

Рис. 4. Температурный профиль при беспламенном горении пороха Н+А1.

0,4 с, температура поверхности 270°C. Более слабые тепловые волны в к-фазе были зарегистрированы и при больших давлениях 15-микронными термопарами в работе [8].

В работе [5] было показано, что частота пульсаций, сопровождающая горение порохов Н и Н+А1 в интервале давлений 3÷40 атм пропорциональна обратной величине характерного времени прогрева к-фазы ( $\kappa/u^2$ ) с коэффициентом пропорциональности 0,1, т. е.

$$f = 0,1 \frac{u^2}{\kappa},$$

где  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности равный  $10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с. Как видно из рис. 2, и при горении в области низких давлений частота пульсаций пропорциональна, в пределах точности эксперимента,  $u^2/\kappa$  коэффициенту пропорциональности близким 0,1. Относительно смесевых топлив отметим, что при определенных условиях, когда размер зерна ( $d$ ) будет соизмерим или больше соответствующих характерных зон горения, частота пульсаций может определяться другим характерным временем, зависящим от  $d$ , т. е.

$$f \sim \frac{u}{d}$$

Поступила в редакцию  
23/VII 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 3.
2. Э. И. Максимов. ЖФХ, 1963, 37, 5.
3. И. Б. Светличный, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 2.
4. Г. Г. Шелухин, В. Ф. Булдаков, В. П. Белов. ФГВ, 1969, 5, 1.
5. В. С. Илюхин, В. Г. Мысов, С. С. Новиков. ФГВ, 1974, 10, 3.
6. П. Ф. Похил. Докт. дисс., ИХФ АН СССР, 1954.
7. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. Докл. АН СССР, 1966, 169, 3.
8. А. Д. Марголин, А. Е. Фогельзанг. ФГВ, 1966, 2, 2.

УДК 621.378.3

#### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. А. Суюшев, Н. М. Алексеев, В. С. Бабкин  
(Новосибирск)

В работе [1] показана возможность исследования гидродинамических течений методом резонансного поглощения лазерного излучения метаном при использовании его в качестве примеси. Это возможно из-за близкого совпадения излучения гелий-неонового лазера ЛГ-126 в ИК-области спектра (3,39 мкм) и Р (7) линии  $\nu_3$  молекулярной полосы поглощения метана. В настоящей работе эта идея реализуется при изучении профилей концентраций диффузионной струи метана в сверхзвуковом воздушном потоке. При прохождении лазерного излучения через воздушную среду с добавкой метана ослабление происходит по закону

$$I = I_0 \exp(-\rho l k), \quad (1)$$

где  $I_0$  — интенсивность лазерного излучения;  $I$  — интенсивность излучения после прохождения через воздушную среду с добавкой метана;  $\rho$  — парциальная плотность метана;  $l$  — длина области поглощения;  $k$  — коэффициент поглощения, зависящий в

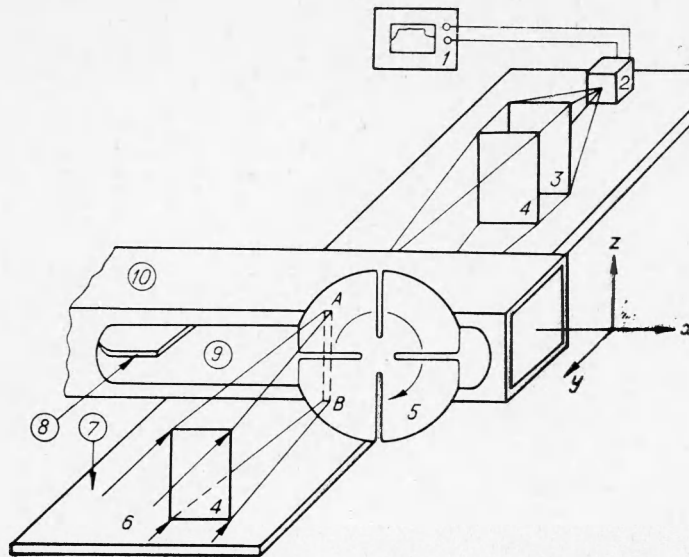


Рис. 1. Схема установки.

основном от температуры  $T$ , давления  $p$  среды и длины волны зондирующего излучения  $\lambda$ . В данной работе коэффициент поглощения можно считать постоянным, поскольку все опыты проводились в сверхзвуковом потоке при  $T = \text{const}$ ,  $P = \text{const}$ .

На рис. 1. изображена схема экспериментальной установки для получения интегрального вдоль луча распределения концентраций диффузионной струи метана в плоском сверхзвуковом канале. Предварительно расширенный пучок  $b$  лазерного излучения на длине волны  $\lambda \approx 3,39$  мкм проходит через кварцевую цилиндрическую линзу  $4$  с фокусным расстоянием  $F = 400$  мм, с помощью которой в плоскости вращающейся маски  $5$ , производящей сканирование вдоль оси  $z$ , энергия всего пучка собирается в узкую полосу, параллельную оси  $z$ . После прохождения сверхзвукового канала пучок коллимируется второй кварцевой цилиндрической линзой, и, наконец, с помощью сферической кварцевой линзы  $3$  проходящее излучение собирается на инфракрасный фотодатчик  $2$  (ФСВ-7А), расположенный в фокальной плоскости линзы  $3$ . Сигнал, снимаемый с датчика, далее регистрировался на осциллографе  $1$ .

Сканирующая маска  $5$  выполнялась в виде вращающегося диска с радиальными прорезями  $0,5$  мм и устанавливалась, как показано на рис. 1, нормально к оси  $y$  вблизи сопла. При вращении маски прорезь вырезала определенную часть спроецированной полосы  $AB$  и тем самым реализовалось сканирование в виде «бегущей точки» вдоль оси  $z$ . Длительность импульса, синхронизированного на осциллографе, определялась скоростью вращения маски, инерционностью датчика и была выбрана  $10^{-2}$  с, а толщиной линии  $AB$  (1 мм) задавалась необходимая локальность измерений. Распределение энергии вдоль линии  $AB$  было приблизительно равномерным, в результате чего импульс, развернутый на осциллографе, имел форму, близкую к прямоугольной. Сверхзвуковое сопло  $10$  с кварцевыми окнами  $9$ , рассчитанное на  $M = 2$  ( $T = 210$  К,  $p = 0,8$  атм) представляло собой плоский канал размерами  $30 \times 30$  мм<sup>2</sup> и длиной 140 мм. В плоскости ( $x = 0$ ,  $z = 0$ ) было установлено диффузионное сопло  $8$ , срез которого являлся щелью по всей ширине канала (высота щели 0,4 мм). Через эту щель осуществлялась подача метана в сверхзвуковой поток. Смещение оптической скамьи  $7$  вдоль оси  $x$  давало возможность фиксировать распределение концентраций в различных сечениях по  $x$ .

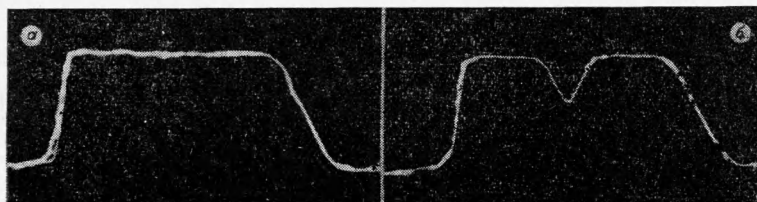


Рис. 2. Нулевой сигнал без примеси метана (а) и искаженный сигнал с примесью метана (б).

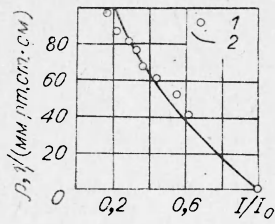


Рис. 3. Зависимость  $I/I_0$  от парциальной плотности метана в потоке.

1 — экспериментальные точки; 2 — теоретическая кривая.

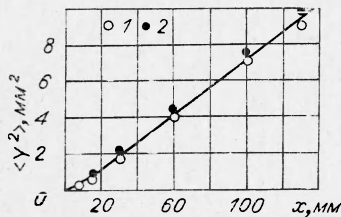


Рис. 5. Дисперсия профилей концентраций метана вдоль по потоку.

1 — газовый отбор; 2 — беззондовый метод.

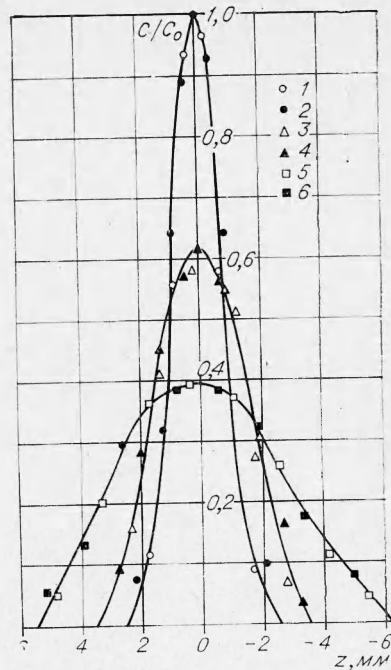


Рис. 4. Профили концентраций метана в потоке.

$x=15$  мм; 1 — газовый отбор, 2 — беззондовый метод;  $x=30$  мм: 3 — газовый отбор, 4 — беззондовый метод;  $x=100$  мм: 5 — газовый отбор, 6 — беззондовый метод.

Без подкраски потока метаном при числе  $M=2$  заметного искажения импульса не наблюдалось (рис. 2, а). Этот сигнал и является нулевым. При подкраске сверхзвукового потока метаном наблюдалось искажение нулевого сигнала (рис. 2, б), которое соответствовало распределению концентраций по оси  $z$  в определенном сечении по  $x$ . Оба импульса фиксировались на фотопленке и вычитанием искаженного сигнала из нулевого определялось интегральное вдоль по оси  $y$  поглощение энергии лазерного излучения. В пределах парциальной плотности метана (0—110 мм рт. ст.), в которых проводились опыты, была снята зависимость энергии поглощения лазерного излучения от парциальной плотности  $\text{CH}_4$  (рис. 3). Из этой зависимости видно, что амплитуда сигнала на осциллографе, пропорциональная  $I/I_0$ , хорошо совпадает с кривой, рассчитанной по формуле (1). Полученный из этих измерений коэффициент поглощения оказался равным  $\approx 0,005$  (мм рт. ст. см).

В тех же сечениях, в которых находилось распределение концентраций беззондовым методом, проводились измерения профилей концентраций при помощи газового отбора микротрубкой внешним диаметром 0,4 мм и внутренним 0,2 мм. Отбор производился в стеклянные баллончики с дальнейшим анализом на хроматографе Хром. На рис. 4 приведены профили относительных концентраций в различных сечениях. Совпадение полученных профилей концентраций двумя независимыми методами достаточно хорошее. На рис. 5 дана зависимость изменения дисперсии концентрационных профилей  $\langle Y^2 \rangle$  вдоль по каналу. Беззондовым методом получены несколько большие значения дисперсий, чем по газовому анализу. По-видимому, это происходит из-за того, что отборник производит локальные замеры по оси  $z$ , в отличие от беззондового метода, регистрирующего интегральное (вдоль оси  $y$ ) поглощение энергии.

Поскольку поток плоский, то эти измерения должны быть эквивалентны, однако за счет более интенсивного размытия метана в пограничном слое на стеклах [2] происходит некоторое уширение дисперсий.

В заключение следует отметить, что сравнение двух независимых методов — резонансного поглощения и газового отбора — указывает на их эквивалентность в пределах 10%-ной точности. Преимущество метода резонансного поглощения заключается в том, что он беззондовый и позволяет получать за выбранное время сканирования профили концентраций в реальном масштабе времени.

Авторы выражают благодарность В. Н. Панфилову и В. Н. Струнину за помощь в работе.

Поступила в редакцию  
19/VIII 1974

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Эмрих, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1972, 8, 1.
2. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970.

УДК 536.46

## О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В СЖИМАЕМОЙ ИДЕАЛЬНОЙ СРЕДЕ

А. С. Плешанов  
(Москва)

Неустойчивость фронта пламени в несжимаемой идеальной (недиссипативной) среде была теоретически доказана в [1, 2]. Исследование устойчивости ударных волн в произвольной идеальной среде было проведено в [3] с последующим уточнением в [4, 5]. Общий обзор устойчивости фронта пламени дается в [6, 7]. Данная работа посвящена получению одного из возможных критериев неустойчивости фронта пламени в сжимаемой произвольной идеальной среде.

Система гидродинамических уравнений имеет обычный вид

$$\begin{aligned} D\rho + \rho \operatorname{div} \vec{v} &= 0, \\ \rho D\vec{v} + \nabla p &= 0, \quad Ds = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $D = \partial/\partial t + (\vec{v}\nabla)$  (остальные обозначения см. в работе [8]). На поверхности разрыва должны соблюдаться условия непрерывности потока массы

$$\{j\} \equiv \{\rho v_{\perp}\} = 0, \quad (2)$$

нормальной компоненты потока импульса

$$\{g_{\perp}\} \equiv \{p + \rho v_{\perp}^2\} = 0, \quad (3)$$

его тангенциальной компоненты

$$\{\vec{g}_{\parallel}\} \equiv \{j\vec{v}_{\parallel}\} = 0 \quad (4)$$

и нормальной компоненты потока энергии

$$\{q_{\perp}\} \equiv \{j(\omega + v^2/2)\} = 0 \quad (5)$$

Здесь и далее индексы  $\perp$  и  $\parallel$  относятся к векторам, нормальным и тангенциальным к поверхности разрыва соответственно.

Выписанные уравнения следует проварьировать. Вариации векторных величин на поверхности разрыва включают возмущение его формы

$$\delta v_{\perp} = v'_{\perp} - D_{\parallel} \xi' = v'_{\perp} - [-i\omega + i(\vec{k}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel})] \xi' \equiv v'_{\perp} - \Omega \xi' \quad (6)$$

для нормальной компоненты скорости,

$$\delta \vec{v}_{\parallel} = \vec{v}'_{\parallel} + v_{\perp} \nabla_{\parallel} \xi' = \vec{v}'_{\parallel} + i \vec{k}_{\parallel} v_{\perp} \xi', \quad (7)$$

для тангенциальной компоненты скорости, где  $\vec{k}_{\parallel}$  — волновой вектор возмущения разрыва, координата поверхности которого  $\xi'$ ;  $\omega$  — угловая частота; штрих относится соб-