

04:07

©1994 г.

## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА В РЕЖИМЕ РАЗВИТИЯ В НЕЙ 2-ГО ТИПА НЕУСТОЙЧИВОСТИ

*Г.К.Тумакаев, З.А.Степанова, П.В.Григорьев*

Установлено, что при резонансе в развитии 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона в каждом колебательном цикле автоволнового процесса (с периодичностью  $T \sim 80$  мкс) уровень равновесной степени ионизации плазмы в потоке за фронтом ударной волны меняется до 20–25%. Показано, что, в то время как условия резонанса автоволнового процесса реализуются при разных уровнях содержания примесных добавок  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$  воздуха в исследуемом газе, динамика релаксационных процессов в потоке за фронтом ударной волны, в частности характер периодического изменения времени релаксации, не обнаруживает какой-либо зависимости от сорта примесных добавок.

На основе данных экспериментального исследования <sup>[1,2]</sup> излучательной способности плазмы ксенона в потоке за фронтом ударной волны был установлен ряд положений, расширяющих сложившиеся в настоящее время представления о физике ударных волн в инертных газах.

1. Установлен резонансный характер развития 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы.

2. Вскрыто влияние скорости распространения ударной волны, начального давления исследуемого газа и содержания микропримесей молекулярных газов в нем на эволюцию рассматриваемой неустойчивости.

3. Установлена закономерность изменения времени релаксации процесса ионизации и уровня интенсивности излучения равновесной плазмы в зависимости от фазы в пределах одного цикла ( $T \sim 80$  мкс) развития неустойчивости.

В настоящей работе обсуждаются результаты интерферометрического исследования состояния плазмы ксенона в релаксационной зоне потока за фронтом ударной волны в зависимости от фазы развития 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы.

Эксперименты выполнены на ударной трубе с цилиндрическим каналом камеры низкого давления длиной 8 м и диаметром 100 мм. Условия проведения эксперимента: интенсивность падающей ударной волны  $M = 10.8$  и начальное давление ксенона  $P_0 = 6.6$  Тор. В качестве

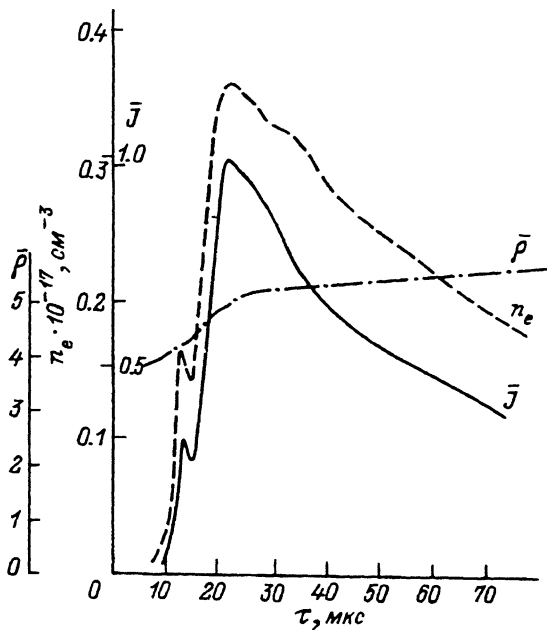


Рис. 1. Изменение концентрации электронов  $n_e$ , интенсивности излучения  $\bar{J}$  и степени сжатия  $\bar{p}$  за фронтом ударной волны.

добавок использовались водород, кислород и углекислый газ. Резонансное развитие автоволнового процесса в окрестности измерительного сечения, удаленного от камеры высокого давления на 7 м, реализовывалось соответственно при  $\xi_{\text{H}_2} = 1.2 \cdot 10^{-2}$  Тор,  $\xi_{\text{O}_2} = 1.04 \cdot 10^{-3}$  Тор и  $\xi_{\text{CO}_2} = 1.6 \cdot 10^{-3}$  Тор. Воспроизведение начальных условий во всей серии экспериментов обеспечивалось с точностью до 1%.

Для определения концентрации электронов и плотности газового потока использовался метод двухдлинновой интерферометрии [3]. Смещение полос интерференции на длинах волн 0.6328 и 1.03 мкм регистрировалось фотоэлектрическим способом. Оптическая схема эксперимента позволяла одновременно с интерферометрическими измерениями отслеживать за изменением интенсивности излучения ударно нагретой плазмы в лабораторной системе координат и в системе координат, связанной с ударной волной. Последний способ обеспечивает надежное наблюдение за степенью развития неустойчивости в ударной трубе, а в сочетании с методом наблюдения потока, осуществляемым в лабораторной системе координат (в том числе и интерферометрии), позволяет установить эволюцию структуры потока в зависимости от фазы развития автоволнового процесса [2].

Распределение концентрации электронов за фронтом ударной волны в отличие от концентрации нормальных атомов с достаточной полнотой отражает все структурные изменения потока, вызванные неустойчивостью плазмы. Об этом убедительно свидетельствуют данные по распределению концентрации электронов, сжатия газа и интенсивности излучения, приведенные на рис. 1, а также серия кривых  $n_e(t)$  на рис. 2, которые несут информацию о состоянии потока в разных фазах  $\varphi_1 = 0.06$ ,  $\varphi_2 = 0.46$  и  $\varphi_3 = 0.74$  развития неустойчивости. Действительно, кривая  $n_e(t)$  на рис. 1 во всех деталях воспроизводит

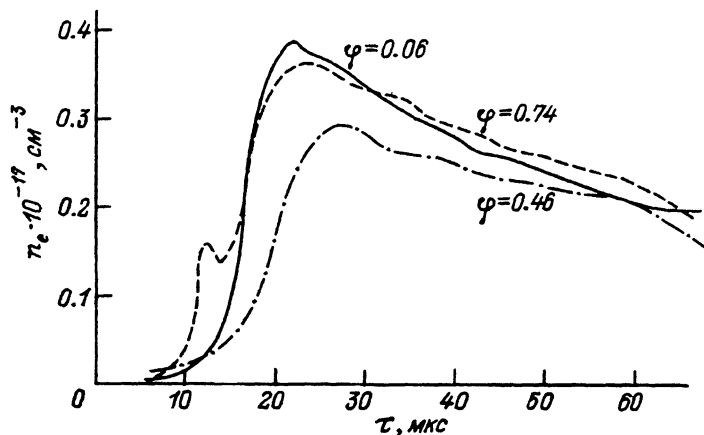


Рис. 2. Изменение концентрации электронов  $n_e$  в потоке за фронтом ударной волны для  $\varphi_1 = 0.06$ ,  $\varphi_2 = 0.46$ ,  $\varphi_3 = 0.74$ .

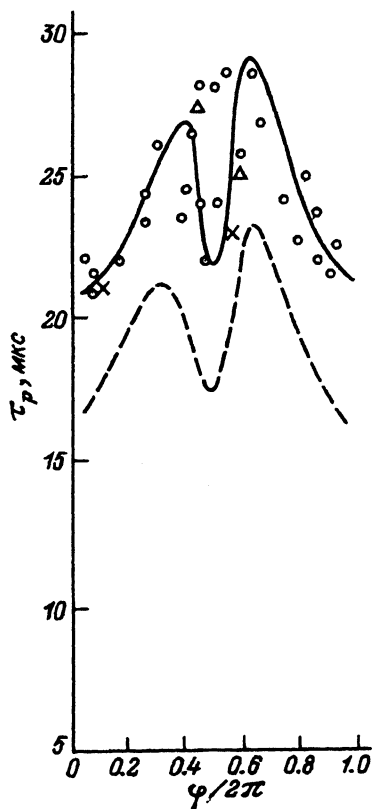


Рис. 3. Изменение  $\tau_p = f(\varphi)$ .  
Содержание микропримеси: 0 —  $\xi_{H_2} = 1.1 \cdot 10^{-2}$  Тор, \* —  $\xi_{O_2} = 1.04 \cdot 10^{-3}$  Тор,  $\Delta$  —  $\xi_{CO_2} = 1.6 \cdot 10^{-3}$  Тор.

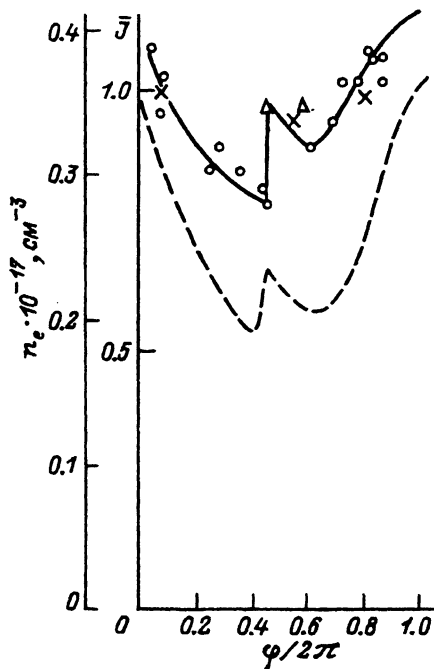


Рис. 4. Изменение концентрации электронов  $n_e$  в равновесной зоне потока от  $\varphi$ .  
Содержание микропримеси то же, что и на рис. 3.

характер изменения интенсивности излучения плазмы в континууме  $\bar{J}(t)$ . А на рис. 2 в зависимости от  $\varphi$  четко прослеживается изменение размера релаксационной зоны и максимально достижимого уровня равновесной концентрации электронов за фронтом ударной волны. Так, при  $\varphi_1 = 0.06$  время релаксации процесса ионизации ( $\tau_p \sim 21$  мкс) минимально, а  $n_e$  в равновесной зоне потока достигает своего максимального значения. При  $\varphi_2 = 0.46$  время релаксации возрастает до 28 мкс, а максимально достижимый уровень концентрации электронов снижается на 20%.

Для исследуемого режима ( $M = 10.8$ ,  $P_0 = 6.6$  Тор,  $\xi_{N_2} = 1.1 \times 10^{-2}$  Тор) графики изменения времени релаксации процесса ионизации и максимально достижимого уровня концентрации электронов в потоке за фронтом ударной волны в пределах одного цикла развития автоволнового процесса приведены на рис. 3 и 4. Концентрация электронов за один период колебательного процесса изменяется на 25%, в этих же пределах изменяется  $\tau_p(\varphi)$ , однако при  $\varphi \sim 0.5$  здесь обнаруживается большой разброс данных.

Несмотря на то что зависимость того и другого параметра от  $\varphi$  носит сложный характер, тем не менее каждый из них качественно достаточно полно воспроизводит характер изменения  $\tau_p$  и максимально достижимого уровня интенсивности излучения плазмы  $\bar{J}$ , установленный также в условиях развитого автоволнового процесса [2], но реализованного при  $M = 12$ ,  $P_0 = 7$  Тор и примесной воздушной добавке  $\xi_{\text{возд}} = 10^{-4}$  Тор.

Эти данные на рис. 3 и 4 представлены штриховыми кривыми. Обращает на себя внимание то, что независимо от интенсивности ударной волны, количества и вида примесной добавки условие резонанса автоволнового процесса в одном и другом случаях реализуются практически при одинаковых значениях размеров релаксационной зоны. Для  $M = 10.8$  диапазон изменения времени релаксации ограничен 20–28 мкс, а при  $M = 12$  — соответственно 16–24 мкс. Этот экспериментально обнаруженный факт позволяет высказать предположение, что степень развития 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы при  $M = 10$ –16 в основном определяется скоростью ионизации ксенона в потоке за фронтом ударной волны. Вид примесных добавок, их количественное содержание, а в равной степени и вариация величины начального давления одноатомного газа, оказывая сильное влия-

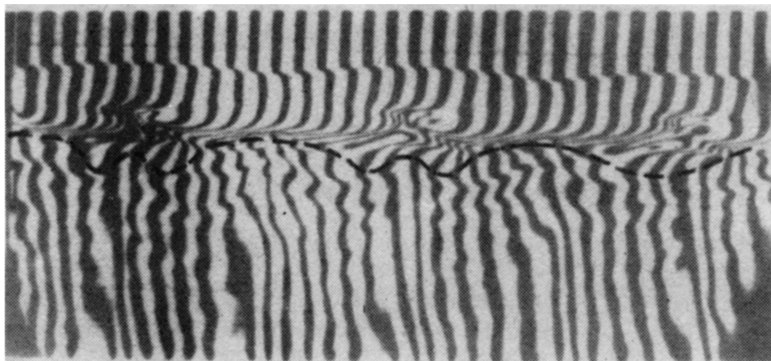


Рис. 5. Интерферограмма потока аргона за фронтом ударной волны [4].

ние при  $M = \text{const}$  на процесс релаксации ионизации, т.е. на размер релаксационной зоны, лишь опосредованным образом сказывается на эволюции автоволнового процесса.

Этот вывод находит свое подтверждение в результатах ряда контрольных экспериментов, при которых условие резонанса в развитии автоволнового процесса для  $M = 10.8$ ,  $P_0 = 6.6$  Тор обеспечивалось примесью кислорода ( $\xi_{O_2} = 1.04 \cdot 10^{-3}$  Тор) и примесью углекислого газа ( $\xi_{CO_2} = 1.1 \cdot 10^{-3}$  Тор). Экспериментальные значения  $\tau(\varphi)$  и  $n_e(\varphi)$  достаточно хорошо вписываются в общую закономерность изменения этих параметров для основной серии экспериментов, приведенных на рис. 3 и 4.

В заключение укажем на полную сопоставимость полученных результатов, а также данных [2] с результатами работ [4,5], посвященных интерферометрическому исследованию аномального поведения Ar и Kr в ударной трубе прямоугольного сечения  $100 \times 180$ . На рис. 5 приведена интерферограмма широкого поля течения аргона за фронтом ударной волны ( $M = 17$ ,  $P_{Ar} = 2.84$  Тор,  $\xi_{H_2} = 0.33$  Тор) [4] с явно выраженными признаками аномального поведения ударно нагретой плазмы. Развитие неустойчивости в рассматриваемом случае сопровождается пространственным периодическим изменением размеров релаксационной зоны, границы которой условно обозначены нами на рисунке штриховой линией. Так же четко (по смещению полос интерференции) прослеживается сложное периодическое структурное изменение потока за фронтом ударной волны и обнаруживается строго периодическое изменение оптической плотности плазмы в конце релаксационной зоны, которое свидетельствует о периодическом изменении максимально достижимого уровня концентрации электронов в потоке за фронтом ударной волны. В поле зрения интерферограммы на рис. 5 укладываются два периода изменения приведенных выше параметров.

Отметим, что единственным явно обнаруживаемым различием в развитии 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы в трубах цилиндрического и прямоугольного сечений является то, что в первом случае развитие процесса носит одномодовый, а во втором многомодовый характер.

Авторы выражают благодарность Е.М.Зубкову за помощь в проведении экспериментальных работ.

### Список литературы

- [1] Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 33-39.
- [2] Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 76-82.
- [3] Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 9. С. 149-152.
- [4] Glass I.I., Liu W.S. // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 84. P. 55-77.
- [5] Glass I.I., Liu W.S., Targ F.C. // Can. J. Phys. 1977. Vol. 55. N 14. P. 1269-1279.

Физико-технический институт  
им.А.Ф. Иоффе  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
9 сентября 1993 г.