

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ

А. В. Талантов, В. М. Ермолаев, В. К. Зотин,
Э. А. Петров
(Казань)

Для теории и расчета камер сгорания большой интерес представляет изучение величин скорости распространения пламени и времени горения, а также их зависимостей от условий на входе в камеру сгорания.

В настоящей работе приводятся результаты исследования скорости распространения пламени, времени горения и протяженности зоны горения. Ввиду сложности процесса горения в реальных условиях изучались только основные характеристики горения в турбулентном потоке однородной смеси. Теоретические построения основаны на «поверхностном» механизме процесса горения в турбулентном потоке однородной смеси. Вопрос о механизме горения в этих условиях является дискуссионным. Теория усложненного ламинарного фронта или «поверхностная» схема основывается на представлениях о горении, как о процессе, происходящем в тонком фронте типа ламинарного, но сильно развитом, искривленном турбулентными пульсациями [1, 2]. В теории «объемного» горения предполагается, что процесс горения протекает в отдельных перемешивающихся объемах по законам химической кинетики [3].

Принципиально возможен как «объемный», так и «поверхностный» механизм горения; тот или иной механизм реализуется в зависимости от конкретной обстановки процесса. Суждение о нем может быть составлено на основе величины критерия механизма [4, 5]. Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что выполненные эксперименты, как правило, относятся к области, где реализуется «поверхностный» механизм. Лишь у пределов горения может иметь место «объемный» механизм.

Время горения в турбулентном потоке однородной смеси оценивается как время сгорания с поверхности характерного объема, определяемого масштабом турбулентности [6—8]. Скорость сгорания u_m определяется как нормальной скоростью u_n , с которой происходит горение на каждом малом участке поверхности, так и пульсационной w' , искривляющей эту поверхность. Полагается, что эффект воздействия турбулентности меняется по линейному закону в функции размера моля l . Тогда

$$u_m = u_n + w' \frac{l}{l_0}.$$

Интегрирование уравнения

$$- dl = u_m dt$$

дает величину полного времени сгорания моля

$$t_n = B \frac{l_0}{w'} \ln \left(1 + \frac{w'}{u_n} \right), \quad (1)$$

где B — постоянный коэффициент порядка единицы; l_0 — эйлеров масштаб турбулентности.

При известных величинах времени горения и скорости движения вещества в зоне w может быть найдена и протяженность зоны горения по линиям тока. Приближенно полагая скорость w постоянной, получим

$$L_3 = B_1 \frac{l_0}{\varepsilon} \ln \left(1 + \frac{w'}{u_n} \right). \quad (2)$$

Скорость распространения пламени для сильной турбулентности $\frac{w'}{u_n} \gg 1$ находится из приложения уравнения турбулентной диффузии к распространению фронта пламени

$$\frac{d}{dt} (\bar{y}^2) = 2 (w')^2 \int_0^t R_t dt.$$

При $\frac{w'}{u_n} \gg 1$ интервал времени t больше времени смешения и $\int_0^t R_t dt = t_0$. Перемещение находится из уравнения

$$\sqrt{\bar{y}^2} = \sqrt{2 (w')^2 t_0 t},$$

а скорость перемещения — из выражения

$$u = \sqrt{\frac{l_0 w'}{t}}.$$

Скорость распространения пламени с учетом нормальной скорости, автотурбулентизации и с использованием полученной величины характерного времени горения в турбулентном потоке равна

$$u_T = A_1 \theta u_n + \frac{A_2 w'}{\sqrt{\ln \left(1 + \frac{w'}{u_n} \right)}}, \quad (3)$$

где θ — относительный подогрев; A_1 и A_2 — величины порядка единицы, определяемые экспериментально.

Выполненные в достаточно широком диапазоне изменения параметров эксперименты позволили проверить обоснованность сделанных допущений и определить постоянные коэффициенты в полуэмпирических соотношениях [5, 6, 8—15]. Максимальная величина отношения пульсационной скорости к нормальной, определяющей процесс, в эксперименте достигала 52, степень турбулентности $\varepsilon = 0,15$, состав смеси $\alpha = 1,6$, скорость потока $w = 100$ м/сек. Давление изменялось в отдельных экспериментах в диапазоне 0,35—1,5 ата, температура 288—823° К.

Результаты этих экспериментов приведены на рис. 1, 2, а также на рисунке в обзорной статье К. И. Щелкина (Физика горения и взрыва, 1968, 4). Кривые на графиках построены по приведенным выше соотношениям, точки — экспериментальные. Там же приведены и некоторые данные по скорости распространения пламени из литературы [16, 17]. Коэффициенты в формулах оказались практически постоянными. Следовательно, можно считать, что при выводе соотношений (1)—(3) основные черты явления учтены. Значения этих коэффициентов: $A_1 = 1$, $A_2 = 2$, $B = 3,5$ —4,0 для открытого потока, $B = 4,3$ для камеры.

Большой интерес как для теории, так и для техники представляло исследование влияния давления и температуры на скорость распространения пламени и время горения.

Из соотношения для скорости распространения пламени и времени горения видно, что влияние давления и температуры осуществляется через u_H , w' , θ и l_0 . Зависимости этих величин от p и T исследованы еще недостаточно полно. Приближенно примем:

$$u_H \sim T^{1,8}; \quad \theta = 1 + \frac{\Delta T}{T},$$

где ΔT — повышение температуры в процессе горения. Пульсационная скорость и масштаб турбулентности полагаются независимыми от температуры. Зависимости от давления

$$u_H \sim p^{-0,2}; \quad w' \sim p^{0,3}; \quad l_0 \sim p^{-0,5}.$$

Изменение скорости распространения пламени в зависимости от температуры выразится в виде

$$\frac{u_T}{u_{T_0}} = \frac{\left(1 + \frac{\Delta T}{T} u_{H_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,8} + \frac{A w'}{\sqrt{\ln \left[1 + \frac{w'}{u_H} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1,8}\right]}}\right)}{\left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right) u_{H_0} + \frac{A w'}{\sqrt{\ln \left(1 + \frac{w'}{u_{H_0}}\right)}}}. \quad (4)$$

Индекс «0» дан здесь параметрам при начальной температуре T_0 . Температуры влияют на обе слагаемые суммы в числителе формулы (4), но больше на первую. Приближенно при малых $\frac{w'}{u_H}$ зависимость мож-

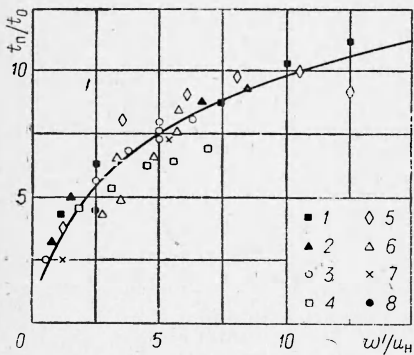


Рис. 1. Время горения в турбулентном потоке.

1, 2, 3 — канал 40×40 мм, u_H равна 20, 30, 40 м/сек соответственно, без решетки; 4, 5 — канал 40×40 мм, $u_H = 40$ м/сек, решетка № 2 и 1; 6 — канал 25×25 мм, $u_H = 40$ м/сек, без решетки; 7, 8 — канал 8×8 мм, $u_H = 170$ м/сек, без решетки.

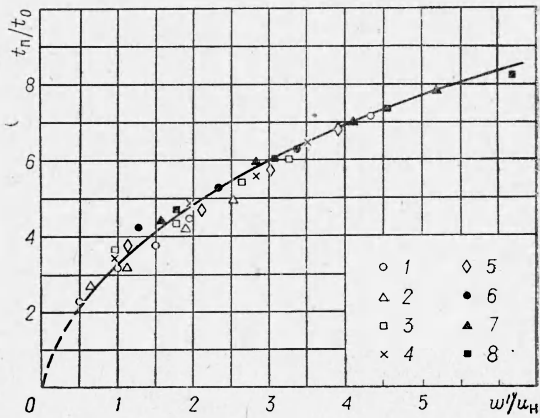


Рис. 2. Время горения в турбулентном потоке, канал 50×50 мм. Скорость потока изменялась от 20 до 80 м/сек.

Давление в камере, атм: 1 — 0,35; 2 — 0,5; 3 — 0,75; 4 — 0,82; 5 — 0,9; 6 — 1; 7 — 1,25; 8 — 1,4.

но привести к виду $u_T \sim T^{0,8}$. Так как с увеличением отношения $\frac{w'}{u_H}$ доля первого члена в сумме падает, то ослабевает при этом и зависимость u_T от температуры, что в дальнейшем и было установлено экспериментально.

Изменение скорости распространения пламени в зависимости от давления определяется по формуле

$$\frac{u_{\tau}}{u_{\tau_0}} = \frac{\theta u_{н_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-0,2} + \frac{A w'_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,3}}{\sqrt{\ln \left[1 + \frac{w'_0}{u_{н_0}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,5}\right]}}}{\theta u_{н_0} + \frac{A w'_0}{\sqrt{\ln \left(1 + \frac{w'_0}{u_{н_0}}\right)}}} \quad (5)$$

Влияние давления на первое и второе слагаемые противоположно. Сильнее давление влияет на второй член. Воздействие давления зависит от отношения $\frac{w'}{u_{н}}$, с ростом последнего оно усиливается, однако остается довольно слабым, не выходящим за рамки зависимости $u_{\tau} \sim p^{0,3}$.

Действие температуры и давления на время горения в турбулентном потоке однородной смеси оценивается соотношениями:

$$\frac{t_{п}}{t_{п_0}} = \frac{\ln \left[1 + \frac{w'}{u_{н_0}} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1,3}\right]}{\ln \left(1 + \frac{w'}{u_{н_0}}\right)}, \quad (6)$$

$$\frac{t_{п}}{t_{п_0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-0,8} \frac{\ln \left[1 + \left(\frac{w'}{u_{н_0}}\right)_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,5}\right]}{\ln \left[1 + \left(\frac{w'}{u_{н_0}}\right)_0\right]}. \quad (7)$$

Зависимость времени горения от температуры достаточно сильна, но несколько ослабевает с ростом $\frac{w'}{u_{н}}$. Воздействие давления в основном определяется первым множителем и должно достаточно хорошо описываться степенной зависимостью со степенью при p , несколько меньшей чем 0,8.

Результаты эксперимента в основном подтверждают эти зависимости. Исследование влияния температуры на скорость распространения пламени в диапазоне от 423 до 823°K при атмосферном давлении (рис. 3) приводит к степенной зависимости [14, 18]

$$\frac{u_{\tau}}{u_{\tau_0}} \approx \left(\frac{T}{T_0}\right)^m$$

с показателем степени $m \approx 0,6-0,7$.

Влияние давления на скорость распространения пламени в турбулентном потоке исследовано в диапазоне давлений 0,35-1,4 ата (рис. 4) [12-13]. Результаты эксперимента могут быть описаны соотношением

$$\frac{u_{\tau}}{u_{\tau_0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^n \quad (n \approx 0,2).$$

Изменение времени горения в функции давления (рис. 5) приближенно обобщается зависимостью

$$\frac{t_{п}}{t_{п_0}} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-r} \quad (r \approx 0,7),$$

что соответствует ожидаемому на основе выводов теории.

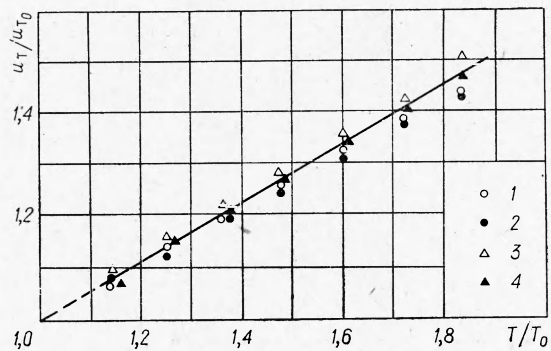


Рис. 3. Скорость распространения пламени в зависимости от температуры.
 1 — $\alpha=1,0$, $\omega=60$ м/сек; 2 — $\alpha=1,0$, $\omega=100$ м/сек; 3 — $\alpha=1,6$,
 $\omega=60$ м/сек; 4 — $\alpha=1,6$, $\omega=100$ м/сек.

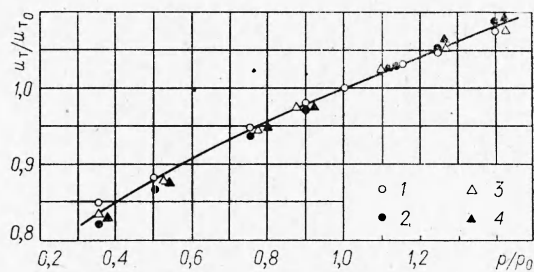


Рис. 4. Скорость распространения пламени в зависимости от давления.
 1 — $\alpha=1,0$, $\omega=20$ м/сек; 2 — $\alpha=1,0$, $\omega=80$ м/сек; 3 — $\alpha=1,5$,
 $\omega=20$ м/сек; 4 — $\alpha=1,5$, $\omega=80$ м/сек.

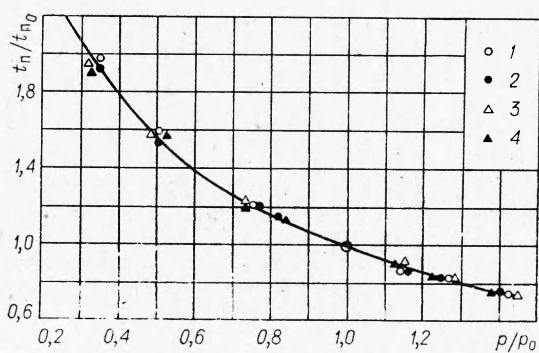


Рис. 5. Время горения в зависимости от давления. (Обозначения аналогичны рис. 4).

Зависимость времени горения от температуры экспериментально еще не изучалась, но из теории приближенно следует

$$\frac{t_{\text{п}}}{t_{\text{п}_0}} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-q} \quad (q \approx 0,8).$$

Экспериментальное исследование зависимости скорости распространения пламени от температуры позволило пролить свет на вопрос о зависимости скорости распространения пламени от различных параметров [18]:

$$u_{\text{т}} \sim (w')^n \quad (n \approx 0,6 - 0,8).$$

Значительно менее определена зависимость $u_{\text{т}}$ от $u_{\text{н}}$. В литературе встречаются указания, что показатель степени при $u_{\text{н}}$ может принимать значения в весьма широком диапазоне от 0,2 до 1,0. Большие значения показателя степени при этом оказываются противоречащими элементарным соображениям о размерности в зависимости $u_{\text{т}}$ от w' и $u_{\text{н}}$. Как правило, зависимость $u_{\text{т}}$ от $u_{\text{н}}$ экспериментально определялась при постоянной начальной температуре и переменных составах смеси α . При этом с изменением $u_{\text{н}}$ меняется и θ , и разделить их влияние на $u_{\text{т}}$ невозможно. Влияние относительного подогрева на распространение пламени в турбулентном потоке не исследовалось. В то же время выяснение роли θ весьма интересно, так как относительный подогрев может оказать влияние на $u_{\text{т}}$ через механизм автотурбуликации. Одновременным изменением температуры и состава смеси были получены такие режимы, при которых сохранялась неизменной нормальная скорость при изменении θ или $\theta = \text{const}$ при изменении $u_{\text{н}}$. Величины скорости распространения пламени в функции пульсационной скорости, найденные при этих условиях, изображены на рис. 6 и 7. Из рисунков видно, что при постоянном θ экспериментальные точки $u_{\text{т}}$ группируются однозначно в зависимости от величины $u_{\text{н}}$. При постоянной нормальной скорости экспериментальные точки $u_{\text{т}}$ ложатся на кривые в соответствии с величиной θ .

Таким образом, установлена явная зависимость скорости распространения пламени в турбулентном потоке однородной смеси от относительного подогрева. Если представить эту зависимость в виде степенной $u_{\text{т}} \sim \theta^s$, то показатель степени s оказывается порядка 0,8. Степенная зависимость скорости распространения пламени $u_{\text{т}}$ от нормальной выглядит так:

$$u_{\text{т}} \sim u_{\text{н}}^n \quad (n \approx 0,3 - 0,5).$$

Специальному обсуждению подвергается вопрос о возможности переноса результатов экспериментов, полученных в открытом потоке из камеры сгорания [19]. При прочих равных параметрах α , ϵ_0 , ω_0 , p_0 , T_0 возможно различие в результатах в закрытом и неограниченном потоке в связи с различными условиями расширения в процессе горения.

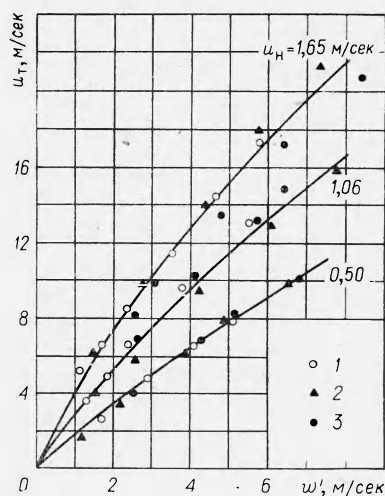


Рис. 6. Зависимости скорости распространения пламени в турбулентном потоке от пульсационной скорости для различных $u_{\text{н}}$ при $\theta = 4,2$.

1 — гладкая труба; 2 — с решеткой № 1; 3 — с решеткой № 2.

Увеличение скорости потока свежей смеси в ходе горения может привести к возрастанию величины пульсационной скорости и, как следствие этого, к росту u_T . Однако доля выделившегося тепла в сечении, где фронт пламени достигает стенки камеры сгорания, обычно относительно невелика. Пульсационная скорость следует за увеличением скорости потока с некоторым опозданием.

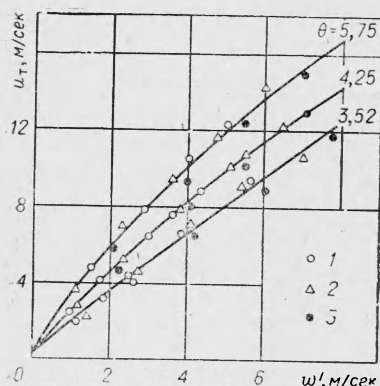


Рис. 7. Зависимости скорости распространения пламени в турбулентном потоке от пульсационной скорости для различных θ при $u_{п} = 0,8$ м/сек. (Обозначения аналогичны рис. 6).

Все это приводит к тому, что прирост u_T оказывается небольшим. Этот вывод был проверен экспериментально. Замерялись скорости распространения пламени в открытом потоке и с присоединенной камерой для одной и той же горелки размером 50×50 мм с одним и тем же предкамерным участком. При такой постановке эксперимента обеспечивались абсолютно идентичные условия в начальном сечении горелки. Результаты эксперимента приведены на рис. 8. Видно, что это отличие величины u_T невелико и не выходит в рассмотренном случае за пределы 5%. Следовательно, результаты экспериментальных исследований, выполненных в открытом потоке, могут быть использованы в расчете процессов в потоке, ограниченном стенками (в камерах сгорания), при прочих равных условиях.

При анализе работы подобных камер в первую очередь было обращено внимание на создание методов расчета прямоточных камер. В случае простейшей модели задача сводится к определению положения пламени в камере сгорания — начального фронта пламени и зоны горения — при точечном источнике поджигания, а также к расчету течения и выделения тепла, падения давления. Все это дает возможность найти размеры камеры, необходимые для осуществления процесса при заданных условиях на входе. Задача эта, как правило, решалась ранее с допущением, что фронт пламени не имеет толщины — является поверхностью разрыва. В выполненных авторами работах принималась конечная величина времени горения, а следовательно, зона горения имела размеры, соизмеримые с размерами системы, что характерно для процесса в реальном турбулентном потоке. Было получено решение для течения с подводом тепла в ограниченном потоке несжимаемой жидкости [20]. Создана методика расчета положения зоны горения стационарного факела на срезе трубы в открытом потоке [21, 22]. В дальнейшем задача о положении пламени в камере

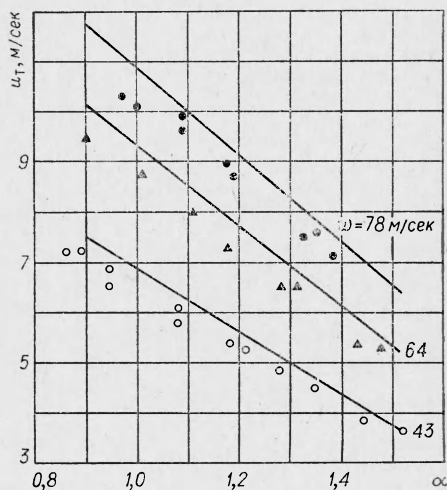


Рис. 8. Скорость распространения пламени для открытого и закрытого потока в зависимости от состава смеси.

Точки — открытый поток; линии — камера.

была решена для плоского и осесимметричного потока с учетом сжимаемости [23—25]. Был создан приближенный метод оценки размеров прямооточных камер в зависимости от начальных условий [26].

С помощью разработанных методов расчета камер и на основе полученных зависимостей скорости распространения пламени и времени горения было оценено влияние различных факторов на показатели и необходимые размеры камеры сгорания [26]. Исследована работа камеры в условиях полета прямооточного двигателя. Установлена сильная зависимость размеров камеры, необходимых для осуществления процесса горения, от высоты и особенно скорости полета [27, 28].

В последующих работах были проанализированы требования, накладываемые горением на законы движения летательного аппарата с прямооточным двигателем в атмосфере. Выяснены связи между высотой и скоростью, которые должны соблюдаться при полете для сохранения постоянства условий работы прямооточной камеры сгорания. Этот анализ выполнен исходя из условий горения и стабилизации пламени [29, 30].

Стабилизация пламени накладывает более жесткие условия на полет, чем само горение. Установлено, что для сохранения постоянства условий стабилизации пламени летательному аппарату с прямооточным воздушно-реактивным двигателем необходимо, при прочих равных условиях, увеличение скорости полета на 0,1 числа Маха с подъемом на каждый километр при использовании обычных углеводородных топлив. Определена область работы прямооточной камеры сгорания на однородной смеси [31].

*Поступила в редакцию
27/VIII 1968*

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Damköler. Zeitschrift für Electrochemie, 1940, 45, 11.
2. К. И. Шелкин. ЖТФ, 1943, 3.
3. Е. С. Щетинков. О турбулентном горении гомогенной смеси. М., Оборонгиз, 1949.
4. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1963, 3.
5. С. М. Ильяшенко, А. В. Талантов. Теория и расчет прямооточных камер сгорания. «Машиностроение», 1964.
6. А. В. Талантов. Исследование горения в турбулентном потоке. Оборонгиз, 1955.
7. А. В. Талантов. Тр. КАИ, вып. 31, 1956.
8. А. В. Талантов. Тр. III Всес. совещ. по теории горения, АН СССР, 1960.
9. Э. А. Петров, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1959, 3.
10. Е. А. Петров, А. В. Талантов. ARS J. 1961, 31, 3.
11. С. М. Ильяшенко, А. В. Талантов. Теория и расчет прямооточных камер сгорания. М., ГКАТ СМ СССР, 1961.
12. В. М. Ермолаев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1961, 4.
13. В. М. Ермолаев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1962, 3.
14. В. К. Зотин, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1966, 1.
15. В. К. Зотин, В. Н. Груздев. Тр. КАИ, 1967, 93.
16. Л. С. Козаченко. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 1.
17. В. П. Солнцев. Стабилизация и развитие горения в турбулентном потоке. Сборник статей. Под ред. Г. М. Горбунова. М., Оборонгиз, 1961.
18. В. К. Зотин, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1966, 3.
19. В. М. Ермолаев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1964, 2.
20. А. В. Талантов. Тр. КАИ, вып. 33, 1958.
21. Э. А. Петров, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1959, 1.
22. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1961, 2.
23. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1958, 2.
24. А. В. Талантов. „Jet propulsion“, 1959, 29, 10.
25. А. В. Талантов. Тр. III Всес. совещ. по теории горения, изд. АН СССР, 1960.

26. А. В. Талантов. Изв. АН СССР, ОТН, 1959, 2.
 27. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1959, 2.
 28. A. V. Talantov. ARS J., 1960, 30, 4.
 29. А. В. Талантов. Тр. КАИ, 1960, 55.
 30. В. Н. Груздев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1966, 4.
 31. В. Н. Груздев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1967, 3.

УДК 536.4+532.507

О ВОЗДЕЙСТВИИ ЗВУКА НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов
(Москва)

В работах [1—3] исследовалась устойчивость свободных пограничных слоев вязкой жидкости с изменяющимися поперек основного течения профилями скорости и плотности. Изменение плотности выбиралось по экспоненциальному закону, а профиль скорости брался либо линейным [1], либо по закону гиперболического тангенса [2, 3].

В настоящей работе теоретически исследуется устойчивость плоской струи жидкости с линейным профилем скорости и скачком плотности.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ С РАЗРЫВНЫМ ПРОФИЛЕМ ПЛОТНОСТИ

1. Для качественного исследования характера устойчивости пламен рассмотрим плоскую параллельную струю с линейным профилем скорости течения и разрывным прямоугольным профилем плотности (рис. 1).

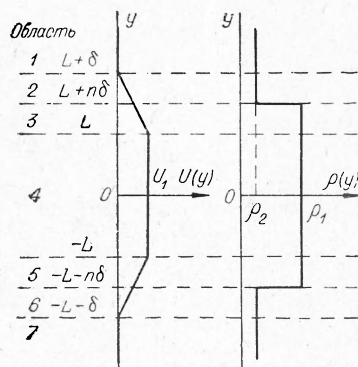


Рис. 1. Профили скорости и плотности.

Возможность замены непрерывно искривляющегося профиля свободного пограничного слоя при исследовании устойчивости приближенным профилем, состоящим из прямолинейных отрезков, аналитически изучена в работе [4] и экспериментально подтверждена в работе [5].

Положение разрыва в профиле плотности соответствует положению фронта пламени. Исследование устойчивости несжимаемого установившегося плоского течения идеальной жидкости к двумерным возмущениям, заданным функцией тока в виде

$$\psi(x, y, t) = \varphi(y) e^{t^a(x - ct)},$$

сводится к решению линейного дифференциального уравнения [6]

$$(U - c) \left(\frac{d^2 \varphi}{dy^2} - \alpha^2 \varphi \right) - \varphi \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dy} \left[(U - c) \frac{d\varphi}{dy} - \varphi \frac{dU}{dy} \right] = 0, \quad (1)$$