

03;04;12

Сверхзвуковое обтекание тела неравновесной газоразрядной плазмой

© Т.А. Лапушкина, А.В. Ерофеев, С.А. Поняев, С.В. Бобашев

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

(Поступило в Редакцию 3 сентября 2008 г.)

Исследованы особенности обтекания полуцилиндрического тела неравновесной газоразрядной плазмой ксенона с целью изучить изменение отхода ударной волны от тела при изменении степени неравновесности набегающей плазмы.

Исследования проведены в сверхзвуковом сопле, куда помещено полуцилиндрическое тело, вход сопла соединен с ударной трубой. В процессе стационарного обтекания перед телом при помощи электродов, вмонтированных в стенки сопла, зажигается газовый разряд, что создает дополнительную неравновесную ионизацию в набегающем сверхзвуковом потоке. Параметры разряда подобраны так, чтобы разряд повышал температуру электронов, минимизировав при этом нагрев газа. Степень неравновесности потока меняется с изменением величины газоразрядного тока. Диагностика течения осуществлена при помощи шилерен-системы на основе полупроводникового лазера, позволяющей получать картины обтекания в определенные моменты времени после осуществления разряда.

PACS: 47.85.L

Введение

Снижение аэродинамического сопротивления при сверхзвуковом обтекании тела является одной из актуальных проблем современной аэродинамики. В настоящее время в данной области разрабатывается множество методов, в частности, локальный подвод энергии перед телом [1,2], инжекция навстречу потоку пеллетов и плазменных струй [3], подбор геометрической формы тела [4] и т.д. В качестве одного из способов изменения аэродинамических свойств обтекания тела предлагается сверхзвуковое обтекание тела вращения неравновесной газоразрядной плазмой. В работах [5,6] при обтекании такой плазмой тела был обнаружен ряд необъясненных до сих пор эффектов, в том числе и снижение аэродинамического сопротивления. Можно предложить несколько вариантов объяснения этого явления. Например, влияние подвода части джоулева тепла от электронов к тяжелой компоненте при газоразрядной ионизации, которое приводит к торможению сверхзвукового потока.

Согласно [6], при обтекании тела неравновесно ионизованной плазмой, когда при ионизации потока увеличивается только температура электронов, возникает ионно-звуковая волна, изменяющая ударно-волновую конфигурацию вокруг тела. Причем соотношение электронной температуры T_e и температуры тяжелой компонентны T_h должно быть таким, чтобы выполнялось следующее условие:

$$\frac{T_e}{T_h} = \frac{\gamma M^2}{1.6^2}, \quad (1)$$

где γ — показатель адиабаты, M — число Маха потока. Например, для одноатомного газа при числе Маха 4.5 это соотношение должно быть $T_e/T_h \sim 13$.

Задача настоящей работы — исследовать поведение параметров обтекания тела при изменении степени неравновесности набегающего потока. Для этого необходимо создать сверхзвуковой поток плазмы с сильным расслоением температур электронов и тяжелых частиц, т.е. необходима неравновесная ионизация сверхзвукового потока. В данной работе для этого используется газовый разряд.

В работе изучается сверхзвуковое обтекание полуцилиндрического тела неравновесной газоразрядной плазмой. Основным критерием сравнения является расстояние от ударной волны до носовой части тела. Исследование изменения величины отхода ударной волны от тела при изменении отношения электронной температуры к температуре газа набегающего потока является основной целью работы.

1. Постановка эксперимента

Эксперименты проводились на установке, созданной на базе ударной трубы. На рис. 1 представлена схема газодинамического тракта. К торцу камеры низкого давления присоединена рабочая камера, представляющая из себя сверхзвуковое симметричное сопло с углом наклона стенок относительно оси 11° . В верхние и нижние стенки сопла вмонтированы медные электроды. На оси сопла на расстоянии 20 см от входа помещено тело, представляющее собой полуцилиндр с радиусом закругленной части 2 и длиной 6 см. Тело расположено таким образом, что при движении по соплу к телу поток проходит три пары электродов. В переднюю и торцевую части тела вмонтированы пьезодатчики фирмы PSB Piezotronics, модель 113A21. Предполагалось, что

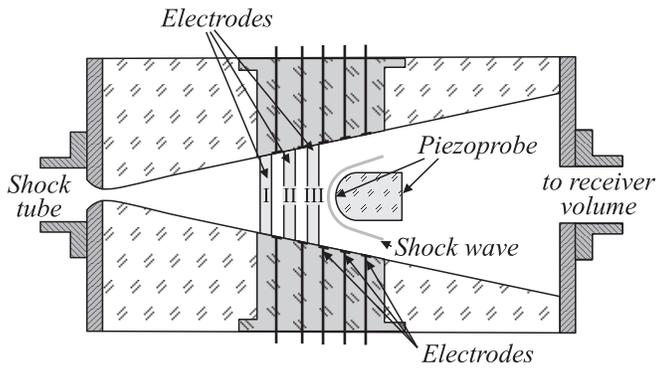


Рис. 1. Схема установки.

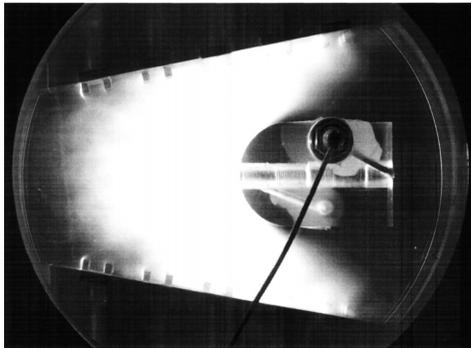


Рис. 2. Фотография течения в канале.

по изменению разницы давлений перед телом и за ним можно оценить изменение динамического сопротивления тела при изменении параметров набегающей плазмы. На рисунке схематично изображена отошедшая ударная волна, образующаяся при сверхзвуковом обтекании цилиндра.

Фотография течения газа в канале представлена на рис. 2. Здесь хорошо видны вмонтированные электроды, положение тела в сопле и собственное свечение плазмы.

В качестве рабочего газа использовался ионизованный ксенон. Для создания неравновесной ионизации в районе перед телом зажигался газовый разряд при помощи импульса напряжения, подаваемого на электроды. Конструкция камеры позволяет создавать газовый разряд в двух перпендикулярных потоку направлениях: вертикальном (при помощи электродов, вмонтированных в верхнюю и нижнюю стенки сопла) и горизонтальном (при помощи электродов, вмонтированных в боковые плоскопараллельные стенки). Схема подключения электродов представлена на рис. 3.

В настоящей работе ток замыкался только в вертикальном направлении. Система подачи импульсов тока на электроды при организации газового разряда подробно описана в [7]. Установка также снабжена системой для создания импульсного магнитного поля, поперечного потоку. На данном этапе работы магнитное поле не использовалось. Экспериментально исследовались три

зоны создания газового разряда: широкая, когда ток подавался на три пары электродов перед телом, средняя, когда были задействованы две пары электродов, и узкой, когда разряд зажигался через одну пару электродов, расположенную непосредственно перед телом.

Для исследований был выбран следующий режим работы ударной трубы: давление толкающего газа H_2 — $p_4 = 21 \text{ atm}$, давление в камере низкого давления — $p_2 = 30 \text{ Torr}$, число Маха ударной волны — $M = 8$. Этот режим характеризуется так называемой сшитой контактной поверхностью в районе торца трубы, что позволяет получать в сопле однородный поток ионизованного ксенона длительностью до $600 \mu\text{s}$.

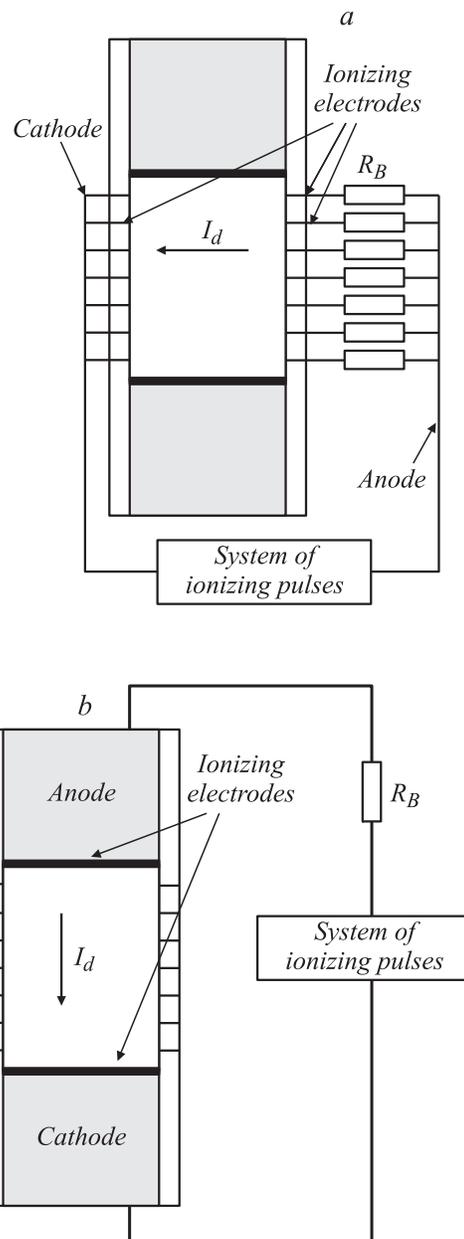


Рис. 3. Схемы подключения газового разряда перпендикулярно потоку: a — в вертикальном; b — в горизонтальном направлении.

В потоке перед телом зажегся газовый разряд. Особенность представляемого газового разряда состоит в том, что разряд зажигается уже при наличии проводимости в потоке. Созданная в ударной трубе пробка ударно сжатого газа тормозится в торце трубы, нагревается за счет перехода кинетической энергии потока в тепло, что приводит к созданию равновесной ксеноновой плазмы со следующими параметрами: температура атомов и электронов $T_5 = 9600$ К, проводимость $\sigma_5 = 3600$ S/m, степень ионизации $\alpha_5 = 5 \cdot 10^{-2}$. При движении по соплу газ расширяется, при этом за счет относительно большого времени релаксации ксенона [8] газовая температура падает быстрее, чем температура электронов, что видно из рис. 4.

Здесь представлены расчетные изменения параметров плазмы вдоль оси сопла, отнесенные к соответствующим параметрам в критическом сечении: расстояние от входа в сопло — $X_{cr} = 14.2 \cdot 10^{-3}$ м, число Маха — $M_{cr} = 1.01$, температура атомов — $T_{hcr} = 7700$ К, температура электронов — $T_{ecr} = 8700$ К, проводимость — $\sigma_{cr} = 2500$ S/m, степень ионизации — $\alpha_{cr} = 1.5 \cdot 10^{-2}$. В результате до включения газового разряда на тело уже набегают поток неравновесной плазмы со следующими параметрами: $M = 4.5$, $T_h = 1600$ К, $T_e = 4600$ К, $\sigma = 600$ S/m, $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$, скорость потока $u = 1.6 \cdot 10^{-3}$ м/с, плотность газа $\rho = 0.127$ кг/м³.

Основная задача газового разряда — повысить электронную температуру газа, при этом минимизируя нагрев тяжелых частиц. Длительность разряда и разрядный ток были подобраны так, чтобы джоулев нагрев электронов не превышал 5–7% от кинетической энергии набегающего потока, которая составляет $\rho u^2 / 2 = 1.6 \cdot 10^5$ Дж/м³. Величина тепла, подведенного к электронной компоненте потока в газовом разряде за

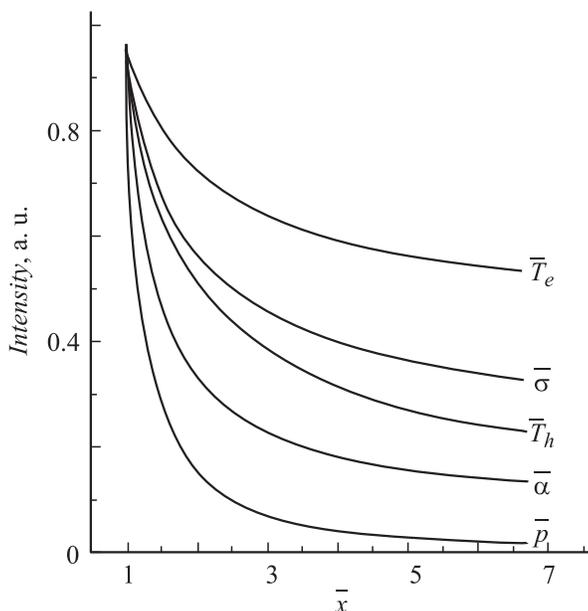


Рис. 4. Расчетные значения параметров плазмы вдоль оси сопла.

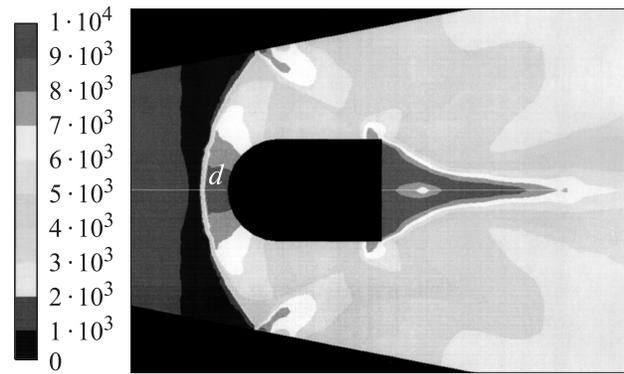


Рис. 5. Расчетное поле газовой температуры при обтекании полуцилиндра.

пролетное время, оценивалось по формуле

$$Q = \frac{j^2 L}{\sigma u}, \quad (2)$$

где j — плотность газоразрядного тока, σ — проводимость плазмы в ядре потока, L — ширина зоны разряда, u — скорость потока. Доля тепла, идущего на нагрев тяжелых частиц, будет меньше этой величины. Чем меньше длительность разряда, тем меньшая доля тепла передается в столкновениях атомам газа.

Визуализация течения осуществлялась при помощи шлирен-системы с подсветкой от полупроводникового лазера с электронно-лучевой накачкой и длительностью импульса порядка 30 ns. Шлирен-картины регистрировались непосредственно на матрицу цифрового фотоаппарата Canon EOS 300D. Основным препятствием для получения качественных снимков было сильное собственное свечение плазмы. Для его уменьшения устанавливался фильтр, имеющий полосу пропускания в области длины волны излучения лазера 630 nm, а перед ножом помещался узкий коллиматор. По картинам течения определялось расстояние d вдоль оси сопла от носовой части тела до отошедшей ударной волны для различных температурных режимов набегающего потока, которые осуществлялись за счет разной интенсивности газоразрядного тока. Температура электронов определялась экспериментальным путем, температура газа бралась из расчетов. Расчетное поле газовой температуры при обтекании полуцилиндра в выбранном диапазоне параметров набегающего потока в отсутствие разряда показано на рис. 5, здесь отмечено измеряемое расстояние d . Расчет сделан с использованием двумерной системы уравнений Эйлера.

2. Определение температуры электронов

Для измерения электронной температуры была выбрана методика, разработанная в работах Бибермана и Нормана [9] по теории Унзольда–Краммерса [10,11]. Методика

основана на использовании особенностей сплошного излучения инертных газов вследствие особой структуры их энергетических уровней. Согласно этой теории, в сплошном спектре ксенона имеется значительный интервал длин волн λ (470–300 nm), где интенсивность излучения континуума, образованного свободно-свободными и свободно-связанными переходами, можно описать формулой

$$I_\nu = C \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (3)$$

где n_e и T_e — электронная концентрация и температура, C — некоторая постоянная, ν — частота излучения, h и k — постоянные Планка и Больцмана соответственно. Если прологарифмировать это выражение, видно, что логарифм отношения интенсивностей на двух частотах ν_1 и ν_2 в ультрафиолетовой области будет характеризовать электронную температуру:

$$T_e = \frac{h}{k} \frac{\nu_2 - \nu_1}{\ln\left(\frac{I_{\nu_1}}{I_{\nu_2}}\right)}. \quad (4)$$

Таким образом, для определения электронной температуры достаточно измерить интенсивность собственного свечения плазмы в континууме на двух длинах волн в ультрафиолетовой области спектра. Для регистрации спада собственного свечения плазмы в ультрафиолетовой области, а также для спектральных исследований в данной работе использовался спектрометр Ocean Optics S2000, позволяющий получить за пролетное время спектр излучения в широком диапазоне длин волн 200–850 nm с хорошей степенью разрешения.

При таком методе исследования параметров плазмы необходимо знать чувствительность приемных приборов по абсолютной величине сигнала. Для этого была произведена градуировка сигналов по свечению эталона. Так как в настоящей работе для создания потока ионизованного газа используется ударная труба, вполне естественно, что в качестве эталона было выбрано свечение газа за падающей ударной волной в ударной трубе. Достоинством этого эталона является то, что можно выбрать такой режим работы ударной трубы, при котором параметры плазмы за падающей ударной волной, а именно температура электронов, концентрации электронов и атомов, будут близки к параметрам плазмы в диффузоре. Существует ряд работ, посвященных подробному изучению течения газов в ударных трубах. Основные результаты по расчетам и измерениям параметров плазмы за прямой и отраженной ударными волнами изложены в сборнике [12]. Эти данные были использованы при построении калибровочной кривой для определения температуры.

Для калибровки чувствительности приборов было выбрано несколько режимов течения в ударной трубе. В табл. 1 приведены основные характеристики течения в данных режимах: давление камеры высокого давления p_4 , давление камеры низкого давления p_1 , число Маха

Таблица 1.

Режим	p_4 , atm	p_1 , Torr	M	T_e , К	n_a , 10^{18} cm^{-3}	α	n_e , 10^{16} cm^{-3}
I	14.5	19.5	8.2	6000	2.67	0.0025	0.67
II	14.5	13	8.8	6500	1.86	0.004	0.74
III	18.5	13	9.5	7100	1.95	0.012	1.55
IV	18.5	6.5	10.5	7800	1.08	0.03	3.23
V	28	6.5	11.3	8500	1.18	0.045	5.33

фронта ударной волны M , температура электронов T_e , концентрация атомов n_a , степень ионизации α и концентрация электронов n_e . Для этих режимов были сняты спектры свечения пробки ударно сжатого в ударной трубе ксенона.

Чтобы точно сохранить апертурные углы при регистрации сигналов в разных режимах и последующем исследовании в диффузоре, для вывода свечения на спектрограф использовался световод с пучком света, заранее сколиммированным при помощи трубки диаметром 2 mm и длиной 15 cm. Данная система регистрации сохранялась на протяжении всего исследования, что позволило сравнивать сигналы, полученные в разных экспериментах.

На рис. 6 приведены спектры свечения пробки ударно сжатого ксенона для двух выбранных режимов. Следует отметить, что при увеличении интенсивности ударной волны увеличивается интенсивность свечения континуума и спектральных линий ксенона, при этом примесные линии слабеют на фоне сплошного излучения плазмы. Для регистрации интенсивности собственного свечения плазмы были выбраны спектральные области, свободные от ксеноновых и примесных линий: $\lambda_1 = 405$ и $\lambda_2 = 300$ nm. Следует отметить, что так как спектрограф Ocean Optics 2000 за пролетное время позволяет получить только один спектр, спектры снимаются интегрально во времени. Поэтому необходимо измерить профиль изменения температуры в ударно сжатой пробке и определить понятие средней за пролетное время электронной температуры. Для этой цели был проведен отдельный эксперимент, который показал, что вдоль пробки электронная температура меняется не больше чем на 7%. Таким образом, интегрирующий по времени спектрограф градуируется по средним интегральным значениям электронной температуры, ошибка в определении температуры за счет интегрирования свечения приемным прибором не превышает 5%.

Для градуировки спектрографа по снятым спектрам были прострены логарифмы интенсивности свечения в зависимости от частоты излучения. В качестве элемента, характеризующего электронную температуру, была выбрана разница логарифмов приборных интенсивностей

$$\ln B_{\nu_1} - \ln B_{\nu_2} = \ln \frac{B_{\nu_1}}{B_{\nu_2}}$$

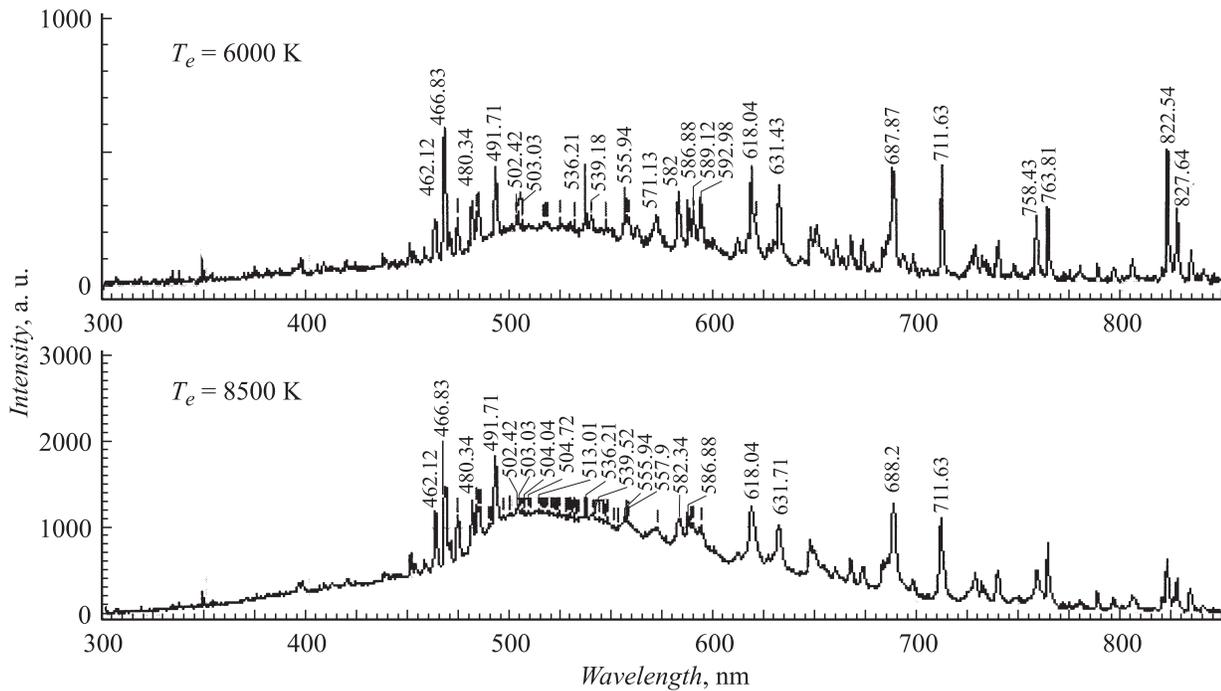


Рис. 6. Спектры излучения в ударной трубе.

на двух частотах в ультрафиолетовой области $\nu_1 = 7.4 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ и $\nu_2 = 1 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, соответствующих λ_1 и λ_2 (рис. 7). Это отношение измерялось в спектрах излучения ударной трубы всех выбранных режимов и сопоставлялось соответствующей данному режиму температуре электронов.

По результатам была построена градуировочная кривая $\ln \frac{B_{\nu 1}}{B_{\nu 2}}(T_e)$, показанная на рис. 8 (кривая 1). Здесь же приведена рассчитанная по формуле (4) зависимость логарифма отношения абсолютных значений интенсивности свечения $\ln \frac{I_{\nu 1}}{I_{\nu 2}}$ (кривая 2). Если представить связь между показаниями спектрографа B_{ν} и абсолютными значениями интенсивности свечения плазмы I_{ν} в виде $B_{\nu} = \chi_{\nu} I_{\nu}$, где χ_{ν} — спектральная чувствительность

прибора на частоте ν , то связь между двумя кривыми, приведенными на рис. 8, можно представить следующим образом:

$$\ln \frac{B_{\nu 1}}{B_{\nu 2}} = \ln \frac{\chi_{\nu 1}}{\chi_{\nu 2}} + \ln \frac{I_{\nu 1}}{I_{\nu 2}} \quad \text{или} \quad \ln \frac{\chi_{\nu 1}}{\chi_{\nu 2}} = \ln \frac{B_{\nu 1}}{B_{\nu 2}} - \ln \frac{I_{\nu 1}}{I_{\nu 2}}, \quad (5)$$

что позволяет определить логарифм отношения спектральных чувствительностей для более точной корректировки градуировочной кривой.

Из графиков на рис. 8 получим $\ln \frac{\chi_{\nu 1}}{\chi_{\nu 2}} \approx 0.75 \pm 0.05$. Точность определения $\ln \frac{\chi_{\nu 1}}{\chi_{\nu 2}}$ зависит от отношения сигнал/шум на спектрах, используемых для градуировки. В данном случае средняя погрешность определения $\ln \frac{\chi_{\nu 1}}{\chi_{\nu 2}}$

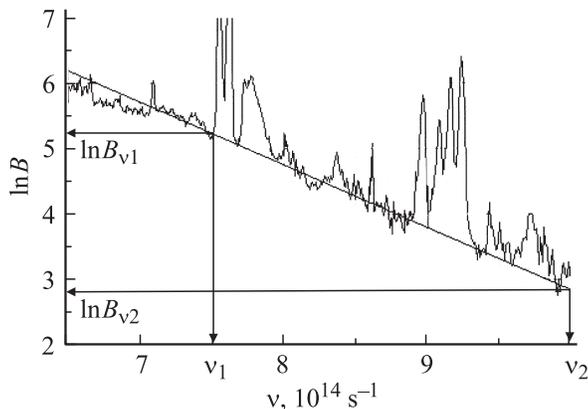


Рис. 7. Зависимость логарифма интенсивности излучения в условных единицах от частоты.

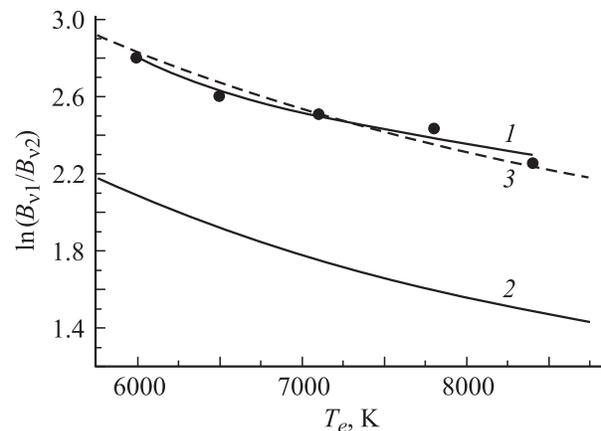


Рис. 8. Температурная градуировочная кривая.

составляет 6%. Скорректированная градуировочная кривая представлена на рис. 8 пунктиром (кривая 3).

Таким образом, для измерения температуры электронов в диффузоре снимались спектры собственного свечения плазмы $B(\nu)$ при помощи спектрографа Ocean Optics 2000, а затем по зависимости $\ln B(\nu)$ находилась величина $\ln B_{\nu_1} - \ln B_{\nu_2}$ и соответствующее ей на градуировочной кривой (рис. 8) значение температуры.

$$\left| \frac{\Delta T_e}{T_e} \right| = \frac{\Delta \ln \frac{I_{\nu_2}}{I_{\nu_1}}}{\left(\ln \frac{I_{\nu_2}}{I_{\nu_1}} \right)^2} \cdot \frac{1}{\ln \frac{I_{\nu_2}}{I_{\nu_1}}} = \frac{\Delta \ln \frac{I_{\nu_2}}{I_{\nu_1}}}{\ln \frac{I_{\nu_2}}{I_{\nu_1}}} \approx \frac{0.05}{2.5} = 0.02. \quad (6)$$

Видно, что эта погрешность составляет 2%. Добавив 5% неточности за счет интегрального усреднения спектрографа, получим погрешность в определении температуры в пределах 7%.

3. Результаты исследований

Для увеличения степени неравновесности набегающего на тело потока перед телом зажигался газовый разряд различной интенсивности. Интенсивность разряда менялась за счет увеличения тока и напряжения, подаваемого в газоразрядную цепь, при этом фиксировались вольт-амперные характеристики разряда, что позволяло определить эффективную проводимость плазмы.

На рис. 9 представлен график зависимости измеренной температуры электронов от величины проводимости плазмы, которая увеличивалась с ростом тока и напряжения, подаваемого в газоразрядную цепь. Из рисунка видно: для того чтобы повысить электронную температуру плазмы в 2 раза, проводимость должна быть повышена в 8 раз, при этом плотность газоразрядного тока изменяется в диапазоне $(0.8-10) \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$.

Эксперименты были проведены при двух значениях длительности газоразрядного тока: а) приблизительно $50 \mu\text{s}$, при этом картина течения фиксировалась через $100 \mu\text{s}$ после начала газоразрядного тока; б) при длительности разряда примерно $5 \mu\text{s}$ и съеме шлирен-картины через $10-30 \mu\text{s}$.

На рис. 10 показаны осциллограммы тока и собственного излучения плазмы при разряде длительности порядка $50 \mu\text{s}$. Видно, что свечение газа имеет характерное послесвечение, стрелкой отмечено время фиксации шлирен-картины обтекания.

На рис. 11 для данной длительности разряда представлены шлирен-картины течения при разных интенсивностях газоразрядного тока, замыкаемого в широкой области через три пары электродов. Отход ударной волны от тела в отсутствие разряда (рис. 11, а) $d = 3.5 \text{ mm}$, что соответствует расчетному значению отхода ударной волны при обтекании цилиндра при числе Маха потока $M = 4.5$. Видно, что при увеличении температуры ударная волна дальше отходит от носика тела, расстояние d увеличивается. При большой интенсивности разряда начинается частичное разрушение ударной волны

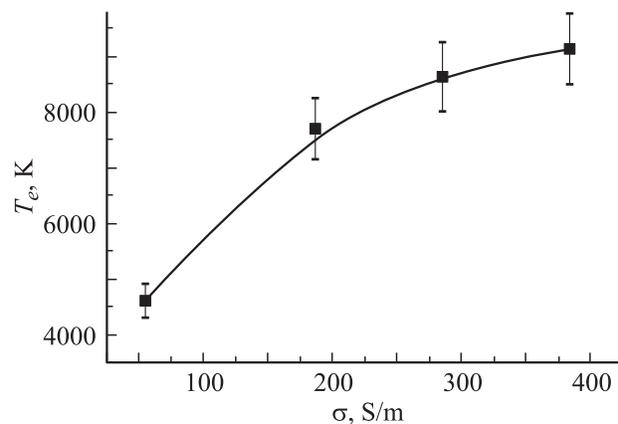


Рис. 9. Зависимость температуры электронов от проводимости плазмы при увеличении газоразрядного тока.

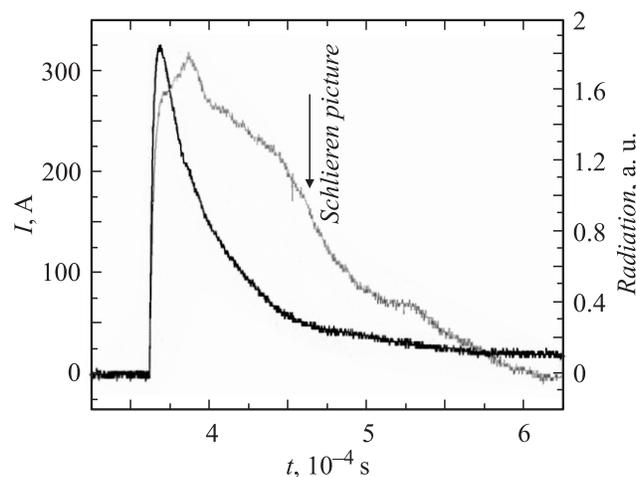


Рис. 10. Осциллограммы тока и свечения при газовом разряде длительностью $\sim 50 \mu\text{s}$.

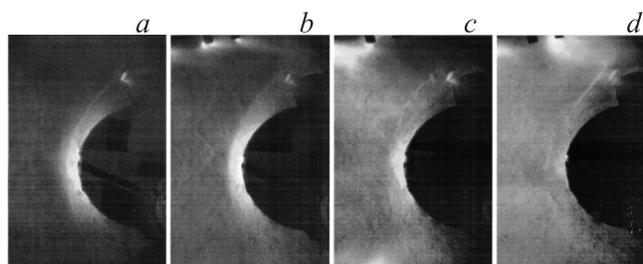


Рис. 11. Шлирен-картины течения при различных значениях интенсивности разряда в широкой области: а — $j = 0$, $T_e = 4600$, $d = 3.5$; б — $j = 3.5 \cdot 10^5$, $T_e = 7300$, $d = 4$; в — $j = 4.3 \cdot 10^5$, $T_e = 7700$, $d = 5.2$; д — $j = 6 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2$, $T_e = 8400 \text{ K}$, $d = 6.2 \text{ mm}$.

(рис. 11, д). Дальнейшее увеличение тока приводит к размыванию ударной волны.

Аналогичные картины наблюдаются и при среднем размере области разряда, когда ток подается на две пары электродов. Эти картины приведены на рис. 12. Видно,

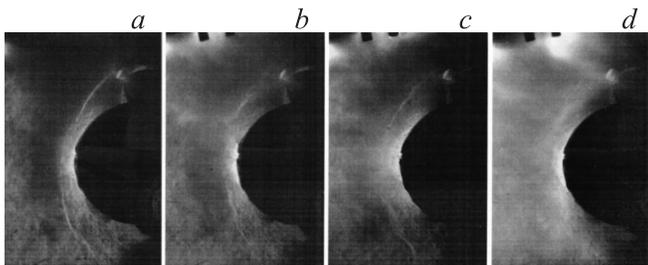


Рис. 12. Шлирен-картины течения при различных значениях интенсивности разряда в средней области: *a* — $j = 0.1 \cdot 10^5$, $T_e = 5600$, $d = 4$; *b* — $j = 1.1 \cdot 10^5$, $T_e = 7500$, $d = 4.4$; *c* — $j = 4.4 \cdot 10^5$, $T_e = 7800$, $d = 5.9$ mm; *d* — $j = 6 \cdot 10^5$ A/m², $T_e = 8500$ K.

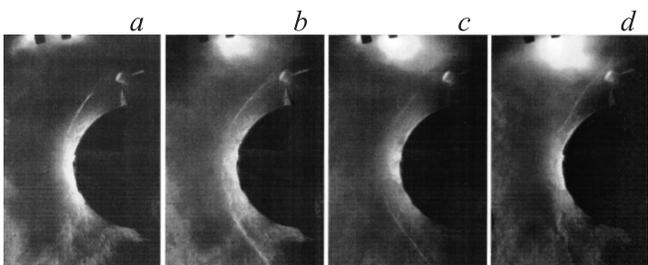


Рис. 13. Шлирен-картины течения при различных интенсивностях разряда в узкой области: *a* — $j = 2.5 \cdot 10^5$, $T_e = 6600$, $d = 4$; *b* — $j = 3.6 \cdot 10^5$, $T_e = 7300$, $d = 4.3$; *c* — $j = 4.4 \cdot 10^5$, $T_e = 7800$, $d = 6.9$ mm; *d* — $j = 5.3 \cdot 10^5$ A/m², $T_e = 8200$ K.

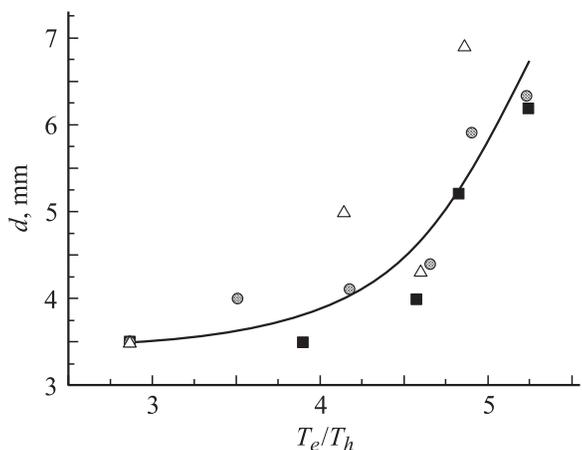


Рис. 14. Зависимость отхода ударной волны от параметра неравновесности. Квадраты — три пары электродов, круги — две, треугольники — одна.

что сильный отход волны наблюдается уже при температуре электронов $T_e = 7800$ K, плотность разрядного тока при этом равна $4.4 \cdot 10^5$ A/m², расстояние $d = 5.9$ mm.

На рис. 13 приведены шлирен-картины обтекания полуцилиндра при разрядах, когда ток замыкался только через одну пару электродов непосредственно перед телом. Видно, что ударная волна также чувствительна к увеличению интенсивности разряда. Наблюдается ис-

кажение ударной волны при температуре 8200 K. При дальнейшем увеличении разрядного тока, при плотности выше $7 \cdot 10^5$ A/m², ударная волна исчезает.

Основные экспериментальные данные сведены к графику на рис. 14. Здесь представлено изменение величины отхода ударной волны от тела при увеличении отношения электронной температуры к температуре газа набегающего потока для трех областей протекания газоразрядного тока. Интересно, что величина отхода слабо зависит от ширины области разряда. Независимо от количества подключенных электродов экспериментальные точки имеют не очень большой разброс, причем отход волны при подключении только одной пары электродов (треугольники на рис. 14) даже несколько больше по сравнению с разрядом в более широких областях, когда джоулев нагрев плазмы сильнее. Отсюда можно предположить, что при приведенной организации разряда джоулев нагрев слабо влияет на торможение сверхзвукового потока, а отход волны при увеличении тока разряда можно объяснить в основном увеличением степени неравновесности плазмы набегающего потока. Это не противоречит теории ионно-звуковой волны, хотя, как видно из рис. 14, форма ударной волны сильно меняется уже при достижении $T_e/T_h \sim 5$, что почти в 3 раза меньше значения, полученного из формулы (1).

В табл. 2 приведены осредненные данные величины отхода ударной волны, отношения температур набегающего потока, увеличиваемого за счет газового разряда, величины подведенного при этом в поток тепла и доля джоулева нагрева от общей кинетической энергии потока.

Видно, что увеличение отхода волны в два раза происходит при увеличении степени неравновесности в 1.8 раза, при этом нагрев тяжелой компоненты газа составляет менее 7.5% от кинетической энергии потока.

Для случая, когда на две пары электродов подавался короткий импульс тока, на рис. 15, *a* представлены осциллограммы тока и собственного свечения. Длительность импульса составляет порядка $5 \mu\text{s}$, при этом шлирен-картина снималась через $20 \mu\text{s}$ после начала подачи тока, это время отмечено на рисунке стрелочкой. Полученная при этом шлирен-картина показана на рис. 15, *b*. Картина получена при плотности тока $j = 8.5 \cdot 10^5$ A/m², температуре электронов $T_e = 8900$ K, параметре неравновесности $T_e/T_h = 5.6$, величине джоулева нагрева $Q = 6.4 \cdot 10^5$ J/m³, что составляет 4% от энергии потока. Отход ударной волны при этом

Таблица 2.

<i>d</i> , mm	T_e/T_h	Q , kJ/m ³	Q/W , %
3.5	2.9	0	0
4	4.1	3.4	2.1
4.8	4.7	5.5	3.4
5.4	4.9	7.8	4.8
7	5.3	12	7.5

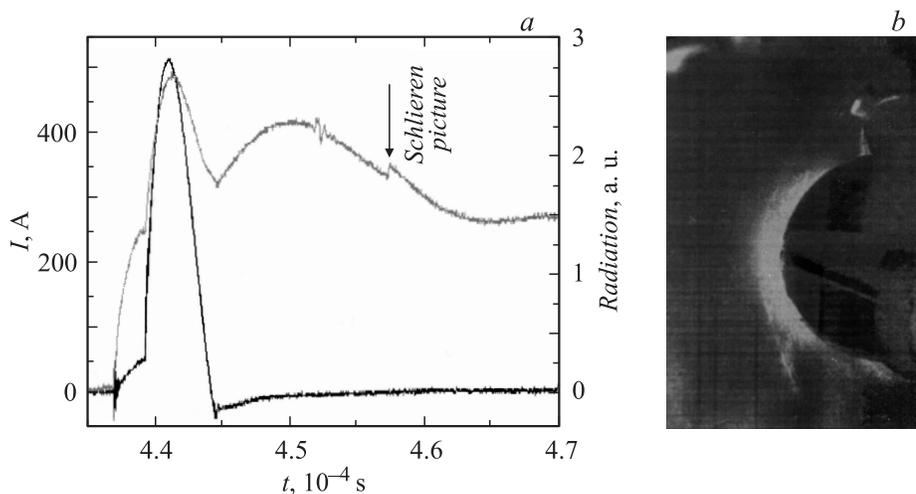


Рис. 15. Осциллограммы тока и свечения разряда (а) и шлирен-картина (b) при коротком импульсе тока.

составляет $d = 4.4$ mm, что гораздо меньше, чем при таком же воздействии, но при длительном импульсе. Скорее всего, картина не успевает перестроиться за столь короткое время воздействия. К тому же, как показали предыдущие работы [13], при перестройке ударно-волновой картины под воздействием внешних электрических и магнитных полей существует задержка реакции структуры относительно начала воздействия. При таком коротком импульсе необходимо дополнительное повременное исследование изменения картины течения. Хочется отметить, что и при таком коротком воздействии заметен дополнительный отход ударной волны от носика тела.

Заключение

На данном этапе работы экспериментально исследовалось изменение отхода ударной волны при обтекании полцилиндрического тела неравновесной газоразрядной плазмой при увеличении газоразрядного тока.

В исследуемых режимах разряда была измерена температура электронов и получены соответствующие шлирен-картины обтекания полцилиндра. Показано, что температура электронов увеличивается с ростом газоразрядного тока и проводимости плазмы, при этом вклад джоулева тепла в нагрев тяжелой компоненты плазмы составляет менее 7.5% от кинетической энергии потока и слабо влияет на нагрев газа.

Показано, что величина отхода ударной волны связана со степенью неравновесности набегающей плазмы, причем заметный отход наблюдается уже при отношении электронной температуры к температуре газа порядка 5. Отход волны заметен как при длительном воздействии около $50 \mu\text{s}$, так и при коротком импульсе газоразрядного тока порядка $5 \mu\text{s}$ (в последнем случае — в меньшей степени).

Хотелось бы отметить, что остаются перспективы для дальнейшего развития работы. Созданная экспериментальная установка позволяет проводить исследования обтекания тела плазмой в широком диапазоне параметров, в том числе неравновесной воздушной плазмой с газоразрядной ионизацией в двух поперечных потоках направления замыкания разрядного тока. Интересно исследование временных характеристик изменения картины обтекания тела газоразрядной плазмой при варьировании длительности разряда и времени регистрации картины, а также покадровой съемки всего процесса течения. Планируется исследовать влияние магнитного поля на обтекание тела неравновесной плазмой.

Авторы хотели бы выразить благодарность В.И. Яковлеву, сотруднику Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН.

Работа поддержана программой П-09 президиума РАН и грантом РФФИ № 08-01-00330-а.

Список литературы

- [1] Georgievsky P.Yu., Levin V.A. // Fluid Dynamics. 2003. Vol. 38. N 5. P. 794–805.
- [2] Zheltovodov A.A., Pimonov E.A., Knight D.D. // AIAA. 2007. P. 2007–1230.
- [3] Erofeev A.V., Zhukov B.G., Kurakin R.O. et al. // Proc 15th Int. Conf. on MHD Energy Conversion 6th Int. Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 2005. P. 147–151.
- [4] Kraiko A.N., Pudovikov D.Ye. // J. Appl. Mathem. Mech. 1997. Vol. 61. N 6. P. 901–915.
- [5] Mishin G.I. // AIAA. 1997. P. 1997–2298.
- [6] Pavlov V.A., Serov Yu.L. // AIAA. 1999. P. 1999–4852.
- [7] Bobashev S.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A. et al. // AIAA. 2006. P. 1373.
- [8] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

- [9] Биберман Л.М., Норман Г.Э. // УФН. 1967. Т. 91. С. 193–246.
- [10] Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М.: ИЛ, 1949. 630 с.
- [11] Дронов А.П., Свиридов А.Г., Соболев Н.Н. // Опт. и спектр. 1962. Т. 12. № 6. С. 677–690.
- [12] Ударные трубы / Под ред. Х.А. Рахматуллина и С.С. Семенова. М.: ИЛ, 1962. 700 с.
- [13] Бобашев С.В., Васильева Р.В., Ерофеев А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 3. С. 25–33.