

03;04;10

Радиационная релаксация плазмы аргона в ударных волнах

© В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск
E-mail: yakovlvi@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 5 декабря 2005 г.

Представлены результаты экспериментального исследования плазмы аргона за фронтом ударных волн с числами Маха 11–12. Используя результаты одновременных измерений излучения и поглощения плазмы в области спектра с длиной волны $10.6 \mu\text{m}$, получены данные о температуре электронов в зоне релаксации и равновесной области.

PACS: 47.40.Nm, 52.55.Dy

Многочисленные исследования ударных волн обнаружили (впервые в [1]) неустойчивые или „аномальные“ с позиций общепринятой модели кинетики ионизации режимы течения. Кроме того, в ряде исследований устойчивых режимов течений одноатомных газов в ионизирующих ударных волнах также проявляются „аномальные“ эффекты. Их краткий анализ приведен в [2,3]. В рамках общепринятой „двухступенчатой“ модели динамика процесса определяется скоростью возбуждения нижних уровней атомов с последующей их „мгновенной“ ионизацией при неупругих электрон-атомных столкновениях. Заселенности возбужденных состояний определяются температурой электронов на основе „модифицированного“ уравнения Саха [4]. Однако абсорбционные измерения в ударных волнах [5] с использованием кольцевого лазера на красителях показали, что в неравновесной области заселенности возбужденных состояний неона выше расчетных значений на несколько порядков величины, в то время как в квазиравновесной зоне они совпадают с расчетом. О подобном эффекте в аргоне сообщается в [6], где был сделан вывод о замедленной ионизации возбужденных атомов вследствие недостаточной энергии электронов. В то же время многие „аномальные“ результаты свидетельствуют о высокой температуре электронов. Представленные в [7] результаты измерений скорости иони-

зации аргона и анализ уравнения баланса энергии электронов показали, что учет механизма ассоциативной ионизации с участием возбужденных атомов приводит к формированию дополнительного энергетического потока, увеличивающего энергию электронов. Таким образом, вопрос о температуре электронов и заселенности возбужденных атомов в зоне релаксации является актуальным в свете имеющихся экспериментальных результатов и их неоднозначной интерпретации.

Данное исследование является продолжением работы [2] с целью разработки методики для определения температуры электронов в зоне релаксации. Метод исследования основан на измерениях радиационных характеристик плазмы аргона за фронтом ударных волн: собственного излучения J и коэффициента поглощения χ в рабочей области спектра с длиной волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. Для однородного слоя толщиной d имеем: $J = [1 - \exp(-\chi d)]B_\lambda$, где $B_\lambda = (2hv^3/c^2)[\exp(hv/kT) - 1]^{-1}$ есть функция Планка (обозначения общепринятые). В длинноволновой области при высокой степени ионизации основной вклад в величину χ дает тормозное поглощение при свободно-свободных переходах электронов в поле ионов. При низкой ионизации заметный вклад в тормозной континуум дает также механизм свободно-свободных переходов электронов при столкновениях с атомами. Относительно небольшие вклады линейчатого и фотоионизационного поглощения определяются энергетическими переходами электронов между высоковозбужденными состояниями и из этих состояний в континуум. Для $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ соответствующие энергетические уровни атомов имеют энергию связи порядка $hv = 0.117 \text{ eV}$, что в 4–5 раз превышает величину снижения потенциала ионизации в равновесной плазме с плотностью электронов $n_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. В неравновесной области при $n_e \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ вследствие высокой скорости перехода электронов между континуумом и высоковозбужденными состояниями атомов устанавливается квазиравновесное состояние с единой температурой электронов T_e . Поэтому в длинноволновой области спектра параметр $J/[1 - \exp(-\chi d)]$ зависит только от T_e и с точностью порядка $hv/kT_e \ll 1$ ($kT_e \approx 1 \text{ eV}$) прямо пропорционален температуре электронов. Следовательно, измерения эмиссионной и абсорбционной характеристик плазмы позволяют определить относительное изменение T_e в зоне лавинной ионизации. Абсолютные значения температуры можно получить путем использования расчетной величины температуры плазмы T_0 при достижении ионизационного равновесия за ударным фронтом.

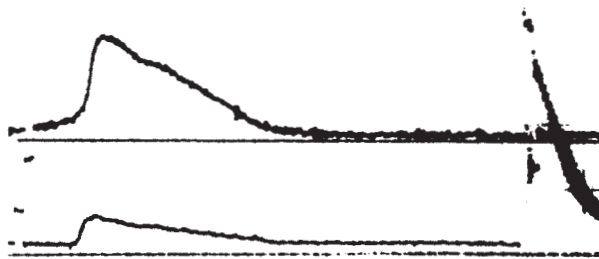


Рис. 1. Осциллограммы излучения и поглощения в области спектра $10.6 \mu\text{m}$ аргонной плазмы за фронтом ударной волны. Число Маха $M = 12$, давление перед фронтом 3 Torr . Длительность развертки $250 \mu\text{s}$.

Предварительные результаты измерений получены в аргоне за ударными волнами с числом Маха $M \approx 12$, давлением перед фронтом 3 и 5 Torr . В экспериментах одновременно измерялась динамика излучения и поглощения аргонной плазмы в ударной трубе диаметром $d = 76 \text{ mm}$. Для регистрации спектрального излучения использовался ИК-дисперсионный фильтр $10.6 \pm 0.4 \mu\text{m}$ на уровне $1/2$ максимума пропускания. Для приема излучения в узком телесном угле перед фотоприемником последовательно располагались три диафрагмы диаметром 1 mm . Также были предприняты меры по устранению отражения излучения от стенки канала напротив фотоприемника. Коэффициент поглощения измерялся путем регистрации изменения интенсивности прошедшего сквозь плазму излучения CO_2 -лазера. Уровень начальной интенсивности зондирующего луча контролировался с помощью электрооптического модулятора, который после прохождения плазмы кратковременно „запирал“ излучение. Приемники излучения — охлаждаемые жидким азотом $\text{Ge}:\text{Au}$ фоторезисторы с разрешением до $0.2 \mu\text{s}$. Сигналы регистрировались с помощью двухлучевого осциллографа С8-12. На рис. 1 представлены типичные осциллограммы излучения $J(t)$ (вверху) и поглощения $I(t)$ (внизу), на которых коротким прямоугольным импульсом фиксируется момент появления ($t = 0$) фронта ударной волны. Пик второго сигнала в конце развертки вызван действием модулятора и показывает уровень интенсивности зондирующего излучения I_0 . Это позволяет определить необходимый параметр

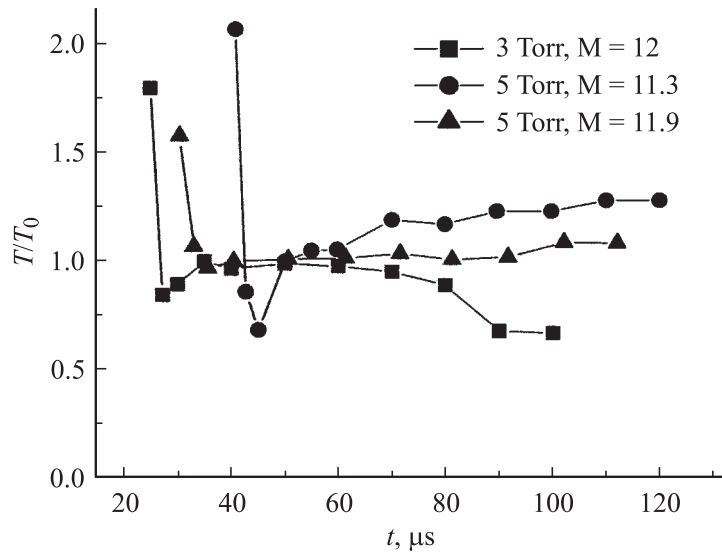


Рис. 2. Распределение относительной температуры за фронтом ударных волн в аргоне. Время установления равновесного состояния 36, 50 и 42 μs соответственно.

поглощения $I/I_0 = 1 - \exp(-\chi d)$. В проведенных экспериментах диапазон его максимальных значений составлял $I/I_0 = 0.9-0.8$. Согласно данным [2], в этот момент плотность электронов также максимальная. Пик излучения достигался позднее на $(2-4) \pm 0.5 \mu\text{s}$, причем уже при появлении фронта регистрировался относительно слабый, до 5–10% от пиковых значений уровень излучения.

На рис. 2 представлены полученные из измеренных относительных значений параметра $J(t)/(I/I_0)$ распределения относительной температуры T/T_0 за фронтом ударных волн. Динамика температуры электронов в зоне релаксации характеризуется снижением относительных значений $T_e/T_0 \approx 1.6-2.1$ в начальной стадии лавины до $T_e/T_0 \leq 1$ в конце зоны лавинной ионизации с последующим достижением равновесных значений, где $T_e/T_0 = 1$. Согласно проведенным оценкам, изменение температуры, вызванное ростом погранслоя и радиационным охлаждением плазмы, не превышает $\pm 3\%$. Поэтому отклонение

результатов измерений от единичного значения в области равновесия в течение $20\text{--}40\ \mu\text{s}$ характеризует относительную погрешность измерений, близкую к расчетной $\pm 8\text{--}10\%$. Погрешность возрастает до $\pm 30\text{--}40\%$ в крайних точках интервала вследствие уменьшения амплитуды сигналов. Использование схемы с большим числом проходов зондирующего излучения позволит повысить точность таких измерений.

Для указанных на рис. 2 условий ($M = 12, 11.3$ и 11.9) температура атомов T_A за фронтом ($13\ 500, 12\ 000$ и $13\ 300\ \text{K}$ соответственно) начнет снижаться в области лавинной ионизации, достигая равновесных значений $T_0 = 10\ 550, 10\ 250$ и $10\ 700\ \text{K}$ в конце зоны релаксации, где $T_0/T_A = 0.78\text{--}0.85$. Поскольку $T_e/T_A = (T_e/T_0)(T_0/T_A)$, данные измерений T_e/T_0 в начальной стадии лавинной ионизации указывают на систематическое превышение электронной температуры относительно атомной в пределах $T_e/T_A \approx 1.3\text{--}1.8$ с вышеуказанной точностью. В то же время в рамках общепринятой модели величина T_e должна быть ниже температуры тяжелой компоненты, являющейся источником энергии электронов. Поэтому данные измерений также означают, что на ранней стадии лавины заселенности высоковозбужденных состояний атомов выше расчетных значений по этой модели. Наличие локального минимума в измеренной динамике T_e вызвано увеличением затрат энергии электронов на ионизацию в завершающей стадии лавины. Результаты измерений в ударных волнах [5,6] показывают аналогичную динамику заселенностей возбужденных состояний неона и аргона с большей энергией связи, высокая концентрация которых резко снижается до расчетных значений только в конце зоны релаксации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 03-01-00902.

Список литературы

- [1] Glass I.I., Liu W.S. // J. Fluids Mechanics. 1978. V. 84. Pt 1. P. 55–77.
- [2] Фомин В.М., Постников Б.В., Яковлев В.И. // ДАН. 2003. Т. 391. № 5. С. 623–627.
- [3] Григорьев П.В., Макаров Ю.П., Яковлев В.И. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 17. С. 105–110.

- [4] *Oettinger P.E., Bershader D.* // AIAA J. 1967. V. 5. N 9. P. 1625–1632.
- [5] *McIntyre T.J., Houwing A.F.P., Sandeman R.J.* et al. // J. Fluid Mech. 1991. V. 227. P. 617–640.
- [6] *McIntyre T.J., Houwing A.F.P., Bachor H.-A.* et al. // Proc. 16th Int. Symp. Shock Tubes and Waves. Aachen, 1987. P. 161–168.
- [7] *Постников Б.В., Яковлев В.И.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 17. С. 82–89.