

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 2-ГО ТИПА НЕУСТОЙЧИВОСТИ УДАРНО НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА В УДАРНОЙ ТРУБЕ

### II. ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЫ ПОТОКА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

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

Установлено, что в каждом колебательном цикле развития автоволнового процесса (2-й тип неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона) релаксационная зона: ее протяженность, структура, а также максимально достижимый уровень интенсивности излучения равновесной плазмы в потоке за фронтом ударной волны претерпевают значительные изменения. В области резонанса автоволнового дуга [1] при неизменной интенсивности падающей ударной волны  $M \sim 12 \pm 0.1$  время релаксации процесса ионизации с частотой  $F \sim 12.6$  кГц меняется от 16 до 24 мкс, а интенсивность излучения плазмы в равновесной зоне потока — в пределах 40 %. Полученные результаты находятся в противоречии со сложившимся представлением о кинетике ионизации одноатомных газов в потоке за фронтом ударной волны.

Первая часть настоящей работы [1] посвящена исследованию эволюции процесса периодического изменения интенсивности излучения ударно нагретой плазмы при ее распространении вдоль камеры низкого давления ударной трубы — явления, сопутствующего возникновению 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы [2]. При этом было показано, что развитие этого типа автоволнового процесса в потоке за фронтом ударной волны носит остро выраженный резонансный характер. Об этом свидетельствует обнаруженная резкая зависимость изменения амплитуды осциллирующего излучения от скорости распространения ударной волны, начального давления исследуемого газа и количественного содержания микропримесей молекулярных газов в нем.

Обсуждению вопросов, какая область потока за фронтом ударной волны ответственна за генерацию периодического изменения интенсивности излучения плазмы, т.е. какая область потока подвержена развитию неустойчивости и в чем конкретно проявляются структурные изменения газового потока, посвящена настоящая работа, экспериментально прослежено за изменением характера светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны в зависимости от фазы развития осциллирующего излучения (здесь и далее термин “светимость” используется как синоним словосочетания “интенсивность излучения”).

Исследование выполнено при постоянном значении числа Маха падающей ударной волны  $M \sim 12.0 \pm 0.1$ , начального давления ксенона  $P_0 = 7$  Тор и парциального давления микропримеси воздуха  $\xi = 10^{-4}$  Тор. При выполнении этих условий в окрестности измерительного участка ударной трубы, расположенного на расстоянии 1.0 метра от торца камеры низкого давления, формируется резонансная часть автоволнового дуга с частотой колебания осциллирующего излучения  $F \sim 12.6 \pm 0.4$  кГц и глубиной амплитудной модуляции сигнала до 30—40 %.

Эксперименты выполнены на ударной трубе, подробное описание которой дано в работе [1], с диаметром сечения цилиндрического канала камеры низкого давления 100 мм и длиной около 8 м.

Информация о структуре релаксационной зоны в зависимости от фазы

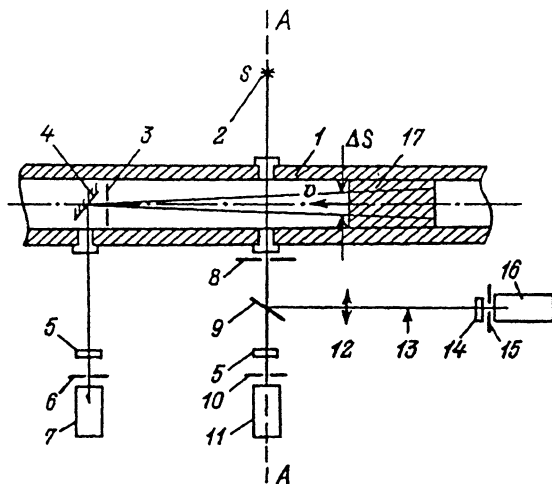


Рис. 1. Оптическая схема.

развития автоволнового процесса в каждом эксперименте извлекалась из сопоставления данных по изменению во времени светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны, одновременно регистрируемой в продольном ("фронтальная" светимость  $J_{\text{фр}}$ ) и в поперечном ("профильная" светимость  $J_{\text{пр}}$ ) направлениях относительно оси ударной трубы. Для этого соответственно использовались методы непрерывной регистрации изменения интенсивности излучения плазмы в процессе ее распространения вдоль камеры низкого давления и временной развертки изображения светящегося объекта (плазмы) относительно фиксированного измерительного сечения.

В одном и другом случае интенсивность излучения ударно нагретой плазмы регистрировалась в широком спектральном интервале длин волн  $400 < \lambda < 700$  нм с помощью фотоумножителей.

Оптическая схема установки приведена на рис. 1. Непрерывная регистрация фронтального излучения осуществлялась с помощью фотоумножителя 7, излучение выводилось с помощью поворотного зеркала 4, помещенного внутри камеры низкого давления 1 в 7.5 м от диафрагменного блока, разделяющего камеры низкого и высокого давлений. Поле зрения этого тракта  $\Delta S$  формировалось оптическими диафрагмами 3, 6 и на всем своем протяжении не превышало размера, определяемого сечением канала трубы.

Излучение плазмы в поперечном направлении регистрировалось в сечении А—А с помощью фотоумножителя 11. Использование диафрагм 8 и 10 в этом случае обеспечивало пространственное разрешение оптического канала в пределах 1 мм. Для ограничения уровня регистрируемого сигнала использовались нейтральные светофильтры 5. Фиксация фронта ударной волны, его теневое изображение в момент

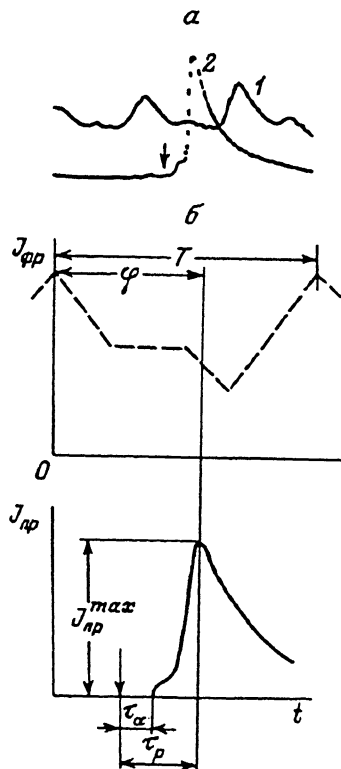


Рис. 2. Осциллограмма фронтальной (1) и профильной (2) светимости плазмы (а) и схематическое изображение зависимостей  $J_{\text{фр}} = f(t)$ ,  $J_{\text{пр}} = f(t)$  (б).

прохождения измерительного сечения осуществлялись шлирен-методом. Оптическая схема этого метода включает в себя источник света — гелий-неоновый лазер 2, объектив 12, нож 13, интерференционный фильтр 14 и фотоумножитель 16, диафрагмы 8 и 15 и полупрозрачное зеркало 9.

На рис. 2 приведены осциллограммы синхронной записи на многоканальном осциллографе процесса периодического изменения интенсивности излучения плазмы (период колебания  $T \sim 80$  мкс) при ее распространении вдоль камеры низкого давления  $J_{\text{фр}} = f(t)$  (кривая 1) и изменение интенсивности излучения в потоке за фронтом ударной волны  $J_{\text{пр}} = f(t)$  (кривая 2). Там же представлено схематическое изображение развития этих процессов во времени.

Немонотонный характер поведения фронтального излучения в целом и, в частности, на ниспадающей части кривой свидетельствует о сложном, неоднозначном развитии автоволнового процесса [1]. Что касается кривой 2, то она несет информацию об изменении излучательных свойств плазмы, т.е. о структуре потока за фронтом ударной волны.

Интенсивность излучения плазмы в потоке непосредственно за фронтом ударной волны, положение которого на осциллограмме отмечено стрелкой, низка. На этом участке релаксационной зоны она оказывается существенно ниже уровня максимально регистрируемого сигнала  $J_{\text{пр}}^{\text{max}}$  и поэтому не фиксируется на осциллограмме. По истечении времени  $\tau_a$  в потоке наблюдается первоначальное увеличение светимости плазмы — первый всплеск излучения. Возникновение этого всплеска излучения с достаточным основанием [3, 4] можно считать связанным с заметно возрастающей относительной ролью неупругих электронно-атомных столкновений по сравнению с атомно-атомным ударом в процессе ионизации газа в релаксационной зоне. Отметим, что положение этого всплеска относительно фронта ударной волны и степень его развития непостоянны и существенным образом меняются от эксперимента к эксперименту.

Далее, вниз по потоку, рост светимости плазмы приобретает лавинообразный характер и через интервал времени  $\tau_p$  в конце релаксационной зоны интенсивность излучения возрастает до своего максимального значения, фиксируя тем самым установление равновесного состояния плазмы в потоке за фронтом ударной волны. За пределом релаксационной зоны, при  $t > \tau_p$  уменьшение сигнала  $J_{\text{пр}}$  связано с охлаждением газового потока, обусловленным выносом энергии излучения в спектральных линиях и континууме.

Поскольку каждый элемент кривой 2, например фронт ударной волны, первый всплеск излучения и т. д., коррелирует с разными фазами развития автоволнового процесса, то при совместной обработке результатов многих экспериментов, а именно таким путем была извлечена информация о фазовых структурных изменениях, необходимо ввести некоторый единый для всей серии параметр связи эволюции этих двух взаимосвязанных, но отдельно фиксируемых процессов излучения. В качестве такого параметра был выбран сдвиг фазы  $\varphi$  между максимумом светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны и ближайшим опережающим максимумом осциллирующего фронтального излучения.

Из статистической обработки экспериментального материала по параметру  $\varphi$  следует, что в каждом колебательном цикле 2-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы протяженность релаксационной зоны, а следовательно, и характер развития процесса ионизации газа в потоке за фронтом ударной волны претерпевают значительные изменения.

Экспериментальные данные, устанавливающие функциональную зависимость изменения времени релаксации  $\tau_p$  и временного интервала  $\tau_a$  от фазы развития автоволнового процесса, приведены на рис. 3. Здесь же пунктиром схематично в пределах одного периода колебания представлен характер изменения интенсивности фронтального излучения движущейся плазмы.

Непростое, неоднозначное поведение кривых  $\tau_p = f(\varphi)$  и  $\tau_a = f(\varphi)$  отражает сложную динамику автоволнового процесса в ударной трубе. На ниспадающем участке изменения  $J_{\text{фр}} = f(\varphi)$  в пределах  $0 < \varphi < 0,6\pi$  уменьшение уровня осцил-

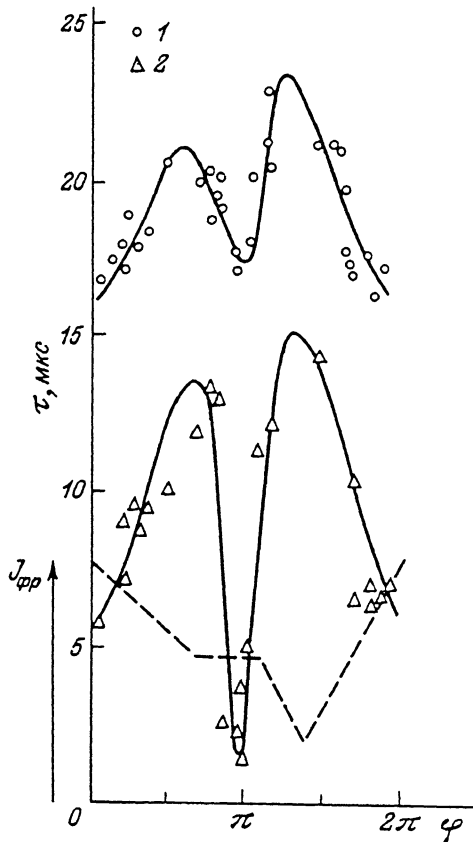


Рис. 3. Изменение  $\tau_p = f(\varphi)$  (1) и  $\tau_a = f(\varphi)$  (2).

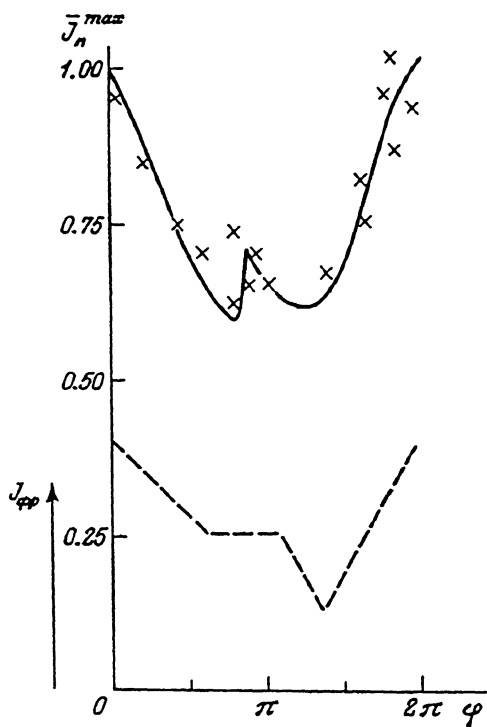


Рис. 4. Изменение максимально достижимого уровня светимости плазмы в равновесной зоне потока от  $\varphi$ .

лирующего сигнала сопровождается увеличением  $\tau_p$  на 30 %, а  $\tau_a$  при этом возрастает почти в 2.5 раза. Далее, в области немонотонного изменения  $J_{фр}$  ( $0.6\pi < \varphi < \pi$ ) время релаксации процесса ионизации газа в потоке за фронтом ударной волны резко сокращается, его величина становится соизмеримой со значением при  $\varphi = 0$ . На этом участке особенно сильное изменение претерпевает  $\tau_a$ . Продолжительность слабоизлучающей начальной части релаксационной зоны сокращается с 13 до 2 мкс, а первый всплеск излучения почти вплотную приближается к фронту ударной волны.

В процессе дальнейшего уменьшения уровня сигнала фронтальной светимости плазмы ( $\pi < \varphi < 1.4\pi$ )  $\tau_p$  вновь резко возрастает и при  $J_{фр} = J_{фр}^{\min}$  оно принимает значение порядка 24 мкс. Продолжительность временного интервала  $\tau_a$  на этом участке увеличивается почти на порядок величины.

На завершающем этапе развития автоволнового цикла  $1.4\pi < \varphi < 2\pi$ , т. е. в области нарастания интенсивности излучения ударно нагретой плазмы при ее распространении вдоль камеры низкого давления, время релаксации  $\tau_p$  и величина  $\tau_a$  сокращаются до исходных значений и при  $\varphi = 2\pi$  соответственно принимают значения  $\tau_p \sim 16$  мкс и  $\tau_a \sim 6$  мкс.

Приведенные данные, установив сложную функциональную зависимость изменения размеров релаксационной зоны<sup>1</sup> в целом и отдельных ее элементов в частности, тем не менее не дают прямого ответа, непосредственно не вскрывают

<sup>1</sup> Аномальное поведение  $\tau_p = f(M)$  в аргоне, отмеченное в работе [5], по классификации [2] относится к развитию 3-го типа неустойчивости ударно нагретой плазмы

причину возникновения модуляции фронтального излучения. Развитие последней в значительной степени предопределено вариацией в широких пределах интенсивности излучения ударно нагретой плазмы.

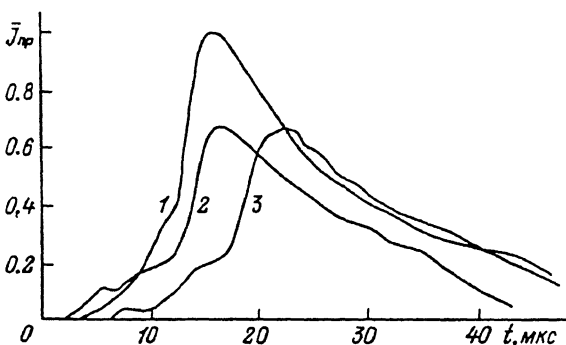
На рис. 4 приведены экспериментальные данные изменения максимально достижимого в каждом эксперименте уровня светимости плазмы  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}}$  в потоке за фронтом ударной волны в зависимости от фазы развития автоволнового процесса. Представленные на графике данные нормированы на величину  $J_{\text{пр}}^{\text{max}}$  при  $\varphi = 0$ .

Так же как и зависимость  $\tau_p = f(\varphi)$ , изменение

$$\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}} = \frac{J_{\text{пр}}^{\text{max}}}{J_{\text{пр}}^{\text{max}}|_{\varphi=0}} = f(\varphi)$$

в пределах одного периода колебания носит сложный характер. На ниспадающем участке осциллирующего (фронтального) сигнала интенсивность излучения равновесной плазмы за ударной волной уменьшается почти в 2 раза от  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}} = 1$  при  $\varphi = 0$  до значения  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}} = 0.6$  при  $\varphi = 0.6\pi$ , обнаруживая при этом элементы немонотонного поведения в окрестности  $0.6\pi < \varphi < 1.4\pi$ . При завершении цикла автоволнового процесса уровень светимости плазмы  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}}$  возрастает и при  $\varphi = 2\pi$  принимает значение, равное единице. Отметим, что зависимость  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}} = f(\varphi)$  обнаруживает хорошую качественную корреляцию с изменением интенсивности фронтального излучения  $J_{\text{фр}} = f(\varphi)$ .

Развитие неустойчивости ударно нагретой плазмы наряду с сильными изменениями  $\tau_a$ ,  $\tau_p$  и  $\bar{J}_{\text{пр}}^{\text{max}}$  сопровождается деформацией релаксационной зоны потока, проявляющейся в значительных изменениях в распределении светимости плазмы, а следовательно, и в распределении концентрации электронов в ней. Это положение иллюстрируется и находит свое подтверждение при сопоставлении



трех кривых, представленных на рис. 5, каждая из которых несет информацию об изменении интенсивности излучения плазмы в потоке за фронтом ударной волны в разных, отличных друг от друга фазах развития автоволнового процесса  $\varphi = 0$ ,  $\varphi \sim \pi$  и  $\varphi \sim 1.4\pi$ . От-

Рис. 5. Изменение интенсивности излучения плазмы в потоке за фронтом ударной волны для  $\varphi=0$  (1),  $\varphi=\pi$  (2),  $\varphi=1.4\pi$  (3).

счет времени во всех случаях произведен от фронта ударной волны.

В распределении интенсивности излучения в потоке за фронтом ударной волны для  $\varphi = 0$  характерны 1) реализация в пределах минимальной по протяженности релаксационной зоны наивысшего уровня светимости плазмы за ударной волной  $M \sim 12$ ; 2) отсутствие четко выраженных признаков развития области первого всплеска излучения; 3) деформация структуры лавинной части релаксационной зоны, которая в рассматриваемом режиме развития автоволнового процесса четко проявляется в нарушении монотонности в поведении  $J_{\text{пр}} = f(t)$ .

Увеличение размеров релаксационной зоны главным образом за счет слабо излучающей, "темной" ее области, следующей непосредственно за фронтом ударной волны, а также высокая степень развития первого всплеска излучения при  $\varphi = 1.4\pi$  сопровождаются значительным уменьшением уровня максимально до-

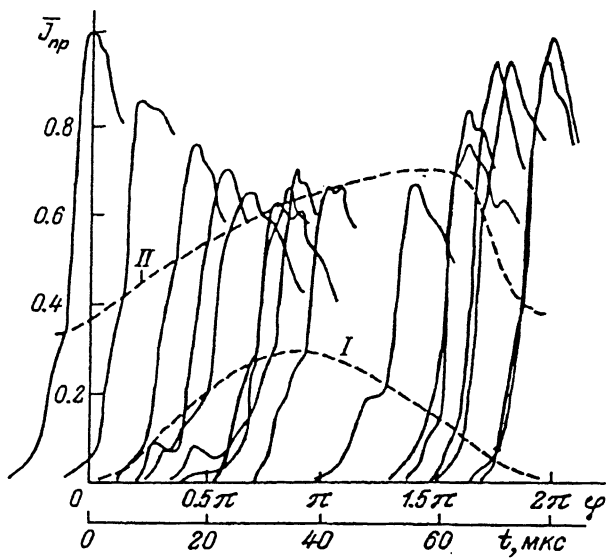


Рис. 6. Динамика релаксационной зоны в пределах одного периода развития автоволнового процесса.

стижимой светимости плазмы. В этом случае за пределами релаксационной зоны интенсивность излучения плазмы по абсолютной величине практически совпадает с  $\bar{J}_{\text{пр}}$  при  $\varphi \sim 0$ .

Иначе формируется профиль светимости плазмы при  $\varphi = \pi$ . Здесь из-за резкого сокращения времени развития релаксационных процессов первый всплеск излучения почти вплотную приближается к фронту ударной волны, с одной стороны, и при сохранении низкого максимально достижимого уровня светимости плазмы, с другой стороны, обнаруживается значительное по сравнению с  $\varphi = 0$  уменьшение  $\bar{J}_{\text{пр}} = f(t)$  в равновесной зоне потока.

Более детально и более последовательно динамика структурных изменений релаксационной зоны потока за фронтом ударной волны в каждом цикле развития автоволнового процесса легко прослеживается на основании анализа экспериментальных данных на панорамном рис. 6. Здесь в зависимости от  $\varphi$  нанесена серия кривых, каждая из которых кроме фазовой несет также информацию о временном изменении интенсивности излучения плазмы в релаксационной зоне потока.

Четко выраженные особенности — первый всплеск излучения около фронта ударной волны, нарушение монотонности в характере поведения  $\bar{J}_{\text{пр}} = f(t)$  в области лавинной ионизации газа на уровне, местоположение которого обозначено на рисунке штриховой кривой II, делят всю релаксационную зону, вернее, ту ее часть, в которой процесс ионизации обусловлен неупругими столкновениями электрона — том, на три части, указывая на существование по крайней мере трех отличных по эффективности этапов или ступеней развития процесса ионизации газа в потоке за фронтом ударной волны. Как правило, на каждом из выделенных этапов четко прослеживаются резкое нарастание сигнала в начальной стадии его развития и явно выраженная тенденция к затуханию в завершающей ее части. Причем каждый последующий этап из трех выделенных обычно отличается от предыдущего большим (по оценкам в 1.5—2 раза) значением скорости нарастания светимости плазмы. На графике в значительной степени условно граница раздела между первым и вторым этапами обозначена штриховой кривой I, а между вторым и третьим — кривой II.

В течение каждого периода эволюции автоволнового процесса все элементы релаксационной зоны (первый всплеск излучения, уровень максимально достижимой светимости плазмы и т. д.), их местоположение и степень развития подвержены значительным изменениям. Наивысший уровень светимости плазмы,

соответственно, и степени ионизации газа в потоке за фронтом ударной волны достигается при  $\varphi = 0$  и реализуется за счет второго, а в основном третьего, наиболее эффективного этапа ионизации газа при электронно-атомных столкновениях. Роль первого этапа здесь незначительна.

По мере увеличения фазового сдвига  $\varphi$  относительная роль этих этапов в формировании профиля светимости релаксационной зоны заметно меняется. Вклад третьего этапа сокращается и сводится на нет при  $0.6\pi < \varphi < 1.4\pi$ , а относительная роль первого значительно возрастает. Это наиболее динамичный элемент релаксационной зоны. Область первого всплеска излучения по мере увеличения сдвига фазы быстро развивается, и уже при  $\varphi \sim 0.2-0.29\pi$  она оказывается достаточно четко сформированной, а при  $\varphi \sim \pi$  максимально развитый первый этап обеспечивает почти 50 %-ное возрастание уровня светимости плазмы в потоке за фронтом ударной волны. В завершающей стадии колебательного цикла при сильном уменьшении эффективности первого этапа ионизации газа в релаксационной зоне потока вновь возрастает относительная роль третьего этапа.

Заканчивая обзорное описание динамики релаксационной зоны, следует указать на развитие значительных искажений профиля светимости плазмы в равновесной зоне потока при  $\varphi \sim 0.2\pi$ ,  $\varphi \sim 0.8\pi$ ,  $\varphi \sim 1.6\pi$ .

В заключение отметим следующее.

1. Совокупность представленных экспериментальных результатов, не вскрывая природу, с достаточной полнотой воссоздает сложную динамику автоволнового процесса, развивающегося в ударно нагретой плазме ксенона за ударными волнами с интенсивностью  $M \sim 10-16$  [1].

2. Легко прослеживаемая на основании приведенных экспериментальных данных корреляция между уменьшением равновесной светимости плазмы в континууме и увеличением относительной роли первого этапа в формировании релаксационной зоны дает основание предположить, что эта область потока в большей степени, чем другие, подвержена значительной диссипации энергии.

3. Установленная цикличность в изменении времени релаксации процесса ионизации и максимально достижимого уровня светимости плазмы за фронтом ударной волны (а следовательно, и равновесной степени ионизации, которая, согласно проведенным оценкам, изменяется в пределах 20 %) не находит своего объяснения в рамках сложившегося в течение десятилетий классического представления о кинетике ионизации одноатомных газов в ударных волнах [3, 4, 6]

4. Выявленные особенности в формировании неравновесного газового потока могут оказаться полезными в интерпретации не нашедших до настоящего времени окончательного объяснения таких явлений, как неоднозначность времени релаксации процесса ионизации одноатомных газов в ударных волнах [4, 7], аномалии в распределении возбужденных атомов аргона в равновесной зоне потока за фронтом ударной волны [8].

#### 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. // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р. И. Солоухина. Минск, 1983. С. 154—160.
- [3] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [4] Petschek H., Byron S. // Ann. Phys. 1957. Vol 1. N 3. P. 270—315.
- [5] Суфьян Аслам. Автореф. канд. дис. МГУ, 1984.
- [6] Octtinger P.E., Bershader D. // AIAA. 1967. Vol. 5. N 9. P. 1625—1632.
- [7] Glass I. I., Liu W. S. // J. Fluid. Mech. 1978. Vol. 84. P. 55—77.
- [8] McIntyre T. S., Houwing A. F. P., Bachor H. A., Sandeman R. J. // 16<sup>th</sup> Int. Symp. on Shock Tubes and Waves. Aachen (West Germany), 1987. P. 161—167.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
2 ноября 1990 г.  
В окончательной редакции  
9 апреля 1991 г.