

Представляется интересным остановиться на закономерности распада кластеров, неустойчивых по Релею, но несущих всего два, три, четыре элементарных заряда. Следует учесть, что равновесные формы таких кластеров будут описываться полиномами Лежандра второго, третьего и четвертого порядков соответственно (рис. 2). Очевидно, что в них с большой вероятностью будут возбуждаться собственные колебания с такими же номерами мод. Поэтому в отличие от данных термодинамического расчета для заряженных капель, содержащих значительное количество элементарных зарядов [6], в рассматриваемой ситуации с учетом результатов работы [7] естественно ожидать распада таких кластеров на равные массовые части, несущие по одному элементарному заряду. Для случая двухзарядного кластера этот вывод подтверждается элементарным термодинамическим расчетом. Действительно, допустим, что кластер радиуса  $R$  с зарядом в два заряда протона распадается на два однозарядных кластера радиусами  $r$  и  $r' = (R^3 - r^3)^{1/3} \equiv R(1 - X^3)^{1/3}$ . В предположении неизменности температуры легко выписать выражение для изменения свободной энергии системы  $\Delta F$ , характеризующего этот процесс,

$$\Delta F = 4\pi\alpha R^2 [X^2 + (1 - X^3)^{2/3} - 1] + \frac{q^2}{2R} \left[ \frac{1}{X} + \frac{1}{(1 - X^3)^{1/3}} - 4 \right] + \frac{q^2}{R [X + (1 - X^3)^{1/3}]}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — эффективная энергия единицы поверхности. Первое слагаемое в (1) соответствует изменению поверхностной энергии, второе — собственной электростатической, а третье — это энергия электростатического взаимодействия двух образовавшихся кластеров. Находя производную от  $\Delta F$  по  $X$  и приравнявая ее к нулю, несложно получить, что минимальному изменению свободной энергии системы соответствует значение  $X^3 = 1/2$ .

Для трехзарядных кластеров, кроме распада на равные части, существуют также два канала распадов на неравные массовые части. Для четырехзарядных кластеров имеются три таких канала (рис. 2).

#### Литература

- [1] Александров М. Л., Галль Л. Н., Краснов Н. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 5. С. 203—205.
- [2] Золотой Н. Б., Карпов Г. В., Скурят В. Е. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 315—323.
- [3] Thompson S. P., Engel A. // J. Phys. D. 1982. Vol. 15. P. 925—931.
- [4] Ishitani J., Umemura K., Kawanami J. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. P. 748—755.
- [5] Bardi C., Rohder H., Thompson S. P., Blommers J. // Vacuum. 1984. Vol. 34. N 1—2. P. 43—46.
- [6] Григорьев А. И., Ширяева С. О. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 5—13.
- [7] Григорьев А. И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1272—1278.

Ярославский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
31 мая 1988 г.

## О ПЕРИОДИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Г. К. Тумакаев, З. А. Степанова

Флуктуация излучения плазмы инертных газов в потоке за фронтом ударной волны в ксеноне при  $M \sim 8.3$ , в аргоне при  $M \sim 10.5$  в соответствии с [классификацией аномальных явлений] [1] отнесена к первому типу неустойчивости ударно-нагретой плазмы. Отметим, что результаты первых экспериментов [2], установив факт возникновения флуктуации излучения, не содержали надежной информации о закономерности ее развития.

В настоящем исследовании, выполненном в условиях повышенного требования к технологии подготовки и проведения эксперимента, установлено, что закон изменения флуктуации излучения в релаксационной зоне потока носит четко выраженный периодический характер.

Эксперименты выполнены на ударной трубе с диаметром сечения канала камеры низкого давления 100 мм. Уровень предварительной откачки системы  $10^{-5}$  Тор. Исследования проводились в чистом ксеноне (содержание примесей посторонних газов в баллоне 0.002 %), а также в ксеноне с малыми добавками примесей молекулярных газов: азота, водорода,  $\text{CO}_2$ . Дозируемый ввод примеси молекулярных газов производился в пределах  $2 \cdot 10^{-2}$ — $10^{-3}$  Тор. Перемешивание газов осуществлялось непосредственно перед экспериментом путем многократной прокачки смеси в замкнутом кольцевом объеме, включающем камеру низкого давления, с помощью безмасляного двухроторного компрессора.

Исследование выполнено в узком диапазоне чисел Маха падающей ударной волны  $M \sim 8.0 \pm 0.5$ . Начальное давление исследуемого газа изменялось в пределах 10—30 Тор.

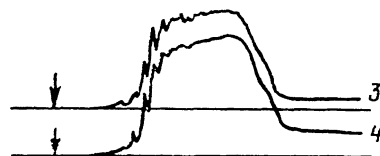
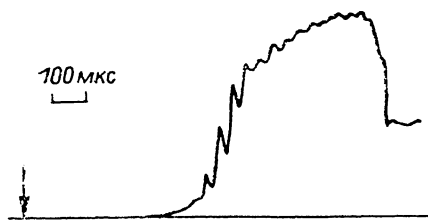
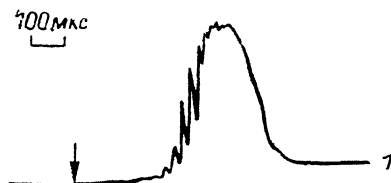
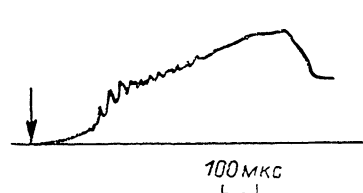
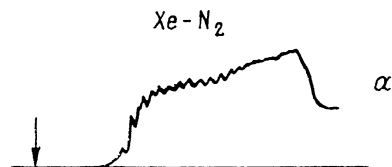


Рис. 1.

Рис. 2.

Излучение ударно-нагретой плазмы регистрировалось в широком спектральном интервале длин волн ( $\lambda = 4000$ — $7000 \text{ \AA}$ ) с помощью фотоумножителей. Пространственное разрешение регистрирующей системы  $\sim 1$  мм. Прохождение фронта ударной волны относительно измерительного сечения фиксировалось с помощью ионизационных датчиков.

На рис. 1 приведена осциллограмма изменения интенсивности излучения ударно-нагретой плазмы ксенона в потоке за фронтом ударной волны. На ней нашли свое отражение все характерные особенности потока плазмы за ионизирующей ударной волной малой интенсивности: значительные размеры релаксационной зоны потока (фронт ударной волны отмечен стрелкой) с низким уровнем излучения плазмы в той ее части, где процесс ионизации определяется в основном атомно-атомными столкновениями; в отличие от ударных волн большой интенсивности в равновесной зоне незначительны радиационное охлаждение плазмы и,



в

Рис. 3.

Смесь Xe— $\text{N}_2$ ;  $\text{N}_2$ , % (давление, Тор): а —  $5.1 \cdot 10^{-2}$  ( $8.6 \cdot 10^{-3}$ ), б —  $1.3 \cdot 10^{-1}$  ( $2.1 \cdot 10^{-2}$ ), в —  $2.7 \cdot 10^{-1}$  ( $4.5 \cdot 10^{-2}$ ).



наконец, резкое уменьшение интенсивности излучения плазмы в области контактного перемешивания газов.

Необычной на осциллограмме с позиции установившихся представлений является четко выраженная осцилляция сигнала. Развитие автоволнового процесса в потоке за фронтом

ударной волны прослеживается в динамике. Амплитуда осцилляций в лавинном участке релаксационной зоны сначала возрастает, а в равновесной зоне потока по мере приближения к контактной поверхности флуктуация излучения обнаруживает тенденцию к затуханию. Отметим, что, в то время как частота колебаний флукутирующего излучения от опыта к опыту остается практически неизменной и равной  $\sim 30$  кГц, глубина модуляции излучения меняется в широких пределах: от 5 до 50 %.

На рис. 2 приведены 4 осциллограммы. Две первые из них получены в одном эксперименте и отображают изменение интенсивности излучения ударно-нагретой плазмы в двух сечениях, разнесенных относительно друг друга вдоль камеры низкого давления на расстояние 280 мм. Осциллограммы 3, 4 также получены в одном эксперименте, но при регистрации излучения в двух взаимно перпендикулярных направлениях в фиксированном сечении. Взаимная корреляция осциллирующих сигналов по частоте и амплитуде в каждом из рассмотренных случаев позволяет сделать предположение об объемной природе развития неустойчивости, косвенно указывая на возникновение слоисто-периодической структуры в потоке за фронтом ударной волны и практически полностью исключая возможность интерпретации возникновения наблюдаемых флуктуаций излучения за счет нарушения однородности течения в потоке за фронтом падающей ударной волны из-за шероховатости внутренней поверхности камеры низкого давления. Амплитуда колебаний весьма чувствительна к содержанию малых примесей молекулярных газов в исследуемом газе. На рис. 3 приведен ряд осциллограмм, показывающих изменение светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны в зависимости от процентного содержания примеси водорода, азота и углекислого газа в ксеноне. Увеличение процентного содержания в тех же пределах примесей водорода и  $\text{CO}_2$  сопровождается идентичным изменением светимости ударно-нагретой плазмы.

Из анализа экспериментальных данных следует, что увеличение содержания примесей молекулярных газов в ксеноне сопровождается резким подавлением флуктуации излучения ударно-нагретой плазмы и сокращением размеров релаксационной зоны потока за фронтом ударной волны.

#### Литература

- [1] *Тумакаев Г. К.* // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р. И. Солоухина. Минск, 1983. С. 154—160.  
 [2] *Тумакаев Г. К., Степанова З. А.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 11. С. 2305—2306.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
3 мая 1988 г.

### ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, ОГРАНИЧЕННОЙ ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТЬЮ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

*Ю. Е. Крейндел, С. П. Никулин, А. В. Пономарев*

Изучение эмиссионных свойств газоразрядных систем стимулируется возможностью их широкого использования в электронных и ионных источниках. В отличие от ранее исследованной эмиссии электронов из прианодной плазмы дугового разряда [1] в настоящей работе анализируются особенности извлечения электронов через цилиндрический эмиссионный канал в катод (рис. 1) при горении разряда низкого давления типа тлеющего.

Поскольку величина катодного падения потенциала в таких разрядах обычно на порядок выше анодного и достигает сотен вольт, то эмиссией через потенциальный барьер, создаваемый катодным падением, можно пренебречь при наличии открытой плазменной поверхности. Тогда эмиссионный ток определяется соотношением

$$I = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} \pi r^2, \quad (1)$$