

Study of Partially Ionized Argon Flow around a Blunt Body

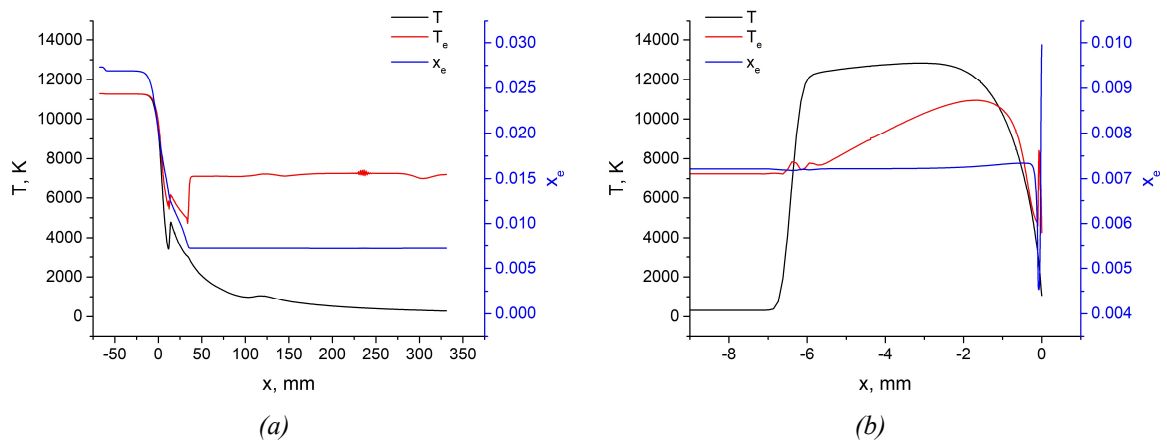
P. A. Popov, A. A. Bogdanov, N. A. Monakhov, A. N. Popov, R. O. Kurakin

*Ioffe Institute,
Saint-Petersburg, 194021, Russia
pavel.popov@mail.ioffe.ru*

Abstract

The results of a study of supersonic partially ionized argon flow around a hemisphere are presented. The experiments were conducted at the Big Shock Tube of the Ioffe Institute. The stagnation pressure and double probe saturation current at the vicinity of the stagnation point, the instantaneous flow shadow pattern, and time-integrated intrinsic glow of the shock layer were measured. The ionization relaxation time was estimated, and the equilibrium gas parameters behind the reflected shock wave were calculated. Flow in the nozzle and around the hemisphere were calculated with Eilmer gasdynamic code using an axisymmetric formulation, taking into account ionization and recombination at high temperatures and electron temperature separation. The charged particles concentration in the shock layer near the stagnation point was estimated using the double electrical probe measurements.

Keywords: reflected shock tunnel, argon, ionization, CFD



Axial distribution of the temperature of heavy particles T and electron temperature T_e , the electron mole fraction x_e in the nozzle (a) and near the model (b)

Исследование обтекания затупленного тела частично ионизованным аргоном

П. А. Попов, А. А. Богданов, Н. А. Монахов, А. Н. Попов, Р. О. Куракин

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул., 26
pavel.popov@mail.ioffe.ru*

Аннотация

Представлены результаты исследования сверхзвукового обтекания полусферы потоком частично ионизованного аргона. Эксперименты проведены на Большой ударной трубе ФТИ им. А.Ф. Иоффе с отражающим соплом. Измерены полное давление и ионный ток насыщения через двойной зонд вблизи критической точки, зарегистрирована мгновенная теневая картина течения и интегральное по времени собственное свечение ударного слоя. Проведены оценки времени ионизационной релаксации и рассчитаны равновесные параметры газа за отраженной ударной волной. Проведено численное моделирование течения в сопле и вблизи полусферы в осесимметричной постановке с учетом ионизации и рекомбинации при высоких температурах и отрыва температуры электронов. По результатам зондовых измерений выполнена оценка концентрации заряженных частиц в ударном слое вблизи критической точки.

Ключевые слова: ударная труба, аргон, ионизация, численное моделирование.

1. Введение

Экспериментальное исследование взаимодействия сверхзвукового потока с моделями при высокой энтальпии газа возможно только на импульсных газодинамических установках различного типа. Широкое распространение получили ударные трубы с отражающим соплом в силу относительной простоты конструкции и низких затрат на проведение экспериментов. Такие установки обладают существенной особенностью, связанной с ударным методом сжатия и нагрева рабочего газа в камере низкого давления перед входом в сопло. При высоких числах Маха падающей ударной волны его химический состав меняется из-за процессов диссоциации и ионизации. Это приводит к невозможности в полной мере воспроизвести сверхзвуковое обтекание тела газом исходного состава [1]. В некоторых ситуациях, например при анализе возможностей МГД-управления потоком при высокоскоростном обтекании, такие особенности течения существенно затрудняют интерпретацию полученных результатов [2]. Помимо этого, химические реакции, приводящие к изменению состава газа, протекают с конечными скоростями, сильно зависящими от температуры реагирующих компонент и их плотностей. При сильном расширении рабочего газа в сверхзвуковых соплах может возникнуть ситуация, когда состав и параметры течения существенно отличаются от равновесных значений [3, 4]. Измерение таких параметров как, например, температура и концентрация заряженных частиц, требует привлечения оптической и спектроскопической диагностики, что представляет значительные сложности в рамках серийного эксперимента. В этом случае возникает необходимость применения сопровождающего расчета, позволяющего учесть основные особенности течения, связанные с протеканием химических реакций и определить интересующие величины.

В настоящей работе представлены результаты исследования обтекания полусферы сверхзвуковым потоком аргона при условиях, когда его степень ионизации составляет $\approx 1\%$.

Основной задачей являлось изучение параметров и химического состава газа в сверхзвуковом сопле и вблизи модели в типичных режимах, реализуемых в ударных трубах с отражающим соплом. Для измерения концентрации заряженных частиц в ударном слое использовался двойной электрический зонд, работавший в режиме насыщения ионного тока. Для оценки степени ионизации и температуры тяжелых частиц и электронов при расширении в сопле и вблизи модели проведено численное моделирование течения в осесимметричной постановке с учетом ионизации и рекомбинации при высоких температурах.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты производились на Большой ударной трубе ФТИ им. А.Ф. Иоффе [5]. Длина камеры высокого давления составляет 3.3 м, камеры низкого давления 12.4 м, внутренний диаметр 100 мм. В конце камеры низкого давления установлено сверхзвуковое коническое сопло, выходящее в демпферный бак. Угол полураствора сопла 11° , диаметр критического сечения 10.35 мм, диаметр выходного сечения 100 мм.

Камеры высокого и низкого давления разделялись с помощью металлической диафрагмы с нанесенной крестообразной насечкой. Между камерой низкого давления и входом в сопло устанавливалась полиэтиленовая диафрагма толщиной 10 μm . Остаточное давление в камере низкого давления и демпферном баке при предварительном вакуумировании измерялось при помощи датчика давления Пирани Adixen AP2004 с точностью не хуже 1 Па и составляло не более 30 Па. Давление рабочего газа измерялось при помощи мембранного датчика абсолютного давления Сапфир 22МПС с диапазоном измеряемых давлений $0 \div 10$ кПа с погрешностью не более $\pm 0.25\%$ независимо от сорта газа. Скорость падающей ударной волны вблизи зоны отражения измерялась по сигналам двух пьезоэлектрических датчиков давления GTLab 5V110TB, установленных на расстоянии 230 мм друг от друга. Погрешность измерения скорости ударной волны не превышала 3%. В торце камеры низкого давления установлен пьезоэлектрический датчик конструкции Г.Н. Сунцова для регистрации давления за отраженной ударной волной и оценки длительности рабочего времени.

Тестовая модель представляла собой полусферу диаметром 70 мм, изготовленную методом 3D-печати. Заподлицо с поверхностью, вблизи критической точки находился двухэлектродный зонд (рис. 1, а). Диаметр электродов $d = 3$ мм, расстояние между центрами электродов 4.6 мм, электроды располагались симметрично относительно критической точки. На электроды подавалась постоянная разность потенциалов ≈ 9 В, что обеспечивало работу двойного зонда в режиме насыщения ионного тока, измерительное сопротивление составляло $R_M = 51$ Ом. Электрический сигнал с зонда поступал на промежуточный усилитель на базе микросхемы INA128 с коэффициентом усиления $\times 10$ (рис. 1, б). Внутри модели был установлен датчик давления РСВ 113В27, рабочая поверхность которого была соединена каналом диаметром 2 мм и длиной 7 мм с отверстием, находящимся вблизи критической точки. Электрические сигналы датчиков регистрировались с помощью цифрового осциллографа с временным разрешением 1 μs . Модель была установлена на расстоянии 70 мм от выходного сечения сопла.

Визуализация газодинамической структуры течения вблизи модели проводилась с помощью теневого прибора ИАБ-451. Подсветка осуществлялась с помощью светодиода Luminus LED PT-120-TE с длиной волны 525 нм и длительностью импульса тока 10 μs . Изображение регистрировалось с помощью цифрового фотоаппарата в режиме открытого затвора, что позволяло получить мгновенную теневую картину обтекания модели и интегральное по времени свечение ударного слоя.

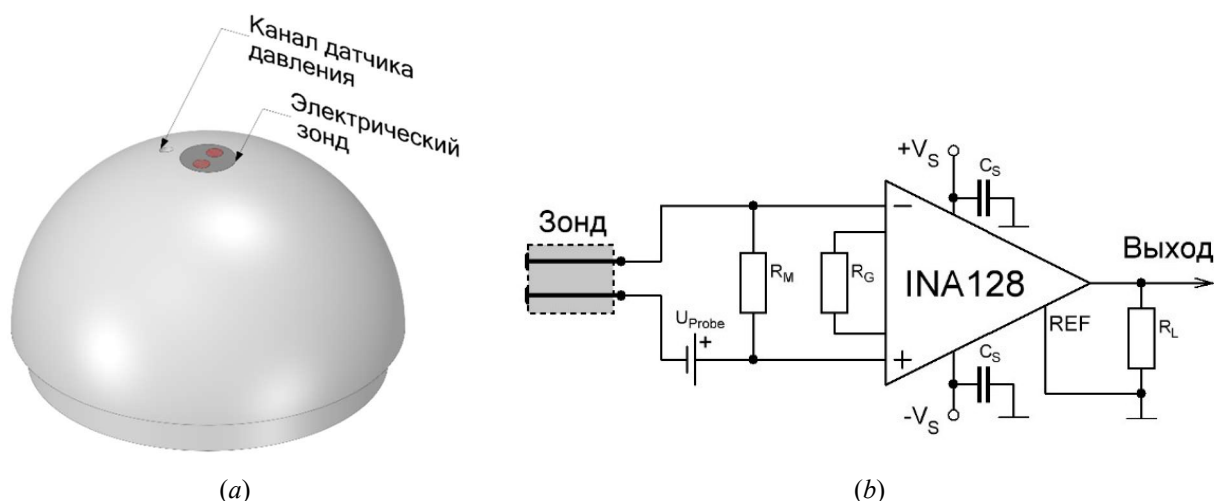


Рис. 1. Расположение электрического зонда и выходного отверстия канала датчика давления на поверхности модели (а), схема усилителя сигнала электрического зонда (б)

3. Начальные условия экспериментов и параметры аргона в зоне отражения

В таблице 1 приведены начальные условия экспериментов и рассчитанные с помощью Nenzfld (Gas Dynamics Toolkit) [6] замороженные и равновесные параметры аргона за отраженной ударной волной с учетом однократной ионизации. Также с помощью Eilmer [7] был проведен расчет времени установления ионизационного равновесия газа в зоне отражения τ_5^I . Использовалась двухтемпературная кинетическая модель для констант скоростей ионизации и рекомбинации аргона [8]. Начальные условия соответствовали замороженному состоянию неионизованного аргона за отраженной ударной волной. На рис. 2, а и 2, с показано изменение температуры тяжелых частиц и электронов в процессе ионизационной релаксации. Температура тяжелых частиц уменьшается от своего замороженного значения T_5^{fr} до равновесного значения T_5^{eq} из-за затрат энергии тяжелых частиц на ионизацию, а температура электронов T_e плавно увеличивается, поскольку энергообмен между тяжелой компонентой и электронами достаточно медленный из-за большой разницы масс. Медленный рост мольной доли ионов Ar^+ в начальной фазе (рис. 2, b, d) обусловлен малой концентрацией электронов, и ионизация происходит в основном за счет атом-атомных столкновений. Скорость роста мольной доли Ar^+ во второй фазе заметно возрастает что вызвано лавинообразным увеличением количества электронов, поскольку сечение ионизации при столкновении $Ar - e$ значительно превышает соответствующее сечение столкновений $Ar - Ar$ [8]. Дальнейшее уменьшение этой скорости и выход мольной доли ионов на равновесное значение обусловлено увеличением скорости рекомбинации. Время установления ионизационного равновесия τ_5^I определялось по уровню мольной доли Ar^+ , равному 99 % от равновесного значения.

Таблица 1

Начальные условия экспериментов и рассчитанные замороженные и равновесные параметры аргона за отраженной ударной волной

Режим	Эксперимент		Рассчитанные параметры за отраженной ударной волной					
	P_1 , kPa	M_1	P_5^{fr} , kPa	T_5^{fr} , K	P_5^{eq} , kPa	T_5^{eq} , K	x_5^e	τ_5^I , μs
BST-516	2.8	7.13	996	11138	968	10169	0.0079	135
BST-517	1.4	8.23	674	14492	627	11292	0.0271	45

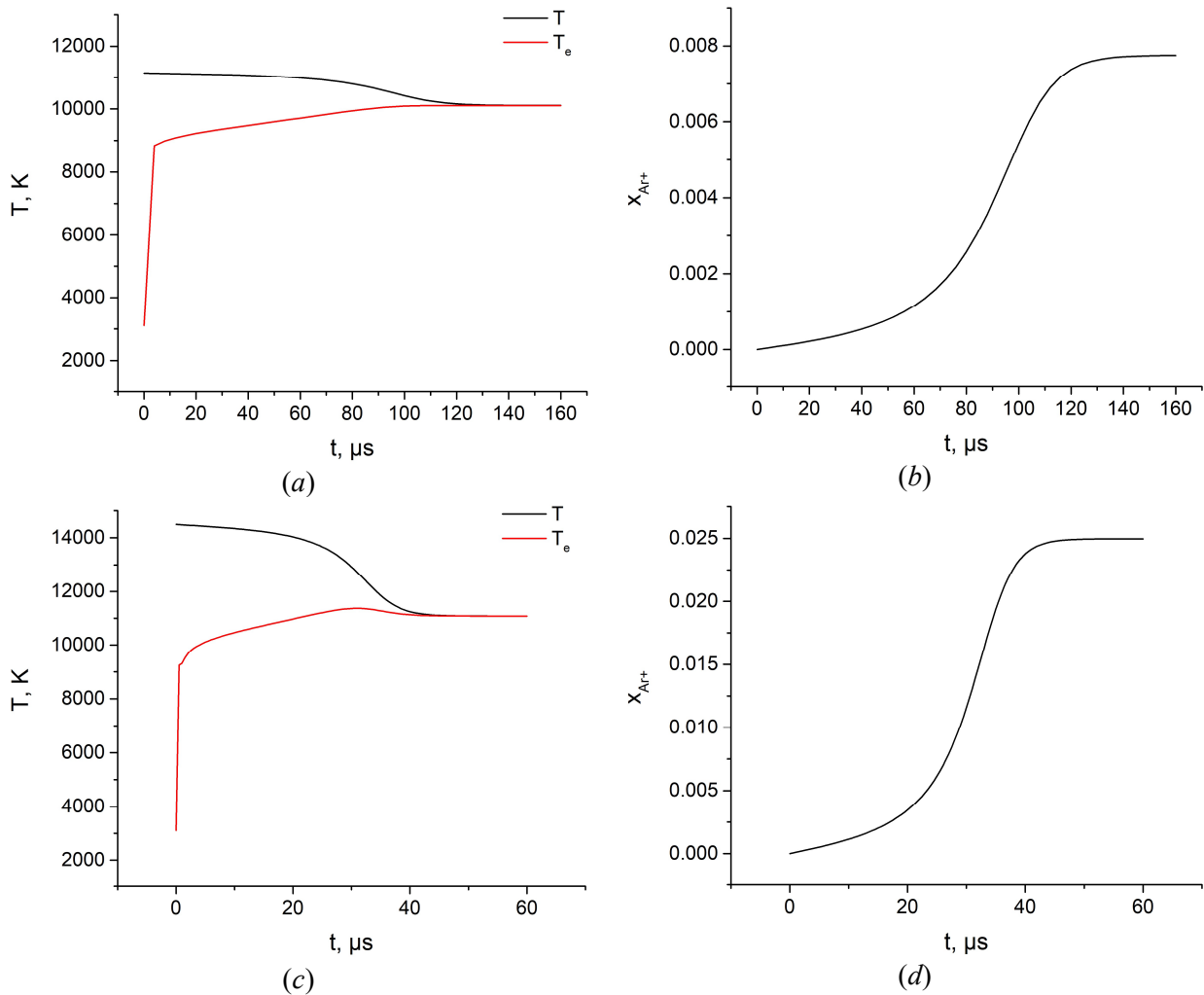


Рис. 2. Температура тяжелых частиц и электронов за отраженной ударной волной (a) и (c), мольная доля ионов аргона (b) и (d), рассчитанные для условий экспериментов BST-516 (a) и (b) и BST-517 (c) и (d)

4. Результаты экспериментов

На рис. 3, a показано давление P_5 за отраженной ударной волной, зарегистрированное в эксперименте BST-516 и полученное в расчете с помощью Nenzfld для равновесного и замороженного состояния (см. табл. 1). Различие экспериментального и расчетных значений может быть вызвано тепловым воздействием рабочего газа, нагретого до высокой температуры, на калибровочный коэффициент пьезоэлектрического датчика. Длительность квазистационарного состояния рабочего газа на входе в сопло составляет $\approx 400 \mu s$. Дальнейший рост давления P_5 связан с взаимодействием отраженной ударной волны с областью контактного разрыва и дальнейшим сжатием нагретой области.

На рис. 3, b показано зарегистрированное полное давление P_{Pitot} и электрический сигнал зонда U_{Prob} . Отсчет времени ведется от момента отражения ударной волны. Рост давления начинается в момент $\approx 140 \mu s$, что коррелирует с длительностью запуска сопла, составляющей по данным одномерного расчета [9] $\approx 120 \mu s$. Медленное нарастание давления после прихода рабочего газа вызвано конечным временем установления течения в канале малого диаметра перед датчиком давления. Рост при $t > 800 \mu s$ вызван увеличением давления за отраженной ударной волной P_5 . Горизонтальной линией показано полное давление, рассчитанное с помощью Nenzfld в рамках одномерной модели сопла при неизменном составе ра-

бочего газа, соответствующем равновесному за отраженной ударной волной. Сигнал электрического зонда показывает наличие заряженных частиц в ударном слое и позволяет качественно проанализировать временные особенности течения в сопле и вблизи модели. Задержка начала роста сигнала зонда относительно начала роста сигнала датчика давления $\approx 20 \mu\text{s}$, обусловлена, по-видимому, приходом к зонду нейтрального газа, не успевшего ионизоваться в зоне отражения из-за медленного развития ионизации (см. рис. 2, *b*). Увеличение сигнала зонда в момент времени $\approx 1200 \mu\text{s}$ может связано с перемешиванием толкающего и рабочего газа. Дальнейшее резкое снижение сигнала зонда до нулевого значения свидетельствует о приходе к модели неионизованного толкающего газа и исчезновению заряженных частиц в ударном слое.

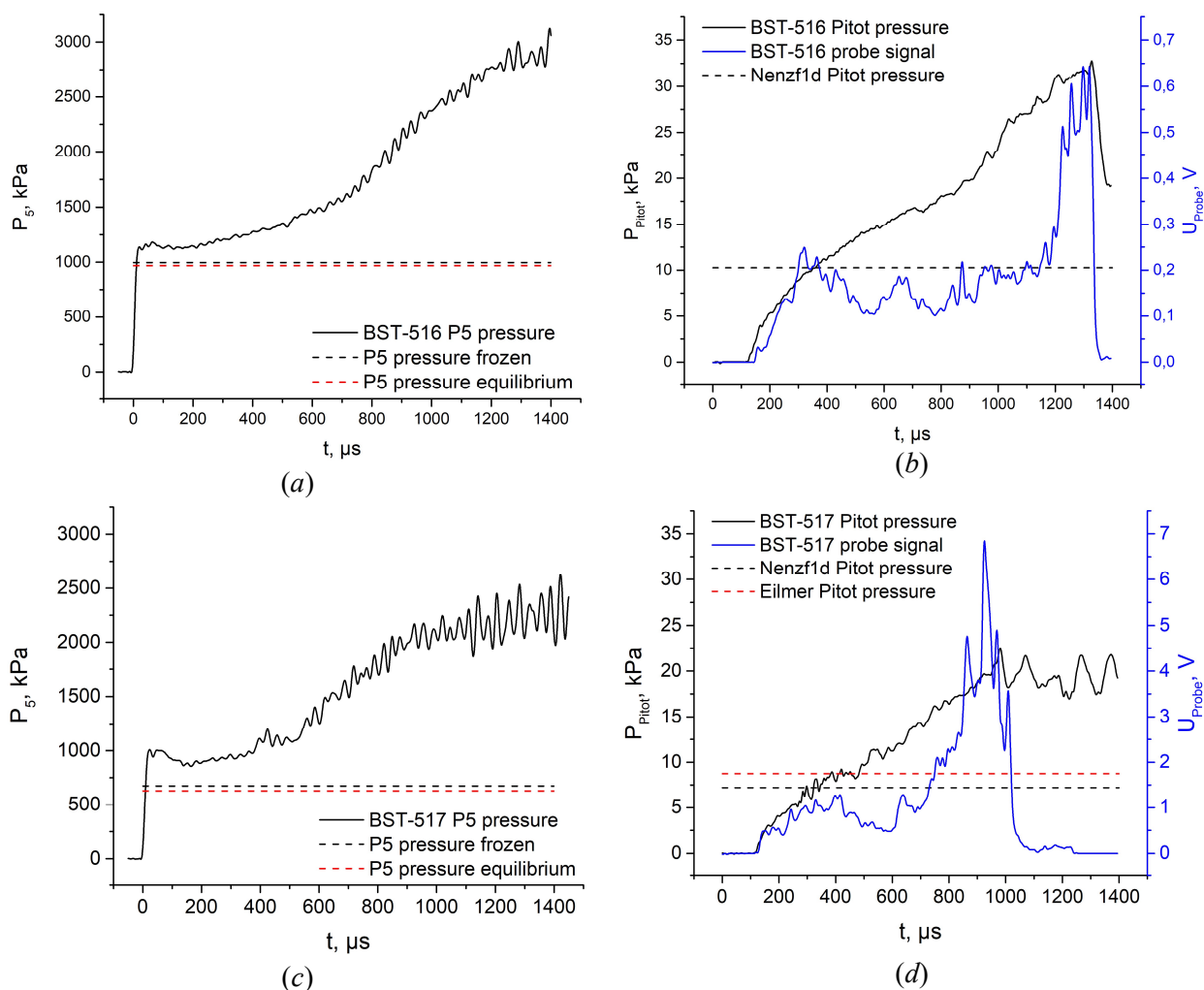


Рис. 3. Давление за отраженной ударной волной, полученное в экспериментах BST-516 (a) и BST-517 (c) и рассчитанное для равновесного и замороженного состава; полное давление и электрический сигнал зонда, установленного в критической точке модели, для эксперимента BST-516 (b) и BST-517 (d)

На рис. 3, c показано давление P_5 за отраженной ударной волной, зарегистрированное в эксперименте BST-517 и полученное в расчете с помощью Nenzf1d для равновесного и замороженного состояния. В данном эксперименте отличие измеренного давления от расчетного заметно больше, чем в предыдущем случае, в силу большей температуры за отраженной ударной волной, а соответственно более интенсивного теплового воздействия на датчик давления. Также увеличилось отличие давления для замороженного и равновесного состояния из-за большей степени ионизации. Уменьшение давления сразу за фронтом отраженной удар-

ной волны вызвано процессом ионизационной релаксации, сопровождающимся уменьшением температуры. Форма кривых полного давления и сигнала электрического зонда на модели (рис. 3, *d*) совпадает с экспериментом BST-516 (рис. 3, *b*). В отличие от предыдущего эксперимента, на кривой давления можно выделить участок квазистационарного обтекания от 300 μs до 500 μs . Черной горизонтальной линией показано значение полного давления, рассчитанное с помощью Nenzfld на основе одномерной модели сопла, а красной линией – полученное в осесимметричном расчете с помощью Eilmer с учетом реакций ионизации и рекомбинации (см. далее). Характерный уровень сигнала зонда примерно в 5 раз больше, что свидетельствует о более высокой концентрации заряженных частиц. Резкое снижение до нулевого значения происходит в момент времени $\approx 1000 \mu\text{s}$, что связано с большей скоростью сверхзвукового потока аргона и более ранним приходом к модели холодного толкающего газа.

На рис. 4 приведены фотографии обтекания модели. Регистрация мгновенной теневой картины была выполнена в момент $\approx 400 \mu\text{s}$ от начала обтекания. В силу большего начального давления в эксперименте BST-516 положение отошедшей ударной волны видно более отчетливо. Между ударной волной и поверхностью модели наблюдается интенсивное собственное свечение нагретого газа. Поскольку в течение всего эксперимента, фотоаппарат находился в режиме открытого затвора, собственное свечение в ударном слое является интегральным по времени. Видно, что вблизи оси модели свечение газа начинается непосредственно за ударной волной. Поэтому за расстояние отхода ударной волны принималась толщина области свечения. Для эксперимента BST-516 значение определенного таким образом отхода составило $\Delta_{exp}^{BST-516} = 5.6 \text{ mm}$ и $\Delta_{exp}^{BST-517} = 5.3 \text{ mm}$ для эксперимента BST-517.

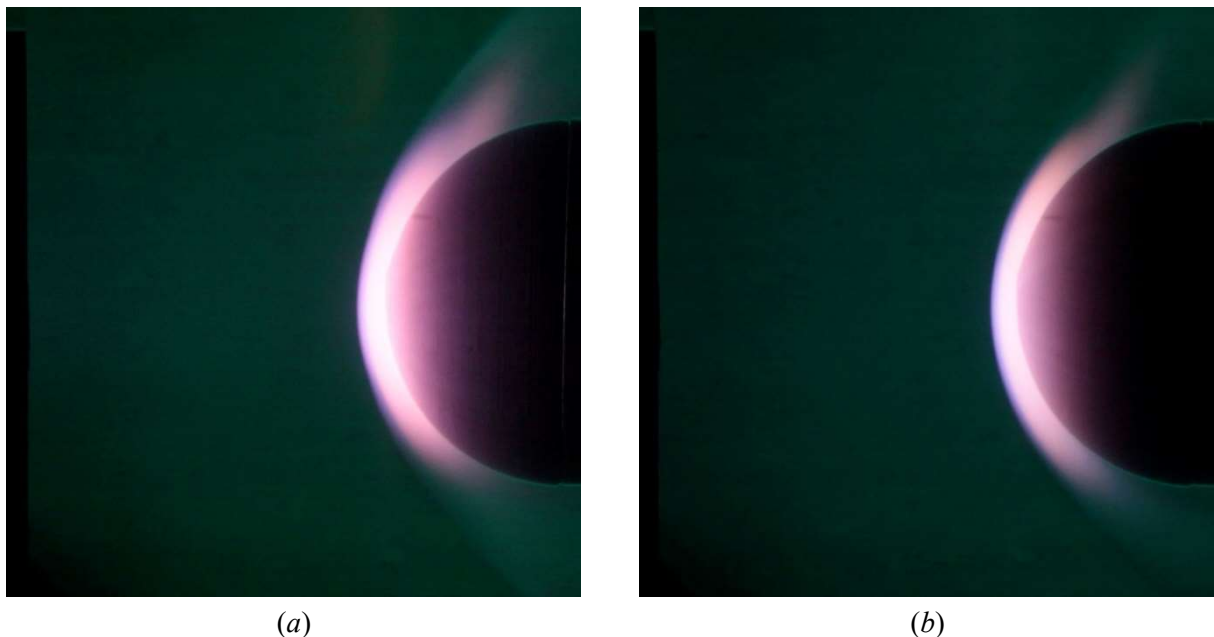


Рис. 4. Мгновенная теневая картина обтекания и интегральное по времени собственное свечение ударного слоя, зарегистрированные в эксперименте BST-516 (a) и BST-517 (b)

5. Расчет течения в сопле и ударном слое вблизи модели

Из приведенных в таблице 1 параметров экспериментов видно, что время ионизационной релаксации за отраженной ударной волной τ_5^I меньше характерного рабочего времени ударной трубы $\tau_{test} \sim 0.5 \text{ ms}$, когда состояние газа перед входом в сопло можно считать квазистационарным (см. рис. 3, *a* и 3, *c*). Учитывая, что скорость движения газа в области отражения значительно меньше скорости звука $a = 1700 \text{ m/s}$, можно предположить, что начиная с некоторого момента времени, для режима BST-517 состояние газа на входе в сопло

можно считать равновесным. Для режима BST-516 достаточно большое время установления ионизационного равновесия в зоне отражения существенно усложняет корректную постановку граничных условий для расчета течения аргона в сверхзвуковом сопле и интерпретацию полученных результатов. По этой причине, представленное далее численное моделирование проведено только для условий эксперимента BST-517.

Численное моделирование вязкого неравновесного течения в сопле и вблизи модели проведено в Eilmer (Gas Dynamics Toolkit) в осесимметричной постановке для смеси, состоящей из Ar , Ar^+ , e^- с учетом процессов ионизации и рекомбинации. Для учета возможного отрыва температуры электронов T_e использовалась двухтемпературная кинетическая модель [8] для констант скоростей ионизации и рекомбинации аргона. В области отражения перед входом в сопло задавались постоянные равновесные условия из табл. 1. На поверхности модели задавалось условие прилипания и температура $T = T_e = 289$ К. Расчет проводился в два этапа: сначала рассчитывалось течение в области отражения камеры низкого давления ударной трубы, сопле и фрагменте демпферного бака (рис. 5, *a*), затем полученное распределение параметров установившегося потока в вертикальном сечении на расстоянии 50 мм от выходного сечения сопла использовались в качестве граничных условий для расчета течения вблизи модели (рис. 5, *b*). В табл. 2 приведены параметры потока при $r = 0$.

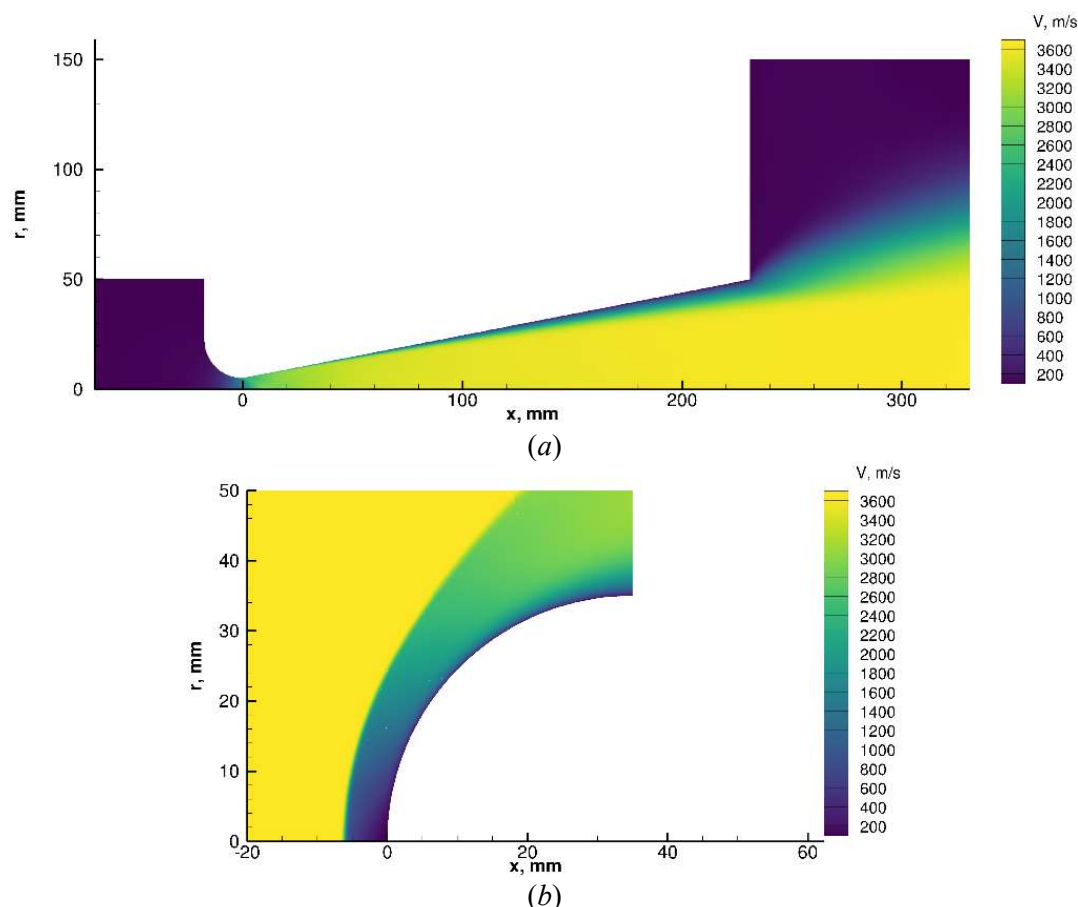


Рис. 5. Поле скорости в области отражения камеры низкого давления ударной трубы, сопле и фрагменте демпферного бака (а) и вблизи модели (б).

Таблица 2

Параметры потока на входной границе расчетной области вблизи модели на оси симметрии

p , Pa	ρ , kg/m ³	T , K	v , m/s	M	T_e , K	x_e
67	0.00082	340	3630	9.85	7250	0.0072

На рис. 6, *a* показано осевое распределение температур тяжелых частиц T и электронов T_e и мольной доли электронов x_e в области отражения камеры низкого давления ударной трубы, сопле и фрагменте демпферного бака. Координата $x = 0$ соответствует критическому сечению, а $x = 231$ mm выходному сечению сопла. Вблизи критического сечения сопла эффективность энергообмена при упругих столкновениях электронов и тяжелых частиц приводит, несмотря на достаточно большую плотность газа (рис. 6с), к возникновению отрыва температуры электронов. Дальнейшее ускорение и расширение потока приводит к существенному уменьшению плотности газа и, как следствие, увеличению отрыва температуры электронов (рис. 6, *b*). Необходимо отметить, что в используемой кинетической схеме [8] реакции ионизации и энергообмен между Ar , Ar^+ и e^- корректно учитываются только при $T > 3000$ K, что проявляется в неизменном уровне температуры электронов $T_e \approx 7000$ K и мольной доли электронов $x_e = 0.0072$ при $x > 30$ mm. Поэтому полученные в расчете T_e и x_e следует воспринимать как оценку сверху. Температура тяжелой компоненты при расширении в сопле продолжает уменьшаться примерно в соответствии с одномерной теорией.

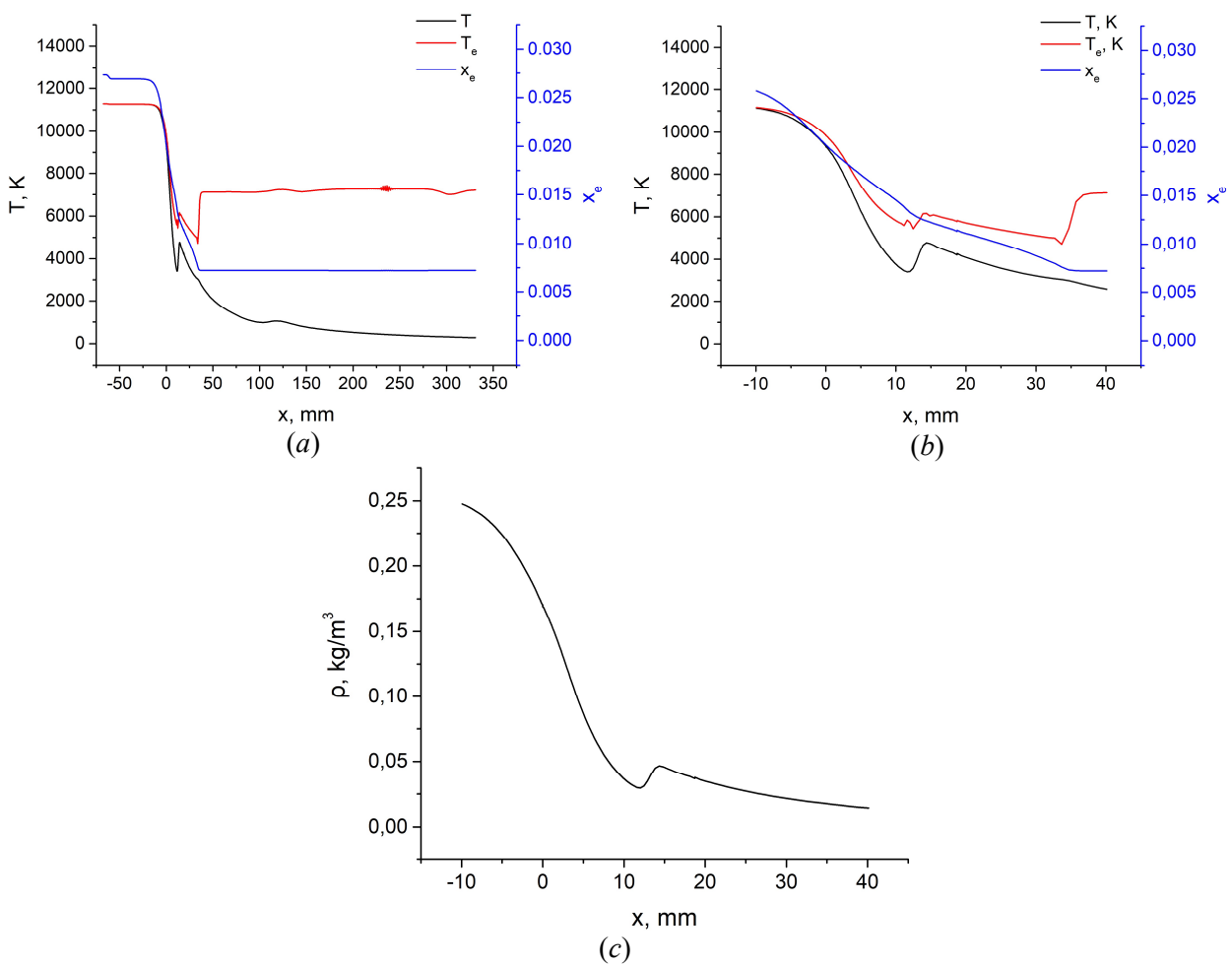


Рис. 6. Осевое распределение температуры тяжелых частиц T и электронов T_e , а также мольной доли электронов x_e в сопле (*a*, *b*) и плотности вблизи критического сечения (*c*)

На рис. 7 показано осевое распределение T и T_e , а также мольной доли электронов x_e вблизи модели. Видно, что за фронтом отошедшей ударной волны температура тяжелой компоненты резко возрастает и остается почти постоянной по всей толщине ударного слоя за исключением небольшой (~ 1 mm) области вблизи поверхности модели. Плавный рост температуры электронов T_e связан с тем, что электроны получают энергию в столкновениях с тяжелыми частицами, при этом концентрация частиц в ударном слое существенно ниже, чем в зоне отражения и в сопле вблизи его критического сечения. Оценка скорости ионизации в

ударном слое показывает, что молярная доля электронов в ударном слое практически неизменна, поскольку T_e заметно ниже, чем в зоне отражения. Увеличение интенсивности энергообмена и резкое снижение температуры электронов при $x < 1$ mm вызвано охлаждением газа и увеличением его плотности в тепловом пограничном слое. Таким образом, сигнал двойного зонда (см. рис. 3, *b*) отражает наличие заряженных частиц вблизи критической точки, образование которых происходит в зоне отражения на входе в сопло.

Осцилляции температуры и молярной доли электронов вблизи поверхности модели не описывают происходящих процессов в силу упомянутых выше ограничений используемой в расчетах кинетической схемы [8], а также по причине физической некорректности задания граничного условия $T_e = 289$ K на поверхности модели.

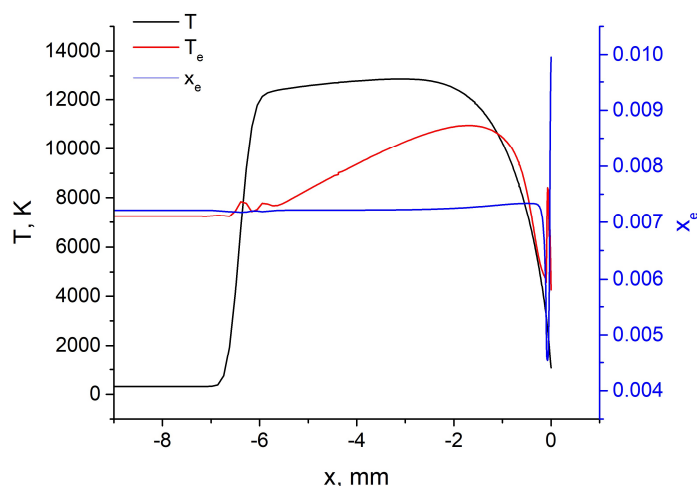


Рис. 7. Осевое распределение температуры тяжелых частиц T и электронов T_e , а также молярной доли электронов x_e вблизи модели

Следует отметить заметное отличие экспериментального $\Delta_{ex} = 5.3$ mm и расчетного значения $\Delta_{calc} = 6.5$ mm отхода ударной волны для эксперимента BST-517. Аналогичное завышение отхода в расчете по сравнению с экспериментом наблюдалось в работе [10], в которой рассчитывались распределения параметров аргона в ударном слое при обтекании полусферы потоком изначально нейтрального аргона с числом Маха $M = 18$. В данной работе авторы связали такое расхождение с наличием в рабочем газе примесей, влияющих на процесс ионизации, особенно в ее начальной фазе, и далее сумели добиться совпадения экспериментального и расчетного отхода ударной волны путем увеличения предэкспоненциальных множителей в константах прямой реакции ионизации при столкновении двух нейтральных атомов Ag и соответствующей обратной реакции. В настоящей работе объяснить подобное расхождение не удалось.

6. Оценка концентрации заряженных частиц по результатам зондовых измерений

Электрические зонды широко применяются для диагностики плазмы и, в частности, в потоках слабоионизованной плазмы в режимах сплошной среды [11–13]. Работу зонда в этих условиях определяет большое количество параметров (скорость потока газа, размеры тела и диаметр зонда d , длины свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i , радиус Дебая r_D и др.), а также соотношения между ними, поэтому общей теории зондов, пригодной для широкого диапазона изменений параметров, не существует [13].

В условиях настоящих экспериментов, концентрация ионов в потоке слабоионизованной плазмы много меньше концентрации атомов, и они не оказывают заметного влияния на движение атомов. Поэтому поле скоростей, плотности и температуры газа, используемые при

обработке результатов зондовых измерений, можно считать известными из численного моделирования.

При сравнительно большом отрицательном потенциале $\phi_p = 10 - 20 kT_e$ электронный ток на зонд заперт, и зонд собирает только ионный ток. Используя полученные параметры потока газа (рис. 6 и табл. 2), можно оценить величины $r_D = 3.4 \times 10^{-5} \text{ см}$ и $\lambda_i = 2 \times 10^{-3} \text{ см}$ в ударном слое. Видно, что $r_D \ll \lambda_i$, при этом весь потенциал, приложенный к зонду, сосредоточен в узком призондовом слое пространственного заряда, в квазинейтральной плазме приложенное напряжение $\sim kT_e$ [14]. По оценкам, в месте расположения зонда толщина пограничного слоя $\delta \approx 0.5 \text{ мм}$, таким образом $\lambda_i \ll \delta \ll d$, то есть заряженные частицы попадают на зонд в результате диффузии. В сверхзвуковом потоке перед моделью концентрация заряженных частиц не меняется, а около модели концентрация уменьшается в результате диффузии к ее поверхности и рекомбинации. Длина ионизации, оцененная по скорости ионизации для условий в ударном слое с использованием константы реакции ионизации из [8] составляет величину порядка толщины пограничного слоя δ . Поэтому характерная длина спада концентрации заряженных частиц определяется величиной δ . В условиях, когда $r_D \ll \lambda_i \ll \delta \ll d$, ток на зонд практически не зависит от напряжения на зонде (ионный ток насыщения). Плотность ионного тока насыщения j_p можно оценить как диффузионный ток через плоский промежуток с заданной концентрацией на границе $n_{e\infty}$:

$$j_p = q2D_i \frac{n_{e\infty}}{\delta},$$

здесь q – заряд электрона. Экспериментальное значение j_p вычисляется по формуле

$$j_p = \frac{U}{kR\pi \frac{d^2}{4}},$$

где U – полученный в эксперименте BST-517 сигнал зонда с учетом коэффициента усиления $k = 10$; $R_m = 51 \text{ Ohm}$; $d = 3 \text{ мм}$ – диаметр собирающего ионы электрода; $U \sim 1 \text{ В}$ (см. рис. 3, б).

Тогда

$$j_p = 0.03 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$$

Коэффициент диффузии можно определить по соотношению Эйнштейна из приведенной подвижности Ag^+ и Ag в нормальных условиях $K_0 = 1.535 \frac{\text{см}^2}{\text{Vs}}$ [15]. $D_{i0} = \frac{K_0 k_B T}{q} = 0.0392 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$. Пересчет D_{i0} к условиям вблизи модели $T = 3000 \text{ К}$, $n = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дает значение $D_i = 17 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$. Отсюда оцениваем $n_{e\infty} = \frac{j_p \delta}{2qD_i} \sim 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Эта величина соответствует мольной доле заряженных частиц $x_e \sim 0.0015$. Учитывая оценочный характер полученного распределения концентрации и температуры электронов в осесимметричном расчете, а также величин, используемых при обработке сигнала зонда, соответствие результатам расчета, где $x_e \sim 0.007$ (см. рис. 7), является приемлемым.

7. Заключение

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и расчетного исследования обтекания полусферы потоком ионизованного аргона. Численное моделирование течения ионизованного аргона в сверхзвуковом сопле с применением двухтемпературной кинетической модели ионизации и рекомбинации показало, что при ускорении потока в сопле возникает отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Заряженные частицы, наличие которых вблизи критической точки модели зарегистрировано с помощью двойного электрического зонда, образуются в зоне отражения перед входом в сопло, а не в ударном слое. Мольная доля заряженных частиц постоянна вдоль оси симметрии в пределах ударного слоя, поскольку длина ионизации для расчетного значения температуры электронов

и концентрации атомов существенно превышает толщину вязкого слоя. По результатам обработки сигнала двойного зонда, измеренная мольная доля электронов согласуется с расчетными данными.

В дальнейшем предполагается провести эксперимент, в котором будут достигнуты более высокие параметры аргона в зоне отражения: температура $T_5^{eq} \approx 13000$ К, мольная доля заряженных частиц $x_5^e \approx 0.1$. Также планируется уточнение расчета течения ионизованного аргона за счет использования в кинетической модели константы скорости рекомбинации, более корректно описывающей трехчастичную рекомбинацию при низких ($T_e < 3000$ К) температурах. Это позволит повысить точность задания граничных условий для расчета распределения параметров в ударном слое вблизи обтекаемой модели.

Благодарности и ссылки на гранты

Авторы благодарят М. В. Петренко и Ф. А. Орлова за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Vanyai T., Gibbons N. The overestimation of O radicals in shock tunnel test flows and its effect on supersonic combustion // *Aerospace Science and Technology*. 2025. Vol. 164. Pp. 110422. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2025.110422>
2. Битюрин В. А., Бочаров А. Н. О наземных МГД-экспериментах в гиперзвуковых потоках // *Теплофизика высоких температур*. 2010. Т. 48. № 6. С. 916–923.
3. Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И., Ступицкий Е. Л. Расширение частично ионизованного аргона в гиперзвуковом сопле // *ПМТФ*. 1969. № 4. С. 22–31.
4. Igra O. Supersonic expansion on non-equilibrium plasmas // *Progress in Aerospace Sciences*. 1975. Vol. 16. № 3. Pp. 299–366. [https://doi.org/10.1016/0376-0421\(75\)90018-4](https://doi.org/10.1016/0376-0421(75)90018-4)
5. Масленников В. Г., Сахаров В. А. Двухдиафрагменная ударная труба Физико-технического института // *ЖТФ*. 1997. Т. 67. № 11. С. 88–95.
6. Код Nenzfld (GDTk). [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://gdtk.uqcloud.net/> (дата обращения: 27.04.2026).
7. Gibbons N. N., Damm K. A., Jacobs P. A., Gollan R. J. Eilmer: an open-source multi-physics hypersonic flow solver // *Computer Physics Communications*. 2023. Vol. 282. Pp. 108551. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2022.108551>
8. Hoffert M. I., Lien H. Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon // *Physics of Fluids*. 1967. Vol. 10. No. 8. Pp. 1769–1777. <https://doi.org/10.1063/1.1762356>
9. Монахов Н. А., Попов П. А., Сахаров В. А., Куракин Р. О. Анализ применимости квазиодномерного подхода для определения газодинамических параметров в ударной трубе с отражающим соплом // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2025. Т. 26, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-3/articles/1179/>
10. Smith D.R., Gildfind D.E., Jacobs P.A., Cullen T.G., James C.M., Liu Y., Gollan R. and McIntyre T.J. Magnetohydrodynamic Drag Measurements in an Expansion Tunnel with Argon Test Gas // *AIAA Journal*. 2020. Vol. 58. No. 10. Pp. 4495–4504. <https://doi.org/10.2514/1.J059540>
11. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение). М.: Мир, 1978. 202 с.
12. Бенилов М. С. Теория электрических зондов в потоках слабоионизованной плазмы высокого давления // *ТВТ*. 1988. Т. 26. № 5. С. 993–1004.
13. Бенилов М. С. Глава 11. Электрические зонды в режиме сплошной среды. // *Низкотемпературная плазма*. Т. 9. Диагностика низкотемпературной плазмы. Новосибирск: Наука, 1994. 484 с.

14. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
15. Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир. Пер. с англ. 1976. 424 с.

References

1. Vanyai T., Gibbons N., The overestimation of O radicals in shock tunnel test flows and its effect on supersonic combustion, *Aerospace Science and Technology*, 2025, vol. 164, pp. 110422. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2025.110422>
2. Bityurin V. A., Bocharov A. N., Ground MHD experiments in hypersonic flows, *High Temperature*, 2010, vol. 48, pp. 874–880. <https://doi.org/10.1134/S0018151X10060143>
3. Kozlov G. I., Roitenburg D. I., Stupitskiy E. L., Expansion of partially ionized argon in a hypersonic nozzle, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1969, no. 4, pp. 22–31. [in Russian]
4. Igra O., Supersonic expansion on non-equilibrium plasmas, *Progress in Aerospace Sciences*, 1975, vol. 16, no. 3, pp. 299–366. [https://doi.org/10.1016/0376-0421\(75\)90018-4](https://doi.org/10.1016/0376-0421(75)90018-4)
5. Maslennikov V. G., Sakharov V. A., Double-diaphragm shock tube at the Ioffe Physicotechnical Institute, *Technical Physics*, 1997, vol. 42, no. 11, pp. 1322–1328. <https://doi.org/10.1134/1.1258870>
6. *Code Nenzfld (GDTk)*. Available at: <https://gdtk.uqcloud.net/> (accessed 27.04.2026).
7. Gibbons N. N., Damm K. A., Jacobs P. A., Gollan R. J., Eilmer: an open-source multi-physics hypersonic flow solver, *Computer Physics Communications*, 2023, vol. 282, pp. 108551. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2022.108551>
8. Hoffert M. I., Lien H., Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon, *Physics of Fluids*, 1967, vol. 10, no. 8, pp. 1769–1777. <https://doi.org/10.1063/1.1762356>
9. Monakhov N. A., Popov P. A., Sakharov V. A., Kurakin R. O., Analysis of the Applicability of a Quasi-One-Dimensional Approach for Determining Gas Dynamic Parameters in a Reflected Shock Tunnel, *Fluid Dynamics*, 2025, vol. 60, no. 7, pp. 137. <https://doi.org/10.1134/S0015462825603729>
10. Smith D. R., Gildfind D. E., Jacobs P. A., Cullen T. G., James C. M., Liu Y., Gollan R. and McIntyre T. J., Magnetohydrodynamic Drag Measurements in an Expansion Tunnel with Argon Test Gas, *AIAA Journal*, 2020, vol. 58, no. 10, pp. 4495–4504. <https://doi.org/10.2514/1.J059540>
11. Chung P. M., Talbot L., Touryan K. J., *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application*, NY: Springer, 1975, 150 p.
12. Benilov M. S., Theory of electrical probes in flows of high-pressure weakly ionized plasma, *High Temperature*, 1988, vol. 26, no. 5, pp. 780–793.
13. Benilov M. S., *Chapter 11. Electric probes in continuous medium mode*, Low-temperature plasma, Vol.9. Novosibirsk, Nauka, 1994, 484 p. [in Russian].
14. Baksht F. G., Dyuzhev G. A., Martsinovskiy A. M., Moyzhes B. Ya., Pikus G. Ye., Sonin E. B. and Yur'yev V. G., *Thermionic converters and low-temperature plasma*, National Information Center/U.S. Department of Energy. 1978. 480 p.
15. McDaniel E. W., Mason E. A., *The mobility and diffusion of ions in gases*, 1973, Wiley. 372 p.

Статья поступила в редакцию 27 апреля 2026 г.