

02;04

Кинетика ионизации при входе сверхзвукового потока плазмы ксенона в электрическое поле

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: tanyusha@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 марта 2004 г.

Исследована ксеноновая плазма, движущаяся в сверхзвуковом диффузоре во внешних электрическом и магнитном полях. При этом определены основные физические параметры плазмы, для чего были разработаны методики определения температуры и концентрации электронов на основе теории сплошного излучения инертных газов. Полученные экспериментальные данные сравниваются с теоретическим расчетом. На основе анализа проведенных спектральных исследований установлен механизм ионизации плазмы, обеспечивающий поддержание со временем достаточно высокой степени ионизации в сверхзвуковом потоке плазмы ксенона.

Введение. Данная работа была инициирована поисками путей управления скачками уплотнения, возникающими в сверхзвуковом диффузоре, при помощи магнитогазодинамического (МГД) метода [1,2]. При использовании в качестве рабочего газа воздуха он должен быть предварительно ионизован при помощи внешних ионизаторов до такой степени, чтобы проводимость среды оказалась достаточной для заметного МГД-взаимодействия. В отличие от воздуха инертный газ, в частности ксенон, имеет относительно низкий коэффициент рекомбинации, поэтому предварительно созданная ионизация может сохраняться относительно долго, что позволяет осуществить достаточное для изменения ударно-волновой конфигурации МГД-взаимодействие в исследуемой области.

Целью данной работы является организация спектральных исследований, наладка методики для измерения температуры и концентрации электронов, сравнение результатов измерений с расчетными значениями [3] и анализ механизмов ионизации.

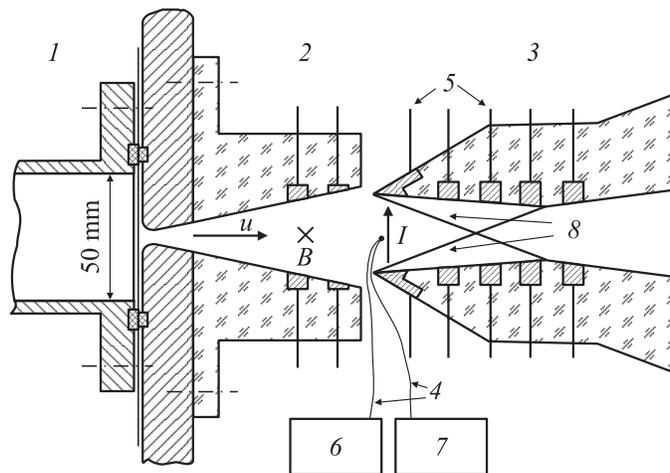


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Эксперимент проводился в диффузоре при движении сверхзвукового потока во внешних электрическом и магнитном полях. При протекании тока сверхзвуковой поток в диффузоре тормозится под действием ponderomotorной силы и джоулева нагрева газа, что изменяет положение присоединенных скачков. Селективный нагрев электронов приводит также к дополнительной ионизации газа, что увеличивает проводимость плазмы, а следовательно, и параметр МГД-взаимодействия.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки и методы измерения, показанные на рис. 1, подробно описаны в [2]. Она состоит из диафрагменной ударной трубы (1) диаметром 50 мм, в торце которой расположена вакуумная камера, включающая в себя сверхзвуковое плоское сопло (2) и диффузор (3). Камера отделена от трубы тонкой лавсановой диафрагмой (4). При торможении ударно-сжатого газа в торце трубы повышается его температура и происходит предварительная термическая ионизация газа, при этом расчетные параметры торможения следующие: температура тяжелой компоненты равна температуре электронов $T_h = T_e = 9600$ К, концентрация тяжелых частиц $n_h = 1.25 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$, степень ионизации $\alpha = 0.05$, проводимость $\sigma = 3700 \text{ S/m}$. Ионизованный газ через узкую

щель в торце трубы поступает в расширяющееся сопло длиной 84 mm, со степенью расширения 5.7. Рассчитанные параметры на выходе из сопла следующие: число Маха $M = 4.3$, скорость потока $u = 1550$ m/s, $T_h = 1600$ K, $T_e = 3950$ K, $n_h = 6.6 \cdot 10^{23}$ m⁻³, $\alpha = 0.0016$, $\sigma = 640$ S/m. Время процесса $\tau \sim 500$ μ s.

Из сопла газ поступает в сверхзвуковой диффузор, в противоположные стенки которого вмонтированы латунные электроды (5). Здесь ионизованный газ движется в поперечном магнитном поле (B) и образуются присоединенные скачки (8). Дополнительно к электродам прикладывается внешнее напряжение. Результирующий ток, возникающий при замыкании электродов, образуется за счет как магнитоиндуцированного тока, так и тока внешнего электрического поля.

Определение температуры и концентрации электронов основано на теории сплошного излучения Унзо́льда–Крамерса и Бибермана–Нормана [4], согласно которой температуру электронов плазмы инертных газов можно определить по спаду континуума в ближней ультрафиолетовой области, а концентрацию — по абсолютной величине интенсивности сплошного излучения. При этом в качестве эталона использовалось излучение „пробки“ ударно-сжатого газа в ударной трубе, так как ее параметры хорошо изучены [5].

Для измерения интенсивности излучения в различных спектральных областях использовались два варианта регистрации: при помощи фотоумножителя (6), когда спектральная область выделялась интерференционными фильтрами или монохроматором с дифракционной решеткой [6], а также с помощью спектрографа „Ocean Optics“ (7). Этот же спектрограф использовался для спектрального исследования плазмы и определения соотношения линия–фон для различных линий спектра.

Результаты исследований. На рис. 2 приведены зависимости температуры T_e и концентрации электронов n_e (рис. 2, *a*), а также отношения интенсивности отдельных линий J_λ к интенсивности сплошного излучения J_c (рис. 2, *b*) от величины тока через плазму I . Данные получены в отсутствие магнитного поля при варьировании величины напряжения, прикладываемого к электродам от внешнего источника.

На рис. 2, *a* приведены как экспериментальные, так и теоретические данные [3]. При теоретических расчетах использовалась теория кинетики ионизации инертных газов [7], из которой следует понятие „узкого места“. Положение его в энергетическом пространстве уровней определяет скорость ионизации. Сравнение теории и эксперимента

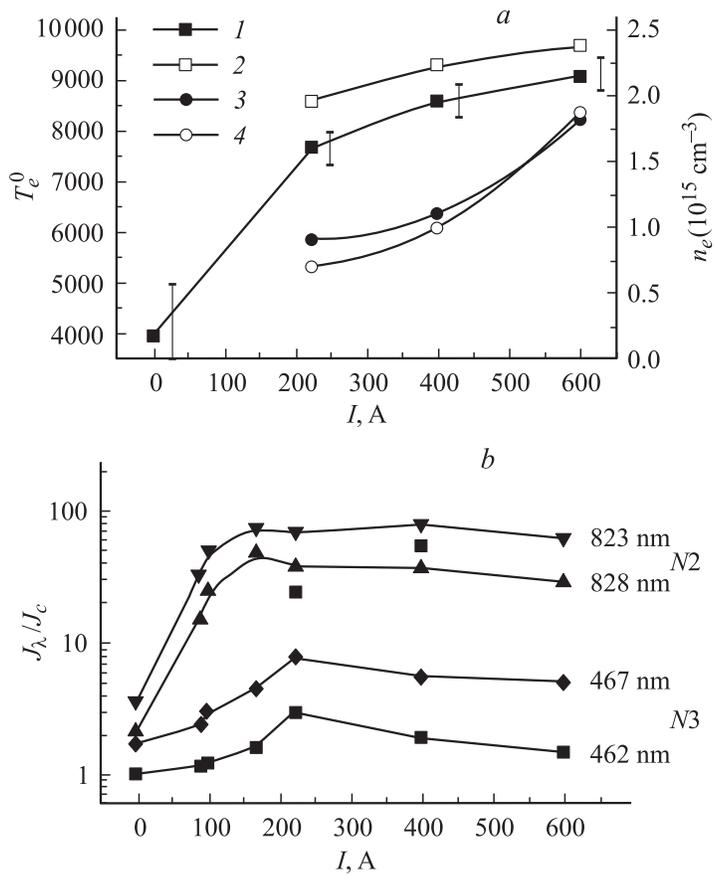


Рис. 2. Изменение в зависимости от величины тока: *a* — концентрации (1,2) и температуры (3,4) электронов; 1,3 — эксперимент; 2,4 — теория; *b* — относительной интенсивности линий.

показывает одинаковые тенденции изменения при изменении тока. В зависимости от величины тока можно выделить два режима — рекомбинационный и ионизационный. При $I = 0$ в плазме доминирует процесс рекомбинации. Сравнение измеренных значений n_e с рассчитанными по формуле Саха для приведенного значения T_e показывает, что $n_e \gg n_{eeq}$, где n_{eeq} — равновесное значение. Из рис. 2, *a* видно,

что при увеличении тока увеличивается селективный нагрев электронов и развивается неравновесная ионизация. Оценки показывают, что при этом $n_e \ll n_{eeq}$.

На рис. 2, *b* приведены относительные интенсивности спектральных линий, обусловленных переходами с блоков возбужденных уровней, по-разному удаленных от основного состояния. В частности, синие линии 462.4 и 467.1 nm относятся к блоку уровней со средней энергией 11 eV. Обозначим его как блок N 3. Красные линии 823.2 и 828.0 nm относятся к блоку уровней 9.8 eV, блок N 2. Нижний блок с энергией 8.4 eV составляет блок N 1.

Анализ данных, приведенных на рис. 2, показывает, что состояние плазмы в наших экспериментальных условиях не равновесно. Для характеристики этого состояния введем следующие понятия: T_i — температура ионизации, которая формально по формуле Саха связывает с ней концентрацию электронов. Именно ее значение в основном определяет интенсивность сплошного излучения J_c , которая обусловлена рекомбинационным континуумом в видимой области спектра $J_c \sim n_e^2 T_e^{-1/2}$. T_p — температура заселенности, формально определяющая по формуле Больцмана заселенность уровней, и, следовательно, интенсивность линий J_λ . Для синих линий температура заселенности обозначается T_{pb} , для красных линий — T_{pr} . T_e характеризует тепловую энергию свободных электронов. Характер зависимостей, приведенных на рис. 2, свидетельствует, что в рекомбинационном режиме, когда спектральные линии практически не выделяются на фоне сплошного спектра, $T_i > T_{pb} > T_{pr} > T_e$. В ионизационном режиме при температуре электронов меньше 8000 K наблюдается рост интенсивности линий на фоне сплошного излучения. Это свидетельствует о том, что $T_i < T_{pb} < T_{pr} < T_e$. При дальнейшем увеличении температуры электронов заселенности синих и красных блоков уровней стремятся к равновесию с ионизацией $T_i = T_{pb} = T_{pr}$. Полученные данные дают возможность предположить, что скорость ионизации в наших экспериментальных условиях (рис. 2) при $T_e < 8000$ K определяется в основном скоростью заселения второго блока уровня, при более высокой температуре „узкое место“ смещается в область первого блока уровней.

Заключение. Таким образом, эксперименты показали, что в неравновесной плазме по мере увеличения нагрева положение „узкого места“, определяющего скорость ионизации, смещается в область

более низких энергетических уровней. Это позволяет поддерживать процесс ионизации в расширяющемся потоке и обеспечить на входе в диффузор степень ионизации и проводимость плазмы, достаточные для проведения МГД-экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке EOARD и программы N 20 Президиума РАН.

Список литературы

- [1] *Gurijanov E.P., Harsha P.T.* // AIAA Paper. 1996. 96–4609.
- [2] *Лапушкина Т.А., Бобаев С.В., Васильева Р.В.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 4. С. 23–31.
- [3] *Golovachev Yu.P., Kurakin Yu., Schmidt A.A., David Van Wie* // AIAA Paper. 2001. 2001–2883.
- [4] *Биберман Л.М., Норман Г.Э.* // УФН. 1967. Т. 91. С. 193.
- [5] *Тумакаев Г.К., Лазовская В.Р.* Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.–Л.: Наука, 1967. 304 с.
- [6] *Лапушкина Т.А., Дьяконова Е.А., Васильева Р.В.* // ПЖТФ. 1998. Т. 24. В. 2. С. 58–62.
- [7] *Биберман Л.М., Воробьев Л.М., Якубов В.С.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.