

О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЛАБОГО РАЗРЫВА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Ю. А. Николаев
(Новосибирск)

В правиле отбора скорости детонации одно из основных мест занимает определение скорости распространения слабого разрыва в турбулентном потоке. Возникшее разногласие между результатами [1] и [2] заставило подойти к этому вопросу с более общих позиций, более четко вскрыть суть разногласий. Анализ показывает формальную правильность обоих подходов, а также возможность получения других результатов.

Рассмотрим систему осредненных уравнений неразрывности, импульса и энтропии [1].

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} &= -\frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}_k}{\partial x_k}; \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{U}_i) &= -\frac{\partial (\bar{\rho} + \bar{\rho} \bar{u}^2)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_k); \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\rho} \Sigma \bar{U}_i^2}{2} + \bar{\rho} \bar{\varepsilon} + \frac{3}{2} \bar{\rho} \bar{u}^2 \right) &= -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\bar{\rho} \bar{U}_k \left(\bar{\varepsilon} + \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} + \frac{\Sigma \bar{U}_i^2}{2} + \frac{5}{2} \bar{u}^2 \right) \right], \end{aligned}$$

где $\bar{\rho}$, \bar{P} , \bar{U} , $\bar{\varepsilon}$ — осредненные плотность, давление, скорость, внутренняя энергия, а $\bar{U}^2 = \bar{U}_x^2 = \bar{U}_y^2 = \bar{U}_z^2$ — интенсивность турбулентности. Осреднение проведено по времени в предположении, что турбулентность однородна и изотропна. Весовая функция для ρ , P , ρU , ρU^2 равна 1, для U , U^2 , ε равна $\rho/\bar{\rho}$. При таком осреднении сразу следует $\bar{\varepsilon} = \bar{P}/(\gamma-1)\bar{\rho}$; $\bar{\rho} \bar{U}^2 = \bar{\rho} \bar{U}^2$.

Замкнем систему каким-либо условием на интенсивность турбулентности

$$\frac{d}{dt} F(\bar{P}, \bar{\rho}, \bar{u}^2) = 0.$$

Рассмотрев характеристики замкнутой системы уравнений аналогично [3], получим выражение для скорости распространения слабого разрыва

$$\Theta^2 = \frac{\gamma \frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} (1 - \alpha) + \bar{u}^2 \left[\gamma - \frac{5}{2} (\gamma - 1) \alpha \right] + \frac{3\gamma - 5}{2} \beta}{1 - \frac{3}{2} (\gamma - 1) \alpha},$$

где

$$\alpha = \bar{\rho} \frac{\partial F}{\partial \bar{P}} / \frac{\partial F}{\partial \bar{u}^2}; \quad \beta = \bar{\rho} \frac{\partial F}{\partial \bar{\rho}} / \frac{\partial F}{\partial \bar{u}^2}.$$

Отсюда видно, что выбирая различные условия на интенсивность турбулентности, получим различные Θ . В частности, полагая $F = \bar{u}^2$, имеем результат Рыбанина [1]:

$$\Theta^2 = \gamma \frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} + \gamma \bar{u}^2.$$

Дремин и Трофимов [2] полагали $\frac{\bar{u}^2}{\rho^{2/3}} = \text{const}$, получив при этом

$$\Theta^2 = \gamma \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{5}{3} \bar{u}^2.$$

Выбирая $F = \bar{\rho} \bar{u}^2$, имеем $\Theta^2 = \gamma \frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{5}{2} (\gamma - 1) \bar{u}^2$.

Очевидно, что результат зависит от положенных в основу рассмотрения физических предположений о зависимости интенсивности турбулентности от плотности давления, т. е. вида F , а правильность выбора F , по-видимому, может определить лишь эксперимент. Поэтому формальный выбор F в [2], преследующий цель — упростить вид специальных уравнений, не кажется более обоснованным, чем предположение в [1].

*Поступила в редакцию
1/IV 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
2. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 1966, 2, 3.
3. И. А. Кибель, Н. Е. Кочин, Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика. М., «Наука», 1963.

УДК 541.1

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЗРЫВАЕМОСТИ ПАРОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

*Ф. И. Муллаянов, В. С. Хакимов, А. Г. Акманов, Г. А. Варламов
(Уфа)*

В настоящее время проводятся интенсивные исследования в области лазерной фотохимии с целью изучения возможности инициирования фотохимических реакций лазерным излучением [1—5]. Трудности экспериментального осуществления такого рода реакций связаны с тем, что они носят селективный характер вследствие квантовой природы процесса. Проще осуществить взрывные реакции, используя тепловое действие сфокусированного излучения.

В настоящем исследовании лазерная искра применялась для определения температурных пределов взрываемости паровоздушной смеси органических веществ. Источником лазерного излучения служил лазер на неодимовом стекле с модуляцией добротности. Стержень из неодимового стекла имел длину 265 мм и диаметр 15 мм. Накачка осуществлялась импульсными ксеноновыми лампами ИФП-5000. Энергия импульса с полушириной 30 нс составляла 30 Дж. Плотность потока при этом составляла 10^8 Вт/см². В качестве модулятора добротности исполь-