

02;03;04;12

Скорость лавинной ионизации аргона и криптона при числах Маха ударной волны, близких к развитию неустойчивости потока I и II типов

© П.В. Григорьев, Ю.П. Макаров, В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 17 апреля 2000 г.

В работе представлены результаты измерений скорости ионизации аргона и криптона в релаксационной зоне за ударными волнами при числах Маха, близких к границе неустойчивости, но еще в устойчивых режимах. Получены высокие по сравнению с расчетными данными значения скорости лавинной ионизации. Предполагается, что причиной расхождения является наличие дополнительного канала энергетического обмена частиц.

Известно, что модель кинетики ионизации за фронтом ударных волн (УВ) в одноатомных газах [1,2] не объясняет наблюдаемые в определенных интервалах чисел Маха аномальные эффекты или неустойчивость УВ [3–12]. Учет расширенного количества элементарных процессов с участием метастабильных частиц и молекулярных ионов [6], а также изменения относительной роли столкновительных и радиационных процессов [7] связывает эффекты неустойчивости с образованием дополнительных каналов энергетического обмена между частицами. Однако, прямые экспериментальные доказательства (кроме самого факта неустойчивости) проявления дополнительных механизмов энергообмена фактически отсутствуют или имеют косвенный характер. В [13,14] сообщается о повышенной (близкой к газовой за фронтом) температуре электронов в завершающей стадии релаксационной зоны в аргоне. А в [15] определенная по скорости ионизации в начальной стадии лавины энергия активации оказалась существенно ниже ожидаемой (энергии возбуждения), что не получило объяснения в рамках общепринятой модели. Таким образом, существуют значительные разногласия в описании кинетики ионизации за фронтом ударных волн в одноатомных газах.

В работе предлагается новый подход, позволяющий установить проявление дополнительных механизмов энергетического обмена на основе прямого сравнения измеренной скорости лавинной ионизации с расчетной. Последняя определяется по уравнению энергетического баланса электронов с учетом известной температурной зависимости коэффициента скорости лавинной ионизации. Исследование проведено в условиях, близких к границе области проявления неустойчивости настолько, чтобы изменение параметров течения было еще регулярным.

Эксперименты проводились в ударной трубе [8,9] с внутренним диаметром 76 мм, длиной секции низкого давления 4.2 м. В качестве толкающего газа использовался подогреваемый гелий. Плотность электронов измерялась интерференционным методом с фотоэлектрической регистрацией сигнала. Для измерений в аргоне использовалось излучение с длиной волны $10.6 \mu\text{m}$, а в криптоне — одновременно 0.63 и $1.15 \mu\text{m}$, что позволило также определить изменение плотности атомов. Относительная концентрация молекулярных примесей составляла $2 \cdot 10^{-4}$ для аргона, 10^{-5} для криптона.

Полученные профили $n_e(t)$ использовались для определения скорости ионизации в движущемся за фронтом УВ элементарном объеме среды, то есть (используя терминологию и обозначения [2]) источник электронов S_e . Исходя из того, что $S_e = dn_e u/dt$ и используя одномерные законы сохранения получается:

$$S_e = \{1 - 2\alpha E_1 / [5kT_1 + m_a V^2 (1 - 4(\rho_1/\rho_2)^2)]\} (\rho_1/\rho_2)(dn_e/dt), \quad (1)$$

где E_1 — энергия ионизации, α — степень ионизации, ρ — плотность, m_a — масса атома, V — скорость УВ, индекс "1" соответствует параметрам перед фронтом. Производная dn_e/dt определяется непосредственно по зарегистрированному в эксперименте профилю $n_e(t)$.

Учитывая условие квазистационарности температуры электронов данный параметр определяется локальным балансом энергии [2]:

$$1.5kT_e S_e = Q_{el} - Q_{in}, \quad (2)$$

где Q_{in} — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях (возбуждение, ионизация), Q_{el} — скорость нагрева при упругих столкновениях с атомами (a) и ионами (i). В области лавинной ионизации (где роль межатомных столкновений незначительна) потери энергии представляются в виде: $Q_{in} = E_1 S_e + Q_R + Q_{st}$ (ионизация,

излучение, возбуждение). В соответствии с [16]:

$$Q_{el} = 1.5k(T_a - T_e)n_e 2(m_e/m_a)(\nu_{ea} + \nu_{ei}),$$

где частоты упругих ea - и ei -столкновений определяются соответствующими сечениями δ :

$$\nu_{ea} = n_a(8\pi m_e/kT_e)^{1/2}\sigma_a(T_e), \quad \nu_{ei} = n_i(8\pi m_e/kT_e)^{1/2}\sigma_i(T_i),$$

температурная зависимость которых известна (например, [3,4]).

Таким образом, используя уравнение энергетического баланса (2), а также интеграл закона сохранения энергии в виде:

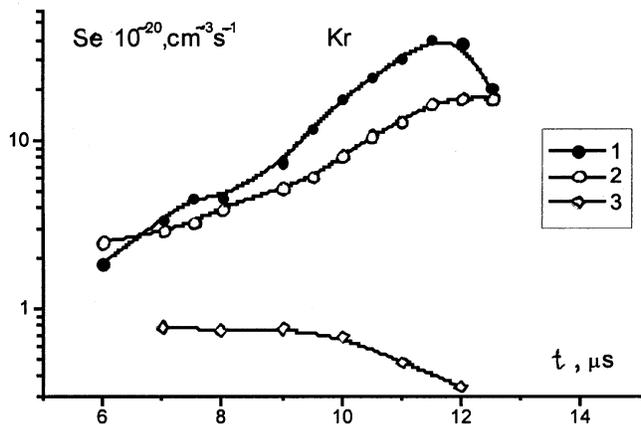
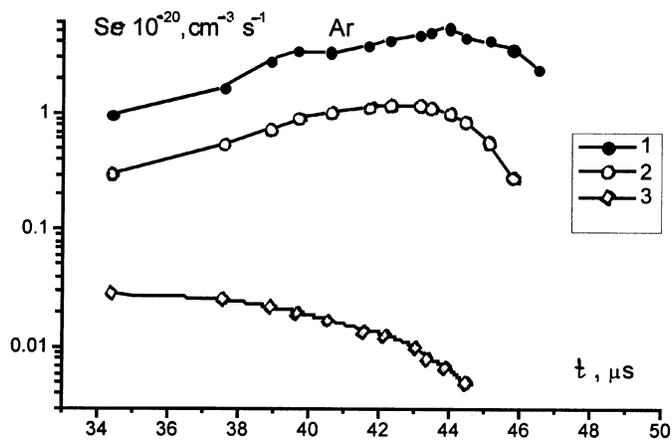
$$(T_a + \alpha T_e)/T_1 = 1 - 2\alpha E_1/5kT_1 + M^2 [1 - (\rho_1/\rho_2)^2] / 3 \equiv T_{a0} \quad (3)$$

(M — число Маха УВ) получается уравнение для определения температуры электронов и расчетных значений S_e :

$$(1 + \alpha)T_e + [(1.5T_e + E_1)S_e + Q_R + Q_{st}]T_e^{3/2} / (An_e^2 \ln \Lambda + Bn_en_a\sigma_a(T_e)T_e^2) = T_{a0}, \quad (4)$$

где $S_e = \beta n_en_a[1 - n_e^2/n_aK(T_e)]$, $\beta(T_e)$ и $K(T_e)$ — коэффициенты скорости ионизации и ионизационного равновесия; A, B — зависящие от рода газа константы, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Использовалась температурная зависимость $\beta(T_e)$ в приближении мгновенной ионизации [3,4]. Кроме того, в инертных газах из-за особенности структуры термов можно положить $Q_{st} = 0$ [2]. Для условий экспериментов можно также использовать приближение $Q_R = 0$.

Результаты экспериментов, показывающие определенное с помощью (1) распределение S_e за фронтом ударных волн в аргоне ($M = 11.3$, $P_1 = 5$ Торр) и криптоне ($M = 11.4$, $P_1 = 14$ Торр) представлены на рисунке линиями 1. Результаты расчета $S_e = \beta n_en_a[1 - n_e^2/n_aK(T_e)]$ с учетом определенных из (4) T_e представлены линиями 2. Для сравнения линии 3 показывают расчетные значения скорости ионизации при межатомных столкновениях с определением температуры атомов из интеграла энергии (3). С этой (незначительной) поправкой измеренные S_e соответствуют лавинному (электрон-атомному) механизму ионизации.



Измеренная скорость лавинной ионизации (I) за фронтом ударных волн в аргоне ($M = 11.3$, 5 Torr) и криптоне ($M = 11.4$, 14 Torr) в сравнении с расчетной (2); 3 — расчетная скорость атом-атомной ионизации.

Полученные результаты показывают существенное (в несколько раз для аргона и более чем вдвое для криптона) превышение измеренной скорости лавинной ионизации относительно расчетной, соответствующей общепринятой модели энергетического баланса электронов. Это

расхождение не может быть вызвано принятыми предположениями ($Q_{st} = 0$, $Q_R = 0$), поскольку в противном случае оно только усиливается. Анализ возможного влияния развития пограничного слоя в канале ударной трубы показывает, что из-за увеличения скорости потока измеренная величина S_e может снизиться. Оценки для аргона (ламинарный погранслой) по разработанной методике показали, что уменьшение S_e не может быть более, чем на 20% при практически неизменных расчетных значениях. Измерения в криптоне, где релаксационная зона короче, показали, что распределение плотности газа в пределах погрешности измерений соответствует расчетному. Поэтому влиянием пограничного слоя можно пренебречь. Оценка влияния неопределенности величины коэффициента ионизации (например, данные [3] в 1.8 раза больше [2]), показывает, что такое изменение β увеличивает выявленное расхождение на 25–36% (от низких к высоким значениям S_e соответственно). Поправка на уточнение величины кулоновского логарифма при небольших Λ [16] также увеличивает (но незначительно, на 5–7%) это расхождение. Таким образом, эффект повышенной скорости лавинной ионизации проявляется в обоих газах. Поскольку альтернативы лавинному механизму не существует (высокая плотность электронов по сравнению с концентрацией примесей, метастабильных частиц, молекулярных ионов и т.п.), наблюдаемый эффект может быть объяснен тем, что имеется дополнительный канал энергетического обмена частиц, приводящий к повышению температуры электронов, соответственно, скорости лавинной ионизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ № 97–01–00772 и № 0001–00829.

Список литературы

- [1] *Oettinger P.E., Bershader D.* // AIAA J. 1967. V. 5. N 9. P. 1625.
- [2] *Биберман Л.М., Мнацаканян А.Х., Якубов И.Т.* // УФН. 1970. Т. 102. В. 2. С. 431–462.
- [3] *Glass I.I., Liu W.S.* // J. Fluids Mechanics. 1978. V. 84. Pt. 1. P. 55–77.
- [4] *Glass I.I., Liu W.S., Tang F.C.* // Can. J. Phys. 1977. V. 55. P. 1269–1279.
- [5] *Мишин Г.И., Бедин А.П., Юценкова Н.И.* и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 11. С. 2315–2324.
- [6] *Юценкова Н.И., Мишин Г.И., Роцин О.Р.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 9. С. 517–524.

- [7] *Тумакаев Г.К.* // В сб.: Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны. Минск: ИТМО. 1983. С. 154–160.
- [8] *Grigor'ev P.V., Makarov Yu.P., Pozdniakov G.A.* // CD Rom Proc. 8th Int. Symp. of Flow Visualization. Torino: Levrotto and Bella. 1998. P. 53.1.
- [9] *Тумакаев Г.К., Степанова З.А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 11. С. 2305–2307.
- [10] *Grigor'ev P.V.* // Proc. 2th Int. Conf. on Experimental Fluid Mechanics. Torino: Levrotto and Bella. 1994. P. 772.
- [11] *Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 4. С. 46.
- [12] *Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Дьяков Б.Б.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 11. С. 25.
- [13] *Soloukhin R.I., Yacobi Yu. A., Yakovlev V.I.* // Archives of Mechanics. 1974. V. 26. P. 637–646.
- [14] *Weiss C.O., Kotzan B.* // Appl. Phys. 1975. V. 7. N 3. P. 203–207.
- [15] *Shneider K.-P., Park C.* // Phys. Fluids. 1975. V. 18. N 8. P. 969–981.
- [16] *Mitchner M., Kruger C.* // Partially ionized gases. New York, London, Sydney, Toronto. Wiley. 1973.