

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,  $\alpha$  — степень ионизации,  $\rho$  — 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  $\delta$ :

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

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

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

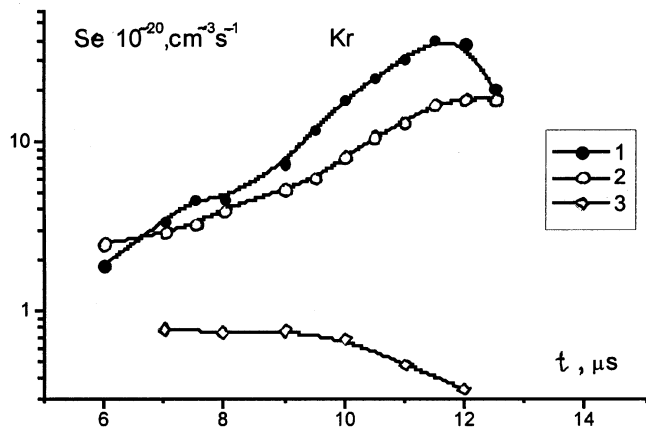
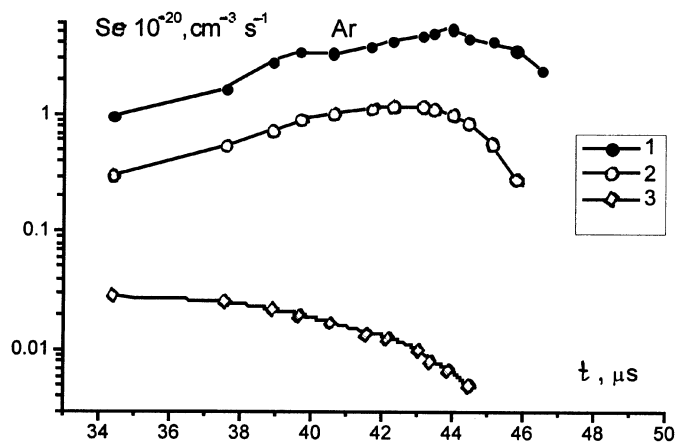
$$(T_a + \alpha T_e)/T_1 = 1 - 2\alpha E_1/5kT_1 + M^2 [1 - (\rho_1/\rho_2)^2] / 3 \equiv T_{a0} \quad (3)$$

( $M$  — 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 ( $M = 11.3$ ,  $P_1 = 5$  Torr) и криптоне ( $M = 11.4$ ,  $P_1 = 14$  Torr) 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  $\beta$  увеличивает выявленное расхождение на 25–36% (от низких к высоким значениям  $S_e$  соответственно). Поправка на уточнение величины кулоновского логарифма при небольших  $\Lambda$  [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. 8<sup>th</sup> 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. 2<sup>th</sup> 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.