на котором изображен начальный участок затопленной струи с введенным стержнем и без него. Изображения получены экспонированием 30000 кадров при одинаковых экспозициях для обоих случаев. Заметно значительное увеличение протяженности излучающего потока с введенным в него разрушаемым стержнем.

Опыты показали, что получение устойчивых и протяженных плазменных струй легче осуществляется в смеси аргона с небольшой примесью (5–20%) азота. При дальнейшем рассмотрении использованы плазменные струи в таких смесях.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЗАТОПЛЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ, ОЦЕНКИ РЕАЛИЗУЮЩИХСЯ СКОРОСТЕЙ

Примеры синхронизованной регистрации двумя камерами плазменной струи без внешних возмущений (с естественными оптическими неоднородностями) и при введении в нее графитового стержня диаметром 0.7 мм (с искусственными оптическими неоднородностями) представлены на рис. 3 и 4. Осуществлена скоростная визуализация потока аргон-азотной плазмы (без стержня), сформированного плазмотроном в двух режимах работы при расходах плазмообразующего газа G = 1 и 3 г/с, энерговкладе около 15 кВт и лиаметре выхолного отверстия сопла D = 8 мм. Скоростные камеры, расположенные под углом $\theta = 12^{\circ}$ друг к другу, обеспечивали синхронную регистрацию кадров с частотой $3 \times 10^4 \, \mathrm{c}^{-1}$ (камера 7) и 6 \times 10⁴ с⁻¹ (камера *6*), в масштабе 1 : 7 с пространственным разрешением 140 мкм/пиксель. На рис. 3 приведены последовательности объединенных в пары синхронных кадров (для камеры 6каждый второй кадр) в случае режимов формирования плазменной струи с расходами 1 и 3 г/с соответственно.

Представленные последовательности кадров иллюстрируют возможность измерения локальной скорости движения плазменного потока по перемещению собственного фронта течения. В режиме работы плазмотрона с расходом плазмообразующего газа 1 г/с формируется стабильная плазменная струя протяженностью несколько калибров с ламинарным характером течения. На выходе из сопла плазма движется с продольной скоростью 178 м/с, которая на расстоянии z == 40 мм падает до значения 140 м/с. При увеличении расхода до 3 г/с режим движения плазменного потока становится пульсационным, на приведенных кадрах продольная скорость потока на выходе из сопла составляет 414 м/с и падает до значения 180 м/с на том же пути.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ПРИ ВВОДЕ ОН

При внесении в плазменную струю зондирующего стержня малого диаметра происходит нагрев и последующее испарение (или абляция) его материала, сопровождающаяся возникновением ИОН. На рис. 4 представлены синхронные видеокадры оптических неоднородностей, создаваемых графитовым стержнем, при расходе плазмообразующего газа 1 г/с.

Задачей исследования являлось установление количественных изменений энтальпии (температуры) плазменной струи в области внесения в нее зондирующего (разрушающегося) стержня. Решается она путем спектрального анализа излучения плазменной струи в области, расположенной на 1-2 мм ниже координаты ввода в струю стержня. Излучение этой области проектируется кварцевым конденсором на входной торец оптоволоконного световода спектрометра AvaSpec 3648 и регистрируется с частотой 100 с⁻¹ и экспозицией 2 мс в течение всего цикла "ввод-неподвижное положение в центре струи-вывод стержня" длительностью около 800 мс. Синхронно с регистрацией спектров осуществляется двухпозиционная скоростная регистрация камерами 6 и 7 (рис. 1) области ввода-вывода стержня и плазменной струи на протяжении 5-6 см вниз по ее течению (рис. 4).

Спектр излучения плазмы в этот период претерпевает изменения, отраженные на рис. 5 и б. Параметром, характеризующим приводимые спектры, является время (мс), отсчитываемое от момента вхождения стержня в плазменную струю (устанавливается по данным скоростной синхронной визуализации). Таким образом, на рис. 5, 6 представлены спектры плазменной струи до ввода стержня, во время прохождения стержнем плазменной струи, при неподвижном стержне, погруженном в струю, и после выхода стержня из струи. Для наглядности приведенные на рисунках спектры последовательно сдвинуты друг относительно друга.

Отождествление спектров излучения, осуществляемое с помощью автоматизированной системы распознавания спектральных линий с включенной в нее базой данных NIST Lines, указывает на обилие атомных линий N I, Ar I (плазмообразующий газ), отдельных линий Cu I (материал анодного канала плазмотрона и выходного сопла), наблюдаемых на протяжении всего цикла, и множество атомных линий примесей, наблюдаемых в период нагрева стержня и его пребывания в струе. Естественно, что это, прежде всего, линии легкоионизируемых металлов, присутствующих в графите и наполнителе: резонанс-



Рис. 4. Последовательности синхронных кадров с изображением OH, создаваемых графитовым стержнем, при расходе плазмообразующего газа около 1 г/с.

ный дублет Na I (588.9, 589.6 нм) и резонансные линии Ca I (422.7 нм) и Ca II (393.4, 396.8 нм).

Спектр примесей был детально отождествлен при использовании трехканального спектрометра с лучшим спектральным разрешением. Помимо упомянутых и сильнейших резонансных линий Na I, Ca I и Ca II наблюдаются значительное число линий Ca I и Ca II в широком диапазоне длин волн и энергий возбуждения, а также молекулярные спектры радикала CN (переход $B^2\Sigma^+-X^2\Sigma^+$, полосы 0–0, 1–0, 0–1). По-видимому, практическое отсутствие в спектре интенсивных атомных линий C I (например, 247.8 нм) свидетельствует о быстрых процессах поверхностного горения углерода и его гетерогенной нитризации на поверхности стержня, мгновенно нагреваемого до температуры $T_w \approx 2500$ K:

$$2N(r) + C(tb) \rightarrow N_2(r) + \Delta E_{dis} + C(tb) \rightarrow CN(r) + N(r).$$

Представленные спектры излучения открывают возможности для анализа температуры плазмы в зоне ввода стержня на всех его этапах. Прежде всего, это определение температуры электронов (которая в свободной струе атмосферного давления совпадает с температурой тяжелых частиц) методом отношения интенсивностей многочисленных спектральных линий атомов Ar I и N I



Рис. 5. Последовательность спектров излучения струи в зоне возмущения до ввода, в процессе ввода, пребывания в струе и вывода стержня: 1 - t = 0 мс, 2 - 50, 3 - 160, 4 - 260, 5 - 460, 6 - 640; одноканальный спектрометр AvaSpec 3648, расход - 4 г/с.



Рис. 6. Последовательность спектров излучения струи в зоне возмущения в процессе ввода, пребывания в струе и вывода стержня: 1 - t = 0 мс, 2 - 120, 3 - 220, 4 - 330, 5 - 550, 6 - 620; одноканальный спектрометр AvaSpec 3648, расход - 1 г/с.



Рис. 7. Определение температуры методом "больцмановской экспоненты" по спектру Ar I: 1 - 703.02 нм, 2 - 738.39, 3 - 696.54, 4 - 706.72, 5 - 727.29, 6 - 794.81, 7 - 912.29, 8 - 687.12, 9 - 675.28; расход - 4 г/с, момент времени - 160 мс, $T_e = 11500$ К.

с существенно различающимися энергиями их возбуждения E_k . Результат анализа населенностей возбужденных состояний Ar I (рис. 7), выполненный для большого набора спектров в различные моменты пребывания зонда в плазме, свидетельствует о выполнимости закона Больцмана для распределения атомов по состояниям возбуждения. Это указывает на то, что температура плазмы в зоне возмущения, полученная методом "больцмановской экспоненты" (при погрешности ее определения не более 10%) в процессе ввода стержня падает на 1000–1500 K, а после вывода стержня из струи восстанавливается ее невозмущенное значение $T \cong 11000$ K (рис. 8).

Установленный уровень захолаживания плазмы при введении зонда подтверждается оценкой изменения энтальпии плазмы в зоне пребывания стержня.

Потеря стержнем массы определена взвешиванием стержня до и после опыта. В результате этих оценок убыль массы стержня вследствие абляции составила $\Delta m_{aб\pi} \approx 2.5 \times 10^{-3}$ г, а затраченная на абляцию энергия $\Delta W_{aб\pi} = \Delta m_{aб\pi} H_{a6\pi} = 150$ Дж, где $H_{aб\pi} = 60$ кДж/г – удельная энтальпия сублимации графита [19].

Введенный в струю стержень быстро нагревается до температуры $T_w \approx 2600$ K, измеренной спектроскопически (рис. 9).

Измеренный калориметрически удельный тепловой поток в сечении ввода стержня $q_0 \approx 1.5 \text{ kBt/cm}^2$. Правая часть уравнения баланса энергии на поверхности стержня ($S_{\text{пад}} = \pi dD/2$, $S_R = \pi dD$)

$$q_0 S_{\text{пад}} = \Delta W_{\text{абл}} / \tau_{\text{абл}} + q_R S_R = \Delta m_{\text{абл}} H_{\text{абл}} / \tau_{\text{абл}} + q_R S_R = 150/0.8 + \varepsilon \sigma T_w^4 \pi dD \cong 220 \text{ BT}$$

включает в себя затраты на абляцию материала стержня и радиационные потери графита с тем-



Рис. 8. Результаты измерения температуры плазмы в зоне возмущения в процессе ввода и вывода стержня; расход – 4 (а) и 1 г/с (б).



Рис. 9. Определение температуры поверхности стержня по спектру его теплового излучения в координатах Вина [16] (вставка над спектром), $C_2 = hc/k$ – вторая радиационная постоянная.

пературой *T*_w. Поток мощности, компенсирующий эти потери, составляет

$$W_{\text{потерь}} = H_0 g S_{\text{стерж}} / S_{\text{струи}} \approx 11 \text{ кДж} / \Gamma \times 1 \Gamma / \text{см} \times 4d_0 / \pi D = 1200 \text{ Bt.}$$

Относительное падение мощности (и энтальпии) струи при расходе 1 г/с равно

2021



Рис. 10. Полная энтальпия потока при различных долях азота и общем расходе газа 1 г/с как функция температуры плазменной струи: $1 - 0.25N_2 + 0.75Ar$, $2 - 0.125N_2 + 0.875Ar$, $3 - 0.1N_2 + 0.9Ar$, $4 - 0.05N_2 + 0.95Ar$, $5 - 0.01N_2 + 0.99Ar$; горизонтальная линия – мощность, сообщаемая газовой струе.



Рис. 11. Сравнение удельной энтальпии азота (*1*) и аргона (*2*) при атмосферном давлении.

$$\Delta H_{\text{HII}}/H_0 = \Delta W_{\text{abi}}/W_0 = 220/1200 = 0.18.$$

Уменьшение энтальпии аргон-азотной плазмы с температурой $T_0 \approx 11$ кК на 18% в соответствии с расчетом (см. рис. 10) означает уменьшение температуры на $\Delta T_{nn} \approx \Delta H_{nn}/C_p(T_0) \approx 1600$ К, где $C_p(T_0)$ — удельная теплоемкость смеси при температуре набегающего потока T_0 . Эта оценка находится в хорошем согласии с измерением охлаждения плазмы (рис. 86). Время "растворения" температурной неоднородности масштаба $L \approx 0.2$ см за счет кондуктивного теплообмена составит $\tau = L^2/4\chi \cong 4 \times 10^{-5}$ с ($\chi \cong 150$ см²/с – коэффициент температуропроводности плазмы). Длина релаксации температурной неоднородности при наблюдаемых скоростях 150 и 400 м/с составит соответственно 6 и 16 мм.

ЭНТАЛЬПИЯ СМЕСИ АЗОТА И АРГОНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ДОЛЯХ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩИХ ГАЗОВ

Расчет состава и энтальпии плазмы смеси N_2 и Аг проводился на основе уравнений диссоциативного и ионизационного равновесия (типа уравнения Caxa) с учетом диссоциации азота и последовательности реакций ионизации, приводящих к отрыву всех валентных электронов с внешней оболочки N и появлению многозарядных ионов. Химические превращения Ar представляются единственной реакцией ионизации. Данные для расчета статистических сумм по электронным уровням атомов и молекулярным уровням, а также значения потенциалов ионизации и диссоциации заимствованы из [20–22].

Продукты термического разложения азота и аргона образуют два ансамбля химически не взаимодействующих частиц, таким образом, энтальпия образующейся смеси является аддитивной величиной. Использованная процедура расчета с учетом поправок на неидеальность плазмы и вириальных поправок, сравнение расчетов теплоемкости и электропроводности азота в широком диапазоне температур (T = 300-120000 K) и давлений (p = 1-100 атм.), а также сравнение с результатами других авторов приведены в [23, 24].

Сумма произведений расхода на удельную энтальпию по исходным компонентам смеси $F_H = H_{\rm Ar}G_{\rm Ar} + H_{\rm N_2}G_{\rm N_2}$ позволяет получить полный поток энтальпии в зависимости от температуры смеси. Использование F_H дает возможность сравнения потока энтальпии, определенного по спектроскопически измеренной температуре на срезе сопла, с мощностью плазмотрона.

На рис. 11 представлено сравнение удельной энтальпии аргона и азота, показывающее вклад возбуждения внутренних степеней свободы, а также реакций диссоциации и первичной ионизации азота в окрестности значений температур D/10 и $I_1/10$ соответственно, где D и I_1 – потенциалы диссоциации молекулы азота и ионизации атомов. Учитывая, что КПД ГНП $\eta = 0.75$, мощность, вводимая в плазму, равна $W = \eta P = 11250$ Вт.

На рис. 10 представлены зависимости энтальпии, переносимой газовой струей при общем расходе 1 г/с и различных относительных концентрациях азота. Горизонтальная линия приблизительно показывает уровень полезной тепловой мощности. Отмеченные на графике точки указывают диапазон температуры, реализующийся при вариации относительной концентрации азота. При вариации массовой доли азота в диапазоне 1–10% среднемассовая температура может измениться



Рис. 12. Диапазон вариации энтальпии: штриховые кривые — с учетом измерений расхода, состав газа $0.1N_2 + 0.9Ar$; вертикальный (зеленый) отрезок — вариация F_H при найденной температуре.

на 3000 К, что превышает погрешность спектроскопического измерения данной величины. При 10%-ной концентрации азота, реализующейся в эксперименте (кривая 2 на рис. 10), температура в струе плазмы составит около 10750 К.

Аналогичным образом можно оценить мощность, затрачиваемую струей на нагрев и абляцию материала стержня, которая равна $\Delta F_H = (11250 - 9720)S_{\text{стерж}}/S_{\text{струи}} \approx 200 \text{ Bt.}$

Исходя из формулы расчета потока энтальпии, можно предложить следующую оценку относительной погрешности определения энтальпии смеси на основе относительных погрешностей составляющих:

$$\sigma_{F_H}^2 = \sigma_{G_N}^2 + \sigma_{G_{Ar}}^2.$$

При средней относительной погрешности определения расхода $\sigma_{G_{Ar}} = \sigma_{G_{N_2}} = 0.1$ получим погрешность $\sigma_{F_H} \sim 0.15$, что позволяет представить зависимость потока энтальпии, переносимого струей плазмы, с учетом ошибки вычисления, как показано на рис. 12. На этом рисунке приведен диапазон вариации энтальпии с учетом погрешности измерения расхода, что при условии постоянства и точности значений вводимой тепловой мощности W позволяет оценить погрешности температуры следующим образом. Вариация потока энтальпии имеет вид

$$\delta F_{H} = H_{N_{2}}(T) \delta G_{N_{2}} + H_{Ar}(T) \delta G_{Ar} + \left(\frac{\partial H_{N_{2}}(T)}{\partial T} G_{N_{2}} + \frac{\partial H_{Ar}(T)}{\partial T} G_{Ar}\right) \delta T.$$

Соотношения для расходов и погрешностей их измерения

$$\sigma_{\mathrm{N}_2} = \sigma_{\mathrm{Ar}}, \quad \frac{\delta G_{\mathrm{N}_2}}{G_{\mathrm{N}_2}} = \frac{\delta G_{\mathrm{Ar}}}{G_{\mathrm{Ar}}}, \quad G_{\mathrm{N}_2} + G_{\mathrm{Ar}} = G,$$

где $\delta G_{\rm N_2}$, $\delta G_{\rm Ar}$ – абсолютные погрешности определения потока энтальпии и расходов газов. Пусть соотношение расходов

$$G_{\rm N_2}/G_{\rm Ar} = n.$$

Тогда поток энтальпии равен точно измеренному значению мощности $F_H = W$ и $\delta F_H = 0$, что дает

$$\begin{pmatrix} H_{N_2}(T) \frac{G_{N_2}}{G_{Ar}} + H_{Ar}(T) \end{pmatrix} \delta G_{Ar} = = - \left(\frac{\partial H_{N_2}(T)}{\partial T} G_{N_2} + \frac{\partial H_{Ar}(T)}{\partial T} G_{Ar} \right) \partial T.$$

Далее

$$\delta T = -\frac{H_{\rm N_2}(T)n + H_{\rm Ar}(T)}{Cp_{\rm N_2}n + Cp_{\rm Ar}}\frac{\delta G_{\rm Ar}}{G_{\rm Ar}}$$

или в самой компактной записи

$$\delta T = -\frac{1}{d \ln \left(H_{\rm N_2}(T)n + H_{\rm Ar}(T)\right)/dT} \frac{\delta G_{\rm Ar}}{G_{\rm Ar}}.$$

Таким образом, вариации расхода и температуры имеют разные знаки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как диапазон чисел Re_D, реализуемых в рассматриваемой плазменной струе, так и относительная малость вносимых в нее возмущений способствуют поддержанию ее ламинарного течения. При этом и обтекание стержня является существенно ламинарным. Эти факторы указывают на пригодность предложенного метода создания искусственных оптических неоднородностей для определения скорости плазменных струй.

Возмущающее гидродинамическое воздействие стержня на плазменный поток оказывается незначительным, и на расстояниях, удаленных от зоны возмущения на 5 мм и более вниз по течению, гидродинамические возмущения потока можно считать несущественными.

Визуализация оптических неоднородностей, как появляющихся в результате естественной эволюции плазменной струи, так и искусственно внесенных, позволяет определить скорость движения плазменной струи. Выполненная с высоким пространственным (20 мкм) и временны́м (20 мкс) разрешением синхронизованная двухпозиционная визуализация ОН в струях ламинарного (100–200 м/с) и переходного (400–500 м/с) режимов течения показала, что при расходе плазмообразующего газа 1 г/с формируется стабильная плазменная струя протяженностью несколько калибров с ламинарным характером течения, а при расходе 3 г/с режим движения плазменного потока становится пульсационным.

Анализ спектров излучения плазмы в зоне возмущения позволил установить степень захолаживания плазмы в процессе погружения в нее графитового стержня, которое находится в диапазоне 800-1500 К, а также проследить восстановление невозмущенного значения ее температуры $T_0 =$ = 11000 К (при погрешности ее определения не более 10%). Выполненный анализ теплового баланса на поверхности стрежня показал, что уменьшение энтальпии набегающего плазменного потока обусловлено главным образом затратами тепла на абляцию материала стержня. При этом спектроскопические измерения температуры в зоне введения стержня находятся в хорошем соответствии с результатами расчетов энтальпии при использованной в работе смеси с концентрацией азота 10%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №№ 17-08-00816 и 19-08-00484. Авторы благодарят к.ф.-м.н. И.В. Морозова за предоставление данных о зависимости теплоемкости аргона от температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Reynolds W.C., Parekh D.E., Juvet P.J.D., Lee M.J.D. Bifurcating and Blooming Jets // Annu. Rev. Fluid Mech. 2003. V. 35. P. 295.
- Sandham N.D., Reynolds W.C. Three-dimensional Simulations of Large Eddies in the Compressible Mixing Layer // J. Fluid Mech. 1991. V. 224. P. 133.
- Huerre P., Monkewitz P. Absolute and Convective Instabilities in Free Shear Layers // J. Fluid Mech. 1985. V. 159. P. 151.
- 4. *Drazin P., Reid W.* Hydrodynamic Stability. Cambridge: Cambridge University Press., 1981. 525 p.
- 5. Занько Ф.С., Михеев А.Н., Хайрнасов К.Р. Термоанемометрические измерения скорости при изменяющейся температуре потока // Тр. Академэнерго. 2013. № 4. С. 7.
- 6. *Maas H.G., Gruen A., Papantoniou D.* Particle Tracking Velocimetry in Three-dimensional Flows // Exp. Fluids. 1993. T. 15. № 2. C. 133.
- Abbiss J.B., Chubb T.W., Pike E.R. Laser Doppler Anemometry // Opt. Laser Technol. 1974. T. 6. № 6. C. 249.

- Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука; Глав. ред. физ.-мат. лит., 1982.
- 9. Дресвин С.В., Клубникин В.С. Измерение скорости течения плазмы трубкой полного напора // ТВТ. 1969. Т. 7. № 4. С. 633.
- Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С., Фомин Н.А. Новые методы лазерной анемометрии в исследованиях сложных газодинамических течений // ИФЖ. 2003. Т. 76. № 6. С. 3.
- 11. *Бэтчелор Д.* Введение в динамику жидкости. Пер. с англ. М.: Мир, 1973.
- Damiani D., Tarlet D., Meillot E. A Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) Investigation of Liquid Injection in a DC Plasma Jet // J. Therm. Spray Tech. 2013. V. 23. P. 40.
- Shi Z., Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P. Laser-induced Plasma Image Velocimetry // Exp. Fluids. 2019. V. 60. Article № 5.
- 14. Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
- Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И. Мощный генератор низкотемпературной плазмы воздуха с расширяющимся каналом выходного электрода // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 2. С. 44.
- Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. М.: Физматлит, 2012. 248 с.
- Кавыршин Д.И., Саргсян М.А., Горячев С.В., Хромов М.А., Чиннов В.Ф., Мордынский А.В. Измерение скорости плазменной струи по движению внесенных в нее оптических неоднородностей // Вестн. МЭИ. 2019. № 1. С. 124.
- Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1985. 180 с.
- Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964.
- 20. *Striganov A.R., Sventitskii N.S.* Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms. N.Y.: Springer, 1968.
- 21. Atomic Energy Levels. V. 1. US Department of Commerce. Washington, 1949.
- 22. *Radzig A.A., Smirnov B.M.* Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions. Berlin–Heidelberg: Springer, 1985.
- 23. Gadzhiev M.K., Kulikov Y.M., Panov V.A. et al. Supersonic Plasmatron Nozzle Profiling with the Real Properties of High Temperature Working Gas // High Temp. 2016. V. 54. P. 38.
- Yusupov D.I., Kulikov Y.M., Gadzhiev M.K., Tyuftyaev A.S., Son E.E. High-pressure Ignition Plasma Torch for Aerospace Testing Facilities // J. Phys.: Conf. Series. 2016. V. 774. P. 012185.