рицателен и обусловлен термоэлектронной эмиссией с поверхности капли, дрейфовым и деформационным потоками электронов. В области между «шубой» и зоной конденсации потенциал положителен, имеет максимум в зоне конденсации и его распределение обусловливается амбиполярной диффузией заряженных частиц к поверхности «шубы» и термоэлектронной эмиссией с конденсированных частиц MgO. Установлено, что основные механизмы с изменением давления не меняются, максимум потенциала незначительно растет с уменьшением давления, а среднее значение напряженности электрических полей во второй области уменьшается, как $p^{-1/3}$.

Поступила в редакцию 1/VIII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дж. Лаутон, Ф. Вайнберг.** Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1978.
2. **Л. А. Гуссак, Е. С. Семенов.** ФГВ, 1975, 11, 6.
3. **Б. С. Фиалков, И. Д. Щербаков, В. Т. Плицын.** ФГВ, 1978, 14, 3.
4. **Н. И. Кидин, Г. М. Махвиладзе.** ФГВ, 1976, 12, 6.
5. **Б. С. Фиалков, А. Г. Захаров, В. Т. Плицын.** Химия твердого топлива, 1979, 2.
6. **Б. С. Фиалков, А. Г. Захаров.** ТВТ, 1981, 19, 1.
7. **Б. С. Фиалков, А. Г. Захаров и др.** ФГВ, 1981, 17, 5.
8. **А. В. Флорко, С. В. Козицкий и др.** ФГВ, 1983, 19, 6.
9. **А. В. Флорко, А. Н. Золотко и др.** ФГВ, 1982, 18, 1.
10. **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
11. **В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров.** Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
12. **Л. А. Клячко.** ФГВ, 1969, 5, 3.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗОНЫ ГОРЕНИЯ ПО ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

П. В. Белоусов, И. Г. Дик

(Томск)

Режимы горения однородной смеси газов в условиях турбулентности отличаются большим разнообразием, обусловленным спецификой гидродинамики в том или ином техническом устройстве. В частности, большинство закономерностей горения в пограничном слое удается объяснить на основе модели, аналогичной описанию ламинарного горения с заменой молекулярных коэффициентов переноса на турбулентные [1—4]. Такого рода модели могут оказаться полезными и при развитии теории турбулентного горения по механизму движения искривленных участков ламинарного пламени, поскольку наличие в турбулентности высокочастотной составляющей пульсаций приводит к изменению скорости движения и структуры движущихся фронтов. Возможны и другие области применения так называемых моделей объемного горения газов [5].

Ниже в развитие работ [6, 7] горение предварительно перемешанных газов рассматривается в рамках модели, использующей уравнения для среднего значения температуры $\langle T\rangle$ и одноточечных вторых корреляционных моментов $\langle w'T'\rangle$ и $\langle T'^2\rangle$.

Пусть безграничное однородное пространство заполнено реагирующим газом, находящимся в турбулентном состоянии. Гидродинамические характеристики турбулентности (среднеквадратичная скорость пульсаций $b=\sqrt{\langle w'^2\rangle}$ и лагранжев масштаб L) считаются заданными. В этом пространстве распространяется плоский слой, где происходит превращение исходного вещества в продукты химической реакции. Предполагается, что химическая реакция экзотермическая с достаточно большой энергией активации и большим тепловым эффектом, так что слой превращения — это фронт пламени, разделяющий исходную смесь с температурой T_- от продуктов горения температурой T_+.

Свяжем систему координат с распространяющимся фронтом и осью x, перпендикулярной к нему. Скорость распространения фронта горения определяется физико-химическими процессами в пламени. Важнейшие из них — химическое реагирование и теплопередача из высокотемпературной зоны, на ход которых существенное влияние оказывает турбулентность.

В качестве математической модели горения запишем уравнение для средней температуры $\langle T\rangle$

$$w\frac{d\langle T\rangle}{dx}+\frac{dq}{dx}=\frac{Q}{c}\langle\Phi(T)\rangle \tag{1}$$

и для теплового потока $q=\langle w'T'\rangle$

$$w\frac{dq}{dx}=D\frac{d^2q}{dx^2}-\frac{q}{\tau_1}-b^2\frac{d\langle T\rangle}{dx}+\frac{Q}{c}\langle w'\Phi(T)\rangle, \tag{2}$$

при написании которых использовали обычные гипотезы замыкания [8].

По порядку величины коэффициент диффузии для q должен равняться характерному времени гидродинамической пульсации $\tau_1=L/b$, помноженному на энергию турбулентности $b^2=\langle w'^2\rangle$, т. е. $D\approx b^2\tau_1=Lb$. Для расчетов горения в струях, пограничных слоях и т. д. можно ввести согласующий множитель [9, 10]. В [9] для струйного потока рекомендуется этот множитель брать равным 1,5, в [10] для широкого класса течений — порядка 0,3. В настоящей работе он принят равным единице.

Функция тепловыделения по предположению о существовании температурно-концентрационного подобия зависит лишь от температуры. Вычисление среднего значения $\langle\Phi\rangle$ требует знания величины пульсаций температуры. Не выписывая уравнения для $\langle T'^2\rangle$, предположим существование жесткой корреляции

$$\langle w'T'\rangle=-b\sqrt{\langle T'^2\rangle}. \tag{3}$$

Температурную зависимость тепловыделения запишем в виде

$$\Phi(T)=[(T_+-T)/(T_+-T_-)]k_0\exp(-E/RT), \tag{4}$$

что соответствует реакции первого порядка.

Введя безразмерные переменные и параметры

$$u=(T_+-\langle T\rangle)/(T_+-T_-),\quad y=q/[(T_+-T_-)\sqrt{D/\tau_+}],$$

$$\xi=x/\sqrt{D\tau_+},\quad \omega=w\sqrt{\tau_+/D},$$

$$\mathrm{Sh}=\tau_1/\tau_+,\quad \Theta_0=\frac{E(T_+-T_-)}{RT_+^2},$$

где $\tau_+=k_0^{-1}\exp(E/RT_+)$, запишем задачу (1), (2)

$$-\omega\frac{du}{d\xi}+\frac{dy}{d\xi}=\langle\Phi(u)\rangle, \tag{5}$$

$$\omega\frac{dy}{d\xi}=\frac{d^2y}{d\xi^2}-\mathrm{Sh}^{-1}\left(y-\frac{du}{d\xi}\right)+\langle\omega'\Phi(u)\rangle.$$

Граничные условия:

$$\xi=-\infty:\ u=1,\quad \frac{du}{d\xi}=0,\quad y=0,$$

$$\xi=\infty:\quad \frac{du}{d\xi}=0. \tag{6}$$

Для завершения постановки задачи осталось определить функции $\langle \Phi \rangle$ и $\langle \omega' \Phi(u) \rangle$, для чего необходимо привлечь некоторые статистические гипотезы.

Уравнения для функций распределения вероятностей пульсаций температуры и скорости требуют для своего замыкания дополнительных, зачастую конкурирующих, гипотез [11—16]. Предварительный анализ турбулентного горения возможен и на уровне, когда способ осреднения постулируется [6, 17, 18], а пригодность осреднения видна по конечным результатам. Ниже при осреднении нелинейных функций используется предположение о гауссовом распределении флуктуаций температуры и скорости, т. е. плотность распределения вида:

$$\mathscr{P} = \frac{1}{2\pi k\sigma \sqrt{1-r_0^2}} \exp\left[-\frac{1}{2(1-r_0^2)}\left(\frac{\omega'^2}{k^2} + \frac{u'^2}{\sigma^2} - \frac{2r_0\omega' u'}{k\sigma}\right)\right],$$

где $\sigma = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}$; $k = \sqrt{\langle \omega'^2 \rangle}$; r_0 — корреляционный коэффициент, который, как оказалось, в конечные выражения не входит.

Вычисления средних значений

$$\langle \Phi(u) \rangle = \int\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(u + u') \mathscr{P}(u', \omega')\, du' d\omega'$$

и

$$\langle \omega' \Phi(u) \rangle = \int\int_{-\infty}^{\infty} \omega' \Phi(u + u') \mathscr{P}(u', \omega')\, du' d\omega'$$

можно аналитически провести до конца, если в (4) преобразовать экспоненты по Д. А. Франк-Каменецкому

$$\Phi(u) = u \exp(-\Theta_0 u).$$

В результате осреднения получаем

$$\langle \Phi(u) \rangle = (u - \Theta_0\sigma^2) \exp\left(-\Theta_0 u + \frac{\Theta_0^2\sigma^2}{2}\right),$$

$$\langle \omega' \Phi(u) \rangle = -y\left(1 + \Theta_0^2\sigma^2 - \Theta_0 u\right) \exp\left(-\Theta_0 u + \frac{\Theta_0^2\sigma^2}{2}\right). \qquad (7)$$

Нетрудно проверить, что $\langle \omega' \Phi \rangle = -y \frac{d\langle \Phi \rangle}{du}$. Требуя выполнения условия жесткой корреляции (3), запишем

$$\sigma = -\sqrt{\mathrm{Sh}}\, y. \qquad (8)$$

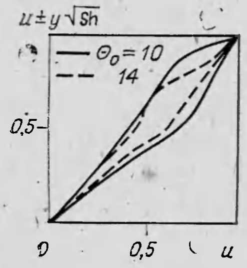
Таким образом, в данной постановке (соотношения (5)—(8)) безразмерная скорость распространения ω есть функция двух параметров:

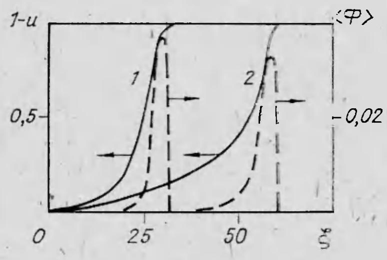
$$\omega = \omega(\Theta_0, \mathrm{Sh}). \qquad (9)$$

Один из них Θ_0 — обычный для теории горения, отражает сильную чувствительность химической реакции к температуре. Число Sh впервые введено в рассмотрение в теории турбулентного пламени К. И. Щелкиным [19] как возможный критерий реализации различных режимов горения. Принимая для оценки $\tau_t \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ с, $\tau_+ \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ с, можно ожидать $\mathrm{Sh} \approx 10^1 \div 10^2$.

Обычно при анализе экспериментальных данных наблюдают за скоростью нормального горения $w_н$, которая связана с τ_+. В случае реакции первого порядка [20, 21] положим

$$w_н^2 = 2\varkappa\left(\frac{T_-}{T_+}\right)\Theta_0^{-2} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_+}\right) = \frac{2T_-\varkappa}{T_+\Theta_0^2}\frac{1}{\tau_+}.$$





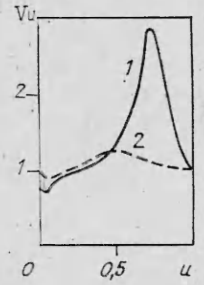


Рис. 1. Диапазон изменения дисперсии температуры; Sh = 10.

Рис. 2. Профиль температуры и тепловыделения в пламени при $\Theta_0 = 10$, Sh = 0 (*1*) и 100 (*2*).

Рис. 3. Отношение Vu = $\langle \Phi \rangle / \Phi (u)$ при $\Theta_0 = 10$ и Sh = 1 (*1*) и 100 (*2*).

Можем записать теперь (9) в виде [1]

$$\frac{w}{w'} = \sqrt{\frac{Lw'}{2\varkappa}\frac{w_н}{w'}}\sqrt{\frac{T_+}{T_-}}\,\Theta_0\omega\left(\Theta_0, \frac{Lw'}{\varkappa}, \frac{w_н}{w'}, \frac{T_+}{T_-}\right) = \varphi\left(\frac{Lw'}{\varkappa}, \frac{w_н}{w'}, \frac{T_+}{T_-}, \frac{E}{RT_-}\right).$$

Таким образом, согласно развиваемой теории имеются четыре определяющих параметра, которые должны контролироваться в эксперименте.

Задачу (5) — (8) на определение собственного значения ω анализировали на ЭВМ. Как обычно в таких случаях [21], функцию тепловыделения доопределяли в области малых температур. Принято, что при $u > u_* \; \langle \Phi \rangle = (u-1)\left(\frac{\partial \Phi}{\partial u}\right)\Big|_{u=u_*}$, т. е. u_* определяли из условия гладкости функции тепловыделения в точке u_*. По порядку величины $u_* = 1 - \Theta_0^{-1}$. Используя результаты численного счета, можно получить распределение различных осредненных характеристик в волне горения.

На рис. 1 нанесено изменение u вместе с пульсациями в рамках дисперсионного отклонения. Представленные варианты характерны тем, что нигде область изменений температуры не выходит за рамки термодинамически возможной. Но при уменьшении Θ_0 дисперсия пульсаций T растет и необходимо учитывать температурную перемежаемость в пламени [5, 11]. В данной работе область изменения параметров выбиралась такой, чтобы перемежаемость не сказывалась.

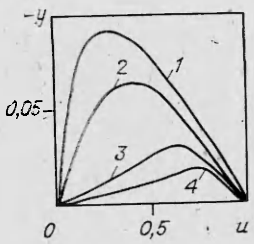
На рис. 2 показан температурный профиль пламени и тепловыделения. Видно, что зона прогрева с увеличением Sh становится более наполненной. Это — следствие роста скорости химической реакции при низкой температуре. Судя по рис. 2, растяжение пламени за счет пульсаций T приводит к тому, что и при больших Sh толщина пламени остается порядка масштаба турбулентности L. Толщина пламени при Sh = 100 примерно равна $50\sqrt{D\tau_+}$, а $L \approx \sqrt{\mathrm{Sh} D\tau_+} \approx 10\sqrt{D\tau_+}$.

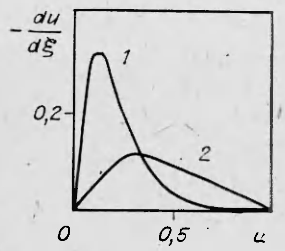
Ход функции Vu(u) — отношения скоростей реакции в турбулентном и ламинарном режимах изображен на рис. 3. Вид Vu(u) качественно совпадает с тем, что получен в [6, 7, 22], где не учитывались нелокальные члены в уравнении для y: диффузия и конвекция вторых моментов. Первые оценки влияния пульсаций температуры сделаны Л. А. Вулисом [23], позднее в [24] изучался эффект влияния пульсаций температуры и концентрации на скорость химической реакции в процессах воспламенения. Для условий горения такие исследования проведены в [6, 25, 26].

Ускорение химической реакции в холодной области связано с действием температурных пульсаций. Турбулентный тепловой поток $|y|$ и,

---

[1] Здесь и далее применяется традиционное обозначение: $w' = \sqrt{\langle w'^2 \rangle} = b$.





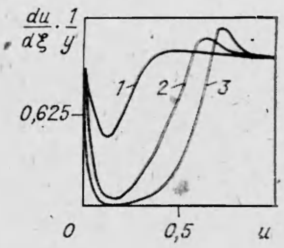


Рис. 4. Турбулентный тепловой поток; $\Theta_0 = 10$, $\mathrm{Sh} = 0$ (*1*), 4 (*2*), 36 (*3*) и 100 (*4*).

Рис. 5. Безразмерный градиент температуры; $\Theta_0 = 10$, $\mathrm{Sh} = 1$ (*1*), 100 (*2*).

Рис. 6. Эффективный коэффициент температуропроводности; $\Theta_0 = 10$, $\mathrm{Sh} = 4$ (*1*), 36 (*2*), 100 (*3*).

следовательно, пульсации температуры $|y\sqrt{\mathrm{Sh}}|$ при увеличении Sh смещаются в холодную область. Амплитуда пульсаций T растет. Картина этих изменений дана на рис. 4.

На рис. 5. показано изменение градиента температуры при различных Sh. При больших Sh конвективный член $\left|\omega\frac{du}{d\xi}\right|$ в уравнении теплопроводности становится в зоне горения больше диффузионного $\frac{dy}{d\xi}$. Например, для $\mathrm{Sh} = 100$ при температуре, где тепловыделение максимально, $\left|\omega\frac{du}{d\xi}\Big/\frac{dy}{d\xi}\right| = 24$. Это связано с влиянием температурных пульсаций на эффективный коэффициент турбулентной температуропроводности, который можно вычислить как отношение

$$A = -\langle w'T'\rangle\Big/\frac{d\langle T\rangle}{dx} = -\left|y\Big/\frac{du}{d\xi}\right|.$$

В расчетах, иллюстрируемых на рис. 6, наблюдается почти полное прекращение теплопроводности в зоне интенсивных химических реакций. В области низких температур A слегка превышает равновесный уровень $\approx b^2\tau_1$.

На рис. 7 представлены результаты расчетов скорости распространения ω. Видно, что при любом параметре Θ_0 кривая $\omega(\mathrm{Sh})$ имеет два характерных участка. При $\mathrm{Sh} \leqslant 2$ величина ω не зависит от Sh, и легко проверить, что в этой области скорость турбулентного пламени определяется скоростью горения и отношением турбулентной и молекулярной интенсивности турбулентного переноса тепла (в соответствии с моделью объемного горения)

$$w = w_{\text{н}}\sqrt{Lw'/\varkappa}.$$

При $\mathrm{Sh} > 2$ в логарифмических координатах $\lg\omega - \lg\mathrm{Sh}$ образуются прямые, наклон которых зависит от Θ_0, но при достаточно больших Θ_0 кривые почти эквидистантны. Это позволяет для больших Θ_0 и Sh предложить степенной одночлен, аппроксимирующий численный счет $\omega \approx a\,\mathrm{Sh}^n\,\Theta_0^m$. Например, для $\Theta_0 \geqslant 15$ $a \approx 0{,}14$, $n \approx -0{,}36$, $m \approx -0{,}05$. В размерном виде аппроксимирующая формула имеет вид

$$w = a\Theta_0^{1+m+2n}\left(\frac{T_+}{2\varkappa T_-}\right)^{\frac{1+2n}{2}} w'^{\frac{1-2n}{2}} w_{\text{н}}^{1+2n} L^{\frac{1+2n}{2}}, \tag{10}$$

и при найденных значениях коэффициентов

$$w = 0{,}14\Theta_0^{0,29}\left(\frac{T_+}{2\varkappa T_-}\right)^{0,17} L^{0,17} w'^{0,86} w_{\text{н}}^{0,34}. \tag{11}$$

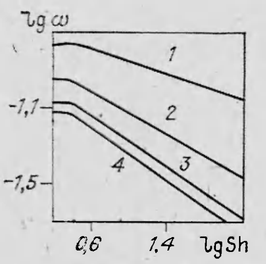


Рис. 7. Скорость распространения пламени; $\Theta_0 = 10$ (*1*), 14 (*2*), 18 (*3*), 20 (*4*).

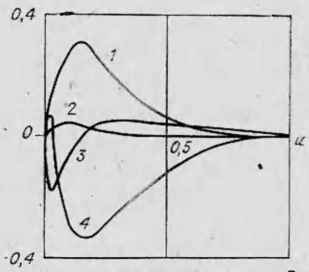


Рис. 8. Баланс в уравнении для y; $\Theta_0 = 10$, $\mathrm{Sh} = 100$.

1 — генерация и диссипация $\left(y - \frac{du}{d\xi}\right)$; *2* — концентрация $\left(\omega\,\mathrm{Sh}\,\frac{dy}{d\xi}\right)$; *3* — действие химической реакции $\left(\mathrm{Sh}\, y \frac{d\langle\Phi\rangle}{du}\right)$; *4* — диффузионный перенос $\left(-\,\mathrm{Sh}\,\frac{d^2y}{d\xi^2}\right)$.

При $\Theta_0 \leqslant 15$ показатели степеней зависят от Θ_0, но можно все же подобрать коэффициенты вблизи $\Theta_0 \approx 10$ ($a \approx 0{,}25$, $n \approx -0{,}13$, $m \approx -0{,}1$) и для скорости пламени применить формулу

$$w = 0{,}25\Theta_0^{0,64}\left(\frac{T_+}{2\varkappa T_-}\right)^{0,37} w'^{\,0,63} w_{\text{н}}^{0,74} L^{0,37}. \qquad (12)$$

Степенная аппроксимационная формула типа (10) предложена в [27] на основе анализа подобия и размерностей. Там же показано, что при некоторых n реализуются различные, известные из литературы, модели турбулентного горения. В [28, 29] скорость турбулентного горения также получена в виде степенного одночлена типа (10) с $n = -0{,}25$ (параметры Θ_0 и T_+/T_- в [28, 29] отсутствуют).

Из (11), (12) следует, что показатель степени есть, вообще говоря, функция энергии активации и теплового эффекта реакции горения. При увеличении Θ_0 растет $|n|$ и уменьшается $|m|$, и можно предположить, что $\lim|n| = 0{,}5$ и $\lim|m| = 0$ при $\Theta_0 \to \infty$. В этом пределе из (10) следует, что $w \sim w'$ и скорость турбулентного горения перестает зависеть от остальных параметров. Такую зависимость также приводят в литературе [19, 20] как предельную в рамках поверхностной модели для горения газа в условиях сильной турбулентности. Судя по приведенным расчетам, асимптотичность этого результата слабая.

Сравнение (11), (12) с экспериментальными значениями чувствительности скорости турбулентного пламени к изменению различных параметров (многие из них собраны в [19, 20, 30]) достаточно удовлетворительное. В частности, по многочисленным экспериментальным данным обычно $\frac{d\ln w}{d\ln w'} \approx 0{,}7 \div 0{,}8$, что близко к тем, что даются формулами (11), (12).

Приведем также количественную оценку скорости турбулентного пламени для следующих значений параметров: $L = 2{,}5\cdot 10^{-1}$ см, $w' = 5$ м/с, $w_{\text{н}} = 0{,}8$ м/с, $\varkappa = 0{,}6$ см^2/с, $T_- = 440$ K, $T_+ = 1800$ K, $E = 36$ ккал/моль. Формула (12) дает $w = 11{,}6$ м/с. В [31] величина w измерена в экспериментах по сжиганию бензино-воздушной смеси в трубе диаметром 4 см при скорости подачи топлива 100 м/с. Экспериментальное значение $w = 12$ м/с. В трубе диаметром 9,8 см эксперимент дал $w \approx 16$ м/с. Считая по рекомендации авторов [31], что $L \approx 0{,}6$ см, получим из (12) $w \approx 15{,}4$ м/с, т. е. по порядку величины (с учетом некоторой неопределенности входящих параметров) расчеты дают верный результат.

Вернемся к оценке относительной толщины пламени. Если определить ее как $H/L = D/wL$, нетрудно получить, что $H/L = \omega^{-1}\mathrm{Sh}^{-0,5}$. При малых Sh безразмерная скорость ω не зависит от Sh. Учитывая, что $\omega = w/\sqrt{D/\tau_+} = w_{\text{н}}/\sqrt{\varkappa/\tau_+}$, получим $H/L = \sqrt{T_+/2T_-}\,\Theta_0\,\mathrm{Sh}^{-0,5} \gg 1$.

При больших Sh можно использовать (10). Тогда $H/L \approx \approx a^{-1}\Theta_0^{-m}\,\mathrm{Sh}^{-(n+0,5)}$. При больших Sh рост H/L с увеличением Θ_0 мал ($m<0$, $|m|\ll 1$) и зависимость H/L от Sh также смягчается ($n<0$). Для $\Theta_0=10$, $\mathrm{Sh}=100$ получаем $H/L=0{,}93$, при $\Theta_0=20$ $H/L=4{,}46$.

Наличие двух режимов распространения турбулентного пламени вызвано прежде всего действием температурных пульсаций на тепловыделение. Из сопоставления рис. 3 и 7 видно, что рост скорости тепловыделения в несколько раз в области низких температур несуществен для увеличения скорости горения, гораздо эффективнее небольшое понижение скорости реакции вблизи адиабатической температуры горения, что вместе с затрудненным отводом тепла в зону прогрева меняет закономерность $\omega(\mathrm{Sh})$ с ростом Sh.

Уровень пульсаций температуры складывается за счет различных процессов, включенных в уравнение (2). Роль соответствующих членов в уравнении баланса вторых корреляционных моментов показана на рис. 8. В зоне реакции, как следует из расчетов, при больших Sh разница между генерацией $\frac{du}{d\xi}$ и диссипацией $-y$ в основном покрывается диффузионным членом $\mathrm{Sh}\frac{d^2y}{d\xi^2}$. На стадии завершения реакции из-за сильного подавления пульсаций реакцией $\mathrm{Sh}\langle\omega'\Phi\rangle = -y\,\mathrm{Sh}\frac{d\langle\Phi\rangle}{du}$ диффузионный член становится положительным.

Авторы выражают благодарность В. Н. Вилюнову за полезное обсуждение работы.

Поступила в редакцию 3/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. **Я. Б. Зельдович.** ФГВ, 1971, 7, 4, 463.
2. **Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович.** Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
3. **В. Н. Вилюнов.** Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 381.
4. **А. А. Беляев, А. А. Зенин, В. В. Кулешов и др.** Хим. физ., 1982, 10.
5. **Турбулентные** течения реагирующих газов/Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
6. **В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик.** ПМТФ, 1976, 5.
7. **В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик.** ФГВ, 1977, 13, 3.
8. **А. В. Лыков.** Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
9. **Е. А. Мещеряков.** Уч. зап. ЦАГИ, 1974, 5, № 1.
10. **В. Левеллен.**— В кн.: Турбулентность, принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
11. **В. Р. Кузнецов.** Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5.
12. **В. Р. Кузнецов, В. А. Фрост.** Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, 2.
13. **В. А. Фрост.** Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, 6.
14. **C. Dopazo.** Phys. Fluids, 1975, 18, 397.
15. **С. А. Недоруб, Ю. А. Щербина.** ВИНИТИ, Деп. № 3406-79.
16. **С. А. Недоруб, В. А Фрост, Ю. А. Щербина.** ВИНИТИ, Деп. № 3405-79.
17. **K. N. C. Bray, P. A. Libby.** Phys. Fluids, 1976, 19, 1687.
18. **В. Л. Зимонт, Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников.** ФГВ, 1978, 14, 3.
19. **К. И. Щелкин, Я. К. Трошин.** Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
20. **Е. С. Щетинков.** Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
21. **Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
22. **И. Г. Дик.** ВИНИТИ, Деп. № 3184-81.
23. **Л. А. Вулис.** Третье Всес. совещ. по теории горения. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
24. **В. Р. Кузнецов.** Тр. 2-го Всес. симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1969.
25. **В. С. Баушев, В. Н. Вилюнов.** ПМТФ, 1972, 3.
26. **K. N. C. Bray.** 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1979.
27. **В. Н. Вилюнов.** ФГВ, 1975, 11, 1.
28. **В. Р. Кузнецов.** Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, 5.
29. **В. Л. Зимонт, В. А. Сабельников.** Всес. школа-конф. по теории горения. Тез. докл. Инст. пробл. мех., 1975.
30. **G. Endrews, D. Bradley, S. B. Lwakabamba.** Comb. Flame, 1975, 24, 285.
31. **Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг.**— В кн.: Газодинамика и физика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1959.